



T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**YÜKSEK ENERJİ FİZİĞİNDE KULLANILAN GAZLI DETEKTÖRLERİN
İNCELENMESİ**

Özgür ÖZÜNLÜ

Doç. Dr. Nilgün DEMİR
(Danışman)

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

BURSA-2017
Her Hakkı Saklıdır

TEZ ONAYI

Özgür ÖZÜNLÜ tarafından hazırlanan “**YÜKSEK ENERJİ FİZİĞİNDE KULLANILAN GAZLI DETEKTÖRLERİN İNCELENMESİ**” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından oy birliği/oy çokluğu ile Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’nda YÜKSEK LİSANS TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Danışman : Doç. Dr. Nilgün DEMİR

Uludağ Ü. Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik Anabilim Dalı



Üye : Prof. Dr. Orhan GÜRLER

Uludağ Ü. Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik Anabilim Dalı



Üye : Doç. Dr. Hayriye SUNDU PAMUK

Kocaeli Ü. Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik Anabilim Dalı



Yukarıdaki sonucu onaylarım



Prof. Dr. Ali BAYRAM
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

21/09/2017

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

- 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.

21/09/2017

Özgür ÖZÜNLÜ

ÖZET

Yüksek Lisans

YÜKSEK ENERJİ FİZİĞİNDE KULLANILAN GAZLI DETEKTÖRLERİN İNCELENMESİ

Özgür ÖZÜNLÜ

Uludağ Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Nilgün DEMİR

Fiziğin temellerini daha iyi anlayabilmek için onun derinliklerine inmek gerekir. Yani makro boyuttan mikro boyutlara bir yolculuk yapılmalıdır. Parçacık fiziği, atom altı parçacıkları inceleyen fiziğin alt bilim dallarından birisidir. Bizi atom altı parçacıkların varlığından haberdar eder. Gözle görmemizin imkansız olduğu bu parçacıkların özelliklerini bize söyler. Gözle görünmeyen bu parçacıkların tespiti için de detektörlerden yardım alırız. Yani bir parçacığın doğasına dair bilgileri ancak onu detekte ederek öğrenebiliriz. Bunun için detektörler geliştirilmiştir ve her bir detektör amacına uygun kullanılır. Yüksek enerji fiziğinde kullanılan detektörler gazlı ve katıhal detektörleri olarak iki grupta ele alınırlar. Mesela gazlı detektörlerde saptayabildiğimiz parçacıkları bir katıhal detektöründe saptamamız mümkün olmayabilir. Bu yüzden herbir detektörün birbirine kıyasla optimum olduğu noktalar farklıdır.

Bu tez, geçmişten günümüze kadar modernleşerek gelen detektörlerin gazlı olarak çalışanlarını inceleyen bir derleme çalışmasıdır. Detektörlerin atası olarak bilinen ve parçacık deteksiyonunda önemli yeri olan ve aynı zamanda bir orantılı sayaç olan Geiger Müller detektörlerinden, sinyalin gaz hacmi içerisinde bir ön çoğalma vasıtası ile daha güçlü alınmasını sağlayan MPGD'lere (Mikro Desenli Gaz Detektörler) kadar birçok gazlı detektör ayrı ayrı araştırılmış ve her birinin içinde olan fiziksel süreçler ile çalışma prensiplerinden söz edilmiştir. Böylece tüm gazlı detektörlerin tarihi sürecini, fiziksel olaylarını, çalışma prensiplerini bir arada toplayan bu tez çalışması akademik olarak bir el kitapçığı olarak da kullanılması oldukça fayda sağlayacaktır.

Anahtar Kelimeler: Orantılı sayaçlar, paralel levhalı sayaçlar, yük çığı

2017, ix + 73 sayfa.

ABSTRACT

MSc Thesis

INVESTIGATING OF GAS DETECTORS USED IN HIGH ENERGY PHYSICS

Özgür ÖZÜNLÜ

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

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Nilgün DEMİR

In order to better understand the bases of physics, it is necessary to go down to its depths. In other words, a journey must be made from macro size to micro dimensions. Particle physics is one of the sub-science branches of physics that undergo subatomic particles. It informs us of the presence of subatomic particles. It tells us the properties of these particles that it is impossible for us to see. We also get help from detectors to detect these invisible particles So we can learn about the nature of a particle by detecting it. Detectors have been developed for this purpose and are suitable for the purpose of each detector. Detectors used in high energy physics are handled in two groups as gas and solid state detectors. For example, it may not be possible to identify particles in a solid state detector that we can detect in gas detectors. So, each detector differs from the others in terms of the optimum point.

In this study is a compilation study examining the gas workers of the detectors that have been modernized from the past to the present day. A number of gas detectors, ranging from MPGDs (Micro Patterned Gas Detectors), which are known as detectors' predecessors and which have an important place in particle detection and which allow the signal to be stronger through a pre-proliferation device in the gas volume than detectors Geiger Müller have been researched and the physical processes and working principles in each of them have been mentioned. Thus, this thesis study, which collects the historical process, physical phenomena and working principles of all gas detectors, will also benefit from being used academically as a manual.

Keywords: Proportional chamber, parallel plate chamber, avalanche

2017, ix + 73 pages

TEŐEKKÖR

Bu teőekkÖr; kıymetli danıőmanım Doç. Dr. NilgÖn DEMİR ve değerli ailem için...

ÖzgÖr ÖZÖNLÖ
21/09/2017



İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ.....	iv
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	v
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	vi
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	2
2.1. Parçacık Fizikinin Temelleri ve Detektörlerin Tarihsel Gelişimi.....	2
3. GAZLI DETEKTÖRLERDE FİZİKSEL SÜREÇLER.....	8
3.1. Yüklü Parçacıkların Madde ile Etkileşimleri.....	8
3.1.1. Enerji Kaybı Mekanizması.....	9
3.1.2. Enerji Kaybı Dağılımları ve İstatistiği	18
3.2. Foton ve Nötronların Madde ile Etkileşimleri.....	21
3.2.1. Fotonların Gaz İçinde Soğurulması ve Yayınlanması.....	26
3.2.2. Foto-İyonizasyon Mekanizması.....	27
3.2.3. Compton Saçılması.....	29
3.2.4. Çift Oluşumu Olayı.....	30
3.2.5. Nötronların Deteksiyonu.....	32
3.3. Yüklerin Gaz İçindeki Davranışları.....	33
3.3.1. İyonların Termal Difüzyonu.....	33
3.3.2. İyonların Elektrik Alanda Hareketi.....	35
3.3.3. Elektronların Sürüklenmesi ve Sürüklenme Hızı.....	37
3.3.4. Elektronların Bağlanması.....	39
3.3.5. Manyetik Alanın Varlığında Sürüklenme ve Difüzyon.....	40
3.4. Düzgün Elektrik Alanda Yük Çoğalma Mekanizması.....	41
3.4.1. İnelastik Çarpışmalar.....	41
3.4.2. Uyarılma (Eksitasyon).....	42
3.4.3. İyonizasyon ve Yük Çoğalması.....	43
4. GAZLI DETEKTÖRLER VE TİPLERİ.....	47
4.1. İyonizasyon Sayaçları.....	48
4.2. Orantılı Sayaçlar.....	50
4.3. Çok Telli Orantılı Sayaçlar.....	55
4.4. Sürüklenme Odaları.....	57
4.5. Zaman Gözlem Odaları (TPC).....	58
4.6. Paralel Levhalı Sayaçlar (PPC).....	58
4.7. Yüksek Dirençli Tabakalı Detektörler (RPC).....	59
4.8. Mikro-Desenli Gaz Detektörler.....	63
5. DETEKTÖRLERİN GENEL ÖLÇÜM ÖZELLİKLERİ.....	66
5.1. Detektörlerin Duyarlılığı.....	66
5.2. Detektörlerin Enerji Çözünürlüğü (Çözme Gücü).....	67
5.3. Detektörlerin Verimi.....	68
KAYNAKLAR.....	70
ÖZGEÇMİŞ.....	72
TEZ İZİN FORMU.....	73

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler	Açıklama
MeV	Mega elektron volt
σ	Tesir kesiti
GeV	Giga elektron volt
eV	Elektron volt
K	Kelvin
T	Tesla
ps	Pikosaniye
ns	Nanosaniye (saniyenin milyarda biri)
μm	Mikrometre
keV	kilo elektron volt
dE/dx	Ortalama enerji kaybı
λ	En muhtemel enerji kaybından olan sapma
ξ	Bethe-Bloch eşitliğindeki ortalama enerji kaybı
ΔE^W	En muhtemel enerji kaybı
ΔE	Gerçek enerji kaybı
d Ω	Katı açısı
K_{e^-}	Elektronlarının kinetik enerjisi
μ	Toplam zayıflama katsayısı
R	Levha direnci
ρ	Öz direnç
d	Levha aralığı
κ_{gaz}	Gazın dielektrik sabiti
ϵ_0	Serbest yükün elektriksel geçirgenliği
α	İlk Townsend katsayısı, birim uzunluk başına iyonizasyon sayısı
η	Elektron bağlanma katsayısı
G	Kazanç
R	Enerji çözünürlüğü
\bar{E}	Pikin ortalama enerjisi
E	Detektör verimi
E_{mutlak}	Mutlak verim ya da toplam verim
$E_{\text{öz}}$	Öz verim
CH ₄	Metan
i-C ₄ H ₁₀	İzobutan
C ₂ F ₄ H ₂	Tetrafulorüretan

