



T.C.  
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**FOTON DETEKSİYONU İÇİN RPC DETEKTÖR VERİMİNİN  
SİMÜLASYONU**

**Asuman AYDIN**

Yrd. Doç. Dr. Nilgün DEMİR  
(Danışman)

YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI

BURSA-2015  
**Her Hakkı Saklıdır**

**U.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmasında;**

- tez içindeki bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda ilgili eserlere bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu,
- atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapmadığımı,
- ve bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya başka bir üniversitede başka bir tez çalışması olarak sunmadığımı

**beyan ederim.**

**26/10/2015**  
**Asuman AYDIN**

## ÖZET

Yüksek Lisans

### FOTON DETEKSİYONU İÇİN RPC DETEKTÖR VERİMİNİN SİMÜLASYONU

**Asuman AYDIN**

Uludağ Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Anabilim Dalı

**Danışman:** Yrd. Doç. Dr. Nilgün DEMİR

Hızlandırıcılarla birlikte modern yüksek enerji fiziği deneylerinde genellikle yüklü parçacık demetleri kullanılır. Bu demetler ya sabit bir hedefe yönlendirilir ya da zıt doğrultuda gelen bir başka demet ile çarpıştırılır. Böylece etkileşme noktası etrafında her biri farklı göreve sahip çeşitli detektör yapılarını içinde barındıran kompleks deney sistemleri kurulur. Bu sistem içinde her bir detektör, parçacıkların momentumları, kaybettiği enerjileri, etkileşme türleri, cinsleri v.b. pek çok bilgiyi veren sinyaller üretir.

RPC (Resistive Plate Chamber - Dirençli Tabaka Odası) bu deneylerde kullanılan detektörlerden birisidir. RPC son derece yüksek öz dirence sahip (cam, bakalit v.b.) elektrotlardan oluşan paralel levhali bir gaz detektördür. Çalışma moduna bağlı olarak streamer (flama) mod ve avalanche (çığ) mod olmak üzere iki ayrı kısımda ele alınabilir. Yüksek enerji fiziği deneylerinde kullanıldığı gibi x-ışını ve foton deteksiyonunda, PET (Pozitron Emisyon Tomografi) cihazlarında da kullanılmaktadır. Bu tezde avalanche mod RPC için detektör verimi incelenmiştir.

Detektörün verimi gaz dolu bölgede oluşan elektron yoğunluğuna bağlıdır. RPC 'de foton etkileşmeleri materyallerin cinsine ve kalınlığına bağlı olarak FLUKA Monte Carlo kodu ile hesaba katılmış ve elektron sayılarına bağlı olarak detektör verimi elde edilmiştir.

**Anahtar Kelimeler:** RPC, dirençli tabaka odası, Monte Carlo, FLUKA, zaman çözünürlüğü, foton

**2015, x + 72 sayfa.**

## **ABSTRACT**

MSc Thesis

### **THE SIMULATION OF RPC EFFICIENCY FOR PHOTON DETECTION**

**Asuman AYDIN**

Uludağ University  
Graduate School of Natural and Applied Sciences  
Department of Physics

**Supervisor:** Asst. Prof. Dr. Nilgün DEMİR

In the modern high energy physics experiments with accelerators generally used beams of charged particles. These beams collides or directed to with a stationary target or from another beam in the opposite direction . Thus, each point of interaction around complex experiment systems are installed with different tasks detector structure. Each detector within this system produces signals which includes information the momentum of the particles, lose energy, type of interaction, species etc.

RPC is one of the detectors used in these experiments. RPC (Resistive Plate Chamber Chamber) is a gas detectors which has consisting of parallel plate electrodes with extremely high resistivity (glass, bakelite etc.). It can be handled two operating mode, streamer mode and avalanche mode. As used in high energy physics experiments and X-ray photon detection, PET (positron emission tomography) it is also used in the device. This thesis will be examination detector efficiency for the RPC. Efficiency of the detector depends on the density of electrons formed in the area full of gas. Photon interactions in RPC depending on the type and thickness of the materials have been calculated using the Monte Carlo FLUKA code.

**Keywords:** RPC, resistive plate chamber, Monte Carlo, FLUKA, time resolution, photon

**2015, x + 72 pages.**

## TEŐEKKÖR

Öncelikle bu çalıőmayı, yüksek lisans tezi olarak bana öneren ve çalıőmalarım sırasında yardımlarını esirgemeyen, bilgi ve tecrübeleri ile beni yönlendiren danışman hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Nilgün DEMİR'e çok teşekkür ederim.

Ayrıca destekleri için Fen Edebiyat Fakóltesi Fizik Bölümü'ndeki bütün hocalarıma ve tez çalıőmam sırasında ve tüm hayatım boyunca bana karşı gösterdikleri özverilerden dolayı değerli aileme sonsuz teşekkür ederim.

Asuman AYDIN  
26/10/2015



## İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET .....	i
ABSTRACT .....	ii
TEŞEKKÜR .....	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ .....	v
ŞEKİLLER DİZİNİ .....	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ .....	x
1. GİRİŞ .....	1
2. KURAMSAL TEMELLER .....	4
2.1. Yüksek Enerji Fiziği ve Deneyleri .....	4
2.2. Parçacıkların Maddeyle Etkileşimi .....	9
2.2.1. Temel Kavramlar ve Tanımlar .....	9
2.2.1.1. Tesir Kesiti .....	10
2.2.1.2. Ortalama Serbest Yol .....	12
2.2.2. Elektron ve Pozitron Enerji Kaybı .....	13
2.2.3 Enerji Kaybı Dağılımları .....	14
2.2.4. Foton Etkileşmeleri .....	16
2.2.4.1. Fotoelektrik etki .....	16
2.2.4.2. Compton saçılması .....	18
2.2.4.3. Çift oluşum .....	20
2.2.4.4. Toplam soğurulma katsayısı ve foton zayıflaması .....	22
2.3. Gaz Detektörleri Genel Ölçüm Özellikleri .....	23
2.3.1. Duyarlılık .....	24
2.3.2. Detektör Cevabı .....	25
2.3.3. Enerji Çözünürlüğü .....	25
2.3.4. Detektör Verimi .....	26
2.3.5. Detektör Kazancı .....	27
2.4. Yüksek Enerji Fiziğinde Kullanılan Gaz Detektörleri .....	28
2.4.1. İyonizasyon Odaları .....	29
2.4.2. Orantılı Sayaçlar .....	30
2.4.3. Sürüklenme Odaları .....	36
2.4.4. Dirençli Tabaka Yapılı Detektör RPC (Resistive Plate Chamber) ve Özellikleri .....	37
2.4.4.1. RPC detektörün kullanım alanları .....	41
3. MATERYAL VE YÖNTEM .....	43
3.1. Materyal .....	43
3.1.1. RPC detektörü ve hedef materyal .....	43
3.2. Yöntem .....	44
3.2.1. FLUKA (FLUktuirende KAskade) simülasyon kodu .....	44
4. BULGULAR .....	50
4.1. Verim .....	50
4.2. Elektron Akısı .....	58
4.3. Detektörde Depo Edilen Enerji .....	64
5. TARTIŞMA VE SONUÇ .....	68
KAYNAKLAR .....	70
ÖZGEÇMİŞ .....	72

## SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler	Açıklama
MeV	Mega elektron volt
mm	Milimetre
kHz	Kilo hertz
$\sigma$	Tesir kesiti
GeV	Gigaelektronvolt
eV	Elektronvolt
K	Kelvin
sr	Steradyan - katı açısı
T	Tesla
ps	Pikosaniye
ns	Nanosaniye (saniyenin milyarda biri)
$\mu\text{m}$	Mikrometre
$\Omega\text{cm}$	ohm santimetre
keV	kiloelektronvolt
dE/dx	Ortalama enerji kaybı
$\lambda$	En muhtemel enerji kaybından olan sapmadır
$\xi$	Bethe-Bloch formülündeki ortalama enerji kaybı
$\Delta E^W$	En muhtemel enerji kaybı
$\Delta E$	Gerçek enerji kaybı
dn	Gelen ışığın doğrultusu
d $\Omega$	Katı açısı
$E_S$	Saçılma enerjisi
$K_{e^-}$	Elektronlarının enerjileri
h $\nu$	Saçılma sonrası enerji
$\mu$	Toplam zayıflama katsayısıdır
R	Levha direnci
$\rho$	Öz direnç
d	Levha aralığı
$\kappa_{\text{gaz}}$	Gazın dielektrik sabiti
$\epsilon_0$	Serbest yükün elektriksel geçirgenliği
$\alpha$	İlk Townsend katsayısı, birim uzunluk başına iyonizasyon sayısı
$\beta$	Bağlanma katsayısı, birim uzunlukta gazda yakalanan $e^-$ sayısı
G	Kazanç
R	Enerji çözünürlüğü
$\bar{E}$	Pikin ortalama enerjisidir
E	Detektör verimi
$E_{\text{mutlak}}$	Mutlak verim ya da toplam verimi
$E_{\text{öz}}$	Öz verim
$\Omega$	Detektörün kapladığı katı açısı
CH <sub>4</sub>	Metan
i-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	İzobutan
C <sub>2</sub> F <sub>4</sub> H <sub>2</sub>	Tetrafulorüretan
SF <sub>6</sub>	Sülfürhekzafulorid

<b>Kısaltmalar</b>	<b>Açıklama</b>
RPC	Resistive Plate Chamber-Dirençli Tabaka Levhası
FLUKA	FLUktuirendeKAskade
YEF	Yüksek Enerji Fiziği
YED	Yüksek Enerji Detektörleri
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire - Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
LHC	Large Hadron Collider - Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
SLAC	Stanford National Accelerator Laboratory - Stanford Çizgisel Hızlandırıcı Merkezi
DESY	Deutsches Elektronen Synchrotron - Alman Elektron Sinkrotronu
FERMILAB	Fermi National Accelerator Laboratory - Fermi Ulusal Hızlandırıcı Laboratuvarı
INFN	Ulusal Nükleer Fizik Enstitüsü (National Institute of Nuclear Physics)
UYEF	Uludağ Yüksek Enerji Fiziği
THM	Türk Hızlandırıcı Merkezi
DPT	Devlet Planlama Teşkilatı
PF	Parçacık Fabrikası
PHD	Pulse Height Distributions-Puls yüksekliği
PMT	Photo Multiplier Tube - Foto Çoğaltıcı Tüpler
MWPC	Multi Wire Proportional Chamber - Çok Telli Orantılı Sayaçlar
TPC	Time Projection Chamber
PPAC	Parallel Plate Avalanche Chamber
GEM	Gas Electron Multiplier
Micromegas	Micro-Mesh Gaseous Structure- Mikro Örgülü Gazlı Yapı
CMS	Compact Muon Solenoid
ATLAS	ALarge Toroidal Lhc Apparatus - Halka LHC Aparatı
ALICE	ALarge Ion Collider Experiment - Ağır iyon çarpıştırıcı deneyi
MSGC	Microstrip Gas Chamber - Mikro şeritli gaz odası
MPGD	Micro Pattern Gas Detectors - Mikro yapılı gaz detektörü
TOF	Time-Of-Flight-Parçacıkların uçuş süreleri
PID	Particle Identification-Parçacığın tanımlanması
MRPC	Multi Gap Resistive Plate Chamber
CSC	Cathode Strip Chamber - Katot şerit odacığı
DT	Drift Chamber - Sürüklenme odacığı
PET	Pozitron Emisyon Tomografisi
RICH	Ring Imaging Cherenkov Chambers
MSAC	Multi Step Avalanche Chambers - Çok basamaklı çığ odaları
FWHM	Full Width at Half Maximum of the Peak- Pikin yarı yükseklikteki tam genişliği



## ŞEKİLLER DİZİNİ

### Sayfa

<b>Şekil 2.1.</b>	Parçacıkların keşfinin tarihsel gelişimi	5
<b>Şekil 2.2.</b>	Standart model çerçevesinde parçacıklar ve temel etkileşmeler	6
<b>Şekil 2.3.</b>	Modern yüksek enerji fizik deneylerinin detektörün farklı temel bileşenleri kurulumu	7
<b>Şekil 2.4.</b>	Tesir kesiti kavramının geometrik yorumu	10
<b>Şekil 2.5.</b>	Saçılma tesir kesiti tanımı	10
<b>Şekil 2.6.</b>	Fotoelektrik, Compton, Çift oluşum için tesir kesiti	11
<b>Şekil 2.7.</b>	Elektronun madde içerisindeki enerji kaybı	13
<b>Şekil 2.8.</b>	Enerji kaybı dağılımı	15
<b>Şekil 2.9.</b>	Materyalin atom numarasına (Z) bağlı olarak Fotoelektrik etki, Compton saçılması ve Çift oluşumun baskın olduğu bölgeler	16
<b>Şekil 2.10.</b>	Fotoelektrik olay	16
<b>Şekil 2.11.</b>	Compton saçılması	18
<b>Şekil 2.12.</b>	Çift oluşum	20
<b>Şekil 2.13.</b>	Deneysel elektron-pozitron çifti oluşumu	21
<b>Şekil 2.14.</b>	Toplam zayıflama katsayısının gelen foton enerjisi ile değişimi	22
<b>Şekil 2.15.</b>	Fotonların şiddetinin soğurucu madde kalınlığına bağlı olarak değişimi	22
<b>Şekil 2.16.</b>	Detektöre gelen parçacıkların detektör materyalinde etkileşmelerinde izleyebilecekleri olası yolları	24
<b>Şekil 2.17.</b>	Gauss dağılımlı bir pikin FWHM'si	25
<b>Şekil 2.18.</b>	Dairesel bir detektör için katı açısı	27
<b>Şekil 2.19.</b>	İyonizasyon odası	30
<b>Şekil 2.20.</b>	Silindirik bir gaz detektörünün basit yapısı	31
<b>Şekil 2.21.</b>	Bir silindirik gazlı sayacın kendisine uygulanan voltaj değerine göre çalışma modlarında toplanan elektron sayısı	32
<b>Şekil 2.22.</b>	(a) Çok telli orantılı sayacı şematik gösterimi ve (b) elektrik alan çizgileri	33
<b>Şekil 2.23.</b>	Çok telli orantılı sayaçta, anot teli civarında çığ oluşumunun zamanla gelişimi	34
<b>Şekil 2.24.</b>	Mikro Örgülü Orantılı Sayaç	35
<b>Şekil 2.25.</b>	Sürüklenme Odası	36
<b>Şekil 2.26.</b>	RPC detektörünün şematik yapısı	38
<b>Şekil 2.27.</b>	Avalanche modun şematik gösterimi	39
<b>Şekil 2.28.</b>	Streamer modun şematik gösterimi	40
<b>Şekil 3.1.</b>	Geometrinin gösterimi	43
<b>Şekil 4.1.</b>	Cam RPC için verimin foton enerjisine bağlı değişimi	52
<b>Şekil 4.2.</b>	Bakalit RPC için verimin foton enerjisine bağlı değişimi	52
<b>Şekil 4.3.</b>	Teflon RPC için verimin foton enerjisine bağlı değişimi	52
<b>Şekil 4.4.</b>	1 mm kalınlıktaki cam, bakalit, teflon RPC için karşılaştırmalı verim değerleri	53
<b>Şekil 4.5.</b>	2 mm kalınlıktaki cam, bakalit, teflon RPC için karşılaştırmalı verim değerleri	53
<b>Şekil 4.6.</b>	3 mm kalınlıktaki cam, bakalit, teflon RPC için karşılaştırmalı verim değerleri	54

<b>Şekil 4.7.</b>	4 mm kalınlıktaki cam, bakalit, teflon RPC için karşılaştırmalı verim değerleri	54
<b>Şekil 4.8.</b>	0.662 MeV foton enerjisi için cam, bakalit, teflon RPC verimin kalınlığa bağlı değişimi	55
<b>Şekil 4.9.</b>	1 MeV foton enerjisi için cam, bakalit, teflon RPC verimin kalınlığa bağlı değişimi	55
<b>Şekil 4.10.</b>	5 MeV foton enerjisi için cam, bakalit, teflon RPC verimin kalınlığa bağlı değişimi	55
<b>Şekil 4.11.</b>	10 MeV foton enerjisi için cam, bakalit, teflon RPC verimin kalınlığa bağlı değişimi	56
<b>Şekil 4.12.</b>	50 MeV foton enerjisi için cam, bakalit, teflon RPC verimin kalınlığa bağlı değişimi	56
<b>Şekil 4.13.</b>	100 MeV foton enerjisi için cam, bakalit, teflon RPC verimin kalınlığa bağlı değişimi	56
<b>Şekil 4.14.</b>	0.1, 0.2, 0.511, 0.9, 1, 1.5, 5, 50, 100 MeV foton enerji değerlerinde cam, bakalit ve teflon RPC veriminin kalınlığa bağlı değişimi	57
<b>Şekil 4.15.</b>	0.662 MeV enerjili foton için farklı kalınlıklarda cam RPC'deki elektron akısı	58
<b>Şekil 4.16.</b>	5 MeV enerjili foton için farklı kalınlıklarda cam RPC'deki elektron akısı	58
<b>Şekil 4.17.</b>	50 MeV enerjili foton için farklı kalınlıklarda cam RPC'deki elektron akısı	59
<b>Şekil 4.18.</b>	0.662 MeV enerjili foton için farklı kalınlıklarda bakalit RPC'deki elektron akısı	59
<b>Şekil 4.19.</b>	5 MeV enerjili foton için farklı kalınlıklarda bakalit RPC'deki elektron akısı	60
<b>Şekil 4.20.</b>	50 MeV enerjili foton için farklı kalınlıklarda bakalit RPC'deki elektron akısı	60
<b>Şekil 4.21.</b>	0.662 MeV enerjili foton için farklı kalınlıklarda teflon RPC'deki elektron akısı	61
<b>Şekil 4.22.</b>	5 MeV enerjili foton için farklı kalınlıklarda teflon RPC'deki elektron akısı	61
<b>Şekil 4.23.</b>	50 MeV enerjili foton için farklı kalınlıklarda teflon RPC'deki elektron akısı	62
<b>Şekil 4.24.</b>	0.662 MeV foton enerjisinde 2 mm kalınlıkta cam, bakalit ve teflon RPC'deki elektron akısı	62
<b>Şekil 4.25.</b>	0.662 MeV foton enerjisinde 3 mm kalınlıkta cam, bakalit ve teflon RPC'deki elektron akısı	63
<b>Şekil 4.26.</b>	50 MeV foton enerjisinde 2 mm kalınlıkta cam, bakalit ve teflon RPC'deki elektron akısı	63
<b>Şekil 4.27.</b>	50 MeV foton enerjisinde 3 mm kalınlıkta cam, bakalit ve teflon RPC'deki elektron akısı	64
<b>Şekil 4.28.</b>	0.662, 5 ve 50 MeV foton enerjisinde, 2 mm kalınlıktaki cam RPC'de oluşan elektron sayısı	65
<b>Şekil 4.29.</b>	0.662, 5 ve 50 MeV foton enerjisinde, 3 mm kalınlıktaki cam RPC'de oluşan elektron sayısı	65

<b>Şekil 4.30.</b> 0.662, 5 ve 50 MeV foton enerjisinde, 2 mm kalınlıktaki bakalit RPC’de oluşan elektron sayısı	65
<b>Şekil 4.31.</b> 0.662, 5 ve 50 MeV foton enerjisinde, 3 mm kalınlıktaki bakalit RPC’de oluşan elektron sayısı	66
<b>Şekil 4.32.</b> 0.662, 5 ve 50 MeV foton enerjisinde, 2 mm kalınlıktaki teflon RPC’de oluşan elektron sayısı	66
<b>Şekil 4.33.</b> 0.662, 5 ve 50 MeV foton enerjisinde, 3 mm kalınlıktaki teflon RPC’de oluşan elektron sayısı	66



## ÇİZELGELER DİZİNİ

	<b>Sayfa</b>
<b>Çizelge 2.1.</b> FLUKA’da parçacıkların enerji limitleri	3
<b>Çizelge 2.2.</b> Parçacık listesi	6
<b>Çizelge 2.3.</b> Yapılan ve yapılmakta olan deneylerde kullanılan RPC’nin özellikleri	42
<b>Çizelge 3.1.</b> Detektör materyallerinin özellikleri	44
<b>Çizelge 4.1.</b> 1,2,3,4 mm kalınlıktaki cam RPC için FLUKA’da elde edilen verim	50
<b>Çizelge 4.2.</b> 1,2,3,4 mm kalınlıktaki bakalit RPC için FLUKA’da elde edilen verim	51
<b>Çizelge 4.3.</b> 1,2,3,4 mm kalınlıktaki teflon RPC için FLUKA’da elde edilen verim	51
<b>Çizelge 4.4.</b> 0.662, 5 ve 50 MeV foton enerjisinde, 2 ve 3 mm kalınlıktaki, cam, bakalit ve teflon RPC’de üretilen ortalama elektron sayısı ( $e^- / cm^2$ /birincil foton)	67
<b>Çizelge 5.1.</b> 3 mm kalınlıktaki bakalit RPC verim deneysel ve simülasyon sonuçları	69

## 1. GİRİŞ

Yüksek enerji fiziğinin (YEF) konusu olan atom altı parçacıklar, normal şartlar altında gözlemlenemezler. Yeni parçacıklar bulmak ve parçacıkların özelliklerini belirlemek amacıyla oluşturulan çeşitli parçacık hızlandırıcı düzenekleri mevcuttur. Yüksek elektrik alan etkisi ile hızlandırılan parçacıklar, manyetik alan etkisi ile odaklanarak çarpıştırılır. Ortaya çıkan farklı parçacık türleri ve özellikleri etkileşme noktası etrafına yerleştirilen detektör sistemleri ile incelenebilirler.

YEF deneylerinde gereksinimlere bağlı olarak konum ve zaman çözünürlüğü iyi olan, yüksek verim ve çalışma kapasitesine sahip detektörler tercih edilir.

Detektör ortamına giren yüklü parçacıklar çeşitli etkileşmeler yaparlar. Etkileşme sonucunda çok sayıda elektron-iyon çiftleri oluşur. Birincil parçacık olarak adlandırılan bu yük çiftleri detektörün elektrotları arasına uygulanan gerilim sayesinde, elektronlar anoda pozitif iyonlar katoda doğru sürüklenmeye başlarlar. Elektronların kütleleri iyonlara göre küçük olduğundan çok daha hızlı hareket ederler. Bu nedenle elektronlar, uygulanan gerilim yeterince yüksekse, çevrelerindeki iyonlarla tekrar birleşmezler ve detektör materyali ile yeni etkileşmeler yaparlar. Elektronun enerjisine bağlı olarak ikincil elektron iyon çiftleri meydana gelir. Anoda doğru sürüklenen elektronların kinetik enerjisi, sayıcı gazın iyonlaşma enerjisinden daha yüksekse, ortamda yeni elektron-iyon çiftleri ortaya çıkar. Ardı sıra oluşan bu süreç neticesinde anot civarında çığ oluşur ve detektörde sinyal meydana gelir.

Detektörden elde edilen sinyal sayesinde parçacığın kütlesi, momentumu, enerjisi, yükü, ömrü hakkında bilgi sahibi olunur.

Birçok farklı detektör çeşidi mevcuttur ve detektörün doğru ölçüm yapabilmesi için sağlaması gereken bazı kriterler vardır:

Her detektör her parçacık ve enerji değeri ölçümü için hassas değildir, detektörün detekte edilecek parçacığa ve enerjiye göre seçilmesi yani hassasiyeti önemlidir.

Detektörün gelen parçacığın enerjisini ölçüp ölçmeyeceği veya ne kadar hassas ölçeceği enerji çözünürlüğü ile ilgilidir. Örnek olarak enerjisi 1.10 ve 1.15 MeV olan iki foton ışını detektöre geldiğinde detektörün enerji çözünürlüğü bu sınırlar içinde ise gelen iki fotonu ayırt edebilmelidir.

Detektörün gelen sinyali sayım hızı zaman çözünürlüğü ile ilgilidir. Bir parçacığın detektöre geliş zamanının ne kadar hassas ve doğru ölçüleceğini belirler.

Detektörün üzerine gelen bir parçacık demetinin hangi oranda detektörde sayıldığı detektörün verimini belirler, bu da detektör için önemli kriterlerden biridir.

RPC; kolay üretim ve çalışma, birim alan başına düşük maliyet, yüksek verimlilik ve zaman çözünürlüğü, iki boyutlu okuma gibi temel özelliklere sahip olması bakımından YEF’de yaygın olarak kullanılan paralel levhalı gaz detektörüdür.

RPC, CERN’deki LHC (Large Hadron Collider-Büyük Hadron Çarpıştırıcı) içerisindeki ATLAS (A large Toroidal Lhc ApparatuS) ve CMS (Compact Muon Solenoid) detektörlerinde alt detektör olarak, ALICE (A Large Ion Collider Experiment-Ağır İyon Çarpıştırıcı Deney) ve BESIII gibi diğer cihazların bir parçası olarak, katot Şerit Odacığı CSC (Cathode Strip Chamber) ve Sürüklenme Odacığı DC (Drift Chamber) ile birlikte müon tetikleme sisteminin önemli bir parçası olarak kullanılır.

Detektör materyallerinin cinsine ve kalınlığına bağlı olarak RPC detektör verimi FLUKA (FLUktuirende KAskade) Monte Carlo kodu kullanılarak hesaplandı.

FLUKA, parçacık transportu ve parçacıkların madde ile etkileşmelerini hesaplamak için geliştirilmiş çok amaçlı Monte Carlo simülasyon kodudur. Sisteme giren birincil parçacıkların çeşitli materyallerden geçerek yaptığı etkileşmeler simülasyon boyunca tek tek hesaplanır ve giriş dosyasında belirtilen detektör kartlarına bağlı olarak sonuçlar elde edilir.