Kısaltmalar	Açıklama
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire - Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
FWHM	Full Width at Half Maximum of the Peak - Pikiin yarı yükseklikteki tam genişliği
LHC	Large Hadron Collider - Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
MWPC	Multi Wire Proportional Chamber - Çok Telli Orantılı Sayaçlar
MICROMEGAS	Micro-Mesh Gaseous Structure - Mikro Örgülü Gazlı Yapı
MSGC	Microstrip Gas Chamber - Mikro şeritli gaz odası
MPGD	Micro Pattern Gas Detectors - Mikro yapılı gaz detektörü
PPC	Parallel Plate Chamber
RPC	Resistive Plate Chamber-Dirençli Tabaka Levhası
TPC	Time Projection Chamber
TOF	Time-Of-Flight-Parçacıkların uçuş süreleri
YEF	Yüksek Enerji Fiziği
YED	Yüksek Enerji Detektörleri

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

Şekil 2.1. Parçacıkların keşfinin tarihsel gelişimi.....	4
Şekil 2.2. Modern yüksek enerji fizik deneylerinde detektörün farklı temel bileşenleri kurulumu.....	5
Şekil 2.3. Parçacıkların tarihsel uzanımı.....	6
Şekil 3.1. Argon ve germanyum gazlarının durdurma güçleri arasındaki ilişki.....	11
Şekil 3.2. Enerji kaybı dağılımı.....	11
Şekil 3.3. İyonizasyon olayı.....	13
Şekil 3.4. Eksitasyon (Uyarılma) olayı.....	14
Şekil 3.5. Bremsstrahlung mekanizması.....	14
Şekil 3.6. Kurşun içerisinde elektron yada pozitronun enerjisine bağlı olarak radyasyon uzunluğu başına enerji kaybı.....	15
Şekil 3.7. Bremsstrahlung ve iyonizasyon ile enerji kaybı grafiği.....	17
Şekil 3.8. Bazı parçacıkların durdurma gücü grafiği.....	18
Şekil 3.9. Landau dağılım grafiği.....	19
Şekil 3.10. Esnek olmayan saçılmanın şematik gösterimi.....	23
Şekil 3.11. Tesir kesiti kavramının geometrik şekli.....	24
Şekil 3.12. Saçılma tesir kesiti ve katı açısı.....	24
Şekil 3.13. Fotoelektrik, Compton, çift oluşum için tesir kesiti.....	25
Şekil 3.14. Fotonların soğurulması.....	26
Şekil 3.15. Foton şiddetinin soğurucu madde kalınlığına bağlı olarak değişimi.....	27
Şekil 3.16. Fotoelektrik olay.....	28
Şekil 3.17. Compton saçılması.....	29
Şekil 3.18. Çift oluşumu.....	30
Şekil 3.19. Çift oluşum olayında 0,511 MeV enerjili iki foton çiftinin oluşumu.....	31
Şekil 3.20. Deneysel ortamda elektron-pozitron çifti oluşumu görüntüsü.....	31
Şekil 3.21. Nötron deteksiyonu.....	32
Şekil 3.22. Normal koşullar altında moleküllerin enerji dağılımı.....	34
Şekil 3.23. Elektrik alanın varlığında elektron ve iyonların hareketi.....	36
Şekil 3.24. Gazlı detektörlerde kullanılan Ar-CH ₄ gazı karışımının oranları.....	38
Şekil 3.25. Soy gazlar için iyonizasyon tesir kesidinin enerjiye bağlı değişimi.....	43
Şekil 3.26. Townsend avalanche şeması.....	45
Şekil 3.27. Avalanche olayında su damlası şeklinin oluşumu.....	46
Şekil 4.1. Basit bir iyon odası ve akım-voltaj eğrisi.....	48
Şekil 4.2. Silindirik bir orantılı gaz detektörünün dış yapısı.....	51
Şekil 4.3. Bir silindirik sayacın enine kesit geometrisi.....	51
Şekil 4.4. Bir silindirik sayacın voltaj değerine göre çalışma modları.....	52
Şekil 4.5. Geiger Müller detektörün çıkış olayı.....	54
Şekil 4.6. Geiger Müller detektörünün iç yapısı.....	55
Şekil 4.7. (a) Çok telli orantılı sayacın şematik gösterimi ve (b) elektrik alan çizgileri.....	56

Şekil 4.8. Çok telli orantılı sayaçta anot teli civarında çığ oluşumu.....	58
Şekil 4.9. Sürüklenme odasının içyapısı.....	59
Şekil 4.10. Zaman Gözlem Odası (TPC).....	60
Şekil 4.11. Paralel Levhalı Sayaç (PPC).....	57
Şekil 4.12. RPC detektörünün şematik yapısı.....	58
Şekil 4.13. Avalanche modun şematik gösterimi.....	59
Şekil 4.14. Streamer modun şematik gösterimi.....	60
Şekil 4.15. Mikromegada anot ile katot arasında elektrik alan altında elektronların hareketi.....	62 63
Şekil 5.1. E enerjili gauss dağılımlı bir pikin FWHM'si.....	68
Şekil 5.2. Detektöre gelen parçacıkların, detektör materyalinde etkileşmelerinde izleyebilecekleri olası yollar.....	68



ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa No

Çizelge 3.1. Nötronların sınıflandırılması.....	22
Çizelge 3.2. Bazı gazların iyon mobilitesi değerleri.....	36
Çizelge 3.3. Çeşitli gazlar için normal şartlar altında elektron için bağlanma katsayısı	40
Çizelge 3.4. Gazlı detektörlerde önem taşıyan inelastik çarpışma türleri.....	42
Çizelge 3.5. Townsend katsayısındaki A ve B parametrelerinin farklı gazlara göre değerleri.....	46
Çizelge 4.1. Gazlı detektörde kullanılan bazı gaz çeşitleri ve özellikleri.....	50



1. GİRİŞ

Son yıllarda gelişme ve ilerleme kaydeden ve fizik biliminin bir alt bilim dalı olan Yüksek Enerji Fiziği (YEF) atomu, atom altı parçacıkları ve bunlar arasındaki etkileşimleri inceleyen, tespit eden, yorumlayan bir fizik anabilim dalıdır. Bir parçacığın varlığından haberdar olmak için öncelikle onun varlığına dair bir ipucu bulmak gerekir. Bu ipucu parçacığın geride bıraktığı bir iz olabilir. Bu izi belirlemek ise çıplak gözle mümkün olmadığı için bunlar için tasarlanmış detektörlerle bunu gerçekleştirebilmemiz mümkündür. Bunun için detektörler tasarlanmıştır ve bu detektörler ilk zamanlarda parçacığın radyasyonunu tespit ederken, daha sonraları parçacığın enerjisi, momentumu ve konumunu da tespit edebilmek üzere geliştirilmişlerdir. Bir detektörün bize sağlayacağı en önemli husus ise gözle görünmeyen bir parçacığın aslında var olduğudur ve ne gibi etkileşimler, hareketler yaptığı, kısacası o parçacığın kendi doğası hakkında bilgi alabilmektir.

Yüksek enerji fiziği (YEF) bilim kolunun incelediği atom altı parçacıklar, normal şartlar altında kesinlikle gözlemlenebilen parçacıklar değildirler. Yeni parçacıklar keşfetmek ve parçacıkların karakterlerini belirlemek amacıyla oluşturulan birtakım parçacık hızlandırma düzenekleri kurulmuştur. Yüksek elektrik alanının etkisi ile hızlandırılan parçacıklar, manyetik alan etkisiyle odaklanarak çarpıştırılırlar ve böylece ortaya çıkan farklı parçacık türleri ve o parçacıkların özellikleri etkileşme noktası etrafına yerleştirilmiş olan detektör sistemleri aracılığıyla incelenebilirler.

Detektörlerin, kuvvetli bir magnetik alan altında çarpışma sonucu ortaya çıkan bütün yüklü parçacıkları algılaması gerekir. Oluşan parçacıkların sayısını, saçılma yönünü, parçacıkların yükünü ve momentumu belirlemek için detektörler etkileşme noktası etrafını tıpkı bir matruşka oyuncağı gibi birbirini içe içe kapsayan alt detektör tabakalarından oluşur. Böylece oluşan parçacıkların detekte edilmeden kaçması engellenmeye çalışılır.

Takip eden bölümlerde YEF' de kullanılan gazlı detektörlerin içinde meydana gelen birtakım fiziksel olaylardan, bu fiziksel olayların sonuçlarından, fizikte ne anlama geldiklerinden ve günümüzde hangi amaca hizmet ettiklerinden bahsedilecektir.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Parçacık Fiziğinin Temelleri ve Detektörlerin Tarihsel Gelişimi

Detektörlerin keşfi temel parçacıkların keşfine dayanmaktadır. Bu parçacıkların üretim kısmı ise çok önemlidir. Elektron ve protonlar için bir sorun yoktur çünkü bunlar bilinen bir maddenin bileşenleridir. Elektronun üretimi için bir parça metal ısıtılır ve daha sonra bu metalin yakınına elektronları çekebilmek için pozitif yüklü bir plaka koyar ve bu plakada ufakça bir delik açarsak, delikten geçen, yani çekilen elektronlar bir demet oluşturur. Osiloskop ve elektron tabancasının mantığı da aynen böyledir.

Protonunun eldesi için ise hidrojen atomunu iyonize ederiz, yani diğer bir deyişle elektronları koparıyoruz. Protonları hedef olarak kullanıyorsak, elektronları dert etmeye hiç gerek yoktur çünkü protona nispeten çok daha hafiftirler ve gelen enerjik yüklü parçacık bu elektronları savurup yoluna devam edecektir.

Daha egzotik parçacıklar için ise üç kaynak söz konusudur: Kozmik ışınlar, nükleer reaktörler ve parçacık hızlandırıcıları. Bunlara bu tez içinde yer verilmeyecektir.

Üretilmek istenen parçacık ne kadar ağır olursa çarpışma enerjisi de o kadar yüksek olacaktır. Bu yüzden tarihsel gelişime bakacak olursak önce hafif parçacıkların keşfedildiğini ve zamanla hızlandırıcıların da enerjilerinin artırılmasıyla daha ağır parçacıkların keşfedildiği görülmektedir. Bir parçacığı sabit bir hedefe göndermek yerine çok yüksek hızlı iki parçacığı kafa kafaya çarpıştırırsak görece enerjideki kazanç çok büyük çapta artar. Burada çok iyi hedefleme gereklidir. Bundan dolayı şuan yapılan birçok deney kesişen depolama halkalarında çarpışan demetler ile yapılmaktadır. Eğer ki parçacıklar ilk geçişte birbirlerini kaçırlırlarsa bir sonraki geçişte karşılaşma olasılıklarının daha yüksek olma ihtimali vardır. Çarpışma enerjisi ne kadar yüksekse iki parçacık birbirine o kadar çok yaklaşır. Artı yüklü pozitronlar ve eksi yüklü elektronlar için aynı halka kullanılabilir. Pozitifler bir yönde, negatifler aksi yönde dönerler ve yüklü bir parçacık ivmelendiğinde ışımaya yaparak enerji kaybedeceği için dairesel hareket durumunda bu ışımının adı sinkrotron ışınımı olarak adlandırılır. Bu yüzden depolama halkasının verimi sınırlı hale gelir. Aynı enerjiye sahip daha ağır

parçacıkların ivmelenmesi daha az olacağı için bu ışıyım bir sorun yaratmaz. Bu yüzden depolama halkaları protonlar ve daha ağır parçacıklar için kullanılırken, saçılma deneyleri için doğrusal çarpıştırıcılar kullanılır.

Temel parçacıkların gözlenmesi için birçok parçacık detektörü keşfi 1900'lü yılların başında başlamış ve sürekli gelişerek devam etmiştir.

İlk olarak 1911 yılında Sis Odası kullanılmaya başlandı ve,

1929 yılında Gieger-Müller detektörü orantılı sayaçların atası olarak bunu takip etti.

1934 yılında Foto Çoğaltıcı Tüpler, PMT (Photo Multiplier Tube),

1937 yılında Nükleer Emülsiyonlar geliştirildi.

1952 yılında Kabarcık Odası popüler oldu.

1968 yılında Çok Telli Orantılı Sayaçlar "Multi Wire Proportional Chamber (MWPC)" geliştirildi.

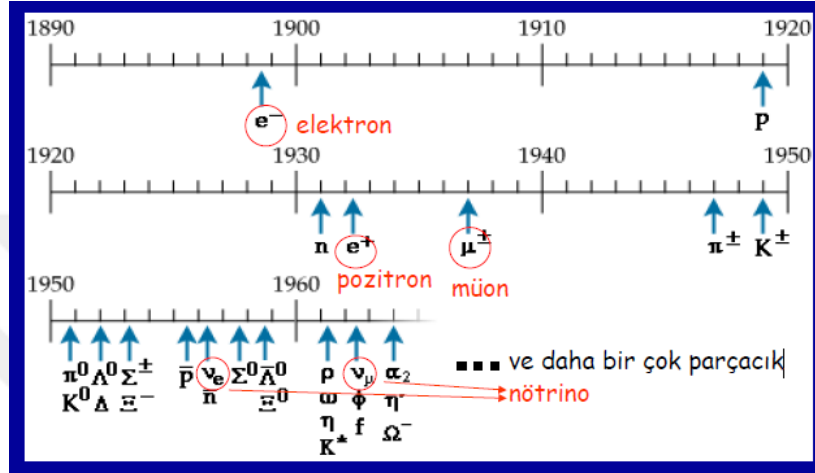
1980'lerin sonlarına doğru ise Katihal (Yarı İletken) Detektörleri kullanılmaya başlandı.

Modern bir detektör bu aygıtların bilgisayara bağlanmış dizinlerinden oluşur. Bilgisayar, parçacıkların meydana getirdiği izleri ve yörüngeleri ekranda gösterir. Deteksiyon mekanizması ise yüksek enerjili yüklü parçacıkların maddeden geçerken karşılarına çıkan atomları iyonlaştırmasını temel alır. Daha sonra bu iyonlar şartlarına göre damlacık (sis odası) veya kabarcık odası ve kıvılcım odası oluşturacak tohumlar gibi davranırlar. Fakat yüksüz parçacıklar iyonlaşmaya sebep olmadığı için iz de bırakmazlar. Bu yüzden yüksüz parçacıkların detektör içerisindeki fiziksel etkileşmeleri yüklü parçacıklardan ayrı olarak incelenecektir.

Başka bir deyişle detektörler aslında en temel ve basit mantıkla maddenin en küçük parçacıklarını saptama olanağı sağlayan fiziksel ve kimyasal süreçleri ayırt eden aygıtlardır.

Yüklü ve yüksüz parçacıklar maddeyle etkileştiği zaman kaybettikleri enerji algılanabilecek sinyal üretirler. Detektörler, üretilen elektromanyetik dalga formundaki bu sinyali ölçülebilir niceliklere çevirip kayıt edilmesini sağlayan cihazlardır.

Laboratuvarında iyonlaşma odası adı verilen yeni bir detektörün (orantılı sayaç) gerçekleştirilmesinden yararlanan Chadwick, gelen bilinmeyen taneciğin bir hidrojen ya da azot atomunda oluşturduğu akımı kesin biçimde ölçtü. Taneciğin protonla aynı kütlede olduğunu ama yükünün olmadığını da gösterdi. Böylece yüksüz parçacık olan nötronun varlığı doğrulanmış oldu.



Şekil 2.1. Parçacıkların keşfinin tarihsel gelişimi (Aydın 2015)

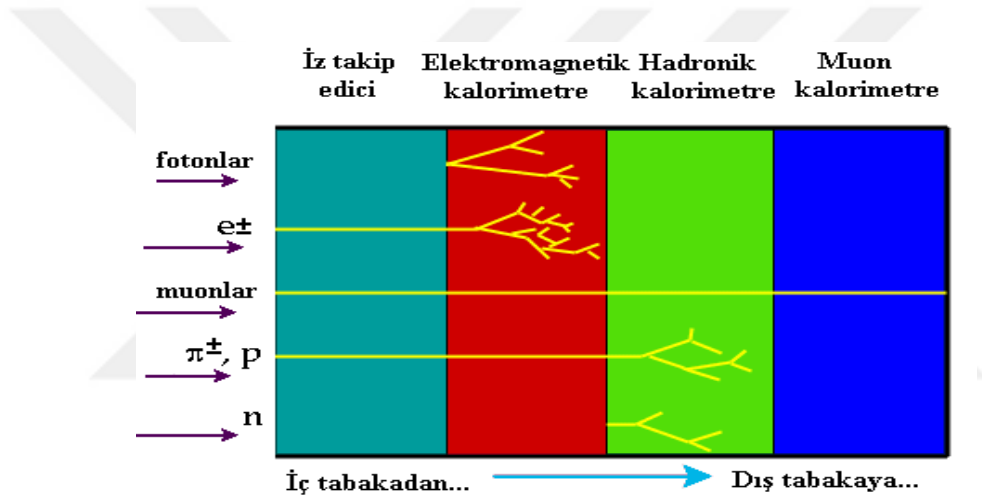
Önceki bölümde bahsedildiği gibi, basitçe bir detektörün dizaynı ise çarpışma noktası etrafı farklı türdeki detektörler ile tamamen sarılacak ve hiçbir parçacığın detektör ile etkileşmeden kaçmasına izin verilmeyecek şekilde yapılır. Temel parçacıkları ortaya çıkarmak için hızlandırıcılar, onların özellikleri ile ilgili bilgi edinmek ve bilgileri kaydetmek için detektörler kullanılır.