FLUKA, 60 farklı parçacığın madde ile etkileşmesini ve madde içindeki yönelimlerini, yayılım ve çoğalmalarını yüksek doğrulukla hesaplama kabiliyetine sahiptir.

**Çizelge 2.1.** FLUKA’da parçacıkların enerji limitleri

Parçacıklar	Transport limitleri	Birincil parçacıklar için limitler
Yüklü hadronlar	1 keV - 20 TeV	100 keV - 20 TeV
Nötronlar	Thermal - 20 TeV	Thermal - 20 TeV
Antinötronlar	50 MeV - 20 TeV	100 MeV - 20 TeV
Mütonlar	1 keV - 1000 TeV	100 keV - 1000 TeV
Elektronlar	1 keV - 1000 TeV	70 keV - 1000 TeV (düşük-Z) 150 keV - 1000 TeV (yüksek-Z)
Fotonlar	1 keV - 1000 TeV	7 keV - 1000 TeV

Çalışmada, foton deteksiyonu için paralel levhali gaz detektörü olan RPC'nin kullanılan materyal, kalınlık ve foton enerjisine bağlı olarak verim hesabı için foton enerjisi 0.1-100 MeV arasında enerji değerleri alındı, foton enerjisi 16 (0.1, 0.2, 0.511, 0.662, 0.9, 1, 1.4, 1.5, 2, 2.5, 5, 10, 25, 50, 75, 100) skalaya ayrıldı. Başlangıç foton sayısı  $10^6$  alındı. Hedef materyaller olarak cam, bakalit, teflon seçildi ve hedef materyaller 1, 2, 3, 4 mm kalınlıklarında kullanıldı.

FLUKA'da oluşturulan program neticesinde foton deteksiyon verimi hakkında elde edilen bilgiler değerlendirildi. Simülasyonda elde edilen sonuçlar deney sonuçlarıyla karşılaştırıldı ve genel bir değerlendirilmesi yapıldı.

Yük kazancını tayin etmek için deneysel ve teorik birçok analizler yapılmaktadır. Amaç, çalışma performansı en iyi, çözünürlüğü en yüksek olan detektörler üretmektir. RPC ile yapılan birçok deney ve simülasyon çalışmalarında genellikle cam ve bakalit hedef materyal olarak kullanılır. Çalışmada cam ve bakalite özellik olarak benzeyen teflon materyali de kullanılmıştır.

## 2. KURAMSAL TEMELLER

### 2.1. Yüksek Enerji Fiziği ve Deneyleri

Yüksek enerji fiziğinin (YEF) veya parçacık fiziğinin temel amacı, doğadaki en küçük parçacığı bulmaktır. YEF ve yapılan deneyler, temel parçacıklar ve onlar arasındaki etkileşimleri inceler (Nagashima 2013). Yapılan çalışmalar neticesinde en küçüğün doğasını anlamak bize en büyüğün işleyişi hakkında somut fikirler verecektir (Sekmen 2014).

MÖ 400'lü yıllarda Empodecles, her şeyin dört elementin (ateş, hava, su, toprak) değişik oranlarda birleşmesinden meydana geldiğini ve bu elementlerin sevgi ve nefret gücünü taşıdığını ifade etti. Sevgi elementlerin birleşmesini, nefret birbirini itmesini sağlıyordu (Yıldırım 1992).

Democritus ise maddenin bir noktadan sonra daha fazla bölünemeyecek küçük temel parçacıkların bileşiminden oluştuğunu söyledi ve küçük temel parçacığı, bölünemeyen anlamına gelen atom kelimesiyle adlandırdı (Sekmen 2014).

1900'lü yılların başına kadar atomun temel parçacık olduğuna inanılıyordu. Ayrıca maddenin en küçük yapıtaşı olduğu ve maddenin atomlardan meydana geldiği düşünülüyordu. Daha sonraları yapılan deneylerle atomun maddenin temel yapıtaşı olmadığı anlaşıldı.

1897'de JJ. Thomson katot ışın tüpüyle yaptığı deneyler sonucunda elektronu keşfetti. Elektronlar eksi elektrik yüküne sahiptirler ancak atomlar elektriksel olarak yüksüzdü. Atomun içinde bu yüksüzlüğü sağlayan pozitif yüklü parçacıkların olması gerektiği düşünülüyordu ve atomun yapısını açıklamak için çeşitli modeller öne sürüldü (Ünlü ve ark. 2006).

Diğer bir temel madde proton 1911 yılında E. Rutherford ve E. Marsden tarafından keşfedildi. 1932 yılında J. Chadwick tarafından nötronun keşfedilmesine kadar çekirdeğin içinde elektronlar ve protonların olduğu düşünülüyordu. Elektromanyetik



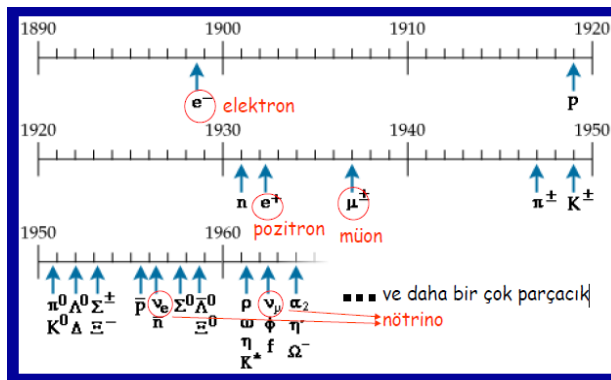
kuvvet taşıyıcısı foton, 1923 yılında A. Compton tarafından keşfedildi. 1930'larda kozmik ışıklardan iki parçacık daha keşfedildi: C. Anderson tarafından 1932 yılında sis odası fotoğrafından pozitronun ilk kanıtı elde edildi. 1937 yılında C. Anderson ve S. Neddermeyer tarafından müon keşfedildi (Lippmann 2003).

Aynı yıllarda E. O. Lawrence ilk siklotronu dizayn etti. 1934'de Fermi zayıf etkileşim teorisini, 1953'de Yukawa nükleer kuvvetler arasındaki etkileşmeyi açıklamak için mezon teorisini önerdi (Nagashima 2013). Dirac'ın pozitronu ve Pauli'nin nötrinoyu keşfiyle parçacık fiziğindeki gelişmeler devam etti.

Çok telli orantılı sayaçların keşfi (G. Charpark 1968) ve elverişli transistörlerin yapımı hızlı ve ayrıntılı parçacık detektörlerini mümkün kıldı. Elektronik sayıcı deneyleri yüzlerce parçacığın bulunmasına neden oldu (Lippmann 2003).

Hızlandırıcılar ile yapılan deneylerde bulunan parçacık sayısı arttı ve bilinen parçacıkların çoğunun aslında temel parçacık olmadığı anlaşıldı. Yapılan çalışmalar kuarkların temel parçacık olduğu sonucuna götürdü. Elektronlar ve protonlar lepton olarak adlandırıldı ve kuarklarla birlikte maddenin temel yapıtaşları oldukları anlaşıldı.

Şekil 2.1 parçacıkların keşfinin tarihsel gelişimini göstermektedir.

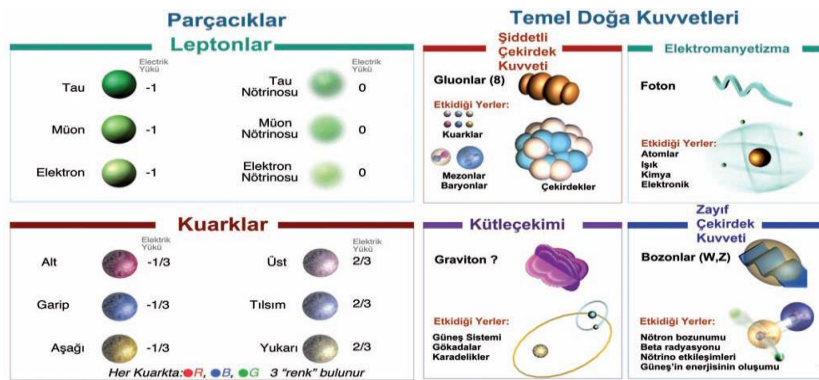


Şekil 2.1. Parçacıkların keşfinin tarihsel gelişimi

Çizelge 2.2. Parçacık listesi

Parçacık	Öğeleri	Kütle[MeV]	Ömrü $\tau$ [s]	$c\tau$
Electron/Positron	$e^\pm$	0.511	$\infty$	$\infty$
(Anti)Muon	$\mu^\pm$	105.7	$2.2 \times 10^{-6}$	659 m
(Anti)Tauon	$\tau^\pm$	1777	$2.9 \times 10^{-13}$	87 $\mu\text{m}$
Electron-Neutrino	$\nu_e$	$< 3 \times 10^{-6}^*$	$\infty$	$\infty$
Muon-Neutrino	$\nu_\mu$	$< 0.19^*$	$\infty$	$\infty$
Tau-Neutrino	$\nu_\tau$	$< 18.2^*$	$\infty$	$\infty$
Photon	$\gamma$	0	$\infty$	$\infty$
Charged Pions	$\pi^\pm$ $ud, d\bar{u}$	140	$2.6 \times 10^{-8}$	7.8 m
Charged kaons	$K^\pm$ $u\bar{s}, s\bar{u}$	494	$1.2 \times 10^{-8}$	3.7 m
Neutral kaons	$K_L^0, K_S^0$ $d\bar{s}, s\bar{d}$	497	$5.1 \times 10^{-8}, 8.9 \times 10^{-11}$	15.5 m, 2.7 cm
D-Mesons	$D^\pm$ $cd, d\bar{c}$	1869	$1.0 \times 10^{-12}$	315 $\mu\text{m}$
	$D^0$ $c\bar{u}, u\bar{c}$	1864	$4.1 \times 10^{-13}$	123 $\mu\text{m}$
	$D_s^\pm$ $c\bar{s}, s\bar{c}$	1969	$4.9 \times 10^{-13}$	147 $\mu\text{m}$
B-Mesons	$B^\pm$ $ub, b\bar{u}$	5279	$1.7 \times 10^{-12}$	502 $\mu\text{m}$
	$B^0$ $b\bar{d}, d\bar{b}$	5279	$1.5 \times 10^{-12}$	462 $\mu\text{m}$
	$B^0$ $s\bar{b}, b\bar{s}$	5370	$1.5 \times 10^{-12}$	438 $\mu\text{m}$
	$B_c^\pm$ $cb, b\bar{c}$	$\sim 6400$	$\sim 5.0 \times 10^{-13}$	$\sim 150 \mu\text{m}$
Proton	$p$ $uud$	938.3	$> 10^{25}$ y	$\infty$
Neutron	$n$ $udd$	939.6	885.7 s	$10^8$ km
Lambda	$\Lambda$ $uds$	1116	$2.6 \times 10^{-10}$	7.9 cm
	$\Lambda_c^+$ $udc$	2285	$2.0 \times 10^{-13}$	60 $\mu\text{m}$
	$\Lambda_b$ $udb$	5624	$1.2 \times 10^{-12}$	368 $\mu\text{m}$
Sigma	$\Sigma^+$ $uus$	1189	$8.0 \times 10^{-11}$	2.4 cm
	$\Sigma^-$ $dds$	1198	$1.5 \times 10^{-10}$	4.4 cm
Xi	$\Xi^0$ $uss$	1315	$2.9 \times 10^{-10}$	8.7 cm
	$\Xi^-$ $dss$	1321	$1.6 \times 10^{-10}$	4.9 cm
	$\Xi_c^+$ $usc$	2466	$4.4 \times 10^{-13}$	132 $\mu\text{m}$
	$\Xi_c^0$ $dsc$	2472	$\sim 1.0 \times 10^{-13}$	$\sim 29 \mu\text{m}$
Omega	$\Omega^-$ $sss$	1673	$8.2 \times 10^{-11}$	2.5 cm
	$\Omega_c^0$ $ssc$	2698	$6.0 \times 10^{-14}$	19 $\mu\text{m}$

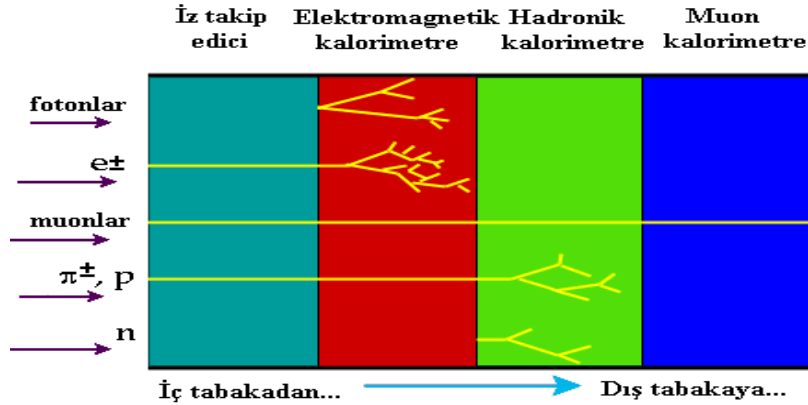
Bulunan parçacıklar Standart Model teorisi altında toplandı ve işlevlerine göre iki gruba ayrıldı. Birinci grup temel parçacıklar, ikinci grup ise etkileşmelere aracı olan taşıyıcı parçacıklardır.



Şekil 2.2. Standart model çerçevesinde parçacıklar ve temel etkileşmeler

Temel parçacıkları ortaya çıkarmak için hızlandırıcılar, onların özellikleri ile ilgili bilgi edinmek ve bilgileri kaydetmek için detektörler kullanılır.

Hızlandırıcılar dairesel ya da doğrusal olarak inşa edilirler. Parçacıklar ya sabit bir hedefe çarpıtılır ya da farklı yönde gönderilen başka bir parçacıkla kafa kafaya çarpıştırılır. Çarpışma sonucunda yeni parçacıklar ortaya çıkar. Etkileşme noktası etrafında her birinin farklı işlevi olan farklı detektörler yerleştirilir. Her bir detektör parçacığın aldığı yol ve zaman, depo edilen enerji miktarına ait bilgiler içeren elektrik sinyalleri üretir ve bu bilgiler depo edilir. Yüksek enerji detektörleri (YED) sistemi, bir etkileşme noktası etrafında (tıpkı bir soğan gibi) dizilmiş birçok alt detektörlerden oluşur. Böylece etkileşen parçacıkların detekte edilmeden kaçması engellenir. Tipik bir YED sistemi, çarpışma noktasından itibaren, iç tabakadan dış tabakaya doğru, alt detektörlerin her bir bölümü parçacığın özelliğine göre ve bütün parçacıklar sırasıyla içinden geçecek şekilde yerleştirilir (Lippmann 2003).



**Şekil 2.3.** Modern yüksek enerji fizik deneylerinin detektörün farklı temel bileşenleri kurulumu

Her katmanda, çeşitli sayı ve tiplerde detektörler bulunur ve o katmandan geçen parçacıkların özelliklerini saptar. Parçacıklar içten dışa doğru ilerlerken, bu katmanların bir veya daha fazlasıyla etkileşimde bulunur. Sahip olduğu fiziksel özelliklere bağlı olarak, katmanların birinde durdurulur (<http://www.particleadventure.org/accelerators-and-detectors.html>, 2014).

İz saptama odasında, yalnızca yüklü parçacıklar iz bırakır ve burada parçacıkların yön, momentum, sinyalleri ölçülür. Yüksüz parçacıklar ise, iz bırakmaksızın ilerler ve ikinci katmana geçerler. Fotonlar ile elektron ve pozitron gibi yüklü, ama hafif olduklarından dolayı az miktarda enerji taşıyan parçacıklar elektromanyetik etkileşimin ağır bastığı ikinci katmanda durdurulur. Müon, pion veya proton gibi ağır yüklü parçacıklar, bu katmanda iz bırakırlar ve taşıdıkları yüksek enerji sayesinde üçüncü katmanı oluşturan hadron kalorimetresine ulaşırlar. Nötron ise yüksüz olduğundan, elektromanyetik etkileşime girmez ve üçüncü katmanı oluşturan hadron kalorimetresine ilk haliyle ulaşır. Hadronların tümü hadron kalorimetresinde durdurulmuş olur. Müon katmanına ise sadece çok yüksek enerji düzeylerine sahip, orta ağırlıktaki II. nesil lepton olan müonlar ulaşabilir. Burada atomlarla etkileşmeleri sırasında ikincil parçacık yağmurlarına yol açarlar (<http://www.particleadventure.org/accelerators-and-detectors.html>, 2014).

Günümüzde, yüksek enerji fiziği deneyleri yapılan birçok merkez mevcuttur. Bunlar: CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire - Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi), zayıf etkileşmelerin ara parçacıkları kütleli yüksüz Z ve yüklü W olan parçacıkların bulunduğu uluslararası bir laboratuvardır, Large Hadron Collider (LHC - Büyük Hadron Çarpıştırıcısı) Higgs mekanizmasını ve diğer oluşabilecek yeni parçacıklar ile kuvvetleri araştırmaktadır <http://home.web.cern.ch/about>.

SLAC (Stanford National Accelerator Laboratory - Çizgisel Hızlandırıcı Merkezi), tau lepton ve charm kuarkın bulunduğu merkezdir, B mezonlarını kullanarak antimaddenin bazı gizemli yönleri üzerinde çalışmalar yapılmaktadır (<https://www6.slac.stanford.edu/about>, 2014).

DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron), kuvvetli etkileşmelerin ara parçacıkları olan kütesiz gluonun gözlemlendiği yerdir, iki tane hızlandırıcıdan oluşmaktadır, bunlar HERA ve PETRA' dır (<http://www.desy.de/>, 2014).

FERMILAB (Fermi National Accelerator Laboratory - Fermi Ulusal Hızlandırıcı Laboratuvarı), dünyadaki en kuvvetli parçacık hızlandırıcısı olan Tevatron burada yer almaktadır (<http://www.fnal.gov/pub/science/index.html>, 2014).

Ayrıca BROOKHAVEN, KEK, CESR, INFN, UYEF yüksek enerji fiziği deneyleri yapılan diğer merkezlerdir.

THM (Türk Hızlandırıcı Merkezi), Ankara Üniversitesi Fizik ve Fizik Mühendisliği Bölümlerinde 1994'te başlatılan Hızlandırıcı Fiziği çalışmalarının bir sonucu olarak hazırlanan "Parçacık Hızlandırıcıları: Türkiye'de Neler Yapılmalı?" konulu proje Devlet Planlama Teşkilatı (DPT) desteği ile 1997-2000 yılları arasında başlatılmış ve Ulusal Hızlandırıcı Merkezinin fizibilite çalışması yapılmıştır. 2002-2005 yılları projenin ikinci aşaması olmuştur ve içerik tasarımı oluşturma sürecini kapsar. 2006-2015 yılları arasında ise proje yaygınlaştırılmış ulusal ve uluslararası proje (YUUP) formatında DPT desteği ile toplam 12 üniversitenin katılımı ile çalışılmıştır (<http://thm.ankara.edu.tr>, 2014).

## **2.2. Parçacıkların Maddeyle Etkileşimi**

Maddenin cinsine, parçacığın enerjisi ve türüne bağlı olarak çekirdeğin tümü veya atomik elektronlarla etkileşimler meydana gelebilir. Bu etkileşimler sonucu parçacıklar bazen soğurularak tamamen kaybolur, bazen yönleri değişerek saçılmaya uğrarlar. Düşük ve orta enerjili fotonlar atomun yörünge elektronlarıyla, yüksek enerjililer ise çekirdek ile etkileşirler.

Parçacık detektörleri, parçacığın detektör materyali ile yaptığı etkileşim sonucu onun enerjisinin, momentumunun, uzaysal konumunun, zaman fonksiyonunun belirlenmesini sağlar. Elektromanyetik etkileşim durumunda, gelen parçacık enerjisini elektron saçarak (yani atomu iyonize ederek) kaybeder. Parçacık yeterince enerjikse ikincil parçacıklar üretilir ve reaksiyonlar parçacık sağanağı yaratır (Nagashima 2013).

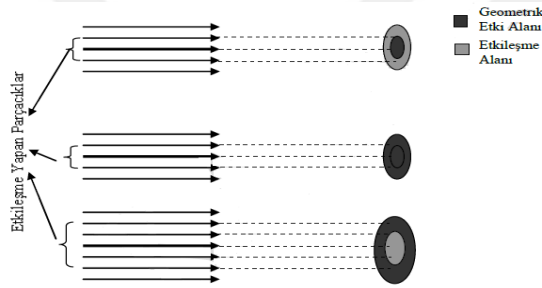
### **2.2.1. Temel Kavramlar ve Tanımlar**

Parçacıkların maddeyle etkileşmesi konusunda öncelikle temel kavram ve tanımların açıklaması yapıldı.

### 2.2.1.1. Tesir kesiti

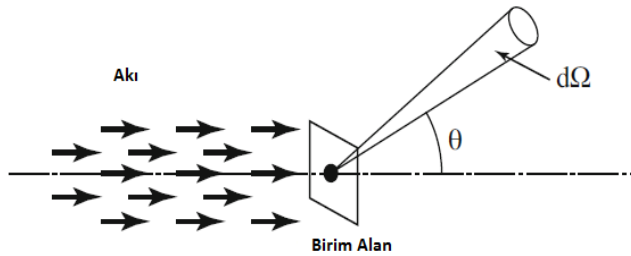
İki parçacığın etkileşmesi tesir kesiti terimiyle tanımlanır. Bu değer bize reaksiyonun meydana gelme olasılığını verir ve parçacıklar arasındaki temel etkileşmelerden hesaplanabilir (Krane 1987).

Gelen parçacık ne kadar büyük bir kesit görürse, etkileşme olasılığı o kadar büyüktür. Hedef materyalin tesir kesiti, etkileşmenin cinsine ve gelen parçacığın enerjisine bağlı olup, parçacığın geometrik kesitinden büyük, küçük veya eşit olabilir.



Şekil 2.4. Tesir kesiti kavramının geometrik yorumu

Tipik bir saçılma deneyinde bir parçacık demeti hedefe çarptırılır ve sonuçta elde edilen parçacıkların oranı sayılır. Bu oran, hedefteki parçacık sayısı ve akı (birim zamanda birim alandan geçen parçacık sayısı) ile ifade edilir (Martin 2006).



Şekil 2.5. Saçılma tesir kesiti tanımı

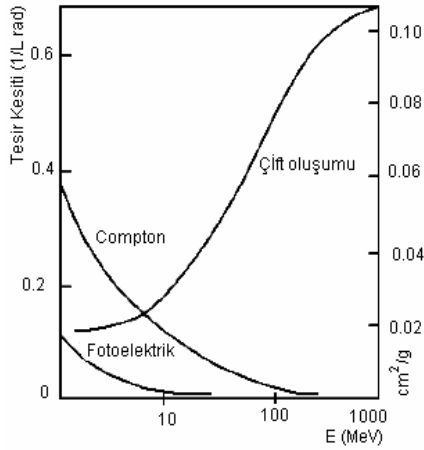
Bir  $\Phi$  akısıyla bir parçacık demetinin hedef üzerine geldiğini farz edelim. Hedefle etkileşmesinden sonra parçacığın bir kısmı saçılır. Bir detektörümüz olduğunu düşünelim, katı açı ( $d\Omega$ ) içerisinde saçılan birim zamandaki ortalama parçacık sayısını ( $dN$ ) sayabiliriz. Gelen parçacık akısıyla bölünen bu değer diferansiyel tesir kesiti olarak tanımlanır (Ahmed 2007).

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \Omega) = \frac{1}{\Phi} \frac{dN}{d\Omega} \quad (2.1)$$

Bu eşitlikten alan boyutuna sahip gelen parçacığın enerjisinin bir fonksiyonu olarak tesir kesiti hesaplanabilir.

$$\sigma(E) = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (2.2)$$

Tesir kesiti ( $\sigma$ ), alan birimi  $\text{cm}^2$  ile ifade edilir. Kullanılan standart birim Barn'dır. 1 barn  $10^{-24} \text{cm}^2$ 'ye eşittir (Krane 2011).



**Şekil 2.6.** Fotoelektrik, Compton, Çift oluşum için tesir kesiti

### 2.2.1.2. Ortalama serbest yol

Ortalama serbest yol (reaksiyon uzunluğu), parçacığın etkileşme yapıncaya kadar kat ettiği yol ya da iki etkileşme arasında geçen ortalama yol olarak tanımlanır.  $\lambda$  ile gösterilir, birimi cm'dir. Saçılma olayı  $\lambda_s$ , soğurulma olayı ise  $\lambda_a$  ile gösterilir.

Parçacığın herhangi bir  $x$  kalınlığını etkileşme yapmadan geçme ihtimalini düşünelim (Leo 1987).  $P(x)$  bir  $x$  mesafesinde etkileşme yapmama ihtimali,  $Wdx$ ,  $x$  ile  $x+dx$  arasında etkileşme olma ihtimali,  $x$  ile  $x+dx$  arasında etkileşme olmama ihtimali ise; (Kenneth ve ark. 2002)

$$P(x+dx)=P(x)(1-Wdx) \quad (2.3)$$

$$P=C\exp(-W)$$

$$P(x) + \frac{dP}{dx} dx = P - P W dx$$

$$dP = - W P dx$$

$$P = C \exp (-W) \quad (2.4)$$

elde edilir.  $C$  sabittir ve  $P_{(0)} = 1$  ise  $C=1$  bulunur.