Hızlandırıcılar dairesel ya da doğrusal olarak inşa edilir. Parçacıklar ya sabit bir hedefe çarptırılır 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 (mesela 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

bölmesi parçacığın özelliğine göre ve bütün parçacıklar sırasıyla içinden geçecek şekilde yerleştirilir (Lippmann 2003).

Çarpışma noktası etrafında Şekil 2.2' de görüldüğü üzere içten dışa doğru dört katman söz konusudur ve bu katmanlar içten dışa, sırasıyla:

- İz takip edici katman,
- Elektromanyetik kalorimetre,
- Hadronik kalorimetre,
- Muon kalorimetresi şeklindedir.

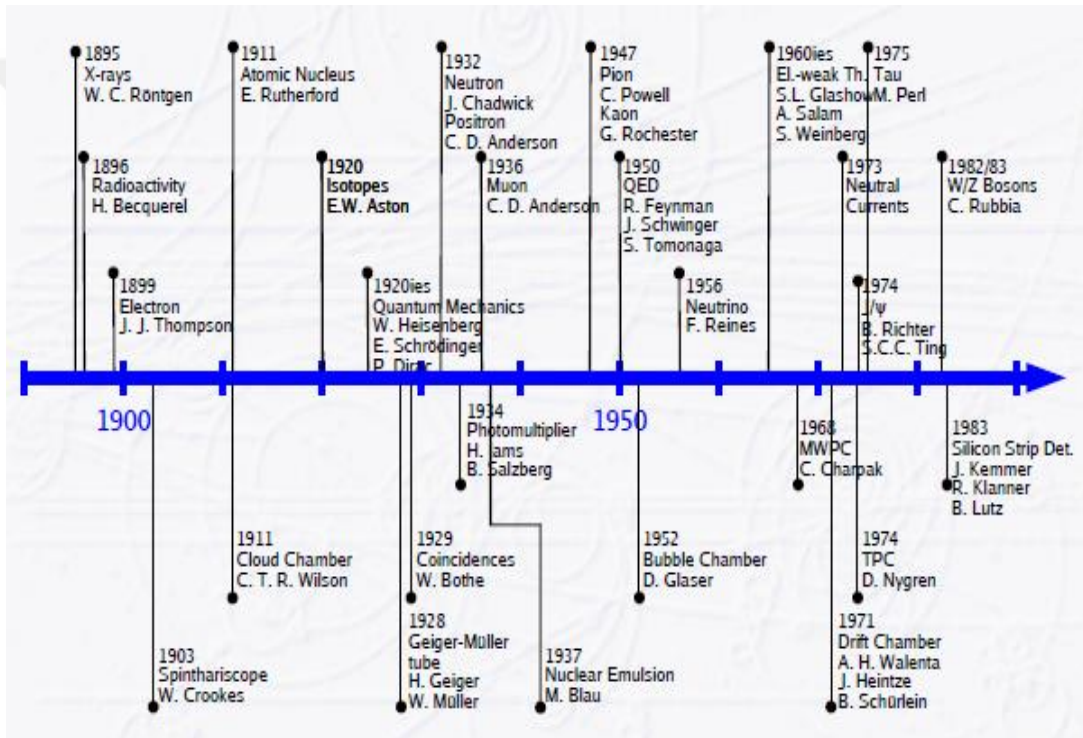


Şekil 2.2. Yüksek enerji fizik deneylerinde detektörün farklı temel bileşenleri kuruluşu (Aydın 2015)

Şekil 2.2' de görüldüğü gibi 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 durdurulurlar (<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. Muon, 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. Muon katmanına ise sadece çok yüksek enerji düzeylerine sahip, orta ağırlıktaki II. nesil lepton olan muonlar ulaşabilir. Burada atomlarla etkileşmeleri sırasında ikincil parçacık yağmurlarına yol açarlar (<http://www.particleadventure.org/accelerators-and-detectors.html>, 2014).



Şekil 2.3. Parçacıkların tarihsel uzanımı

Oldukça küçük temel parçacıklar için genel mekanik birimlerini (gr, erg, joule vb.) kullanmak uygun olmaz. Bunun yerine, enerji için eV birimini kullanmak çok daha ideal olacaktır. Nükleer fizikçiler KeV (10^3 eV) birimini kullanmayı tercih ederken, parçacık fizikçileri ise daha çok MeV (10^6 eV), GeV (10^9 eV) veya TeV (10^{12} eV) enerji birimlerini kullanır. Momentum için MeV/c, GeV/c ve kütle için MeV/c^2 birimi kullanılır. Buradan ise protonun kütesini $938 \text{ MeV}/c^2 = 1,67 \times 10^{-24} \text{ g}$ olarak bulunabilir.

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

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

3. GAZLI DETEKTÖRLERDE FİZİKSEL SÜREÇLER

3.1. Yüklü Parçacıkların Madde ile Etkileşimleri

Yüklü parçacıkların madde ile etkileşimini incelerken, hafif yüklü parçacıkların (elektronlar, pozitronlar) ve ağır yüklü parçacıkların (müon, pion, proton, alfa ve diğer ağır iyonlar) etkileşimi olarak iki gruba ayırmak gerekir.

Maddenin cinsine, parçacığın enerjisi ve türüne bağlı olarak atomun çekirdeği ya da atomik elektronlarla etkileşmeler meydana gelebilir. Bu etkileşmeler sonucu parçacıklar bazen soğurularak tamamen kaybolur, bazen ise yönleri değişerek saçılmaya uğrarlar. Yüklü parçacıklar (proton, elektron vb.) ortamdaki elektronlar ile Coulomb etkileşimi yaparsa iyonizasyon ve uyarma olayı ile enerjilerini kaybederler.

Elektronlar (ve pozitronlar) ağır yüklü parçacıklar gibi Coulomb etkileşmesine uğrarlar. Ancak bazı farklılıkları vardır. Bunlar; Özellikle β bozunumundan yayınlanan elektronlar göreceli hızlarda hareket ederler. Elektron (veya pozitron) madde içindeki hareketleri esnasında kendisi gibi bir elektronla etkileşme olasılığının büyüklüğünden dolayı büyük sapmalara uğrayarak madde içinde zikzak çizer. Bunun sonucunda aldığı yol ile menzili (madde içerisinde gidebildiği doğrusal uzaklık) farklı olacaktır. Elektron madde içindeki başka bir elektronla kafa kafaya çarpışması durumunda ilk enerjisinin büyük bir kısmını diğer elektrona aktarır. Elektronun enerjisinde (dolaylı olarak hızında) ve doğrultusunda meydana gelecek değişimler sonucunda büyük bir ivmeye maruz kalabilir ve elektromanyetik radyasyon yayımlar. Yayınlanan bu enerjiye Bremsstrahlung veya frenleme radyasyonu adı verilir (Krane 2001).

Ağır yüklü parçacıklar proton ve alfa parçacığı gibi $A \geq 1$ olan parçacıklardır. Yüklü parçacıklar çekirdek ile de reaksiyon verebilirler. Bu durum çekirdekten elastik saçılma olarak bilinir ve Rudherford saçılması olarak da ifade edilir, fakat atomun yarıçapı çekirdeğinkinden çok daha büyük olduğundan ve çekirdek, atom hacminin yaklaşık 10^{-15} ini işgal ettiğinden dolayı, parçacığın çekirdekten çok yörüngedeki bir elektronla reaksiyona girme olasılığı 10^{15} kat daha fazladır. Bu nedenle yüklü parçacığın enerjisini

kaybetmesindeki en büyük etken atomun elektronlarıyla yaptığı Coulomb saçılmasıdır (Krane 2001).

Karbon gibi ağır iyonlar ise ağır yüklü parçacıklar sınıfına girerler. Fakat kütlelerinden dolayı hedef içerisinde, aynı enerjideki protona kıyasla daha düşük bir menzile sahiptirler ve daha önemli fark daha az yanal saçılmalara uğramalarıdır (Krane 1987).

3.1.1. Enerji Kaybı Mekanizması

Madde içinden geçen yüklü parçacıklar enerjilerinin bir kısmını ya aktarırlar ya da kaybederler. Enerji kaybı mekanizmaları incelenirken;

- i.* Ağır yüklü parçacıklar (proton, müon, pion vb.)
- ii.* Elektron ve pozitronlar

olmak üzere iki ayrı grup göz önüne alınmalıdır.

Ağır yüklü parçacıkların madde içerisinde aldığı dx yolu boyunca, iyonizasyon ve uyarma yaparak kaybettiği ortalama dE enerjisi aşağıdaki *Bethe ve Bloch formülü* ile verilir (Gruppen 1996).

$$-\frac{dE}{dx}\Big|_c = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I^2/m_e c^2)}\right) + F(\tau) - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (3.1)$$

Bu formülde;

- τ $m_e c^2$ biriminde gelen parçacığın kinetik enerjisi,
 r_e Elektronun klasik yarıçapı $2,817 \times 10^{-13}$ cm,
 m_e Elektronun kütlesi,
 I Ortalama iyonizasyon potansiyeli,
 Z Atom numarası,
 A Atom ağırlığı,
 ρ Yoğunluk,

- β v/c (gelen parçacık için),
 δ Yoğunluk düzeltmesi,
 C Kabuk düzeltmesi,
 c Işık hızıdır.