$x$  mesafesinde parçacığın bulunma ihtimali mesafe boyunca üstel olarak artar.  $x$  mesafesinde herhangi bir yerde etkileşme olma ihtimali,

$$P_{\text{int}}(x)=1-\exp(-Wx) \quad (2.5)$$

$x$  mesafesini geçtikten sonra  $x+dx$  arasında parçacığın etkileşme yapma ihtimali ise,

$$P(x)dx=\exp(-Wx) W dx \quad (2.6)$$

şeklinde ifade edilir.



$\lambda$ , parçacığın etkileşme yapmadan aldığı yol, ortalama serbest yolu hesaplırsak,

$$\lambda = \frac{\int xP(x)dx}{\int P(x)dx} = \frac{1}{w} \quad (2.7)$$

ifadesi elde edilir.  $\lambda$ , tesir kesiti ve etkileşme merkezi yoğunluğu ile ilişkilidir. Çeşitli olaylar sonucu toplam ortalama serbest yol,  $\lambda_t = \lambda_a + \lambda_s + \lambda_f + \dots$  ifadesinden hesaplanır.

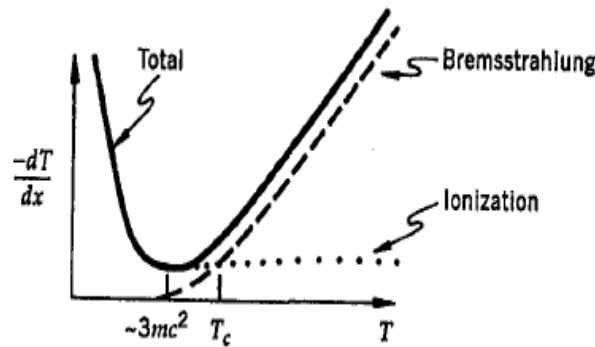
## 2.2.2 Elektron ve Pozitron Enerji Kaybı

Ağır yüklü parçacıklar gibi elektron ve pozitron da madde içinden geçerken çarpışmayla enerjilerini kaybederler. Çekirdeğin elektriksel alanından dolayı yönlerinde sapma olur. Birkaç MeV ya da daha az enerjilerde bu işlem küçüktür (Mermigka 2008).

Elektron ve pozitronların madde içerisinden geçerken toplam enerji kayıpları ışımayla ve çarpışmayla olmak üzere iki kısımdan meydana gelir ve aralarındaki denklem 2.9'daki gibidir.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Toplam}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Rad}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Çar}} \quad (2.8)$$

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Rad}}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Çar}}} = \frac{EZ}{1200m_e c^2} \quad (2.9)$$



Şekil 2.7. Elektronun madde içerisindeki enerji kaybı

Elektron ve pozitronların etkileşmesi olayında (iyonlaşma ve uyarılma) enerji kaybı biraz karışıktır. Çünkü her iki parçacığın spini  $\frac{1}{2}$ , küçük kütleli ve benzer parçacıklardır. Bu parçacıklar için etkileşme enerji kaybı formülü ağır yüklü parçacıklar için elde edilen formüle benzerdir. Yalnız Bethe-Bloch bu formülde parçacıklarının kütlelerinin küçük olması ve etkileşen parçacıkların benzer olması sebebi ile iki değişiklik yapmıştır. Bu kabuller formülde bazı terimlerde değişiklik meydana getirmiştir. Bu yeni düzenleme ile Bethe-Bloch formülü aşağıdaki ifadeyle verilir.

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_c = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln\left(\frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I^2/m_e c^2)}\right) + F(\tau) - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2.10)$$

Burada  $\tau$ ,  $m_e c^2$  biriminde gelen parçacığın kinetik enerjisi

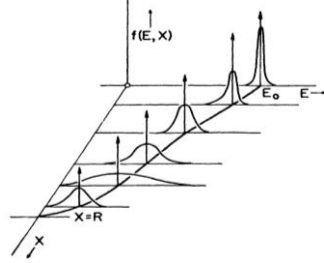
- $r_e$  Elektronun klasik yarı çapı  $2,817 \times 10^{-13}$  cm
- $m_e$  Elektronun kütlesi
- $I$  Ortalama iyonizasyon potansiyeli
- $Z$  Atom numarası
- $A$  Atom ağırlığı
- $\rho$  Yoğunluk
- $\beta$   $v/c$  (gelen parçacık için)
- $\delta$  Yoğunluk düzeltmesi
- $C$  Kabuk düzeltmesi
- $c$  Işık hızıdır.

### 2.2.3 Enerji Kaybı Dağılımları

Gelen yüklü parçacığın maddenin belli bir kalınlığındaki enerji kaybından bahsedelim. Verilen bir parçacık için enerji miktarında kayıp olacak ya da olmayacaktır. Bu genelde, her bir etkileşimde transfer edilen enerji ve etkileşme sayısındaki istatistiksel dalgalanmadan dolayı ortalama değere eşit olacaktır.

Parçacık, maddenin sabit bir kalınlığından geçtikten sonra,  $dE/dx$  ile verilen ortalama enerji kaybı delta-fonksiyon pikinden aşağı doğru enerji dağılımı gösterecektir. Bu dalgalanmayı menzilden görebiliriz (Leo 1987). Maddenin sabit bir kalınlığındaki enerji

kayı dağılımını gözlememiz yerine, biz enerjideki sabit bir kayıp için yol kalınlığındaki dalgalanmayı gözleriz.



**Şekil 2.8.** Enerji kaybı dağılımı

Özellikle ince soğurucular (gazlar v.b.) için enerji kaybı dağılımı oldukça asimetriktir. Bu dağılım Landau Dağılımı ile temsil edilir ve yaklaşık ifadesi aşağıdaki gibidir.

$$L(\lambda) = \frac{1}{2\pi} \exp\left[-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})\right] \quad (2.11)$$

$\lambda$ , en muhtemel enerji kaybından olan sapmadır.

$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E^w}{\xi} \quad (2.12)$$

Burada;  $\xi$  Bethe-Bloch formülündeki ortalama enerji kaybı,  $\Delta E^w$  en muhtemel enerji kaybı,  $\Delta E$  gerçek enerji kaybıdır,  $\rho$  yoğunluk ( $\text{g/cm}^3$ ) ve  $x$  soğurucunun kalınlığıdır ve (cm) olarak alınır.

$$\xi = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \rho x \quad (2.13)$$

Çok kalın materyaller için enerji kaybı dağılımı Gaussien dağılıma yaklaşır.

$$\frac{dE}{dx} x \gg 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \quad (2.14)$$

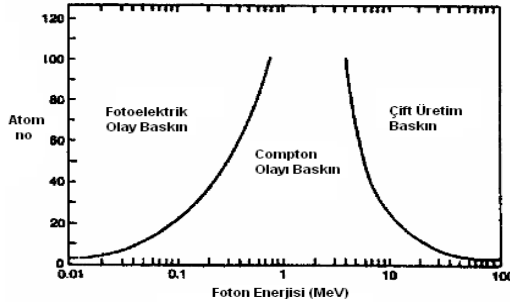
ile ifade edilir.

## 2.2.4. Foton Etkileşimleri

Fotonun en bariz özelliklerini şöyle sayabiliriz: Elektromanyetik dalga paketi olarak ışık hızıyla hareket eder. Yüksüz, durgun kütlesi sıfırdır. Etkileşimlere parçacık olarak girebilir ancak dalga olarak yayılır.  $E=h\nu$ ,  $p=h/\lambda$  bağıntılarına uyar (Krane 2011).

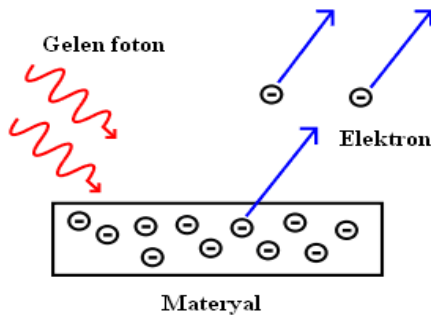
Bir foton madde ile etkileşerek enerjisini Fotoelektrik etki, Compton saçılması ve Çift oluşum olmak üzere üç şekilde kaybeder.

Fotoelektrik olay, keV mertebesindeki düşük enerjilerde ve büyük atom numaralı atomlarda baskındır. Compton saçılması, MeV mertebesindeki orta enerjilere doğru gidildikçe görülür. Enerji değeri arttıkça fotonun soğrulma olasılığı azalacağından çarpıtığı atom tarafından soğrulmayacak fakat Compton saçılmasına uğrayacaktır. Çift oluşum, yüksek enerjilerde baskın duruma geçer (Akkoyun 2011).



Şekil 2.9. Materyalin atom numarasına (Z) bağlı olarak Fotoelektrik etki, Compton saçılması ve Çift oluşumun baskın olduğu bölgeler

### 2.2.4.1. Fotoelektrik etki



Şekil 2.10. Fotoelektrik olay

$$\gamma + \text{Atom} \rightarrow \text{Atom}^+ + e^- \quad \sigma \approx Z^{2.3}$$

Işığa duyarlı metal yüzey üzerine foton gönderildiğinde iç yörünge elektronlar ile etkileşime girer ve enerjileri bağlanma enerjilerinden yüksekse yörüngeden elektron fırlatır. Genellikle atomun K kabuğundan elektronların serbest hale geçmesine fotoelektrik olay, yayınlanan elektronlara foto elektron denir (Ünlü ve ark. 2006).

Elektrona aktarılan enerjinin bir kısmı, elektronu atomdan koparmak için kullanılır, kalan kısmı ise elektrona kinetik enerji olarak verilir. Etkileşmeden açığa çıkan fotoelektronların kinetik enerjileri, Einstein'in fotoelektrik denklemi ile hesaplanabilir.

Enerji dönüşümü denklemi;  $E_\gamma = E_b + E_{KE}$  ile ifade edilir. Burada  $E_\gamma = h\nu$  gelen foton başlangıç enerjisi,  $E_b$  elektronun bağlama enerjisi,  $E_{KE}$  fotoelektronun kinetik enerjisidir.

Fotoelektrik olayın gerçekleşme olasılığı, foton enerjisi  $h\nu$  ve materyalin atom numarası  $Z$ 'ye bağlıdır. Bethe, fotoelektrik olay tesir kesiti  $\sigma_{ph}$  için, bu ilişkinin aşağıdaki gibi olduğunu göstermiştir.

$$\sigma \approx \frac{Z^5}{(h\nu)^7} \quad E_\gamma < m_e c^2 \quad \sigma \approx \frac{Z^5}{(h\nu)} \quad E_\gamma > m_e c^2 \quad (2.15)$$

$$\tau \left( m^{-1} \right) = aN \left( \frac{Z^n}{E_\gamma^m} \right) (1-aZ) \quad (2.16)$$

Bu etkileşme mekanizması yüksek atom numaralı materyallerde oldukça önemlidir ve 1 MeV lik foton enerjilerinde önemini kaybetmektedir.

Fotoelektrik soğurumdan sonra uyarılmış bir duruma geçen atomun tekrar temel haline dönebilmesi için iki yolu vardır: Birinci yol, fotoelektrondan dolayı elektron kabuğunda oluşan boşluk, daha yüksek seviyedeki bir elektron tarafından doldurulabilir ve x ışını fotonu veya Auger elektronu yayınlanması gerçekleşebilir. Auger elektronları materyalde enerjisini depolarlar, x ışınları ise, yeniden fotoelektrik etkileşmeye girerek

yeni fotoelektronların oluşmasına neden olabilirler. İkinci yol ise, dışarıdan bir serbest elektronun yakalanarak, elektron boşluğunun doldurulması şeklindedir (Mermigka 2008).

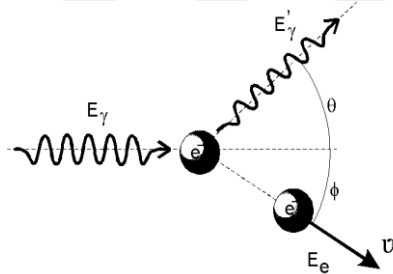
Etkileşme sonrası açığa çıkan fotoelektronların açısal dağılımları,

$$dn = \frac{\sin^2\theta}{(1 - \beta\cos\theta)^4} d\Omega \quad (2.17)$$

bağıntısı ile verilir ve bu dağılım, artan foton ışını enerjisi ile ileri yönde bir maksimum verme eğilimindedir.

Burada  $dn$ , gelen ışığın doğrultusu ile  $\theta$  açısı yapan küçük bir  $d\Omega$  katı açısı içine saçılan fotonların sayısıdır.  $\beta$  ise  $v/c$  olacak şekilde elektronun görelî hızıdır. Düşük foton enerjilerinde  $\beta$  katsayılı paydadaki terim ihmal edilebilir.

#### 2.2.4.2. Compton saçılması



Şekil 2.11. Compton saçılması



Foton dış yörünge elektronuna çarparak onu yörüngesinden fırlatır. Atomdan sökülen elektrona Compton elektronu denir. Elektronun boşalan yeri dış yörüngedeki bir başka elektron tarafından doldurulurken karakteristik radyasyon ortaya çıkar. Enerjinin bir kısmını çarptığı elektrona aktardığı için yön değiştirerek yeni bir yönde ilerler. Bu olayda atomdaki dış yörünge elektronunu yerinden koparan foton atomu iyonize hale

getirir. Compton olayı sonucunda pozitif yüklü atom ve negatif yüklü elektron olmak üzere iki iyon çifti oluşur.

Etkileşim enerji dönüşümünün ifadesi,  $E_\gamma = E_S + E_b + E_{KE}$  şeklindedir. Burada;  $E_\gamma$ , gelen foton enerjisi,  $E_S$ , saçılan foton enerjisi,  $E_b$ , elektron bağlama enerjisi,  $E_{KE}$ , fırlatılan elektronun kazandığı kinetik enerjidir.

Compton saçılması sonunda serbest hale geçen elektronlara, geri tepme elektronu veya Compton elektronu adı verilir. Foton ışınının saçılma öncesi enerjisi  $h\nu$  ve saçılma sonrası enerjisi  $h\nu'$  olmak üzere, Compton elektronlarının enerjileri  $K_e = h\nu - h\nu'$  ile ifade edilir (Krane 2011).

Fotonda kalan enerji başlangıç enerjisi ve sapma açısına ( $\theta$ ) bağlıdır. Foton ışınlarının  $0^\circ$ 'lik saçılmaları durumunda, elektrona hemen hemen hiç enerji aktarılmaz ve saçılan foton yaklaşık ilk enerjisi ile yoluna devam eder. Elektronun sahip olabileceği en büyük kinetik enerji ise fotonun  $180^\circ$ 'lik geri saçılma durumundadır ve bu enerji Compton sınırı enerjisi olarak adlandırılır (Akkoyun 2011).

Yüksek enerjilerde ( $\gamma \gg 1$ ) hemen hemen  $\theta=0$

Düşük enerjilerde ( $\gamma \approx 0$ ) ise  $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta)$

Compton saçılma tesir kesiti, artan foton enerjisi ile azalır, fakat bu azalma fotoelektrik soğuruma göre daha yavaştır. Compton etkileşmesi, 0.1 MeV ile 10 MeV enerji aralığında baskındır ve toplam soğuruma en büyük katkıyı verir.

Compton olayında enerji ve momentum korunumu kanunları uygulanarak, saçılan foton ve yayınlanan elektronun enerji ve dalga boyu bağıntıları elde edilir (Mermigka 2008).

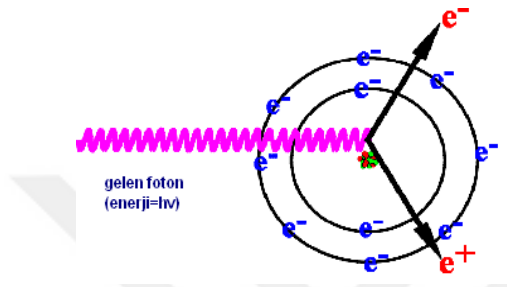
$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} \quad \text{burada } \gamma \equiv h\nu / m_e c^2 \quad (2.18)$$

$$K_e = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{\gamma(1 - \cos \theta)}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} \quad (2.19)$$

$$\cos\theta=1 - \frac{2}{(1+\gamma)^2 \tan^2\Phi+1} \quad (2.20)$$

$$\cos\Phi=(1+\gamma) \tan \frac{\theta}{2} \quad (2.21)$$

### 2.2.4.3. Çift oluşum



Şekil 2.12. Çift oluşum



Çift oluşumda, gelen elektromanyetik dalga fotonu atomun çekirdeği ile etkileşir. Fotonun enerjisinin bir kısmı elektron-pozitron çifti oluşturmaya harcanır. Geri kalan kısmı ise, elektron-pozitron çiftine kinetik enerji olarak verilir. Çift oluşum etkileşmesi sonucu açığa çıkan elektron-pozitron çiftinin kinetik enerjileri,  $h\nu = e^- + e^+ + E_- + E_+$  ve  $E_- + E_+ = h\nu - 1,02 \text{ MeV}$  bağıntıları ile hesaplanabilir.

Elektron ve pozitronun her birinin durgun kütle enerjileri  $0.511 \text{ MeV}$ 'dir ve bu nedenle reaksiyonun gerçekleşmesi için gerekli en küçük foton enerjisi  $2m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$  olmalıdır (Krane 2011).

Bir atom çekirdeğinin civarında bir elektron-pozitron çifti oluşturulduğunda korunum ilkesi çiğnenmez. Elektron  $q=e^-$  ve pozitronun  $q=e^+$  yüklerinin toplamı fotonunki gibi sıfırdır. Fotonun bu etkileşmeyi yapma olasılığı, yani çift oluşum tesir kesiti aşağıdaki gibidir.

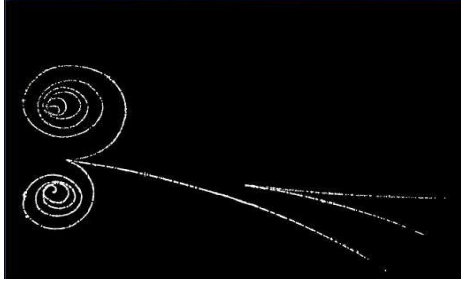


$$\sigma_{pp} = NZ^2 f(Z, h\nu) \quad (2.22)$$

Burada;  $\sigma$  materyal içinde hareket eden fotonun çift oluşum tesir kesiti,  $Z$  materyalin birim hacmindeki atom numarası,  $f(Z, h\nu)$  ise materyalin atom numarası ve foton enerjisine bağlı bir fonksiyondur. Çift oluşum tesir kesiti materyalin atom numarasının ( $Z$ ) karesi ile değişir ve artan foton enerjisiyle keskince artar.

Çekirdek alanındaki çift üretim için eşik enerjisi  $2m_e c^2$ , elektron alanında  $4m_e c^2$  dir. Yüksek enerjilerde ( $E_\gamma \gg 137m_e c^2 Z^{-1/3}$ ) çift üretim tesir kesiti hemen hemen sabittir.

$\sigma_{\text{çift}} = 4Z^2 \alpha r_e^2 [7/9 \{ \ln(183Z^{-1/3}) - f(Z) \} - 1/54]$  ve buradan  $\sigma_{\text{çift}} = (7/9) \sigma_{\text{brem}}$  elde edilir.



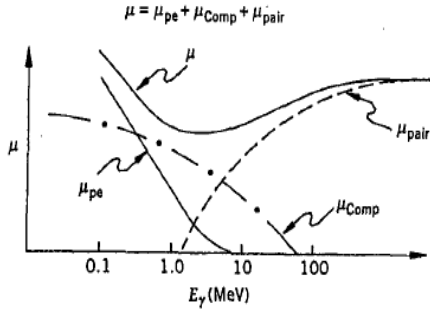
**Şekil 2.13.** Deneysel elektron-pozitron çifti oluşumu

Çift oluşumunun tersi de mümkündür. Çift oluşumunun tersi, bir pozitron bir elektronun yakınındayken gerçekleşir. Yaratıldıkları noktadan ayrılır ayrılmaz çiftin her biri iyonizasyon yoluyla materyalde enerjilerini kaybederler. Pozitron, enerjisi azaldıktan sonra bir elektron ile birleşir ve yok olma süreci gerçekleşir.  $e^- + e^+ = 2 h\nu$  yok olma ifadesidir. Yok olma reaksiyonu sonucu ortaya çıkan iki foton ışını, yok olma ışınması (annihilation radiation) olarak adlandırılır. Ortaya çıkan foton ışınlarının her biri 0.511 MeV enerjilidir ve momentumun korunumu yasası nedeniyle, tam olarak zıt yönde ilerlerler (Kenneth ve ark. 2002).

#### 2.2.4.4. Toplam soğurulma katsayısı ve foton zayıflaması

Ağır yüklü parçacıkların aksine, fotonlar madde içerisindeki atomlar tarafından geniş açıyla saçılır ya da soğurulur (Martin 2006).

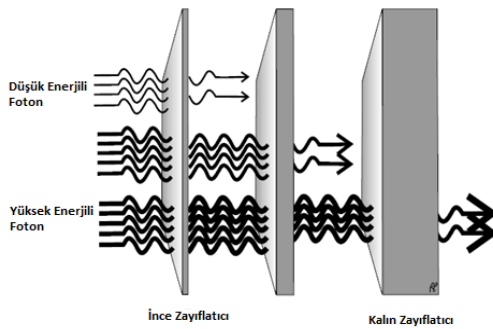
Madde içindeki bir fotonun yok olması için birim uzunluk başına toplam olasılık fotoelektrik soğurma ( $\mu_{pe}$ ), Compton saçılması ( $\mu_{Comp}$ ) ve çift oluşum ( $\mu_{pair}$ ) olasılıklarının toplamıdır. Fotonun, materyalin birim uzunluğunda bu üç etkileşmeyi yapma olasılıklarının toplamı, toplam zayıflama katsayısı olarak adlandırılır (Krane 1987).



Şekil 2.14. Toplam zayıflama katsayısının gelen foton enerjisi ile değişimi

$$\mu = \mu_{pe} + \mu_{Comp} + \mu_{pair} = N\sigma = \sigma(N_a\rho/A) \quad (2.23)$$

Burada; N atom yoğunluğu,  $N_a$  Avogadro sayısı ve  $\rho$  materyalin yoğunluğudur.



Şekil 2.15. Foton şiddetinin soğurucu madde kalınlığına bağlı olarak değişimi

Foton, belli bir kalınlıktaki madde içinden geçerken enerjisinde bir azalma meydana gelmez, sadece şiddetinde azalma meydana gelir. Fotonların şiddetlerindeki bu azalma kalınlığın fonksiyonu olarak üstel olur.

x mesafesinde foton bulunma ihtimali  $I/I_0 = \exp(-\mu x)$  ile ifade edilir. Burada  $I_0$  gelen fotonun şiddeti, x madde kalınlığı,  $\mu$  toplam zayıflama katsayısıdır.

Toplam zayıflama katsayısı, fotonun içerisinden geçtiği maddenin özelliğine bağlıdır ve fotonun ortalama yolunun tersidir (Knoll).

Eğer foton ışını bir bileşikten veya karışımından geçiyor ise, toplam zayıflama katsayısı Bragg formülünden hesaplanır.

$$\mu_c = \sum w_i \mu_i \quad (2.24)$$

Burada  $w_i$  bileşikteki i. elementin ağırlık kesri,  $\mu_i$  i. elementin toplam zayıflama katsayısıdır.

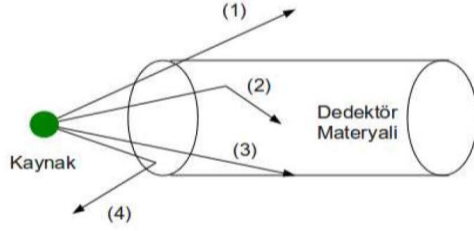
### 2.3. Gaz Detektörlerinin Genel Ölçüm Özellikleri

Temel parçacık fiziğinin tarihsel gelişim sürecinde farklı tip detektör çeşitleri geliştirilmiştir. Kullanılacak olan detektörün seçimi, yapılmak istenen ölçümün tipine bağlıdır ve detektör seçiminde bu özelliklere dikkat edilir.

Gaz detektörleri; konum çözünürlüğü (küçük bir alanda parçacık yerinin tespit edilmesi), zaman çözünürlüğü (detektör üzerine düşen iki ayrı parçacığın deteksiyonunun zaman aralığı), verim (detektör tarafından detekte edilebilen parçacığın oranı) gibi özelliklerinden dolayı geniş kullanım alanına sahiptir (Biswas 2010).

Detektörlerin çalışması aynı temel prensibe dayanır. Parçacık enerjisinin bir kısmını ya da tamamını detektöre aktarır ve orada ölçülebilir bir şekle dönüştürülür (Leo 1987).

Ölçümün gerçekleşip gerçekleşmeyeceği, parçacığın tipi ve enerjisi ile detektörün tipi ve boyutlarına bağlıdır. Şekil 2.16'da görüldüğü gibi, parçacık detektör ile hiç etkileşmeden yoluna devam edebilir (1), detektör içinde etkileşerek soğurulabilir (2), gözlenemeyecek küçüklükte sinyal üretecek kadar etkileşebilir (3) veya detektörü çevreleyen koruyucu materyalden saçılarak detektör ile etkileşemeyebilir (4) (Akkoyun 2011).



**Şekil 2.16.** Detektöre gelen parçacıkların detektör materyalinde etkileşmelerinde izleyebilecekleri olası yolları

### 2.3.1. Duyarlılık

Detektör duyarlılığı (hassasiyeti), verilen bir parçacık tipi ve enerjisi için elverişli bir elektronik sinyal üretebilme yeteneği olarak tanımlanır. Her enerji değeri için tüm radyasyon tiplerine birden duyarlı olabilen bir detektör yoktur. Verilen bir enerji değeri ve radyasyon tipi için detektörün duyarlılığı birkaç etmene bağlıdır. Bunlar detektördeki iyonizasyon tesir kesiti, detektör kütlesi, doğal detektör gürültüsü ve detektörün ölçüme duyarlı hacmini saran koruyucu materyaldir (Mermigka 2008).

Bunlardan tesir kesiti ve detektörün kütlesi, gelen radyasyon enerjisinin tamamının mı yoksa bir kısmının mı detektörde iyonlayıcı forma dönüşme olasılığı ile ilişkilidir.

Detektörle etkileşen radyasyonun varlığından bağımsız olarak, detektör çıkışında gözlenen sinyalin asgari bir miktarı vardır. Bu miktar, gürültü (noise) olarak adlandırılır ve detektör elektroniğinden kaynaklanır. Gürültü, detektör çıkışındaki akım veya gerilimin dalgalanması olarak belirir. Detektörde ölçülen radyasyonun elverişli bir sinyalini elde edebilmek için bu sinyalin ortalama gürültü değerinden büyük olması gereklidir.

Detektörlerin duyarlılığını kısıtlayan etkenlerden biri detektörü çevreleyen koruyucu materyaldir. Ancak, bu koruyucu materyalde soğuruma uğramadan materyali delip geçen ve detektöre ulaşan radyasyonların ölçümleri mümkündür. Bu nedenle koruyucu materyal kalınlığı, mümkün olan en küçük değerde tutulmalıdır.

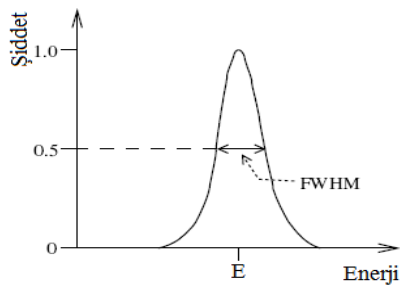
### 2.3.2. Detektör Cevabı

Detektörün okuma yapabilmesi için yani parçacığın detektör ile etkileşmesi ile keskin bir sinyal elde edilmesi arasındaki geçen zaman olarak tanımlanır.

Çoğu detektör parçacığın varlığının belirlenmesinin yanısıra parçacığın enerjisi ile ilgili de bilgi verir. Detektörde parçacık tarafından üretilen iyonizasyon miktarı duyarlı hacim içindeki enerji kaybıyla orantılıdır. Detektör ışığın tamamen soğurulabileceği kadar büyükse, bu iyonizasyon parçacığın enerji ölçümünü verir ve detektör tasarımına bağlıdır (Mermigka 2008).

### 2.3.3. Enerji Çözünürlüğü

Radyasyon enerjisini ölçmek üzere tasarlanmış bir detektör için en önemli unsurlardan biri, enerji çözünürlüğüdür. Çözünürlük “R”, birbirine yakın olan iki enerji değerini yani sinyali ayırt edebilmenin bir ölçüsüdür. Detektöre tek enerjili bir radyasyon demeti gönderildiğinde, radyasyonun enerji histogramında ideal olarak, keskin bir delta fonksiyonu piki görülmesi beklenir. Oysa gerçekte, detektörde meydana gelen iyonlaşmalar ve uyarılmalardaki dalgalanmalardan dolayı, sonlu bir genişliğe sahip, gauss dağılımlı bir pik gözlenir (Mermigka 2008).



Şekil 2.17. Gauss dağılımlı bir pikin FWHM'si

Çözünürlük, pikin yarı yükseklikteki tam genişliği (Full Width at Half Maximum of the Peak-FWHM) terimiyle tanımlanır. FWHM, bir sinyalin tepe noktasının yarı değerindeki genişliğine verilen isimdir. Radyasyon detektörlerinde bu değer küçük olması istenir ki birbirlerine yakın enerjilerdeki ışınlar ayırt edilebilsin. Detektörün enerji çözünürlüğü azaldıkça, pik genişleyerek daha büyük FWHM değerine sahip olur.

Enerji çözme gücü  $R = \frac{FWHM}{\bar{E}}$  olarak verilir. Burada  $\bar{E}$ , pikin ortalama enerjisidir.

Verilen bir E enerjisi için enerji çözünürlüğü R, bir detektörde depolanan iki enerji değeri arasındaki fark eğer FWHM' den daha küçük ise, bu enerjiler birbirlerinden ayırt edilemezler (Baykal 2007).

#### 2.3.4. Detektör Verimi

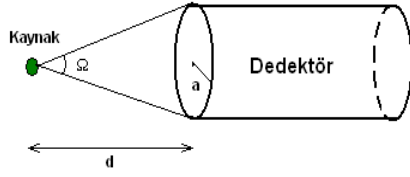
Detektör tarafından ölçülen parçacıkların oranı, detektör verimi (E) olarak adlandırılır. Detektör verimi, detektörün geometrisi ve etkileşme olasılığının bir fonksiyonu olarak, mutlak (absolute) ve gerçek-öz (intrinsic) olarak ikiye ayrılır (Akkoyun 2011).

Detektörün mutlak verim ya da toplam verimi ( $E_{mutlak}$ ), kaynaktan saçılan fotonların detektör tarafından ölçülebilme olasılığını, öz verim ( $E_{öz}$ ) ise, detektöre çarpan fotonların ölçülebilme olasılığını ifade eder. Aralarında  $E_{öz} = (4\pi/\Omega) E_{mutlak}$  ilişkisi vardır. Burada  $\Omega$ , detektörün kapladığı katı açıyı göstermektedir (Leo 1987).

$$E_{mutlak} = \frac{\text{Detektörde kayıt edilen olaylar}}{\text{Kaynaktan yayınlanan olaylar}} \quad (2.25)$$

$$E_{öz} = \frac{\text{Detektörde kayıt edilen olaylar}}{\text{Detektöre gelen olaylar}} \quad (2.26)$$

Mutlak verim, detektörün kapladığı katı açıya, yani alan A ve kaynaktan uzaklığına bağlıdır. Dairesel bir detektör için  $\Omega = \pi a^2/d$  olarak verilir.



**Şekil 2.18.** Dairesel bir dedektör için katı açısı

Öz verim ise, katı açıdan bağımsız, radyasyon enerjisine ve dedektörün materyali ile kalınlığına bağlıdır. Dedektöre gelen parçacıkların etkileşme kesitlerinin bir fonksiyonudur.

### 2.3.5. Dedektör Kazancı

Yük kazancını tayin etmek için deneysel ve teorik birçok analizler yapılmaktadır. Amaç, çalışma performansı en iyi, çözünürlüğü en yüksek olan dedektörler üretmektir.

Yüklü bir parçacık, dedektör hacmine girdiğinde yolu boyunca iyonizasyon ile enerji kaybeder ve birincil elektron-iyon çiftleri üretirler. Üretilen birincil elektronlar, elektrik alanına bağlı olarak hızlanırlar ve enerjileri gaz iyonizasyon potansiyelini aştığında ikincil elektron-iyon çiftleri oluşturabilirler. Böylece elektronlar, anoda doğru sürükleninceye kadar sayılarında bir çoğalma gözlenir yani yük kazancı gerçekleşir. Kazanç çıktısındaki son ve ilk elektron sayılarının oranı,  $G=n/n_0$  olarak ifade edilir (Blum ve ark. 1993).

Buna göre dedektördeki toplam serbest elektronların sayısı  $n_0$  ile gösterilirse,  $d_r$  yolu sonunda serbest elektron sayısındaki artış,  $dn_e = n_0 n_d \sigma_i d_r$  olarak verilebilir. Buradaki  $n_d \sigma_i$  terimi bir gaz ortamında elektrik alan varlığında ilerleyen serbest bir elektron tarafından, birim uzunluk başına üretilen elektron-iyon çifti sayısı Townsend katsayısı ( $\alpha$ ) olarak bilinir.  $\alpha$ , dedektörde kullanılan gazın cinsi, sıcaklığı, basıncı gibi fiziksel özellikleri ile elektrik alanına bağlı makroskobik bir büyüklüktür (Blum ve ark. 1993).

Silindirik bir dedektörün kazancı ( $G$ ) ile Townsend katsayısı arasındaki ilişki aşağıdaki gibi verilir;

$$G := \frac{n}{n_0} = \exp \int_{r_a}^{r_k} d_r \alpha (E(r)) \quad (2.27)$$

Burada  $r_a$  elektronun elektrota doğru harekete başlama konumu,  $r_k$  elektrotun konumudur.  $E(r)$  ise gaz hacmindeki elektrik alan şiddetidir.

Paralel levhalı detektörde elektrik alan sabit olduğundan kazanç;

$$G := \frac{n}{n_0} = \exp (\alpha d) \quad (2.28)$$

şeklinde ifade edilir. Paralel levhalı bir detektördeki çığ oluşumu konumdan bağımsız olarak gelişir ve silindirik detektöre kıyasla anottan çok daha uzak bölgelerde de başlayabilir (Knoll).  $\alpha$ , birinci Townsend katsayısı,

$$\alpha/p = A \exp ( -Bp/E ) \quad (2.29)$$

ifadesi ile verilir. (Korff 1946). Burada P, basınç, E uygulanan elektrik alan ve A ve B katsayıları ise gazın cinsine bağlı sabitlerdir.

#### 2.4. Yüksek Enerji Fizikinde Kullanılan Gaz Detektörleri

Detektörün gelişimi, 1911 yılında sis odasının tasarımıyla başladı. 1929 yılında Gieger-Müller detektörü, iyonizasyon odası, orantılı sayaçlar geliştirildi. 1934 yılında Foto Çoğaltıcı Tüpler (PMT-Photo Multiplier Tube), 1937 yılında Nükleer Emülsiyonlar geliştirildi ve 1952 yılında Kabarcık odasının keşfiyle gelişim devam etti.

G. Charpark tarafından 1968 yılında icat edilen ve modern detektör teknolojisinin temelini oluşturan çok telli orantılı sayaçlar (Multi Wire Proportional Chamber - MWPC) diğer bir önemli buluş oldu. Bu katkısından dolayı Charpark 1992 yılında Nobel ödülü aldı (Kenneth ve ark. 2002).



İlerleyen yıllarda mikro yapılı gaz detektörler geliştirildi ve 1980'lerin sonlarına doğru Katıhal detektörleri kullanılmaya başlandı. Modern ölçüm cihazları ise çeşitli detektörlerin bir araya getirilmesiyle kullanılır.

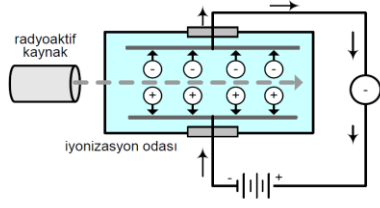
Multi-Wire Proportional Counter (MWPC), RPC, Time Projection Chamber (TPC), Parallel Plate Avalanche Chamber (PPAC), Gas Electron Multiplier (GEM), micromegas gibi detektörler gazlı detektörlerin yaygın olarak kullanılan çeşitleridir. Gazlı detektörler çalışması ve üretimi kolay olduğundan YEF deneylerinde (STAR, CMS, ATLAS, ALICE vb.) kullanılır. Deneylerle üretilen parçacıkların yaşam süresi, momentumu, enerjisi gibi özellikleri ölçülebilir (Biswas 2010).

Gazlı detektörler temel olarak iki zıt yüklü paralel levha ve içi gaz dolu ortamdan oluşur. Yüklü bir parçacığın gaz hacmi içerisinde yolu boyunca gaz atomlarını iyonize ederek serbest elektron ve iyon çiftleri oluşturarak enerji kaybetmesi temeline dayanır.

#### **2.4.1. İyonizasyon Odaları**

İyonizasyon odası, bir yüklü parçacığın iyonizasyon enerji kaybını ya da bir fotonun enerji kaybını ölçmek için kullanılan bir gaz detektördür. Bu detektör, iyonize edici radyasyon tarafından gaz içerisinde üretilen yük taşıyıcı elektron-iyon çiftlerinin elektrik alanında anoda ya da katoda doğru sürüklenmesi temeline dayalı olarak çalışmaktadır. Parçacık iyonizasyon odasında tamamen soğurulursa enerjisi ölçülebilir (Gruppen 1992).

Güç kaynağı, merkezi telin sürekli olarak pozitif elektrik yüklü kalmasını sağlayarak telin negatif elektrot olarak kalmasını sağlar. İyon odasında tele uygulanan gerilim diğer gaz dolu detektörlerde uygulanan gerilimden düşüktür. İyon odası, doz hızı ölçümü yapmak için sağlık sektöründe, ışınlanma düzeyinin ölçülmesi için radyasyon alan detektörü olarak ve cep dozimetresi olarak kullanılır (<https://kbrn.afad.gov.tr/kategori-1181-dedektorler.html>, 2014)



**Şekil 2.19.** İyonizasyon odası

Bir yüklü parçacık iyonizasyon odasına girdiğinde parçacığın cinsine ve enerjisine bağlı olarak gaz içinde iyonizasyon oluşur. İyonizasyon odasında  $U_0$  voltajı, yüklerin çoğalmasını önleyecek şekilde seçilir. Elektrotlara uygulanan voltaj düzgün bir elektrik alan oluşturur. Bu elektrik alan şiddeti sabittir (Demir 2002).

$$E=E_x=U_0/d \quad (2.30)$$

İyonizasyon odalarında yük çoğalması yani üretilen yük taşıyıcılarının sayısında bir artma yoktur. Gelen parçacık tarafından üretilen birincil iyonizasyon, uygulanan elektrik alan sebebiyle sadece toplanır (Demir 2002).

Çıkış sinyali, uygulanan voltajdan bağımsızdır. Parçacık tarafından depo edilen enerji iyon sayısı ile orantılıdır. Enerji ve zaman çözünürlüğü zayıftır ve sinyal kaydı sınırlıdır. Işın monitörü olarak (parçacık akısı genişletir) ve radyo aktif kaynakların kalibresinde kullanılır (Martin 2006).

#### 2.4.2. Orantılı Sayaçlar

Orantılı sayaçlar tek telli ve çok telli orantılı sayaçlar şeklinde incelenebilir. Ayrıca son yıllarda mikro yapıli orantılı sayaçlar da geliştirilmiştir.

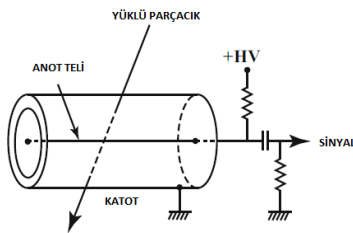
Orantılı sayaçlar, yapı olarak iyonizasyon odasına benzer. Orantılı sayaçlar ve iyonizasyon odası arasındaki en önemli fark orantılı sayaçlarda daha yüksek gerilim uygulanmasıdır. Bu yüksek gerilimden dolayı radyasyonun oluşturduğu elektrik akımı, ayrı bir radyasyon sayımı olarak değerlendirilecek kadar yükseltilir. Orantılı sayaçlar

radasyonun enerjisi ile ilgili bilgiye ulaşmamızı sağlar. Orantılı sayaçlarda, detektör içi ilk iyonlaşma ve elde edilen elektrik akımı orantılıdır. Örnek vermek gerekirse, farklı enerjilere sahip radyasyon kaynaklarının oluşturdukları iyonlaşma sonucu oluşan elektrik akımı da farklı olacak ve bu enerjinin ayırt edilmesini sağlayacaktır (<https://kbrn.afad.gov.tr/kategori-1181-dedektorler.html>, 2014)

Silindirik bir orantılı sayaçta, ince çaplı anot telleri kullanılırsa ya da daha yüksek anot voltajı kullanılarak elektrik alan şiddeti artırılırsa sürüklenen elektronlar, anot teli civarındaki yüksek elektrik alan şiddetindeki bölgelerde çoğalırlar. Elektronlar iki etkileşme arasında, elektrik alandan dolayı yeteri kadar yüksek enerji kazanabilirse yeni iyonizasyonlara sebep olurlar ve ikincil elektronlar da anoda doğru sürüklenirken yeni iyonizasyonlar yaparak bir çığ oluşturacak şekilde çoğalırlar (Demir 2002).

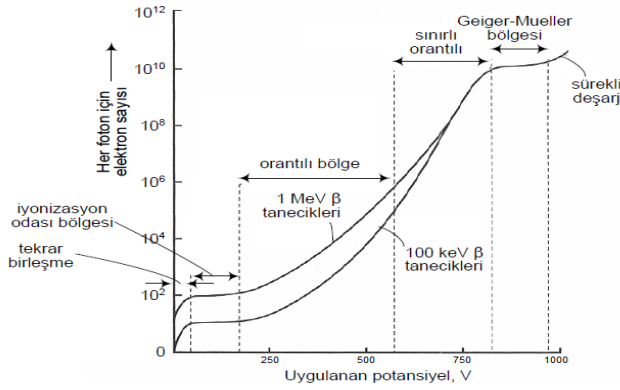
Orantılı sayaçlarda enerji çözünürlüğü, yük taşıyıcılarının üretimi ve çoğalmalarının dalgalanmaları ile sınırlıdır. Çığ oluşumu, anot telinin yakınında iyonizasyonun meydana geldiği yerde gerçekleşir ve bu durum çoğalmadaki dalgalanmalar nedeniyle anot teli boyunca yanlara doğru orantılı olarak yayılmaz. Orantılı sayaçlarda ölçülen sinyal, birincil iyonizasyon ile orantılıdır. Orantılı bölgede yük çoğalma faktörü  $10^6$  değerine kadar ulaşabilir (Demir 2002). Orantılı bölge öncelikle parçacığın konumunun tam olarak ölçülmesinde kullanılır (Martin 2006).

En temel silindirik orantılı sayaç yapısı, Şekil 2.20’de verilmiştir. Silindirin dış yüzeyi (katot) topraklanır, merkezdeki ince anot teline ise yüksek voltaj uygulanarak elektronların tele doğru hareket etmesi sağlanır. Silindirik gaz haciminde oluşan elektrik alan şiddeti,  $1/r$  ile orantılıdır.



**Şekil 2.20.** Silindirik bir gaz detektörünün basit yapısı

Gaz detektörlerde Argon (Ar), Xenon (Xe), Helyum (He) gibi soy gazlar tercih edilir. Böylece elektronların iyonlarla kolayca birleşmesi önlenmiş olur. Bu soy gazlar genellikle CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, izobütan ve diğer hidrokarbonlar ile karıştırılarak kullanılır. (Grupe 1992).



**Şekil 2.21.** Bir silindirik gazlı sayacın kendisine uygulanan voltaj değerine göre çalışma modlarında toplanan elektron sayısı

Şekil 2.21’ de silindirik gazlı sayacın voltaja bağlı çalışma modları verilmiştir;

Tekrar Birleşme Bölgesinde (I bölge), detektörde iyonize edici parçacık tarafından oluşturulan başlangıçtaki elektronlar ve iyonlar küçük bir gerilim altındadırlar. Bu yüzden iyonlardan bazıları hızlarının yavaş olmasından dolayı elektrotlara toplanmadan elektron ile tekrar birleşerek nötr hale gelirler. Bu bölgede verim alınmaz.

İyonizasyon Bölgesinde (II bölge), uygulanan gerilim artırıldığında iyonlar tekrar birleşmeye fırsat bulamadan elektrotlara ulaşırlar. Tüm yük elektrotlarda toplanır. Elektronlar, oluşan elektrik alan etkisiyle anot teline doğru çekilirler ve anot telinde toplanan bu elektronlar bir elektrik pulsu meydana getirirler. Çoğalma yoktur. Kazanç ~ 1 olur.

Orantılı Bölgede (III bölge), yük çoğalması başlamıştır. Çoğalma miktarı uygulanan voltaja göre lineer olarak artar. Çoğalmadan sonra meydana gelen elektron-iyon çifti

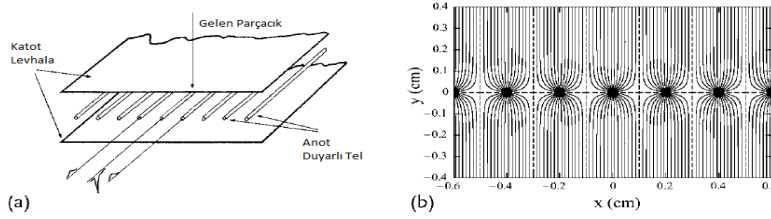
sayısı, iyonize edici parçacığın enerjisi ile orantılıdır. Kazanç uygulanan voltaja göre  $\sim 10^2 - 10^5$  dir.

Sınırlı Orantılı Bölgede (IV bölge), uygulanan voltaj artar yük çoğalmasındaki lineerlik bozulmaya başlar. Her enerjideki iyonize edici parçacık için çoğalma başlar ve Geiger bölgesine kadar devam eder. Bu bölge aynı zamanda streamer bölgesi olarak da bilinir. Foto-emisyon güçlüdür. Kazanç  $\sim 10^{10}$  dur. Eklenen gazlara göre sınırlı orantılı bölge görünmeyebilir.

Geiger Müller Bölgesinde (V bölge), yük çoğalması parçacığın enerjisine bağlı olmayıp sabittir yani her enerji ve her cins iyonize edici parçacık için çoğalma aynıdır. Yük çoğalmasındaki bu sabit değer, belli bir voltaj değerine kadar değişmeden kalır.

Boşalma Bölgesinde (VI bölge), yüksek voltaj nedeniyle gaz boşalması olur. Boşalma sırasında aygıt gelen yüklü taneciklere duyarlı değildir. Sinyal alınmaz (Krane 1987, Kenneth 2002, Kukk 2011, Nagashima 2013).

Orantılı sayaçlardan çok telli orantılı sayaçlar (Multi Wire Proportional Chamber, MWPC), temel olarak belli bir mesafe ile dizilmiş anot telleri ve bu telleri saran iki katot düzleminde oluşmaktadır (Kukk 2011).

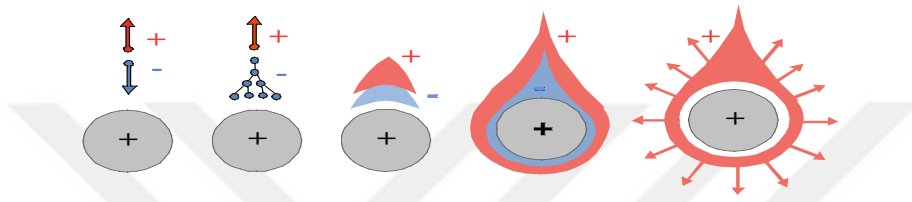


**Şekil 2.22.** (a) Çok telli orantılı sayacın şematik gösterimi ve (b) elektrik alan çizgileri

Çıg oluşum süreci, tek telli orantılı sayaçlarınkı ile aynıdır. Her bir anot telinin hemen yakınında iyonizasyon sonucu oluşan yük yoğunluğu içerisinde bulunan pozitif iyonların katoda doğru yavaşça sürüklenmeleri ile anottan sinyal alınır. Anot sinyalinin çıkışı yüksek zaman çözünürlüğüne sahip bir osiloskopa ya da hızlı analog-dijital

dönüştürücüye bağlanırsa çok telli orantılı sayaçlarla parçacık izinin iyonizasyon yapısı belirlenebilir (Demir 2002).

Çoğunlukla anot teli olarak çapları 10µm ile 30µm arasında değişen altın kaplı tungsten kullanılır. Tipik olarak iki anot teli arasındaki mesafe 2mm dir. Her bir anot teli ayrı bir detektör gibi davranır. Anot teli ve katot arasındaki mesafe 10mm civarındadır. Katotlar metal yapraklardan veya gerilmiş tellerden oluşturulan bir düzlem tarafından oluşturulur. (Grupe 1992).



**Şekil 2.23.** Çok telli orantılı sayaçta, anot teli civarında çığ oluşumunun zamanla gelişimi

Elektronlar ve iyonlar, temel iyonizasyon sonunda aynı yerde ortaya çıkarlar. Yük taşıyıcılarının üretiminden sonra elektron ve iyonlar kümeler halinde birbirlerinden ayrılırlar.

Elektron kümesi, tele doğru sürüklenir ve yanlara doğru difüzyon sebebiyle biraz genişler. Birincil elektronların geliş doğrultusuna bağlı olarak ikincil elektronların tel civarındaki dağılımları biraz asimetrik yapıdadır. Avalanche olayındaki elektron iyon çiftleri damla şeklindedirler (Kukk 2011).

En son basamakta, iyonlar radyal olarak geriye katoda doğru yavaşça sürüklenirler. Çok telli orantılı sayaçlarda tipik yük çoğalması  $10^5$  mertebesinde (Grupe 1992).

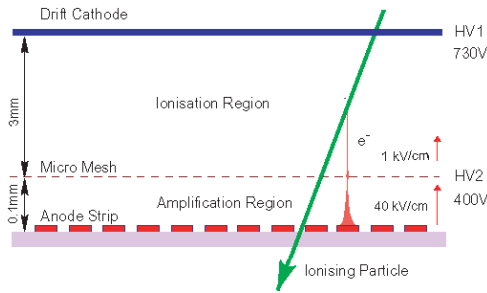
MWPC ve sürüklenme odasının oran kapasitesi yavaş hareket eden pozitif iyonların hareketinden dolayı sınırlıdır. Bu dezavantajı ortadan kaldırmak için 1988 yılında Oed tarafından mikro şeritli gaz detektörler (Microstrip Gas Chamber - MSGC) geliştirildi. Böylece mikro yapıli orantılı sayaçların (Micro-Pattern Gas Detectors - MPGD) devri başladı (Kleinknecht 1998).

Teller devre kartları üzerine iletken metal şeritler yerleştirilerek oluşturulan MSGC'ler yeni nesil hızlandırıcı deneylerinde kullanılmaktadır (Martin 2006).