Önceki sayfada formülü verilen Bethe ve Bloch ifadesinde, birim uzunluk başına enerji kaybı ($\frac{MeV}{g/cm^2}$) birimine karşılık gelmektedir. Burada dx değerinin birim alan başına kütle değerini göstermektedir. β değeri ise,

$$\beta^2 = 1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{E}{mc^2}\right)} \quad (3.2)$$

eşitliği ile ifade edilir.

Ayrıca, atom numarasına göre (Z) de aşağıdaki gibi iki ayrı eşitlik yazılacaktır. Atom numarasının 13'ten büyük eşit veya küçük olduğu durumlar incelenirse;

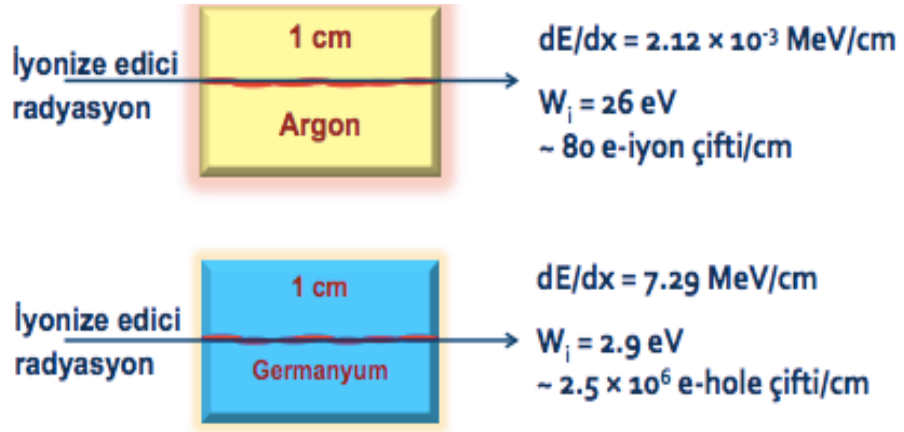
$$\frac{I}{Z} = 12 + \frac{7}{Z} \text{ eV} \quad Z < 13$$

$$\frac{I}{Z} = 9.76 + 58.8Z^{-1.19} \text{ eV} \quad Z \geq 13 \text{ olduğu görülecektir.}$$

Bethe ve Bloch eşitliğini elektron ve pozitron için ayrı ayrı düzenlersek, $F(\tau)$ için aşağıdaki denklemler elde edilecektir:

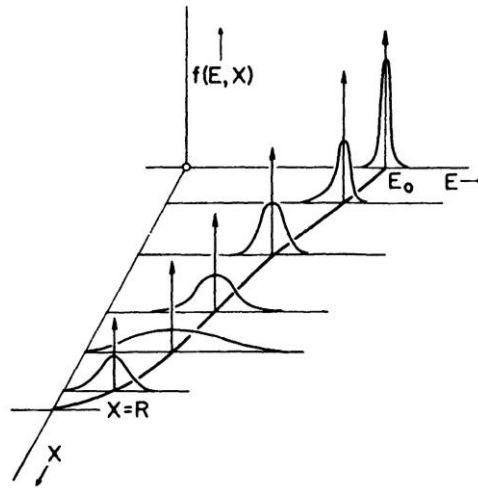
$$\text{Elektronlar için: } F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2 - (2r+1)\ln 2}{(\tau+1)^2} \quad (3.3)$$

$$\text{Pozitronlar için: } F(\tau) = 2\ln 2 - \frac{\beta^2}{12} \left(23 + \frac{14}{\tau+2} + \frac{10}{(\tau+2)^2} + \frac{4}{(\tau+2)^3} \right) \quad (3.4)$$



Şekil 3.1. Argon ve germanyum gazlarının durdurma güçleri arasındaki ilişki

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 görmemiz mümkündür. Maddenin sabit bir kalınlığındaki enerji kaybı dağılımını gözlememiz yerine, biz enerjideki sabit bir kayıp için yol kalınlığındaki dalgalanmayı gözleriz (Leo 1987).



Şekil 3.2. Enerji kaybı dağılımı grafiği

Bir malzeme içinden geçen yüklü parçacıkların enerji kaybetme hızına malzemenin *durdurma gücü* adı verilir. Durdurma gücü iki bileşenden oluşur. Elektronik durdurma gücü ise yüklü parçacığın malzemedeki atomik elektronlarla etkileşiminden

kaynaklanır. Nükleer durdurma gücü, yüklü parçacığın atomun çekirdeği ile etkileşiminden kaynaklanır (Leo 1987).

Durdurma gücü bağıntıları saf kimyasal elementler için geçerlidir. Bir bileşiğin veya karışımın durdurma gücü, malzemenin toplam yoğunluğuna ve karışımdaki her kimyasal elementin elektron sayısına bağlıdır. Karışım için aşağıdaki eşitlik yazılabilir:

$$-\frac{dE}{r \cdot dx} = \left(-\frac{dE}{r \cdot dx}\right)_1 + \left(-\frac{dE}{r \cdot dx}\right)_2 + \dots = \sum_i w_i \left(-\frac{dE}{r \cdot dx}\right)_i \quad (3.5)$$

Herhangi bir yüklü parçacık için bir ortamın durdurma gücü,

- İyonun kütlesi, yükü ve hızının,
- Malzemenin atom numarası ve yoğunluğunun

Bir fonksiyonudur. Ve aşağıdaki gibi bir eşitlik yazılabilir:

$$-\frac{dE}{dx} = S_{\text{elektronik}} + S_{\text{Nükleer}} \gg S_{\text{elektronik}} \quad (3.6)$$

Sonuç olarak, bu ifade ortamın *durdurma gücü* veya *diferansiyel enerji kaybı* olarak da adlandırılır. Bir ortamın durdurma gücü ne kadar büyükse, yüklü parçacığın aldığı birim yol başına iyonizasyon ve uyarma yaparak kaybettiği enerji de o kadar büyük olacaktır. Fakat gelen parçacığın enerjisi arttıkça, birim uzunluk başına kaybedilen enerji artmaz (Gruppen 1996).

Bethe ve Bloch denklemleri birkaç GeV enerji aralığına kadar geçerlidir. Enerji kaybı $1/\beta^2$ terimiyle hızlı bir azalışa gider. β değeri yaklaşık 0.97 civarında sabit bir değere ulaşır ve ışık hızına yakın hızlarda yavaş yavaş artar. Böylece, minimuma karşı gelen enerji kaybına sahip rölativistik parçacıklar “minimum iyonize edici parçacıklar” olarak adlandırılırlar (Demir 2002).

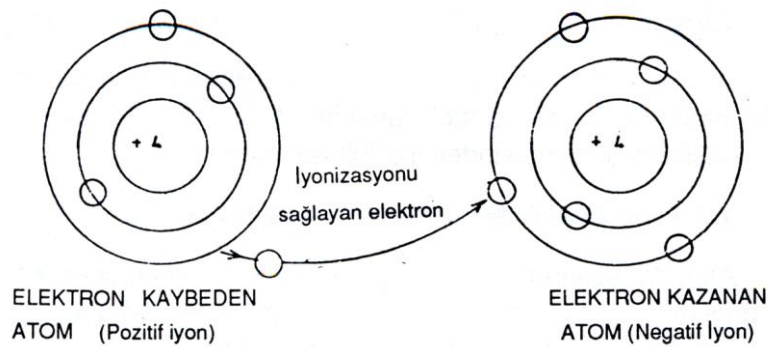
Parçacık detektörleri ise parçacığın detektör materyali ile yaptığı etkileşme sonucu onun enerjisinin, momentumunun, uzaysal konumunun, zaman fonksiyonunun belirlenmesini

sağlar. Elektromanyetik etkileşme durumunda, gelen parçacık enerjisini elektron saçarak (yani atomu iyonize ederek) kaybeder. Parçacık yeterince enerjikse ikincil parçacıklar üretilir ve reaksiyonlar parçacık sağanağı yaratır (Nagashima 2013).

Bir maddesel ortama giren parçacık enerjisini kaybederek yol alır. Parçacığın kinetik enerjisi atomun iyonlaşma enerjisinden yeterince büyük ise, enerjisini yolu üzerindeki atomları iyonlaştırmak için maddeye aktarır.

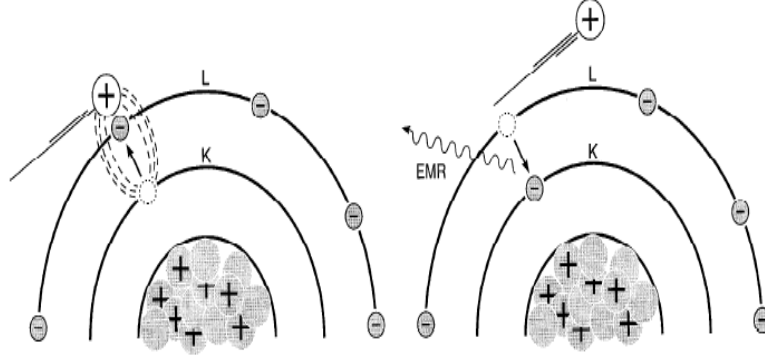
Bir elektron ve bir ağır parçacık arasındaki çarpışmada, ağır parçacık ihmal edilebilecek küçük bir açıyla saptırılır ve bu durumda parçacık hemen hemen bir doğru yol boyunca ilerler (Nagashima 2013).