MPGD'ler arasında öne çıkan detektörlerden bir diğeri mikro örgülü gaz sayacı (Micromegas) (Micro–Mesh Gaseous Structure) olmuştur (Giomataris, 1996). Micromegas'lar temelde paralel levhalı detektörlere oldukça benzer. Birincil parçacıklar geniş bir iyonizasyon bölgesi içerisinde oluşur, elektrik alan etkisindeki elektronlar küçük deliklere sahip ince katot örgüler ile anot arasındaki dar bölgede çoğalır.

MPGD'lerde parçacıkların detektör içerisinde geçişi sırasında oluşan birincil etkileşimler, bir ön çoğaltma birimi sayesinde sinyalin alındığı bölgeden ayrılır. Böylece ikincil etkileşimler nedeniyle ortaya çıkan ve detektörün performansını düşüren etkiler azaltılmış olur. Gaz hacmi içerisinde bir ön çoğaltma vasıtasıyla daha güçlü sinyal alınması sağlanır.

Micromegas detektörlerinin oldukça yüksek enerji ve konum çözünürlüğüne sahip olması, bu detektörlerin parçacık fiziği deneylerinde ve tıbbi görüntüleme uygulamalarında kullanılabileceğini göstermiştir.



**Şekil 2.24.** Mikro Örgülü Orantılı Sayaç

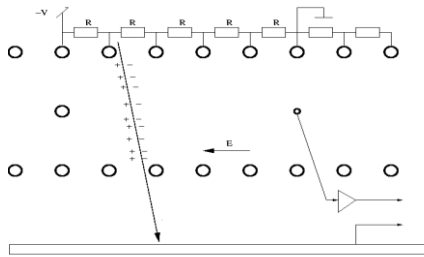
1997 de G. Charpak ve F. Sauli GEM (Gas Electron Multiplier) detektörünü geliştirdiler. GEM detektörünün örgü bölgesi, her iki tarafı metal ile kaplanmış yalıtkan polimer tabakadan meydana gelir. Elektronların çoğalması, elektronların deliklerin içerisinde geçmesi esnasında gerçekleşir.

Yarı iletken mikroçip teknolojisinin gelişmesiyle daha küçük şeritlere sahip iletken plakalar geliştirildi. MWPC ler ile aynı yapıya sahip ancak anot aralıkları daha küçüktür (Nagashima 2013).

MSGC'ler, MWPC'lere kıyasla  $10^3$  kat daha yüksek sayma hızlarına sahip olmalarına rağmen özellikle yüksek enerji deneylerinde ihtiyaç duyulan sayma kapasitesi ve kararlılık gibi gereksinimleri karşılayamadıkları görülmüştür.

### 2.4.3. Sürüklenme Odaları

Yüksek çözünürlüklü sürüklenme odaları, elektronların anot tellerine varış zamanlarını ölçmek amacıyla kurulmuştur. Çok telli orantılı sayaçlara göre çok geniş hacimlidirler. Çok telli orantılı sayaçlarda, anot telleri arasında düşük elektrik alan şiddetli bölgeler vardır. Bu bölgedeki alan kalitesini arttırabilmek için anot tellerinin arasına bir negatif potansiyel teli yerleştirilerek düzgün dağılımlı bir elektrik alan elde edilir. Geniş sürüklenme hacimlerinde ise, anot teli ile çemberin uçları arasındaki potansiyel aralarına dirençler konmuş katot çubukları tarafından düzenlenir. Bu durum elektronların düşük alan bölgelerinden anoda doğru sürüklenmelerini sağlar. Anot civarındaki alan dağılımı MWPC'lere benzer (Demir 2002, Nagashima 2013).



**Şekil 2.25.** Sürüklenme Odası

Sürüklenme zamanının ölçülmesi, çok telli orantılı sayaçlara göre sürüklenme odalarında kullanılan anot tellerinin sayısını azaltır. Anot telleri arasındaki mesafenin küçük tutulmasıyla sabit elektrik alan elde edilir ve önemli derecede yüksek uzaysal çözünürlük sağlanır.



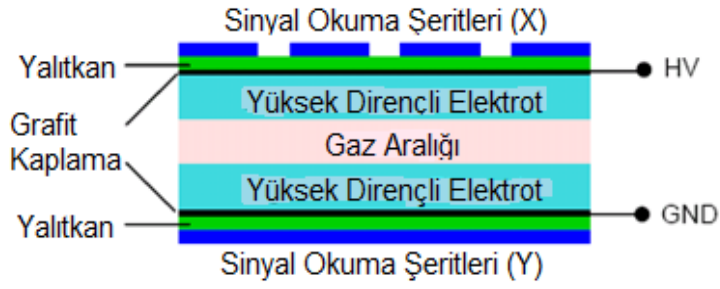
#### 2.4.4. Dirençli Tabaka Yapılı Detektör (RPC Resistive Plate Chamber) ve Özellikleri

İlk dirençli kıvılcım odaları Fedotovitch ve arkadaşları tarafından geliştirildi. 100 µm gaz aralığı ve yarıiletken cam kullanıldı. Dirençli elektrot olarak bakalit ( $\rho=10^{11} \Omega\text{cm}$ ) kullanılarak 1,5 mm aralıklı, basit yapılı ve atmosfer basınçta gaz karışımına sahip paralel oda geliştirildi. Bu teknik ekonomik olmasına rağmen çalışmasında bazı güçlükler vardı. Bu güçlük, paralel levha olarak cam elektrotlar kullanılarak Anelli ve arkadaşları tarafından giderildi (Biswas 2010).

RPC, 1981 yılında R. Santonico ve R.Cardelli tarafından geliştirildi. İlk RPC tek gaz aralıklı dirençli bakalit elektrotlar olarak tasarlandı, 1996 da multi aralıklı RPC'ler geliştirildi. Bakalit yerine ilerleyen zamanla, bakalit yerine daha rijit ve daha pürüzsüz bir yüzeye sahip olması bakımından grafit kaplı cam elektrotlar da kullanılmaya başlandı (Santonico ve ark. 1981, 1988).

RPC'nin şematik gösterimi Şekil 2.26'da verilmiştir (Santonico ve ark. 1981, 1988). RPC, yaygın olarak kullanılan paralel levhalı bir gaz detektörüdür. Yapı olarak, cam ve bakalit gibi yüksek dirençli ( $\sim 10^9 - 10^{11} \Omega\text{cm}$ ), içerisi gaz dolu paralel levhalar ve levhalar üzerinde oluşan sinyallerin toplanmasını sağlayan sinyal okuma şeritlerinden oluşan basit bir yapıya sahiptir. Bu şeritler, her iki elektrot yüzeyine yerleştirilerek -x ve -y doğrultusunda geçen parçacıklardan üretilen sinyaller tayin edilebilir. Paralel elektrotlardan biri yüksek voltaj altında tutularak gaz hacim içinde sabit bir elektrik alan oluşturulur (Biswas 2010).

Gaz hacminde oluşan elektrik alan, geçen yüklü parçacığın gaz içindeki iyonizasyonları sonucu üretilen elektron- iyon çiftlerinin elektrotlara doğru ilerlemesini mümkün kılar. Oluşan yük çoğalması sinyalleri, elektrot levhalar üzerine yerleştirilen okuma şeritleri ile tespit edilir. Elektrot levhanın küçük bir bölgesinde depo edilen yük, levha boyunca yavaşça boşaltılır.



**Şekil 2.26.** RPC detektörünün şematik yapısı

Deney gereksinimlerine göre tasarlanmakla birlikte RPC, genellikle; kolay üretim ve çalışma, birim alan başına düşük maliyet, > %98 yüksek verimlilik, ~ 1-2 ns'lik zaman çözünürlüğü, iki boyutlu okuma (x, y) gibi temel özelliklere sahiptir. Bu özellikleri nedeniyle yüksek enerji fiziğindeki birçok deneyde detektör olarak tercih edilir (Lippmann 2003).

RPC'de kullanım amacına bağlı olarak genellikle, argon, izobutan ( $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ ) ve tetraflorüretan ( $\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2$ ),  $\text{CO}_2$  metan, etan  $\text{SF}_6$  (sülfürhekzafloroid) gibi gazlar ve çeşitli karışımları kullanılır. Yük birikme işlemi materyalin yüksek direncinden dolayı yavaştır.  $\text{SF}_6$  (sülfürhekzafloroid) gaz hacminde oluşan elektron sayısındaki aşırı artışı kontrol etmek, tetraflorüretan ( $\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2$ ) ters yönde yayılmayı engellemek amacı ile dindirici gaz olarak kullanılır.

En yaygın kullanılan gaz karışımları aşağıdaki gibidir.

$\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2/i\text{-C}_4\text{H}_{10}/\text{SF}_6$  (97:2,5:0,5)

$\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2/i\text{-C}_4\text{H}_{10}/\text{SF}_6$  (85:25:20)

$\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2/i\text{-C}_4\text{H}_{10}/\text{SF}_6$  (96,2:3:0,3)

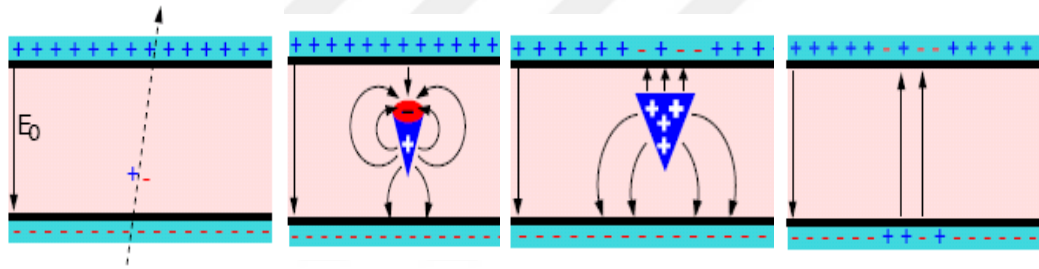
$\text{Ar}/\text{CO}_2$  (50:50)

$\text{Ar}/i\text{-C}_4\text{H}_{10}$  (50:50)

Asal gazlar, kolay iyonize olması ve elektron bağlanma katsayılarının daha düşük olması bakımından bu tip detektörlerde tercih edilirler. Gaz seçimini, düşük voltajda çalışma, yüksek kazanç, iyi orantılılık, yüksek oran kapasitesi gibi birçok faktör belirler.

RPC, çığ (avalanche) ve yük boşalma (streamer) modu olmak üzere iki modda çalışır ve bu çalışma modunu detektörün kazancı belirler. (Biswas 2010).

Avalanche modda, elektrik alan bölgesine giren iyonize edici radyasyon tarafından serbest bırakılan birincil yükler, ikincil iyonizasyonlar yani ikincil elektron-iyon çiftleri oluştururlar. Yüklerin gaz içindeki çoğalma mekanizması, Townsend çığ oluşum sürecine uyar (Şekil 2.27). Modern standart RPC genelde bu modda çalışır (Biswas 2010)

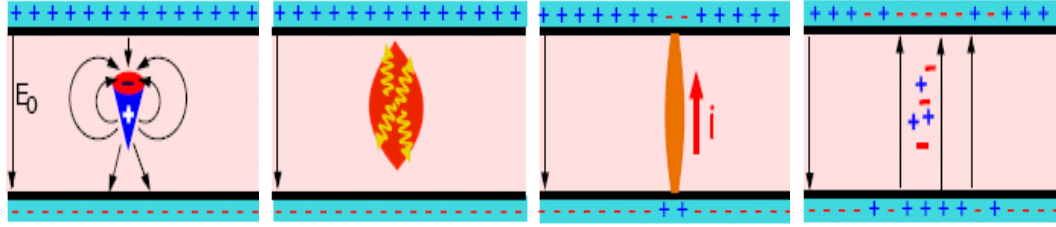


**Şekil 2.27.** Avalanche modun şematik gösterimi

Eğer yük çoğalması çok fazla artarsa, ikincil elektronların çığ yöneliminde fotonlar da etkili olmaya başlar ve böylece RPC detektör avalanche moddan streamer moda geçmiş olur (Fonte ve ark. 1997). Şekil 2.28’de streamer modun şematik gösterimi verilmiştir. Oluşan çığ yükleri gaz aralığındaki elektrik alan şiddetini dikkate değer bir ölçüde bozar. Çığ gelişimine fotonlar da eklenerek çığın hızla enine bir şekilde yayılmasına sebep olur. Bu sırada küçük bir kıvılcım oluşabilir. Elektrotta yük boşalması başlar.

Streamer modda, iyileşme (yeniden sinyal oluşturma) zamanı daha büyüktür ve biriken yükün neden olduğu zarar RPC’nin yaşam ömrünü azaltır. Dikkatli materyal seçimi, aşırı yük birikiminden kaçınmak için düz yüzey seçimi streamer modda RPC’nin ömrünü uzatabilir. Streamer modun avantajı elektronik bileşen sayısının az olmasıdır

fakat yük birikiminden dolayı elektrotların yüzeyinde avalanche moddan daha fazla aşınma meydana gelir. Avalanche modda detektör ömrü daha uzundur (Biswas 2010).



Şekil 2.28. Streamer modun şematik gösterimi

RPC, zaman çözünürlüğünün iyi olması sebebiyle parçacıkların uçuş sürelerini (timing RPC) tespit etmek için kullanıldığı gibi bazı yüksek enerji detektör sistemlerinde tetikleyici (Trigger) olarak da kullanılır.

Timing RPC, 0,2-0,3 mm gaz aralıklı yapısıyla TOF (Time Of Flight - içerisinde geçen parçacıkların uçuş sürelerinin farklarını ölçerek parçacıkların kimlik tespiti) ölçümleri için kullanılır. Avalanche modda çalışır, 100kV/cm'lik elektrik alanda ~%99 verimlilik sağlar, zaman çözünürlüğü  $\sigma \sim 50$  ps dir ve trigger RPC'den daha iyidir. (Biswas 2010).

LHC'deki (Büyük Hadron Çarpıştırıcısı) kafa kafaya çarpışmada parçacığın tanımlanmasının (Particle Identification - PID) önemli bir parçasıdır. Yüklü parçacıkları aldığı yol üzerinde takip ederek onların tanımlanmasını sağlar. Manyetik alandan yararlanılarak, parçacığın yükünün cinsi ve momentumu ölçülebilir. Ayrıca parçacığın konumu ve gidiş doğrultusu belirlenebilir. TOF ölçümünün ardından parçacığın kütlesi de belirlenir (Lippmann 2003).

Trigger RPC, müon detektör sisteminde tetikleyici olarak kullanılan RPC tipidir. Müon sistemi, tabakalar içerisine yerleştirilmiş varil kısmında dokuz, kapak kısmında ise sekiz RPC kullanılarak oluşturulmuştur (Lippmann 2003).

Minimum iyonize edici parçacıklar (MIP) için kullanılır. Müonların varış zamanı, bulunduğu yer hakkında bilgi verir. Geniş alanlı, ~1mm aralığında tek gaz aralıklı ya da

çift gaz aralıklı olarak trigger RPC avalanche ve streamer modda çalıştırılır. Verimlilik ~%98, zaman çözünürlüğü  $\sigma \sim 1-1,5$  ns dir (Biswas 2010).

R. Santonico ve R. Cardarelli tarafından tek gaz aralıklı olarak geliştirilen RPC dizaynı, çift, multi (MRPC) ve hybrid gaz aralıklı olarak geliştirilmiştir. Geniş gaz aralıklı RPC de gaz aralığı 8mm-9mm seçilir. Avantajı sinyal oranı yüksektir fakat uzun yolun yarattığı sinyal varım zamanındaki geniş dalgalanmadan dolayı zaman çözünürlüğü zayıftır (Biswas 2010).

Multi gaz aralıklı RPC (MPRC), 0,2-1 mm aralığa sahip birkaç gaz aralığından oluşur. Küçük gaz aralığı zaman çözünürlüğünü artırır. RPC'nin toplam gaz hacmi en dıştaki iki dirençli paralel levha arasına ilave edilen eşit küçük gaz aralıklarına bölünür. Yüksek voltaj sadece dış yüzlere uygulanır, orta levhalarda elektriksel olarak değişkendir. Sinyali elektronların hızlı hareketi oluşturur.

Hibrit Melez RPC, metalik ve dirençli elektrotların birleştirilmesiyle yapılan RPC'dir. Detektörün temel özelliği basit yapıya sahip olması ve iyi zaman çözünürlüğü (<50 ps) ve deteksiyon verimi (>%95), geniş alan ve yüksek ayırım eşiğine sahip olmasıdır. Bu tip RPC, TOF ve PET'lerde kullanılır. RPC detektörünün tasarımı, materyali, çalışma modu, içerisindeki gazın bileşeni parçacık deneylerinin gereksinimine bağlı olarak uygulanır (Biswas 2010).

#### **2.4.4.1. RPC detektörün kullanım alanları**

RPC'den genellikle yüksek enerji ve nükleer fizik deneylerinde yararlanılmakla birlikte günümüzde RPC'nin birçok kullanım alanı vardır:

CERN'deki LHC (Large Hadron Collider-Büyük Hadron Çarpıştırıcı) içerisindeki ATLAS (A large Toroidal Lhc ApparatuS) ve CMS (Compact Muon Solenoid) detektörlerinde alt detektör olarak, ALICE (A Large Ion Collider Experiment-Ağır İyon Çarpıştırıcı Deney) ve BES3 gibi diğer cihazların bir parçası olarak kullanılır.

Katot Şerit Odacığı (CSC - Cathode Strip Chamber) ve Sürüklenme Odacığı (DT - Drift Chamber) ile birlikte paralel olarak müon tetikleme sisteminin önemli bir parçasıdır.

Havadaki parçacık sağanağının ölçümünde ayrıca X ve UV ışını görüntülemesinde, PET (pozitron emisyon tomografisi) yaygın olarak kullanılır (Lippmann 2003, Biswas 2010).

**Çizelge 2.3.** Yapılan ve yapılmakta olan deneylerde kullanılan RPC'nin özellikleri

Deneyler	Uygulama	Alan (m <sup>2</sup> )	Elektrot Materyal	Özdirenç (Ωcm)	Aralık Sayısı	Aralık (mm)	Çalışma Modu
BaBar	Trigger	2000	Bakalit	10 <sup>11</sup> -10 <sup>12</sup>	1	2	Streamer
Belle	Trigger	2000	Cam	>10 <sup>12</sup>	2	2	Streamer
ALICE-Muon	Trigger	140	Bakalit	3x10 <sup>9</sup>	1	2	Streamer
ALICE-TOF	Timing	150	Cam	1013	10	0.25	Avalanche
ATLAS	Trigger	6550	Bakalit	(1-4)x10 <sup>10</sup>	1	2	Avalanche
CMS	Trigger	4000	Bakalit	~10 <sup>10</sup>	2	2	Avalanche
STAR	Timing	60	Cam	10 <sup>12</sup> -10 <sup>13</sup>	6	0.22	Avalanche
PHENIX	Trigger	-	Bakalit	1010	2	2	Avalanche
OPERA	Trigger	3200	Bakalit	>5x10 <sup>11</sup>	1	2	Streamer
BESIII	Trigger	1200	Bakalit	10 <sup>9</sup> -10 <sup>13</sup>	1	2	Streamer
YBJ-ARGO	Trigger	5600	Bakalit	(0.5-1)x10 <sup>12</sup>	1	2	Streamer
HARP	Timing	10	Cam	10x10 <sup>12</sup>	4	0.3	Avalanche
HADES	Timing	8	Cam	5x10 <sup>12</sup>	4	0.3	Avalanche
FOPI	Timing	5	Cam	1012	6	0.3	Avalanche
CBM-TOF	Timing	120	Cam	(3-4)x10 <sup>10</sup>	6	0.22	Avalanche
NeuLAND	Timing	4	Cam	-	3	0.3	Avalanche

### 3. MATERYAL VE YÖNTEM

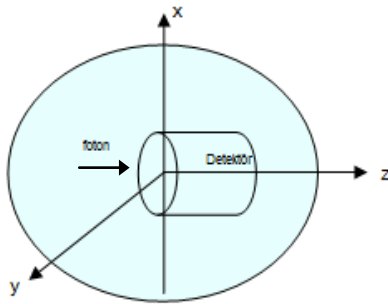
#### 3.1. Materyal

##### 3.1.1. RPC detektörü ve hedef materyal

Detektörler, maddenin en küçük parçacıklarını saptama olanağı sağlayan aygıtlardır ve parçacıkların özellikleriyle ilgili bilgi edinmek, bilgileri kaydetmek için kullanılırlar. Parçacığın detektör ortamında yaptığı etkileşmeler neticesinde bıraktığı enerji algılanabilecek sinyal üretir ve detektörden elde edilen sinyal sayesinde parçacık hakkında bilgi sahibi olunur.

YEF de kullanılan pek çok detektör mevcuttur. Detektör seçimi yapılacak deneye göre seçilir ve dizaynı yapılır. Detektörün kolay üretim ve çalışma, birim alan başına düşük maliyet, yüksek verimlilik, iyi zaman çözünürlüğü, iki boyutlu okuma gibi temel özelliklere sahip olması önemlidir. RPC bu özelliklere sahip olması nedeniyle yüksek enerji fiziğindeki birçok deneyde yaygın olarak kullanılır.

Bu çalışmada, foton deteksiyonu için paralel levhalı gaz detektörü olan RPC'nin kullanılan materyalin cinsine, kalınlığına ve gelen foton enerjisine bağlı olarak verim hesabı yapıldı. Bu amaçla, pozitif z eksenine boyunca 0.1-100 MeV enerji aralığında izotropik kaynaktan yayınlanan foton demeti cam, bakalit ve teflon materyalleri üzerine gönderildi. RPC' nin yüzey alanı  $(10 \times 10) \text{ cm}^2$  seçildi.



Şekil 3.1. Geometrinin gösterimi

Cam, aşırı soğutulmuş alkali ve toprak alkali metal oksitleriyle,diğer bazı metal oksitlerin çözülmesinden oluşan bir sıvı olup ana maddesi (SiO<sub>2</sub>) silistir. Camlar erimiş haldeki amorf yapısını koruyarak katılaştıran inorganik cisimler olarak tanımlanabilir ([http://teknolojikarastirmalar.com/e-egitim/yapi\\_malzemesi/icerik/cam.htm](http://teknolojikarastirmalar.com/e-egitim/yapi_malzemesi/icerik/cam.htm), 2014).

Bakalit, formaldehit ve fenolün, bazik ortamda amonyakla ısıtılması ile elde edilen suni bir reçinedir. Isı etkisiyle kimyasal maddelere ve mekanik etkenlere çok dayanıklı, sert, çözünmez bir maddedir ([http://www.megep.meb.gov.tr/mte\\_program\\_modul/moduller\\_pdf](http://www.megep.meb.gov.tr/mte_program_modul/moduller_pdf), 2014).

Teflon, simetrik ve homojen moleküler yapıya sahip teflon büyük ölçüde kristalleştirilir. Bu nedenle özgül ağırlığı en yüksek polimer sayılır. Mukavemeti ve aşınmaya karşı direnci yüksek, sürtünme katsayısı çok düşüktür. Yüksek sıcaklığa, mekanik ve kimyasal etkilere karşı çok dayanıklıdır ([http://www.megep.meb.gov.tr/mte\\_program\\_modul/moduller\\_pdf](http://www.megep.meb.gov.tr/mte_program_modul/moduller_pdf), 2014)

**Çizelge 3.1.** Detektör materyallerinin özellikleri

Materyal	Özgül ağırlık g/cm <sup>3</sup>	Özdirenç Ωm 20 <sup>0</sup> C de	Isıya dayanım <sup>0</sup> C
Cam	2,4	10 <sup>15</sup>	500
Bakalit	1,45	10 <sup>14</sup>	300
Teflon	2,2	10 <sup>23</sup>	260

## 3.2. Yöntem

### 3.2.1. FLUKA (FLUktuirende KAskade) simülasyon kodu

Foton deteksiyonunda RPC'nin verimi FLUKA simülasyon kodu kullanılarak hesaplandı.

FLUKA, parçacık transportu ve parçacıkların madde ile etkileşmelerini hesaplamak için geliştirilmiş çok amaçlı Monte Carlo simülasyon kodudur. Fortran programlama dilinde yazılmıştır. Sisteme giren birincil parçacıkların çeşitli materyallerden geçerek yaptığı



etkileşmeler simülasyon boyunca tek tek hesaplanır ve kullanıcının giriş dosyasında belirttiği ‘detektör’ kartlarına bağlı olarak elde edilir.

FLUKA, 60 farklı parçacığın (1 keV’ den 1000 TeV enerji değerine kadar foton ve elektronlar, nötrinolar, müonlar, 20 TeV’den fazla enerjili hadronlar ve bu parçacıkların anti- parçacıkları, termal enerjilerin altındaki nötronlar ve ağır iyonları içeren) madde ile etkileşmesini ve madde içindeki yönelimlerini, yayılım ve çoğalmalarını yüksek doğrulukla simüle edebilir. Program ayrıca polarize edilmiş fotonlar ve optik fotonları da inceleyebilir. Kararsız çekirdeklerden yayınlanan radyasyonun takibi de yapılabilir.

FLUKA kodunun diğer önemli bir özelliği de mevcut Monte Carlo programlarından farklı olarak bütünüyle analog kod olarak kullanılmasının yanında ayarlanabilir bir modda da çalışabilmesidir. Çeşitli görselleme ve hataları ayıklama araçları da mevcuttur.

FLUKA giriş ve çıkış dosyalarında kullanılan fiziksel birimler,

Uzaklık: cm

Enerji: GeV Giriş dosyasında ortalama iyonizasyon potansiyeli (MAT-PROP kartında) için eV kullanılır.

Momentum: GeV/c

Sıcaklık: K

Katı açısı: sr (USRYIELD giriş kartında kullanıcı isterse derece de kullanılabilir.)