Başka bir ifadeyle söyleyecek olursak, yüklü parçacıklar içerisinden geçtikleri her türlü ortamın atomlarına enerji aktarırken bunu ya ortamın atomlarını iyonize ederek ya da uyararak gerçekleştirirler. Elektron ya da pozitron bir maddeyi geçerken ortamın atomik elektronlarına belirli bir enerji aktarır. Verilen enerji yeterince yüksek ise elektron atomdan ayrılır yani atom iyonlaşır. İyonizasyonda çarpışma başına enerji aktarımı 0.255 MeV' den daha küçüktür. Daha yüksek enerji aktarımı ile gerçekleşen çarpışmalar Möller-Bhabha saçılması olarak adlandırılır ve iyonizasyon süreci ile kıyaslandığında daha az öneme sahiptir.



Şekil 3.3. İyonizasyon olayı

Gelen ağır yüklü parçacık iyonizasyon enerjisinden daha büyük enerjiye sahip değilse, uyarılma yani eksitasyon durumu gerçekleşecektir.

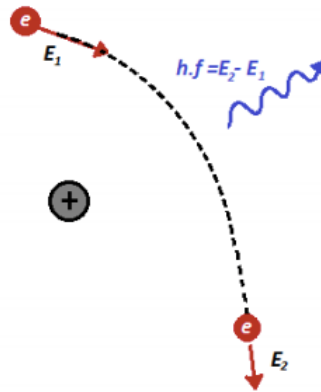


Şekil 3.4. Eksitasyon (Uyarılma) olayı

Elektron ve pozitronların madde ile elektromagnetik etkileşmeleri birbirine benzerdirler ve genelde iki süreçle enerjilerini kaybederler. Bunlar İyonizasyon ve radyasyondur.

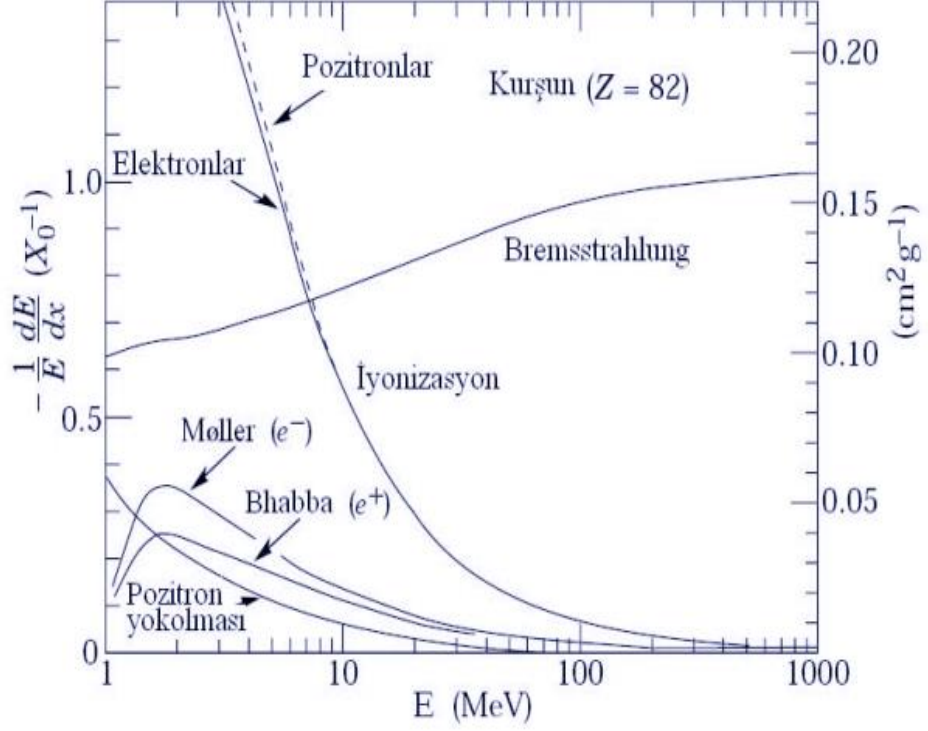
Bremsstrahlung kelime olarak frenleme anlamına gelse de fiziksel bir tanım olarak “radyasyon frenlemesi” veya “yavaşlayan radyasyon” anlamına gelmektedir.

Yüklü parçacıklar madde içinden geçerken çekirdek alanının etkisiyle yavaşlayarak enerjilerinin bir kısmını ya da tümünü (maddenin şekline veya kalınlığına bağlı olarak) elektromanyetik radyasyon yayınlamaya kaybederler. Bu olaya Bremsstrahlung, yayınlanan radyasyona da Bremsstrahlung fotonu denir. Bu mekanizma kabaca şekil 3.5’te verilmiştir (Leo 1987).



Şekil 3.5. Bremsstrahlung mekanizması

100 MeV' in üzerindeki yüksek enerjilerde Bremsstrahlung radyasyonu baskınken, daha düşük enerjilerde iyonizasyon süreci etkili olmaktadır. Bu olay şekil 3.6'da açıkça görülmektedir.



Şekil 3.6. Kurşun içerisinde elektron ya da pozitronun enerjisine bağlı olarak radyasyon uzunluğu başına enerji kaybı (Ahmed 2007).

Yüklü bir parçacık, çekirdeğin Coulomb alanı tarafından yavaşlatıldığında kinetik enerjisinin bir kısmını kaybetmesinin sonucunda foton yayımlayacaktır. Yayımlanan bu fotona Bremsstrahlung fotonu adı verilir. Yüksek enerjilerde Bremsstrahlung fotonu yayımlanarak yapılan enerji kaybı aşağıdaki eşitlik ile verilir:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} z^2 r^2 E \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \quad (3.7)$$

Burada, $r = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{mc^2}$ dir.

3.7 eşitliği elektronlar için aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0} \quad (3.8)$$

Buradan yukarıda denklemini üstel olarak düzenleyecek olursak,

$$E = E_0 e^{-x/X_0} \quad (3.9)$$

Bu son eşitlik yüklü parçacıkların foton yayınlaması sonucu enerji kayıplarının üstel bir azalmaya bağlı olduğunu göstermektedir. Denklemdaki X_0 radyasyon uzunluğudur ve şu şekilde ifade edilir:

$$X_0 = \frac{716.4 A}{Z(Z+1) \ln(287\sqrt{Z})} \text{ (g/cm}^2\text{)} \quad (3.10)$$

Radyasyon uzunluğu elektronun enerjisini Bremsstrahlung enerji kaybı vasıtasıyla $1/e$ faktörü kadar azaltması için alması gerekli mesafe olarak tanımlanır. Z ve A sırasıyla ortamın atom numarası ve atom ağırlığıdır. Karışım ya da bileşik halindeki bir materyal için radyasyon uzunluğu:

$$\frac{1}{x_0} = \sum w_j X_j \quad (3.11)$$

olarak verilir.

Buradaki w_j ve X_j , j . eleman için ağırlık ve radyasyon uzunluğunun kesridir.

Elektronların enerji kaybı kritik enerjinin üzerinde ise Bremsstrahlung ile enerji kaybı baskındır. Bir elektron için kritik enerji (E_c), Bremsstrahlung ile enerji kaybının, iyonizasyon ile enerji kaybına eşit olduğu enerji değeri olarak tanımlanır:

$$-\frac{dE}{dX}(Ec) \Big|_{iyon.} = -\frac{dE}{dX}(Ec) \Big|_{brens.} \quad (3.12)$$

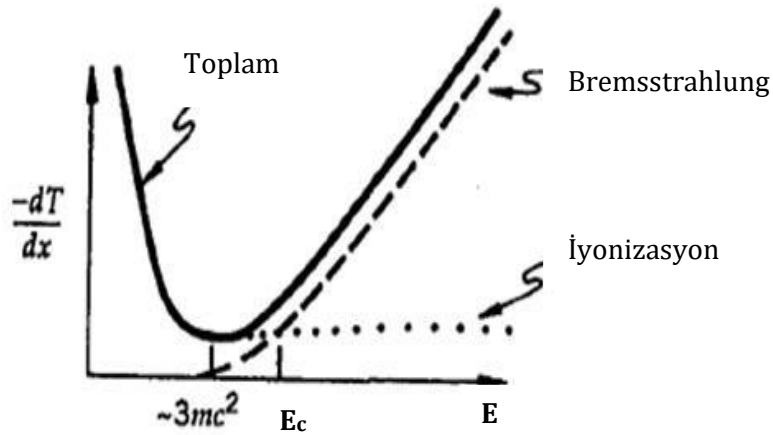
Denklem (3.9) ve Denklem (3.10) kullanılarak Eşitlik (3.13) hesaplanabilir. Katı ve sıvı soğurucu ortamlar için kritik enerji değeri Eşitlik (3.13) ile verilir. Elektronların kritik enerjileri için sayısal olarak değerler tablo olarak verilebilir ve böylece ağır elementler için yani atom sayısı 13'e eşit veya büyük elementler için kritik enerji eşitliği de bu denklemlerle bulunabilecektir.

$$E_c = \frac{610 \text{ MeV}}{Z+1.24} \quad (3.13)$$

Örneğin, kurşun içerisinde elektronlar için kritik enerji değeri yaklaşık 7.6 MeV' dir. Ağır parçacıklarda Bremsstrahlung ile enerji kaybı elektronlardan daha yüksek enerjilerde etkin hale gelmektedir. Bremsstrahlung ile enerji kaybı parçacığın kütlesinin karesi ile ters orantılı ($1/m^2$) olduğundan, demir içerisindeki muonlar için kritik enerji:

$$E_c = \frac{610 \text{ MeV}}{Z+1.24} \left(\frac{m_\mu}{m_e} \right)^2 = 960 \text{ GeV} \quad (3.14)$$

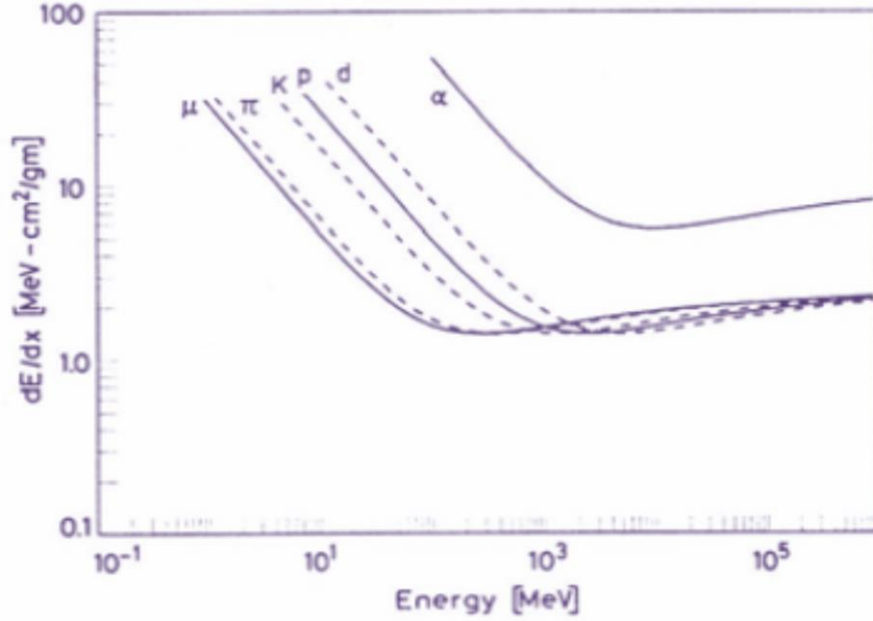
olarak hesaplanır. Muonlar ağır yüklü parçacıklar oldukları için GeV mertebesindeki enerjilerde iyonizasyon ve uyarılma süreçleri baskındır. 1 TeV' in üzerindeki enerjilerde ise çift oluşumu ve Bremsstrahlung süreçleri baskın olmaya başlayacaktır (Gruppen 1996).



Şekil

3.7.

Bremsstrahlung ve iyonizasyon ile enerji kaybı grafiği



Şekil 3.8. Bazı parçacıkların durdurma gücü grafiği

3.1.2. Enerji Kaybı Dağılımları ve İstatistiği

Yüklü parçacıkların çarpışma başına ortama aktardığı enerjinin kendi enerjisine oranı oldukça düşük olduğundan, enerjisini tamamen ortama aktarabilmesi için birçok çarpışma yapması gerekmektedir.

Ortama aktarılan enerji, bir ortalama etrafında dağılıma sahip olur. Enerji kaybı dağılımı, *Landau dağılımı* ile temsil edilir ve yaklaşık ifadesi ise,

$$L(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})\right] \quad (3.15)$$

şeklindedir.

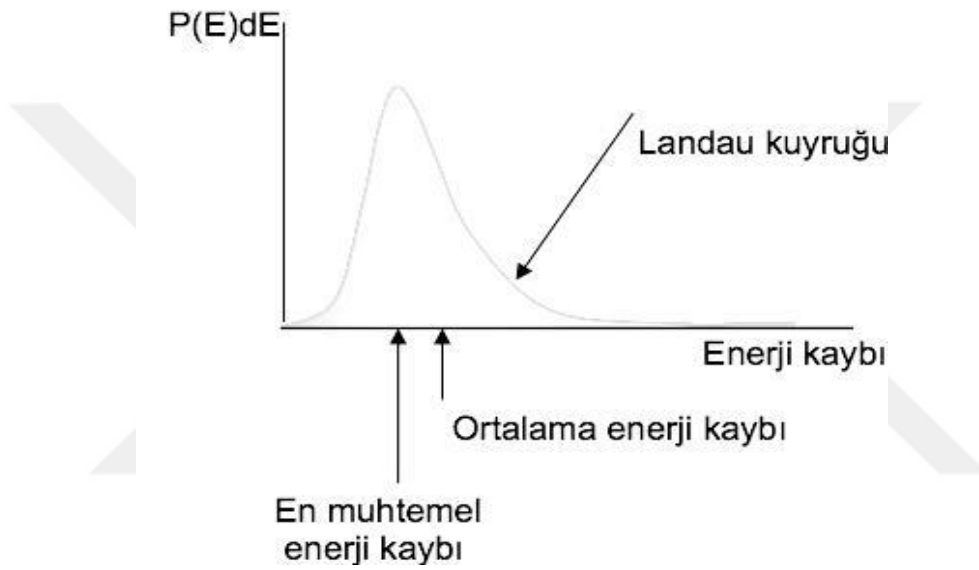
En muhtemel enerji kaybından olan sapma ifadesi ise,

$$I = \frac{DE - DE^w}{X} \quad (3.16)$$

gibidir.

Bu ifadelerde yer alan, λ en muhtemel enerji kaybından olan sapma, ξ Bethe-Bloch formülündeki ortalama enerji kaybı, ΔE^W en muhtemel enerji kaybı, ΔE gerçek enerji kaybıdır, ρ yoğunluk (g/cm^3) ve x soğurucunun kalınlığıdır ve (cm) olarak alınır.

$$x = 2\rho N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} r x \quad (3.17)$$



Şekil 3.9. Landau dağılım grafiği (Demir 2012)

Çok kalın materyaller için,

$$\frac{dE}{dx} x \gg 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \quad (3.18)$$

durumunda enerji kaybı dağılımı Gaussien dağılıma yaklaşmaktadır (Gruppen 1996).

Detektörde ölçülecek parçacıklar için bir diğer fiziksel nicelik ise parçacığın ortalama serbest yoludur. Ortalama serbest yol veya diğer bir deyişle reaksiyon uzunluğu, parçacığın etkileşme yapıncaya kadar aldığı yol veya iki etkileşme arasında geçen ortalama yol olarak ifade edilmektedir. λ sembolüyle gösterilir ve birimi santimetredir. Saçılma olayı λ_s , soğurulma olayı ise λ_a sembollerleriyle gösterilmektedir (Leo 1987).

Bir parçacığın bir x kalınlığı içerisinde hiçbir etkileşme yapmadan geçme olasılığını varsayalım (Leo 1987). $P(x)$ bir x mesafesinde etkileşme yapmama olasılığı, Wdx , x ile $x+dx$ arasında etkileşme olma olasılığı, x ile $x+dx$ arasında etkileşme olmama olasılığı olarak kabul edilirse;

$$P(x+dx)=P(x)(1-Wdx) \quad (3.19)$$

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

$$P(x) + Pdx = P - P Wdx$$

$$dP = - W P dx$$

$$P = C \exp (-W) \quad (3.20)$$

elde ederiz. Burada C sabittir ve $P(0) = 1$ olduğu zaman ise $C=1$ bulunur.

x uzaklığında parçacığın bulunma olasılığı uzaklık boyunca üstel olarak artış gösterir. x uzaklığında herhangi bir kısımda etkileşme olma olasılığı,

$$P_{int}(x)=1-\exp(-Wx) \quad (3.21)$$

x uzunluğunu geçtikten sonra $x+dx$ arasında parçacığın etkileşme yapma olasılığı ise,

$$P(x)dx=\exp(-Wx) Wdx \quad (3.22)$$

gibi ifade edilecektir.

λ , parçacığın etkileşme yapmadan aldığı yol, ortalama serbest yolu hesaplırsak,

$$\lambda = \frac{\int xP(x)dx}{\int P(x)dx} = \frac{1}{w} \quad (3.23)$$

ifadesi elde edilir. λ , tesir kesiti ve etkileşme merkezi yoğunluğu ile ilişkilendirilebilir. Birtakım olaylar sonucu toplam ortalama serbest yol, $\lambda_t = \lambda_a + \lambda_s + \lambda_f + \dots$ toplamından hesaplanabilir (Kenneth ve ark. 2002).