Manyetik alan: T

Elektrik alan: kV/cm

Zaman: s olarak kullanılır.

FLUKA, yüksek enerji fiziğinde, proton ve elektron hızlandırıcılarının zırhlanmasında, kalorimetre, teleskop ve detektör tasarımında, dozimetri, hızlandırıcı sürücü sistemleri, kozmik ışınlar, nötron fiziği, medikal fizik gibi birçok alanda kullanılmaktadır.

FLUKA kodu ile ICARUS detektör için pion çözünürlük hesaplamaları yapılmış ve sonuçlar ATLAS kalorimetrelerinde elde edilen deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. İyi

uyum sağlandığı gözlenmiştir. Ayrıca LHC kavitelerindeki RF sistemler üzerindeki radyasyon hasarları FLUKA kodu ile hesaplanmıştır.

FLUKA komut satırının ya da kartının genel yapısı; altı adet serbest nokta değer (WHAT olarak isimlendirilir) bir karakter dizisinden (SDUM olarak isimlendirilir) oluşur.

FLUKA'da bir problemi tanımlamak için belirli hesaplama adımları aşağıda verilmiştir;

Başlık: Yazılan dosyaya amacına yönelik başlık verilir. Bu kullanıcıya bağlıdır.

Parçacık Kaynağının Tanımlanması: Zorunludur.

1.Giriş Kart: Beam (demet): Bu kartta parçacık kaynağının çeşitli özellikleri verilir. Örneğin parçacığın tipi, enerjisi, momentumu, momentum yayılımı, demetin biçimi vb. tanımlanır.

2.Giriş Kartı: Beampos (demetin pozisyonu): Bu kartta demetin başlangıç koordinatları ve demet doğrultusu tanımlanır.

Geometrinin Tanımlanması: Çözülecek olan problemin geometrisinin tanımlanması (katı hacim ve yüzeyler, bölgeler vb.) yapılır, zorunludur. Giriş dosyasında ilk önce GEOBEGIN kart ile başlanır. Gerekeli olan hacimler, bölgeler tanımlandıktan sonra da GEOEND kartı ile geometri tanımı bitirilir. Hacim ve bölge girişlerinin her ikisi de tamamlandıktan sonra END kartı ile sonlandırılır. Tanımlanan geometrinin tamamı kendi boyutlarından çok daha büyük boyutlara sahip kapalı bir hacim ile sarılır. Bu hacim FLUKA formatında 'blackhole' olarak adlandırılır ve genellikle vakum olarak tanımlanır. Geometrinin büyük ve kapalı bir hacim ile sarılması çeşitli fiziksel süreçler sırasında kaçan parçacıkların burada soğurulmasına ve birincil parçacıkların izlerinin geometri dışından başlatılmasına imkan sağlar.

FLUKA içinde tanımlı hacimler mevcuttur. Bu hacimler üç karakterle kodlanmışlardır. Örnek olarak, SPH küre, XYP XY sonlu düzlemleri için, ZCC z-doğrultusundaki silindir için, RPP dikdörtgensel bir hacim (kutu) için kullanılan kodlamalardır.

FLUKA, simülasyon kodu, (manyetik ve elektrik alan varlığında bile) yüklü parçacıkları izlemek için tasarlanmış kombinasyonel geometri (CG) paketinin geliştirilmiş bir sürümünü kullanarak çok karışık geometrilere de kullanılabilir. Çoğu uygulamalarda kullanıcı tarafından programlama yapılmasına gerek yoktur. Ancak özel sistemlerde kullanıcı programlarını da dahil eden arayüzler mevcuttur.

**Materyal ve Bileşikler:** Probleme kullanılacak materyallerin tanımlanması yapılır, zorunludur. FLUKA simülasyon kodunda önceden tanımlanmış 25 adet materyal mevcuttur. Liste dışında yeni materyal tanımı yapılabilir ancak materyal numarası 25'ten sonra verilmelidir. Giriş dosyasında materyaller MATERIAL giriş kartı ile tanımlanır. Burada materyallerin atom numarası, atomik kütlesi, yoğunluğu ve materyalin adı verilir. Kullanılan materyal bir bileşikten oluşuyorsa MATERIAL kartına COMPOUND kartı eklenmelidir. Burada bileşiğin yoğunluğu, ismi ve numarası yazılır.

**Materyallerin Bölgelere Atanması:** Materyallerin karşılık geldiği bölgelere atanması yapılır, zorunludur. Materyaller, içinde bulunduğu geometri bölgeleri ile eşleştirilmelidir. Bu ASSIGNMA komutu ile doğrudan yapılabilir.

**Detektörlerin Tanımı:** Gerekli olan detektörlerin tanımı yapılır. Detektörler opsiyoneldir fakat en az birini tanımlamak gerekir. Detektörlerde tanımlanan hesaplamalara bağlı olarak parçacıkların kesilim enerjileri, parçacık takibindeki basamak uzunluğu ve bazı fiziksel etkiler vb. problem ayarlamalarının yapılması mümkündür.

Her bir detektör, bir faz uzayı tanım kümesidir (uzayın bölgesi, parçacığın doğrultusu ve enerjisi vb.). Hesaplamak istenilen herhangi bir fiziksel niceliğin (doz hesabı, akı, depo edilen enerji vb.) beklenen değerlerini bulabilir. Kod içinde farklı nicelikler ve farklı algoritmalar için pek çok detektör mevcuttur.

FLUKA ve benzeri Monte Carlo simülasyon kodlarının amacı yüklü parçacık veya radyasyonun madde ile etkileşmelerini çözümlenektir. USRBDX, USRBIN, USRTRACK, USRYIELD en yaygın kullanılan detektör tipleridir:

USRBDX: İki seçilen bölge arasındaki herhangi bir sınırdaki enerji ya da açığa bağlı olarak parçacık akısı ya da akımlarını tayin eder.

USRBIN: Belli bölgede depo edilen enerjiyi, integre edilmiş akıları hesaplamak için kullanılır. Üç boyutlu ve renkli çizimler ile sonuçları verir.

USRTRACK: Bir bölge içinde parçacıkların takibi sırasında seçilen her bir takip uzunluğuna bağlı olarak enerji spektrumlarını elde etmek için kullanılır. Ayrıca bölge içindeki parçacıkların ortalama diferansiyel akılarını da tayin etmek mümkündür.

USRYIELD: Verilen bir yüzeyi geçen parçacıkların sabit bir doğrultuya göre açılma dağılımları ve etkileşme sonunda ortaya çıkan parçacıkların hem açığa hem de enerjiye bağlı iki katlı diferansiyel dağılımlarını hesaplamak için kullanılır.

Kullanıcı alt programlarından bazıları;

SUBROUTINE SOURCE: Monoenerjik olmayan bir parçacık kaynağı tanımlamak, çarpışma sonunda oluşan parçacığın başlangıçta kullanılmasını sağlamak için gerekli olur.

SUBROUTINE MAGFLD: Manyetik alan haritalarının çıkarılması durumunda kullanılmalıdır.

Gelişigüzel Sayı Seçimi: Gelişigüzel sayı seçimi düzeninin girilmesi, zorunludur. Giriş dosyasında FLUKA kodu tarafından sağlanan random.dat dosyasında yer alan gelişigüzel sayılar dizisi kullanılır. Sonuçlardaki istatistiksel hataları hesaplayabilmek için birden fazla (en az dört ya da beş kez) program birbirinden bağımsız olarak çalıştırılmalı ve her çalıştırmada farklı gelişigüzel sayı seçilmelidir.

Sinyalin Başlatılması: Birincil parçacık sayısının girilmesi ve sinyalin başlatılması, zorunludur. Giriş dosyasının sonunda eklenmesi zorunlu olan START kart ile hesaplamalar başlatılır. Bu kartta aynı zamanda başlangıçtaki parçacık sayısı da belirtilir. Bu kartı kullanıcının isteğine bağlı olarak STOP kartı takip eder (<http://www.fluka.org>, 2014).

FLUKA'da 10000 cm yarıçaplı küre şeklindeki blackhole içerisine 20 cm yarıçapında küre şeklinde bir hava ortamı seçildi. RPC elektrot levhası, sonsuz silindirik geometri, sonlu düzlemlerle kesilerek farklı kalınlıklarda ve farklı maddeler için FLUKA giriş dosyasında tanımlandı.

Parçacık kaynağı olarak izotropik foton demeti seçildi ve +z doğrultusunda (0.0, 0.0, 0.5) cm noktasından başlatıldı. 0.1-100 MeV enerji aralığındaki foton demetinin 16 (0.1, 0.2, 0.511, 0.662, 0.9, 1, 1.4, 1.5, 2, 2.5, 5, 10, 25, 50, 75, 100) farklı enerji değeri için hesaplamaları yapıldı. Başlangıç foton sayısı  $10^6$  alındı ve program 5 tekrar yapılarak çalıştırıldı.

Detektör tanımlanırken USRBDX ve USRBIN kartları kullanıldı. USRBDX kartı ile açığa çıkan foton ve elektron akısının enerjiye bağlı değişimi, her bir materyal ve kalınlık için elde edildi. Aynı zamanda, detektörün gaz hacmine ulaşan elektronların ve fotonların sayısı hesaplandı. Elde edilen değerler, grafik oluşturularak değerlendirildi. USRBIN kartı, gaz hacminde gelen parçacık başına depo edilen enerji değerlerini hesaplamak için kullanıldı.

## 4. BULGULAR

### 4.1. Verim

RPC detektörün verimi, gaz hacmine ulaşan elektronların sayısı ile doğrudan orantılıdır.  $N_0$ , RPC yüzeyine gelen foton sayısı,  $N_1$ , gaz hacmine ulaşan elektron sayısı olmak üzere;  $s=N_1/N_0$  oranı detektör verimini tayin eden önemli bir parametredir.

Detektör yüzeyine gelen foton demeti, elektrot materyalleri (cam, bakalit, teflon) ile enerjisine bağlı olarak Compton, fotoelektrik ve çift oluşumu etkileşmeleri yaparak enerjisini kaybeder. FLUKA simülasyon hesaplamalarında tüm bu etkileşmeler hesaba katılarak etkileşme sonunda üretilen ve gaz hacmine ulaşan elektronların sayıları hesaplanmıştır. Böylece,  $s$  değeri, tüm elektrot materyalleri için gelen fotonun enerjisine ve materyalin kalınlığına bağlı olarak elde edilmiştir. Sonuçlar, Çizelge 4.1, 4.2 ve 4.3'de sunulmuştur.

**Çizelge 4.1.** 1,2,3,4 mm kalınlıktaki cam RPC için FLUKA'da elde edilen verim

Parçacık Kaynağı	Enerji MeV	Cam 1mm	Cam 2mm	Cam 3mm	Cam 4mm
Foton (izotropik)	0.1	0,00026872	0,00015468	0,00014587	0,00013178
	0.2	0,00036112	0,00027941	0,00027358	0,00024317
	0.511	0,00196671	0,00183218	0,00164286	0,00157172
	0.662	0,00327669	0,00277323	0,00271667	0,00252324
	0.9	0,00473509	0,00474046	0,00411311	0,00404161
	1	0,00549723	0,00603606	0,00483969	0,00452741
	1.4	0,00796258	0,00823856	0,00743412	0,00715475
	1.5	0,00839112	0,00870229	0,00781705	0,00749653
	2	0,00954923	0,01135323	0,01143651	0,01011805
	2.5	0,01013861	0,01284131	0,01334026	0,01272538
	5	0,01113037	0,01647711	0,01892585	0,02073561
	10	0,01196391	0,01997919	0,02389043	0,02576976
	25	0,01418863	0,02402219	0,02921637	0,03346287
	50	0,01736988	0,02872399	0,03544005	0,04054747
75	0,01802221	0,03029819	0,03852982	0,04447678	
100	0,01943828	0,03147711	0,04049271	0,04732179	

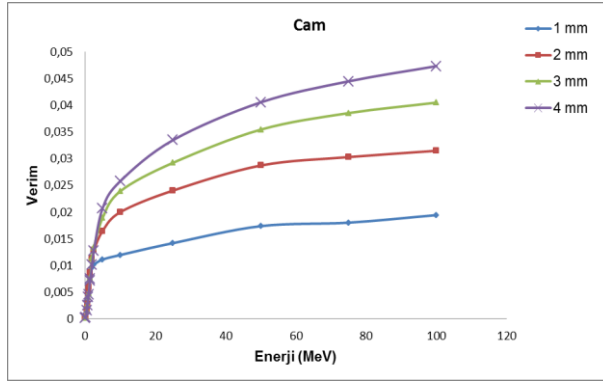
**Çizelge 4.2.** 1,2,3,4 mm kalınlıktaki bakalit RPC için FLUKA’da elde edilen verim

Parçacık Kaynağı	Enerji MeV	Bakalit 1mm	Bakalit 2mm	Bakalit 3mm	Bakalit 4mm
Foton (izotropik)	0.1	0,00004883	0,00004578	0,00003544	0,00003091
	0.2	0,00125173	0,00028426	0,00024057	0,00044055
	0.511	0,00222331	0,00214831	0,00187439	0,00188766
	0.662	0,00361512	0,00316285	0,00287231	0,00279042
	0.9	0,00543997	0,00515811	0,00453398	0,00436849
	1	0,00575521	0,00585863	0,00538281	0,00528413
	1.4	0,00784178	0,00863384	0,00827443	0,00783634
	1.5	0,00755031	0,00920304	0,00941054	0,00972261
	2	0,00814454	0,01106102	0,01171983	0,01182259
	2.5	0,00827897	0,01203191	0,01340499	0,01415972
	5	0,00843858	0,01297016	0,01596808	0,01832177
	10	0,00792505	0,01224688	0,01647467	0,01822469
	25	0,00724688	0,01173491	0,01491325	0,01824427
	50	0,00709924	0,01179042	0,01512838	0,01860611
	75	0,00760055	0,01195697	0,01611651	0,01799584
	100	0,00733009	0,01230929	0,01618585	0,01904993

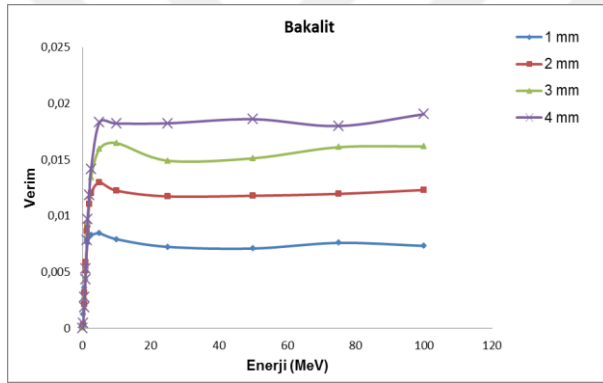
**Çizelge 4.3.** 1,2,3,4 mm kalınlıktaki teflon RPC için FLUKA’da elde edilen verim

Parçacık Kaynağı	Enerji MeV	Teflon 1mm	Teflon 2mm	Teflon 3mm	Teflon 4mm
Foton (izotropik)	0.1	0,00005919	0,00005542	0,00005035	0,00004902
	0.2	0,00031518	0,00036623	0,00028337	0,00023551
	0.511	0,00210048	0,00217545	0,00178626	0,00173403
	0.662	0,00349827	0,00344452	0,00289321	0,00263125
	0.9	0,00536685	0,00472746	0,00444283	0,00419681
	1	0,00645215	0,00547642	0,00516147	0,00509993
	1.4	0,00833564	0,00844075	0,00794179	0,00766991
	1.5	0,00832061	0,00922331	0,00855756	0,00797503
	2	0,00924463	0,01222068	0,01149098	0,01138601
	2.5	0,00990997	0,01286902	0,01377083	0,01374046
	5	0,01024272	0,01723301	0,01860513	0,02014573
	10	0,01047189	0,01653472	0,02057639	0,02368238
	25	0,01112344	0,01816921	0,02303051	0,02714484
	50	0,01192921	0,01975711	0,02535367	0,02991167
	75	0,01274809	0,02108876	0,02716366	0,03160888
	100	0,01307425	0,02195562	0,02819819	0,03299098

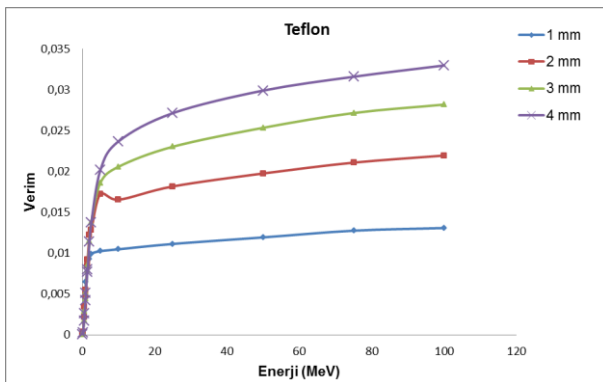
0.1 ile 100 MeV enerji aralığında kalınlığa bağlı olarak cam, bakalit ve teflon için elde edilen RPC verim grafikleri, Şekil 4.1, 4.2 ve 4.3’de verilmiştir.



Şekil 4.1. Cam RPC için verimin foton enerjisine bağlı değişimi



Şekil 4.2. Bakalit RPC için verimin foton enerjisine bağlı değişimi

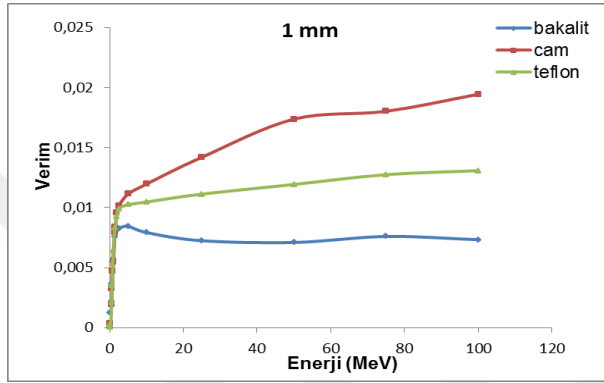


Şekil 4.3. Teflon RPC için verimin foton enerjisine bağlı değişimi

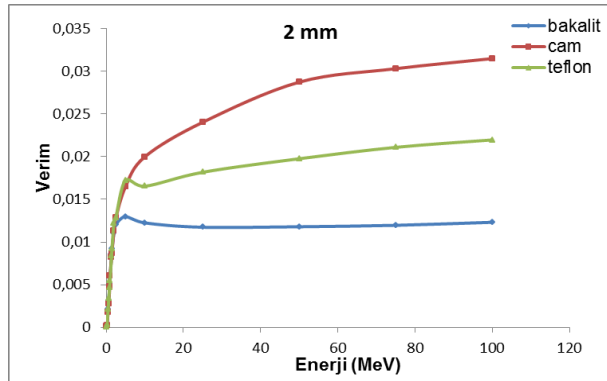


5 MeV enerjiye kadar kalınlık ve materyaller için verim değerlerinin birbirlerine yakın olduğu, 5 MeV den itibaren kalınlığa bağlı olarak verim değerleri arasındaki farkın arttığı gözlemlendi.

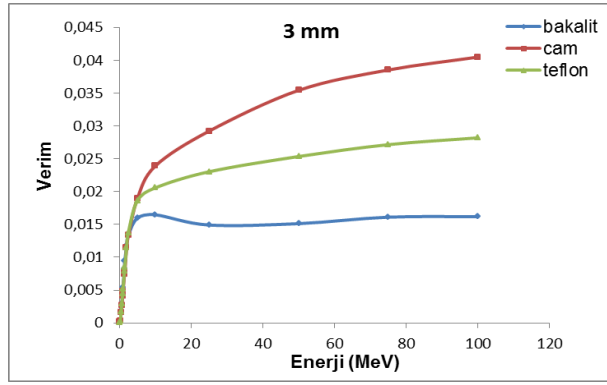
1, 2, 3, 4 mm kalınlıktaki cam, bakalit ve teflon için enerjiye bağlı verim grafikleri Şekil 4.4, 4.5, 4.6 ve 4.7’de verilmiştir.



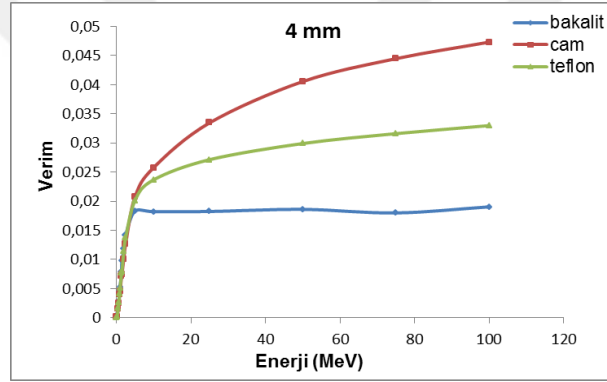
Şekil 4.4. 1 mm kalınlıktaki cam, bakalit, teflon RPC için karşılaştırmalı verim değerleri



Şekil 4.5. 2 mm kalınlıktaki cam, bakalit, teflon RPC için karşılaştırmalı verim değerleri



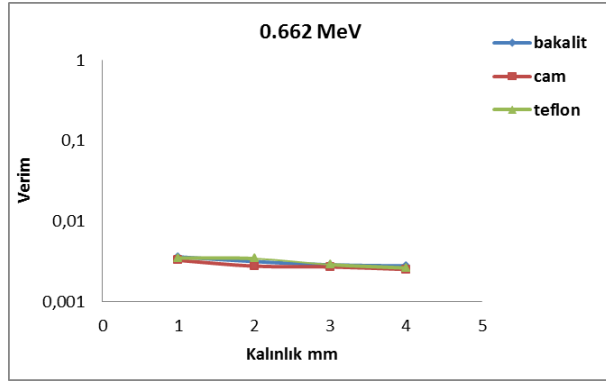
**Şekil 4.6.** 3 mm kalınlıktaki cam, bakalit, teflon RPC için karşılaştırmalı verim değerleri



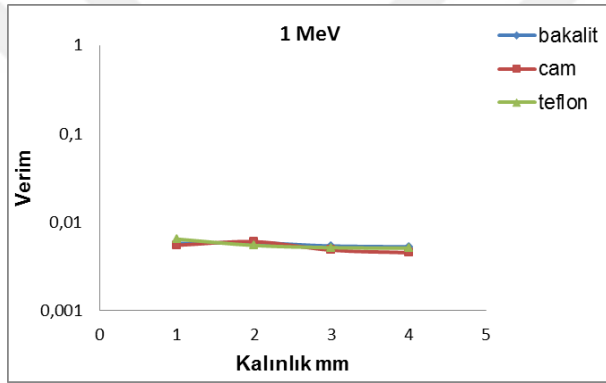
**Şekil 4.7.** 4 mm kalınlıktaki cam, bakalit, teflon RPC için karşılaştırmalı verim değerleri

Bakalitte 5 MeV'den yüksek enerji değerlerinde, bütün kalınlıklar için, verim değerleri hemen hemen sabit kalırken, cam ve teflondaki verim değerlerinde enerji ile birlikte hafif bir artışın devam ettiği gözlemlendi.

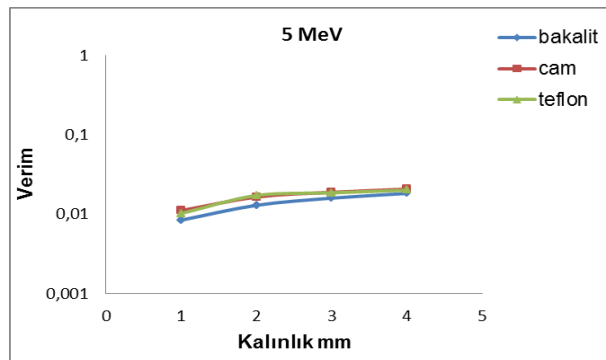
0.662, 1, 5, 10, 50 ve 100 MeV enerjili foton demeti için kalınlığa bağlı olarak cam, bakalit ve teflon elektrotlardan elde edilen RPC verim grafikleri Şekil 4.8 - 4.13'de verilmiştir.



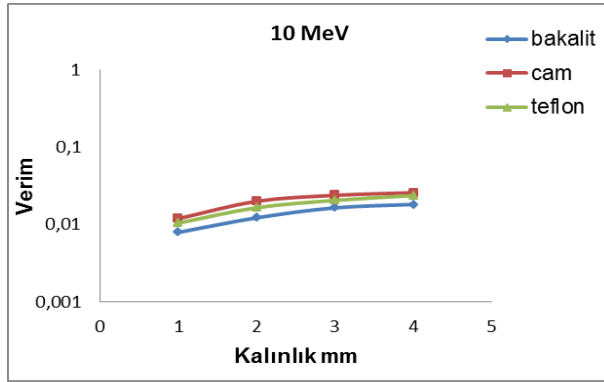
**Şekil 4.8.** 0.662 MeV foton enerjisi için cam, bakalit, teflon RPC verimin kalınlığa bağlı değişimi



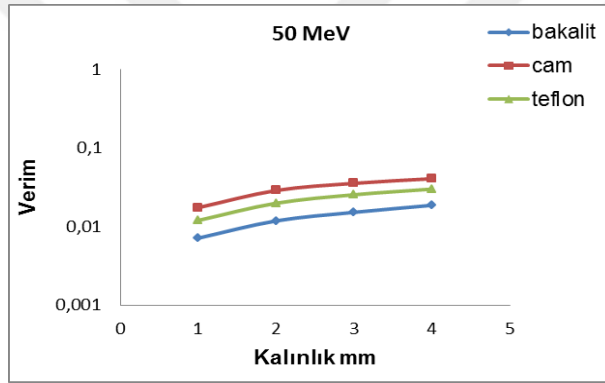
**Şekil 4.9.** 1 MeV foton enerjisi için cam, bakalit, teflon RPC verimin kalınlığa bağlı değişimi



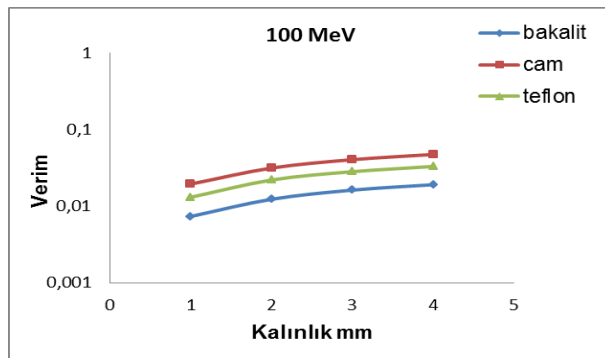
**Şekil 4.10.** 5 MeV foton enerjisi için cam, bakalit, teflon RPC verimin kalınlığa bağlı değişimi



**Şekil 4.11.** 10 MeV foton enerjisi için cam, bakalit, teflon RPC verimin kalınlığa bağlı değişimi



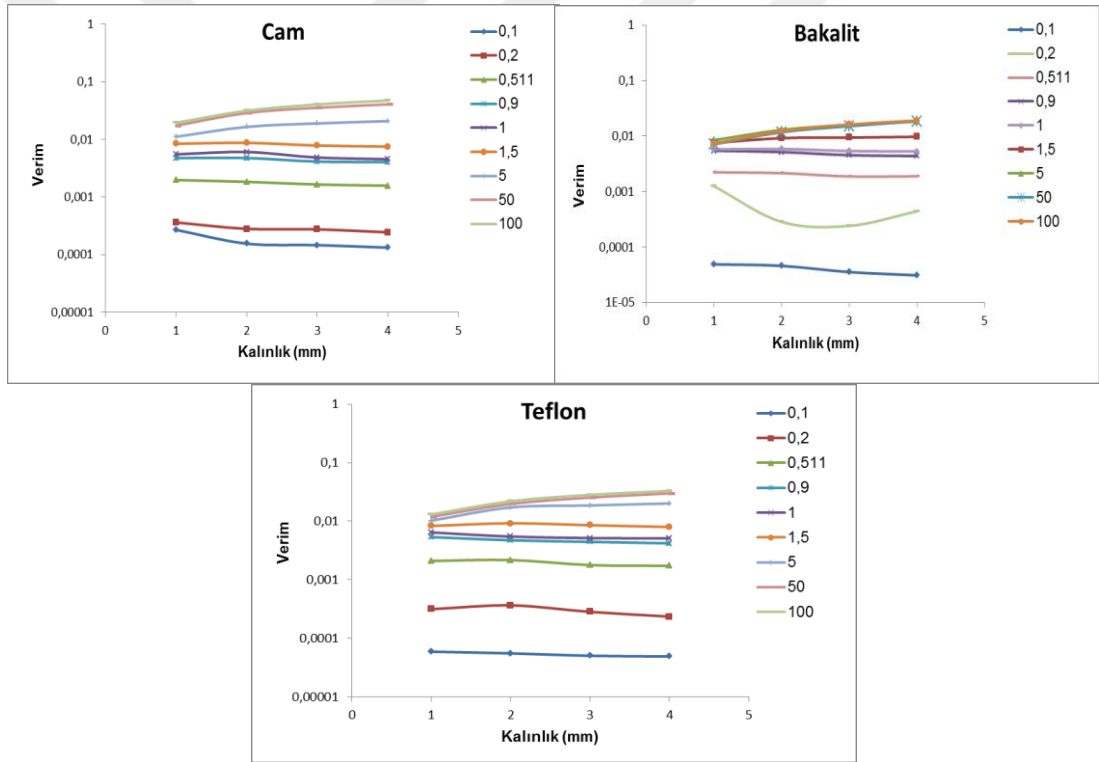
**Şekil 4.12.** 50 MeV foton enerjisi için cam, bakalit, teflon RPC verimin kalınlığa bağlı değişimi



**Şekil 4.13.** 100 MeV foton enerjisi için cam, bakalit, teflon RPC verimin kalınlığa bağlı değişimi

Şekil 4.8, 4.9 ve 4.10'dan görüleceği gibi, düşük foton enerjilerinde, özellikle 5 MeV'e kadar, ele alınan üç farklı materyalin kalınlığına bağlı verim değerleri hemen hemen aynıdır. Şekil 4.11, 4.12 ve 4.13'den de görüleceği gibi, 5 MeV'den daha yüksek foton enerjilerinde bakalit, cam ve teflon için verim değerleri arasındaki fark enerji ile birlikte artmaktadır. En yüksek verim, cam elektrot için elde edilmiştir.

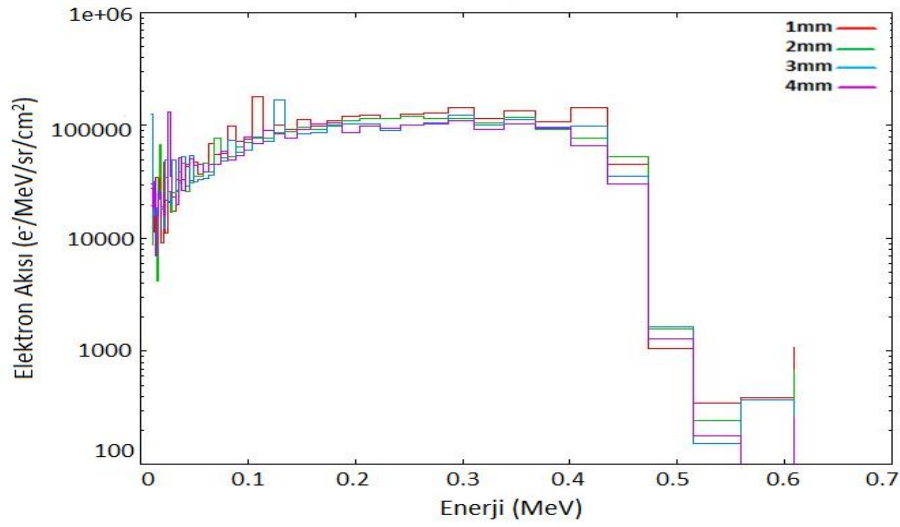
Her bir elektrot materyali (cam, bakalit, teflon) için, 0.1, 0.2, 0.511, 0.9, 1, 1.5, 5, 50, 100 MeV enerjili fotondan elde edilen tüm verim değerlerinin kalınlığa bağlı değişimi Şekil 4.14'de gösterilmiştir. Yüksek enerjilerde verim değerindeki artış oranının, düşük enerjilerdeki orandan daha az olduğu görülmüştür.



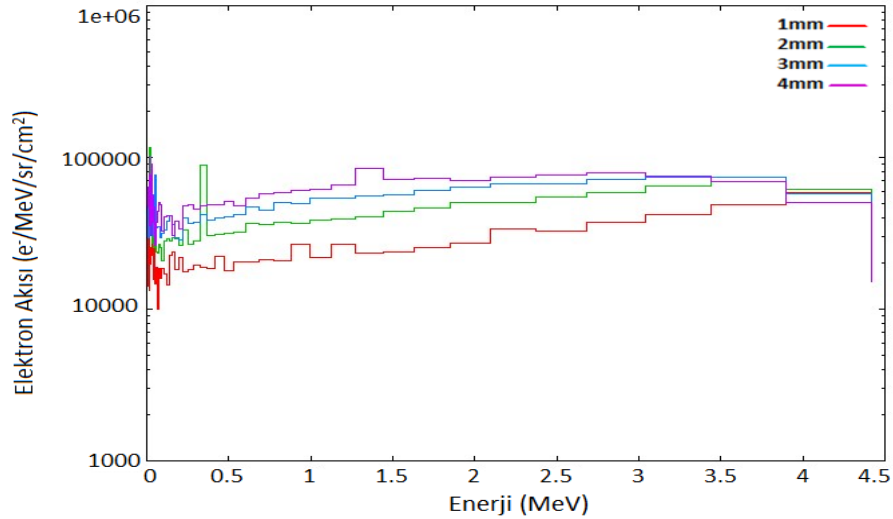
Şekil 4.14. 0.1, 0.2, 0.511, 0.9, 1, 1.5, 5, 50, 100 MeV foton enerji değerlerinde cam, bakalit ve teflon RPC veriminin kalınlığa bağlı değişimi

## 4.2. Elektron Akısı

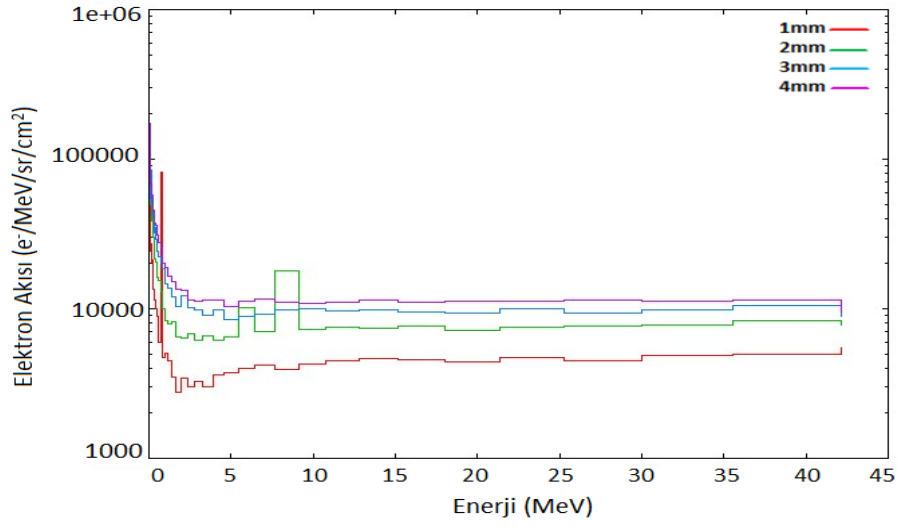
Elektron akısı, kullanılan detektör materyalinin cinsine, kalınlığına ve gelen parçacığın enerjisine bağlı olarak değişir. Bu nedenle, FLUKA içinde tanımlı standart bakalit, cam ve teflon, 1, 2, 3, 4 mm kalınlıklarda kullanılarak elektron akıları, tüm foton enerjilerinde, USRBDX detektör kartı ile hesaplanmıştır. Hesaplanan elektron akısı, 0.662 MeV, 5 MeV ve 50 MeV enerji değerleri için Şekil 4.15 - 4.23'de verilmiştir.



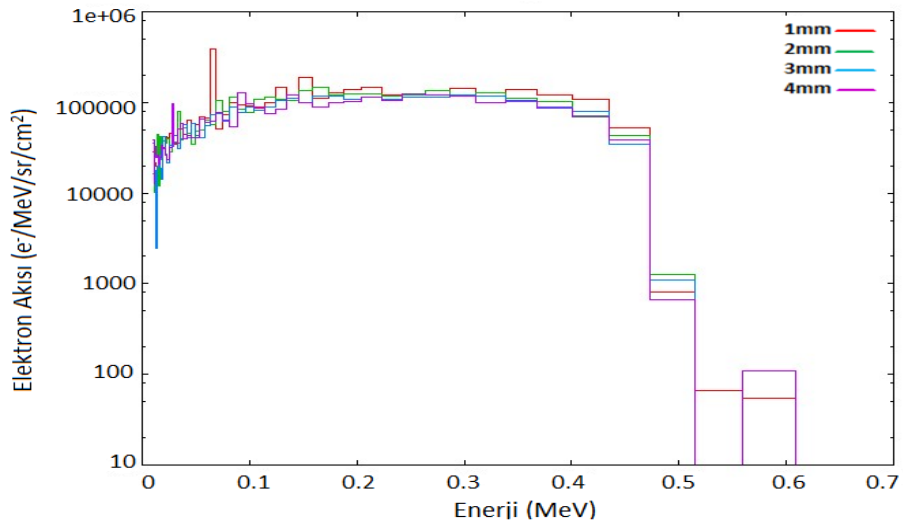
Şekil 4.15. 0.662 MeV enerjili foton için farklı kalınlıklarda cam RPC'deki elektron akısı



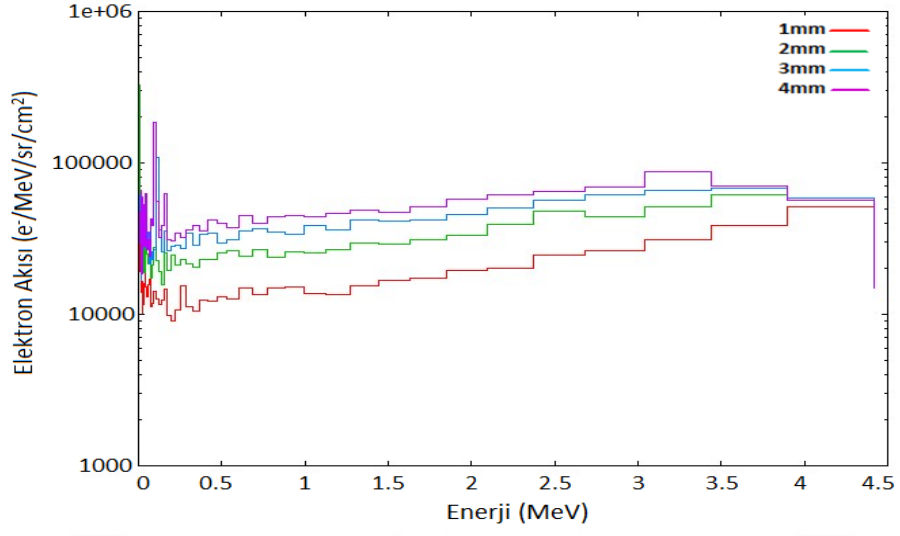
Şekil 4.16. 5 MeV enerjili foton için farklı kalınlıklarda cam RPC'deki elektron akısı



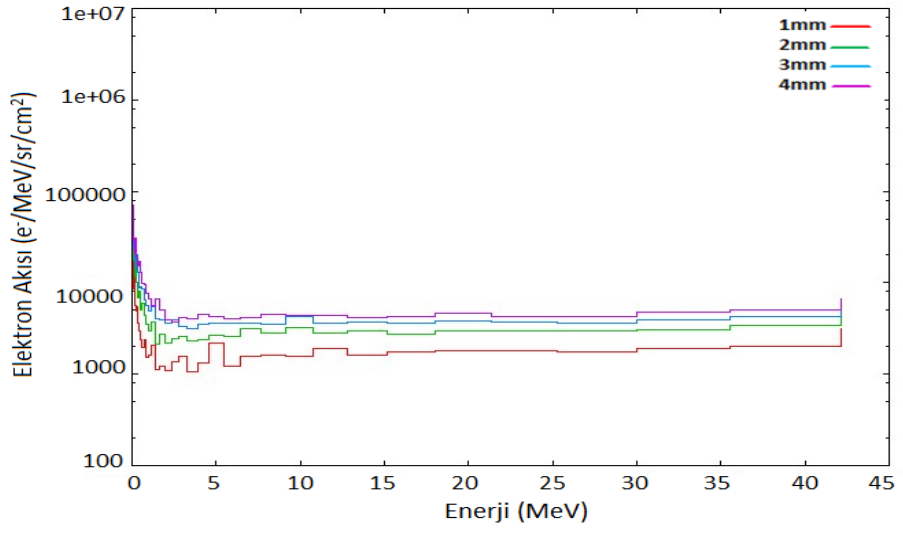
Şekil 4.17. 50 MeV enerjili foton için farklı kalınlıklarda cam RPC'deki elektron akısı



Şekil 4.18. 0.662 MeV enerjili foton için farklı kalınlıklarda bakalit RPC'deki elektron akısı

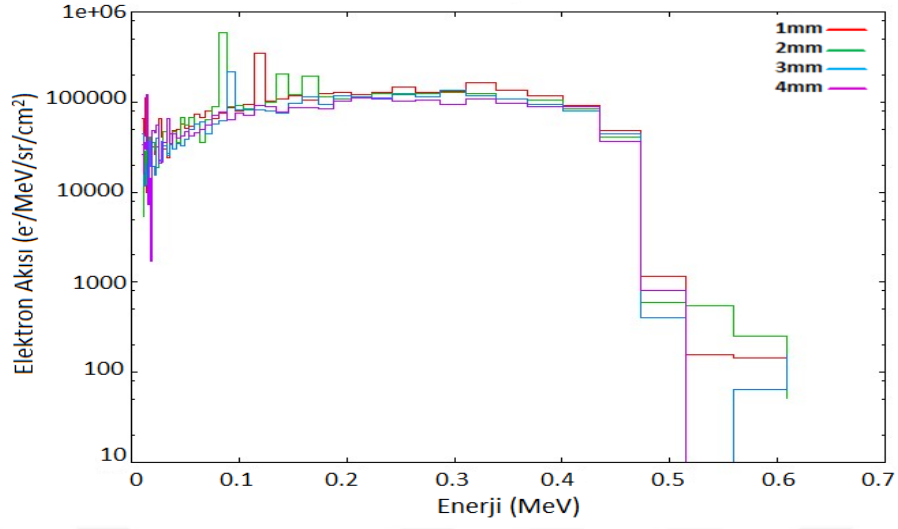


Şekil 4.19. 5 MeV enerjili foton için farklı kalınlıklarda bakalit RPC'deki elektron akısı

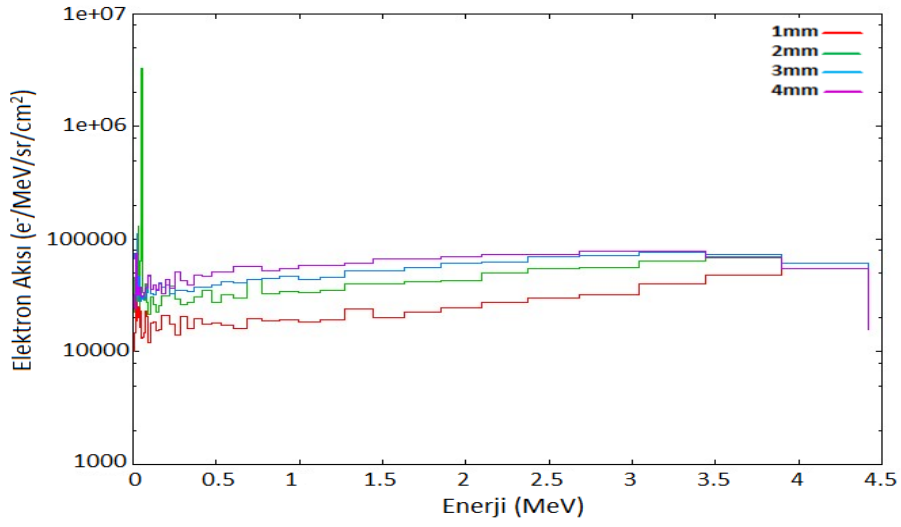


Şekil 4.20. 50 MeV enerjili foton için farklı kalınlıklarda bakalit RPC'deki elektron akısı

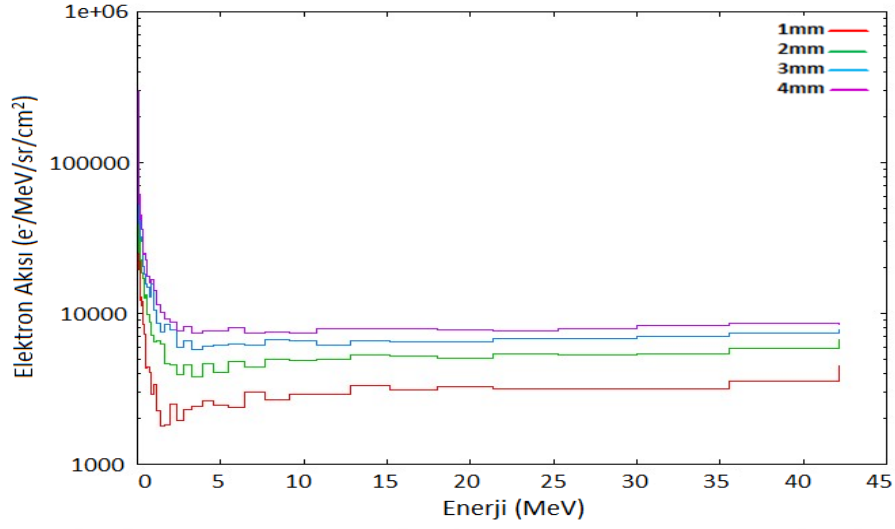




Şekil 4.21. 0.662 MeV enerjili foton için farklı kalınlıklarda teflon RPC'deki elektron akısı



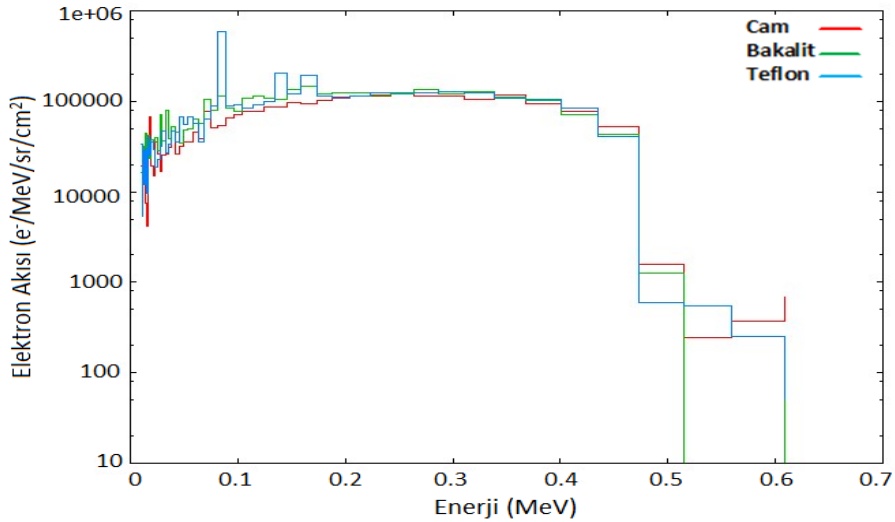
Şekil 4.22. 5 MeV enerjili foton için farklı kalınlıklarda teflon RPC'deki elektron akısı



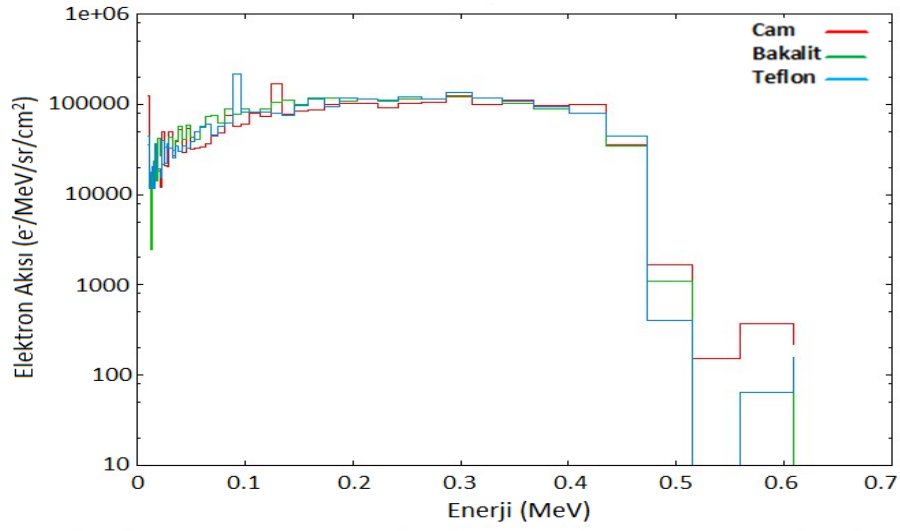
**Şekil 4.23.** 50 MeV enerjili foton için farklı kalınlıklarda teflon RPC'deki elektron akısı

Materyallerin kalınlıkları arttıkça elektron akısının yükseldiği gözlenmiştir. Gelen foton enerjisinin artması ile birlikte bu yükseliş de artmıştır.

Şekil 4.24 ve 4.25 'de kıyaslama açısından 0.662 MeV enerjiye sahip foton kaynağının üç farklı elektrot materyali için 2 ve 3 mm kalınlığında oluşan elektron akıları verilmiştir.

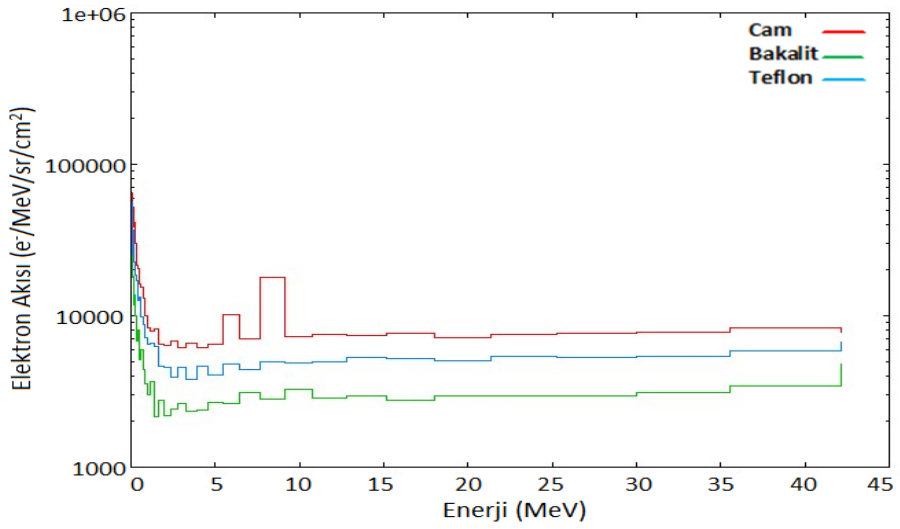


**Şekil 4.24.** 0.662 MeV foton enerjisinde 2 mm kalınlıkta cam, bakalit ve teflon RPC'deki elektron akısı

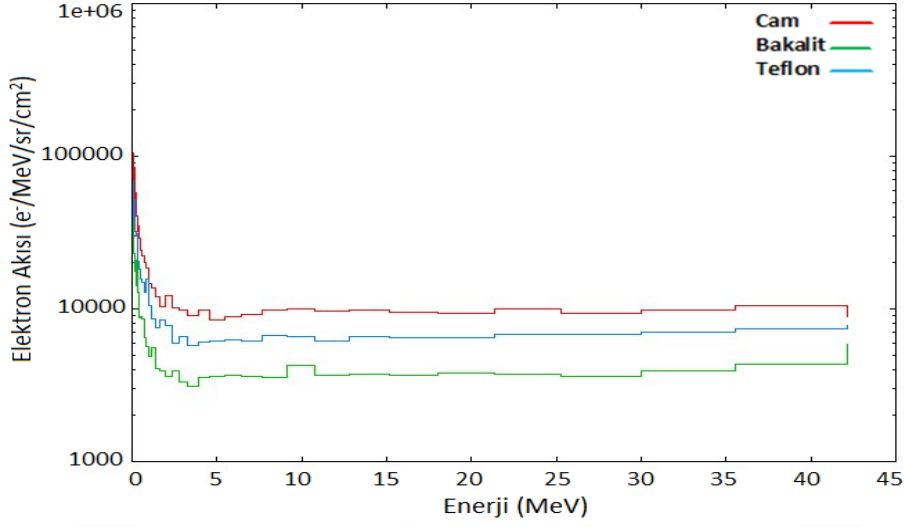


**Şekil 4.25.** 0.662 MeV foton enerjisinde 3 mm kalınlıkta cam, bakalit ve teflon RPC'deki elektron akısı

Şekil 4.26 ve 4.27 ise 50 MeV enerjiye sahip foton kaynağının üç farklı materyal için 2 ve 3 mm kalınlığında oluşan elektron akılarını göstermektedir.



**Şekil 4.26.** 50 MeV foton enerjisinde 2 mm kalınlıkta cam, bakalit ve teflon RPC'deki elektron akısı

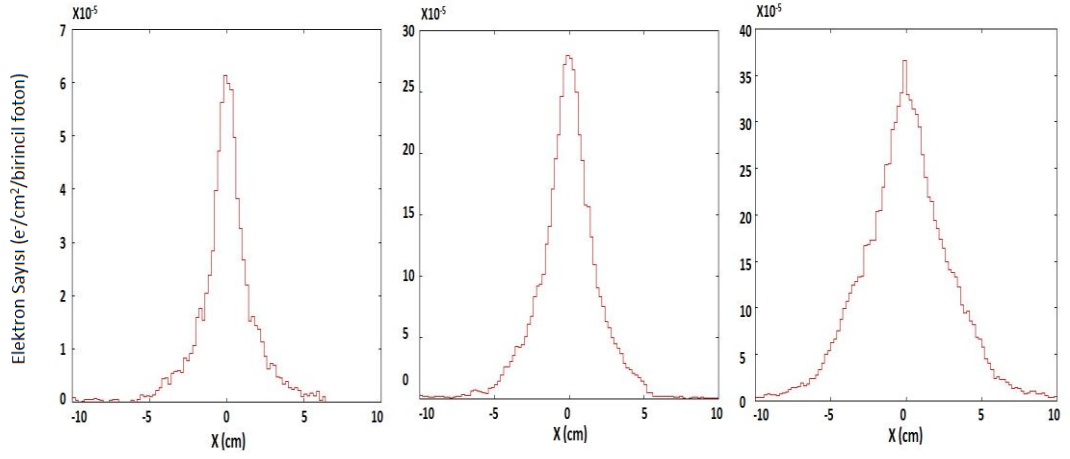


**Şekil 4.27.** 50 MeV foton enerjisinde 3 mm kalınlıkta cam, bakalit ve teflon RPC'deki elektron akısı

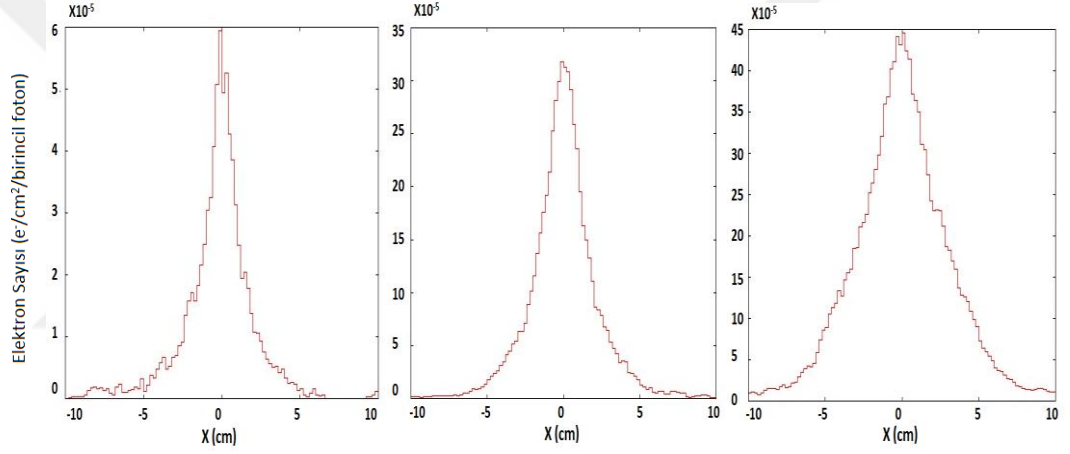
Şekillerden de görüldüğü üzere, düşük foton enerjilerinde üç materyal için elektron akılarında dikkate değer bir fark gözlenmemiştir. Enerji yükseldikçe materyal ve kalınlığa bağlı olarak elektron akıları arasındaki fark artmıştır. En yüksek elektron akısı, cam elektrotta gözlenmiştir.

### 4.3. Detektörde Depo Edilen Enerji

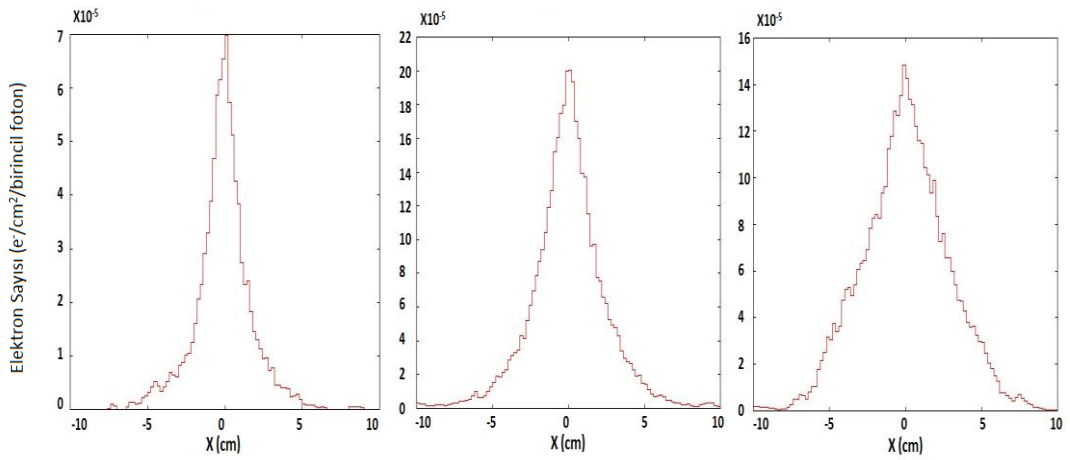
Detektörün gaz aralığında depo edilen enerji, gaz hacminde oluşan elektron-iyon çifti sayısı ile doğrudan orantılıdır. Bu detektörün verimini önemli ölçüde etkiler. FLUKA'da USRBIN detektör kartını kullanarak gaz hacminde depo edilen enerji değerleri hesaplanmıştır. Aynı zamanda gaz aralığında birim yüzeyde, gelen foton başına üretilen elektron sayıları da elde edilmiş ve Şekil 4.28-4.33'de, 0.662, 5 ve 50 MeV olmak üzere üç farklı foton enerji değerlerinde, 2 ve 3 mm kalınlıktaki cam, bakalit ve teflon RPC için verilmiştir.



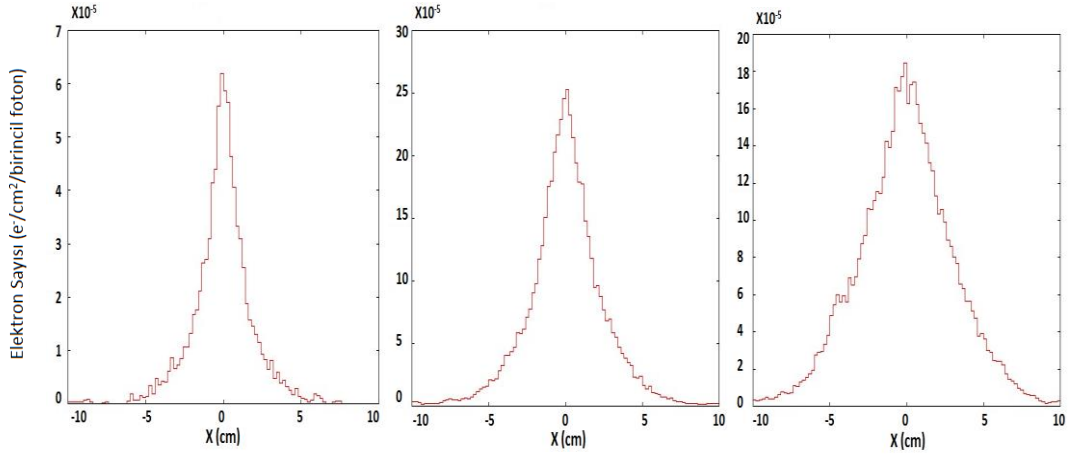
**Şekil 4.28.** 0.662, 5 ve 50 MeV foton enerjisinde, 2 mm kalınlıktaki cam RPC’de oluşan elektron sayısı



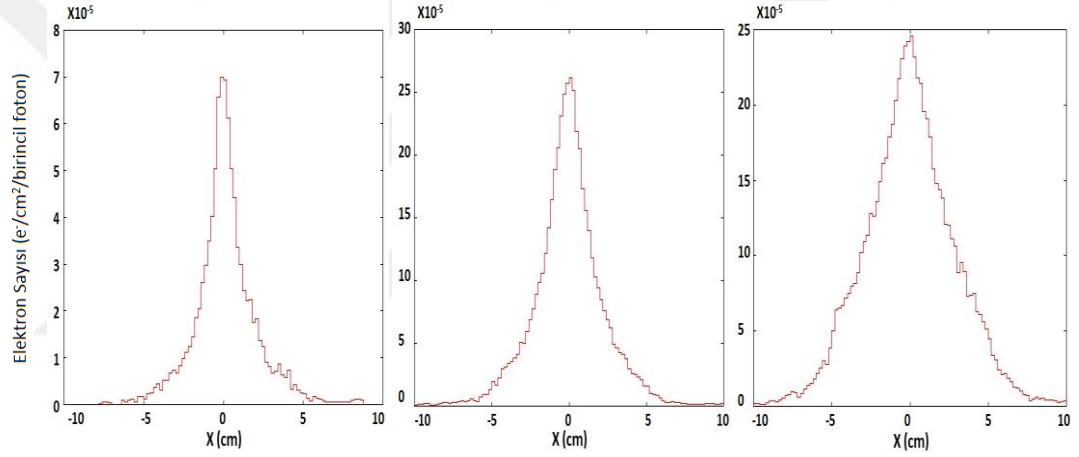
**Şekil 4.29.** 0.662, 5 ve 50 MeV foton enerjisinde, 3 mm kalınlıktaki cam RPC’de oluşan elektron sayısı



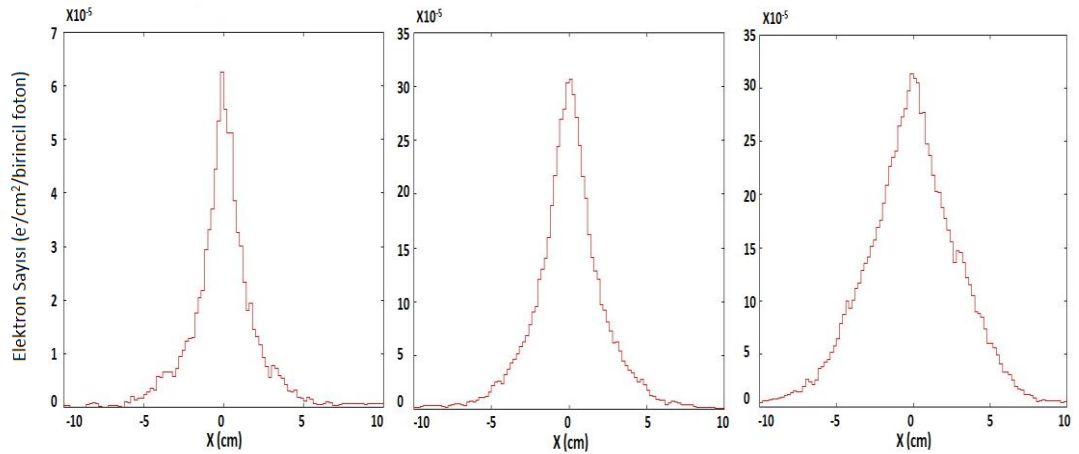
**Şekil 4.30.** 0.662, 5 ve 50 MeV foton enerjisinde, 2 mm kalınlıktaki bakalit RPC’de oluşan elektron sayısı



**Şekil 4.31.** 0.662, 5 ve 50 MeV foton enerjisinde, 3 mm kalınlıktaki bakalit RPC’de oluşan elektron sayısı



**Şekil 4.32.** 0.662, 5 ve 50 MeV foton enerjisinde, 2 mm kalınlıktaki teflon RPC’de oluşan elektron sayısı



**Şekil 4.33.** 0.662, 5 ve 50 MeV foton enerjisinde, 3 mm kalınlıktaki teflon RPC’de oluşan elektron sayısı

Şekil 4.28-4.33'den görüldüğü gibi, gelen foton enerjisi ve materyalin kalınlığı arttıkça gaz aralığında biriken elektron sayısı da artmaktadır. Enerji aralığı, düşük (0.662 MeV), orta (5 MeV) ve yüksek enerji (50 MeV) olarak ayrı ayrı ele alınarak üç materyal için gaz aralığında üretilen ortalama elektron sayıları ( $e^- / \text{cm}^2$  /birincil foton) Çizelge 4.4'de verilmiştir. Düşük enerji aralığında, bakalit, orta enerji aralığında cam ve teflon, yüksek enerji aralığında ise özellikle cam elektrot materyali için daha fazla elektron üretildiği gözlenmiştir.

**Çizelge 4.4.** 0.662, 5 ve 50 MeV foton enerjisinde, 2 ve 3 mm kalınlıktaki, cam, bakalit ve teflon RPC'de üretilen ortalama elektron sayısı ( $e^- / \text{cm}^2$  /birincil foton)

Kalınlık	0.662 MeV		
	Cam	Bakalit	Teflon
2 mm	$6.71239 \times 10^{-5}$	$7.75165 \times 10^{-5}$	$7.85231 \times 10^{-5}$
3 mm	$1.00092 \times 10^{-4}$	$1.06271 \times 10^{-4}$	$1.06955 \times 10^{-4}$

Kalınlık	5 MeV		
	Cam	Bakalit	Teflon
2 mm	$4.0695 \times 10^{-4}$	$3.33695 \times 10^{-4}$	$3.99445 \times 10^{-4}$
3 mm	$7.17939 \times 10^{-4}$	$6.32221 \times 10^{-4}$	$7.13350 \times 10^{-4}$

Kalınlık	50 MeV		
	Cam	Bakalit	Teflon
2 mm	$7.97135 \times 10^{-4}$	$3.39580 \times 10^{-4}$	$5.73867 \times 10^{-4}$
3 mm	$1.59721 \times 10^{-3}$	$6.93957 \times 10^{-4}$	$1.15319 \times 10^{-3}$

## 5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Foton deteksiyonu için RPC detektörünün veriminin hesaplanması amacıyla yapılan çalışmada; detektör materyali olarak cam, bakalit, teflon seçildi ve kalınlıkları 1, 2, 3, 4 mm olarak alındı. 0.1 ile 100 MeV enerji aralığında 16 farklı enerjide izotropik foton demeti, seçilen elektrot materyalleri üzerine gönderildi. Fotonun yapacağı fotoelektrik, compton ve çift oluşumu etkileşmeleri hesaba katılarak, FLUKA simülasyon kodu ile ( $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ) yüzey alanına sahip bir RPC yapısı için verim hesabı yapıldı.

5 MeV enerjiye kadar, düşük enerji aralığında, kalınlık ve materyaller için verim değerlerinin birbirlerine yakın olduğu, 5 MeV'den itibaren kalınlığa bağlı verim değerleri arasındaki oranın arttığı gözlemlendi. Kalınlığa bağlı verim değerleri cam, teflon ve bakalit olarak sıralanabilir. Bütün kalınlıklarda en yüksek verim değeri cam için elde edildi.

RPC'de verim hesabı için FLUKA simülasyon programı kullanılarak elde edilen sonuçlar, deneysel verilerle karşılaştırıldı ve sonuçların uyum içinde olduğu gözlemlendi.

Karşılaştırma açısından, Çizelge 5.1'de (Jamil 2007) tek gaz aralıklı 3mm bakalit RPC için GEANT programı kullanılarak yapılan çalışmadan elde edilen sonuçlar ve aynı çalışmada sunulan deneysel veriler (Abrescia 2003) ve bizim çalışmamızda elde edilen sonuçlar birlikte verilmiştir.

3 mm kalınlıktaki bakalit için FLUKA, GEANT ve deneysel değerlerin verim sonuçları karşılaştırıldığında FLUKA ile elde edilen sonuçların deneysel veriler ile daha iyi uyum sağladığı görülmüştür.



**Çizelge 5.1.** 3 mm kalınlıktaki bakalit RPC veriminin deneysel ve simülasyon sonuçları

Parçacık Kaynağı	Enerji MeV	FLUKA	Deneysel	GEANT3	GEANT4
Foton	0,9	0,0045	0,0041	0,00584	0,00301
	1,4	0,0082	0,0069	0,00915	0,00544
	1,5	0,0094	0,0080	0,00987	0,00586

Enerji yükseldikçe elektron akısında artış olduğu ve bütün materyallerde kalınlık arttıkça elektron akısının da arttığı, düşük enerjide materyal ve kalınlığa bağlı elektron akılarında fark olmadığı görülmüştür. En yüksek elektron akısı, cam materyalinde elde edilmiştir.

Detektörde biriken elektron sayısının, enerji ve kalınlıkla arttığı görülmüştür. Düşük enerjilerde, materyal ve kalınlığın elektron sayısına bir etkisi olmadığı, yüksek enerjilerde kalınlık arttıkça elektron sayısının arttığı gözlenmiştir. Düşük enerji aralığında, birim yüzey başına üretilen en fazla elektron sayısı bakalitte elde edilmiştir. Orta ve yüksek enerji aralığında cam ve teflon RPC’de üretilen elektron sayılarının daha fazla olduğu gözlenmiştir.

## KAYNAKLAR

- Akkoyun, S. 2011.** Agata Ge Dedektörleri İçin Gama Işın, Nötron Simülasyonları ve İz Sürme Tekniği. Ankara Üniversitesi Doktora Tez, 10-16 s.
- Abbrescia, M. et al. 2003.** Nucl. Instrum. Methods Phys. 506 101–9 s.
- Ahmed, S.N. 2007.** Physics and Engineering of Radiation Detection. Queen's University, Kingston, Ontario. 67 s.
- Baykal, S. 2007.** Yeni Tip Gama Dedektörleri ve İz Sürme Tekniği. Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yüksek Lisans Tezi. Ankara. 32 s.
- Biswas, S. 2010.** Development Of High Resolution Gas Filled Detector For High Energy Physics Experiments. Thesis submitted for the degree of Doctor of Philosophy (Science) of the University of Calcutta, 10,28,288 s.
- Blum, W. Riegler, W. Rolandi, L. 1993.** Particle Detection with Drift Chambers 2008 Springer-Verlag Berlin Heidelberg Geneva 12,132 s.
- Demir, N. 2002.** Yüksek Enerji Gaz Detektörlerinde Sinyal Oluşumu Benzetişimi. Doktora Tezi, Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Bursa. 12-18 s.
- Ferrari, A. Sala, P.R. Fasso, A. Ranft, J. 2011.** Fluka: a multi-particle transport code. CERN EUROPEAN ORGANIZATION FOR NUCLEAR RESEARCH GENEVA Fluka Web sayfası <http://www.fluka.org> - (Erişim tarihi: 08.04.2014).
- Fonte, P. Peskov, V. Ramsey, B.D. 1997.** Streamers in MSGC's and other gaseous detectors. ICFA instrumentation bulletin.
- Gruppen, C. 1992.** Particle Detectors, Cambridge University Press. 1996. 62 s  
<http://bilgidagi.com/dosyalar/paralellevha.pdf>- (Erişim tarihi: 04.12.2014).  
<http://home.web.cern.ch/about/>- (Erişim tarihi: 29.10.2014).  
[http://teknolojikarastirmalar.com/e-egitim/yapi\\_malzemesi/icerik/cam.htm](http://teknolojikarastirmalar.com/e-egitim/yapi_malzemesi/icerik/cam.htm)- (Erişim tarihi: 04.12.2014).  
<http://thm.ankara.edu.tr/>- (Erişim tarihi: 29.10.2014)  
<http://www.desy.de/>- (Erişim tarihi: 29.10.2014).  
<http://www.fnal.gov/pub/science/index.html>- (Erişim tarihi: 29.10.2014).  
[http://www.megep.meb.gov.tr/mte\\_program\\_modul/moduller\\_pdf](http://www.megep.meb.gov.tr/mte_program_modul/moduller_pdf)- (Erişim tarihi: 04.12.2014).  
<http://www.particleadventure.org/accelerators-and-detectors.html>- (Erişim tarihi: 14.04.2014).  
<https://kbrn.afad.gov.tr/kategori-1181-dedektorler.html>- (Erişim tarihi: 04.12.2014).  
<https://www6.slac.stanford.edu/about/>- (Erişim tarihi: 29.10.2014).
- Jamil, M. Rhee, J T. Jeon, C. Hall, S. Jeon, YJ. 2007.** Single-gap RPC Monte Carlo simulation studies of photons. The Royal Swedish Academy of Sciences.
- Kenneth, S., J. FAW, R.E. 2002.** Fundamentals of Nuclear Science and Engineering. Kansas State University Manhattan, Kansas, U.S.A. Marcel Dekker, INC. New York Basel 39,177,186,189,216,233,379,403 s.
- Kleinknecht, K. 1998.** Detector for Particle Radiation. 2. Basım Cambridge University Press. 90 s.
- Knoll, G.F.** Radiation Detection and Measurement. University of Michigan. Third Edition. 54,159 s.
- Krane, K.S. 1987.** Introductory Nuclear Physics. Department of Physics Oregon State University. John Wiley & Sons, INC USA. 201,207,392 s.
- Krane, K.S. 2011.** Modern Physics. Department of Physics Oregon State University. John Wiley & Sons, INC United States of America. Third edition. 87-94,411 s.

- Kroff, S.A 1946.** Electrons and Nuclear Counters. Theory and Use. Van Nostrand New York.
- Kukk, E. 2011.** Radiation and particle detectors Lecture Notes University of Turku 28-35 s.
- Leo, W.R. 1987.** Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments A How-to Approach. 18-46,107,113 s.
- Lippmann, C. 2003.** Detector Physics of Resistive Plate Chambers. Doktora Tezi, CERN. 3,6,22 s.
- Martin, B.R. 2006.** Nuclear and Particle Physics Department of Physics and Astronomy University College London John Wiley & Sons, Ltd. England 23,129-136 s.
- Mermigka, K. 2008.** Simulation Studies at the Micromegas Detector and Micropattern Applications in Medicine. Yüksek Lisans Tezi. 21-38 s.
- Nagashima, Y. Elementary Particle Physics 2013.** WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA 62 s. Chicago, October 2009 3,23,378-413 s.
- Santonico, R. Cardarelli, R. 1981.** Development of resistive plate counters. Nucl. Instr. and Meth. 377-380 s.
- Santonico, R. Cardarelli, R. 1988.** Progress in resistive plate counters. Nucl. Instr. and Meth. 20-25 s.
- Sekmen, S. 2014.** Parçacık Fiziği En Küçüğü Keşfetme Macerası. ODTU Yayıncılık. 8,22 s.
- Suali, F. 1977.** Principles Of Operation Of Multiwire Proportional And Drift Chambers. Lectures given in the Academic Training Programme of CERN.
- Ünlü, P. Budak, M.G. İngeç, Ş. Avcı, D. 2006.** Fen Bilgisi Öğretmenliği İçin Modern Fizik. ANI Yayıncılık. 65,83 s.
- Yıldırım, C. 1992.** Bilim Tarihi. Remzi Kitabevi. 26 s.

## ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Asuman AYDIN

Doğum Yeri ve Tarihi : Yusufeli 04.02.1976

Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : Bursa Yıldırım Beyazıt Lisesi 1992

Lisans : Balıkesir Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü 1994-1998

Yüksek Lisans : Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü

Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl : Jandarma Kriminal Daire Başkanlığı

İletişim (e-posta) : as\_aydin@windowlive.com