3.2. Foton ve Nötronların Madde ile Etkileşimleri

Maddeyle elektromanyetik radyasyonun etkileşmesini tanımlayabilmek için fotonların, bağlı atomik elektronlar, serbest elektronlar, çekirdeğin veya elektronların Coulomb alanı ve çekirdek ile etkileştiğini söylememiz gerekir. Bu etkileşmelerde foton ya tamamen soğurulur ya da elastik veya inelastik saçılma olur.

10 MeV enerjiye kadar olan etkileşmelerin birçoğu aşağıdaki olaylardan birisi ile sonuçlanırlar:

- Düşük enerjilerde fotoelektrik olayı baskın olacaktır (0,01 MeV'den 0,5 MeV'e kadar). Bir foton bağlı bir elektrona bütün enerjisini verecek ve elektron bu enerjinin bir kısmını atomla olan bağını koparmada kullanırken geriye kalan kısmını ise elektrona kinetik enerji olarak aktaracaktır.
- Foton serbest olarak kabul edilebilecek bir elektrondan enerji kaybederek farklı olan bir doğrultuda saçılacaktır ve bu olay foton, elektronun bağlanma enerjisinden çok büyük enerjiye sahip ise ve elektron serbest ve durgun kabul edilebilirse meydana gelecektir. Gerçekleşen bu olay Compton olayı olarak adlandırılır ve 1,022 MeV'e kadar baskın olur.
- Gelen fotonun enerjisi 1,022 MeV'den daha büyükse çift oluşumu olayı baskın olacaktır. Foton, bir elektronun ve bir pozitronun durgun kütle enerjilerinin toplamına eşit bir kinetik enerjiye sahip olduğunda bir elektron-pozitron çifti oluşacaktır ($2mc^2 = 1,022 \text{ MeV}$).

Nötron, net olarak elektriksel yükü olmayan bir atom altı parçacıktır ve kütlesi 939.573 MeV/c²'dir. Manyetik momenti ve kütlesi elektronunkinin yaklaşık olarak 1840 katıdır. Nötron m kütleli bir klasik parçacık olarak tanımlanabilir ancak de Broglie dalga boyuyla ifade edilen bir dalga karakteri de gösterir. Çekirdek içindeki bağlı nötronlar çok uzun (kararlı) ya da çok kısa ömürlü olabilirler. Serbest nötronlar kararsız

olmalarına rağmen, özellikleri yüksek duyarlılıkla ölçülmüştür (Kenneth ve ark. 2002).

Diğer bir deyişle, nötronlar gama ışınlarına benzer şekilde, yani elektrik yükü taşımadıklarından dolayı madde ile Coulomb kuvveti yoluyla etkileşemezler. Bu yüzden madde içinde etkileşme yapmadan uzun yol alırlar. Etkileşme sonrası ya enerji ve yönleri önemli ölçüde değişir ya da çekirdek içinde soğurularak gama ışını veya yüklü parçacık salınmasına sebep olabilirler. Nötron etkileşmelerini yapacağı saçılmalar olarak incelememiz mümkündür.

Bu saçılmalar, “elastik” veya “inelastik” şekilde olurlar. Elastik saçılmanın aksine inelastik saçılmada, çekirdek uyarılmış seviyelerinden birine çıkacaktır. Çekirdeğin ilk uyarılmış durumuna çıkabilmesi için, gelen nötronun enerjisinin en az bu uyarılmış durumun enerjisine sahip olması gerekmektedir. Bundan dolayı elastik saçılmadan farklı olarak, inelastik saçılmanın bir enerji eşik değeri olacaktır.

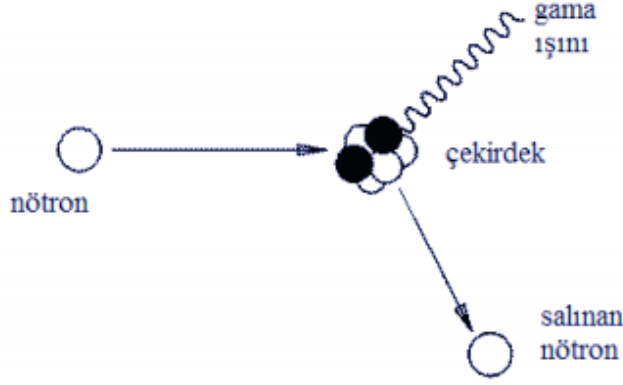
Nötronlar yüklü parçacıklar gibi hızlandırılmazlar fakat yüksek enerjili nötronların farklı maddelerin atomlarıyla yaptıkları çarpışmalar sonucunda hızları azaltılabilir. Bu olaya ise nötronun yavaşlatılması denir. Sonuç olarak, nötronlar çok düşük enerjilere ulaşabilirler ve nötronlar kinetik enerjilerine, dalgaboylarına ve hızlarına göre aşağıdaki çizelgedeki gibi sınıflandırılabilirler:

Çizelge 3.1. Nötronların sınıflandırılması

Nötronlar	Enerji Aralığı	Dalgaboyu (Å)	Hız(m/s)
Ultra Soğuk	≤ 300 neV	≥ 500	≤ 8
Soğuk	0.12 meV-12 meV	26.1 – 2.6	152 – 1515
Termal	12 meV- 100 meV	2.6 – 0.9	1515 - 4374
Epitermal	100 meV-1 eV	0.9 – 0.28	4374 – 13.8e3
Orta	1eV – 0.8 MeV		
Hızlı	> 0.8 MeV		

Hızlı nötronun enerjisi yeterince yüksek olduğunda, nötron hedef çekirdek tarafından soğurulur. Oluşan bileşik çekirdek orijinal çekirdeği uyarılmış seviyelerinden birinde

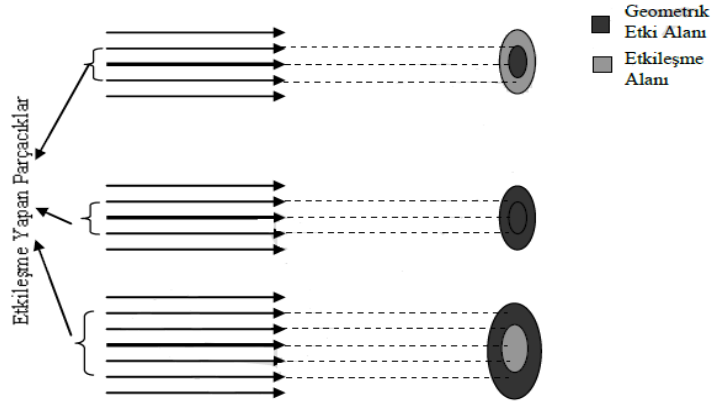
bırakarak daha düşük kinetik enerjili nötron salar. Bu çekirdek bir veya daha fazla gama ışını salarak temel seviyeye döner. Şekil 3.10’da gösterilen ve esnek olmayan saçılma olarak adlandırılan bu olayda, salınan gama ışını enerjisi, saçılan nötron enerjisi ve geri tepen çekirdeğin enerjisinin toplamı nötronun geliş enerjisine eşittir.



Şekil 3.10. Esnek olmayan saçılmanın şematik gösterimi

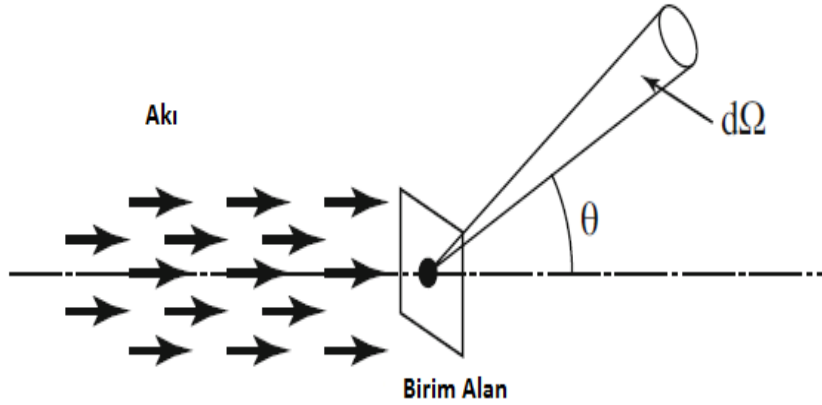
Bir başka etkileşme tabiri ise tesir kesiti kavramıdır. Bu kavram iki parçacığın etkileşmesi olarak tanımlanmaktadır. Bir başka deyişle reaksiyonun meydana gelme olasılığıdır ve parçacıklar arasındaki temel etkileşmelerden hesaplanmaktadır (Krane 1987).

Gelen parçacık ne kadar büyük bir kesite yönelirse, etkileşme olasılığı da o kadar büyük olacaktır. Hedef materyalin tesir alanı, etkileşmenin cinsine ve gelen parçacığın enerjisine bağlıdır ve parçacığın geometrik kesitinden büyük, küçük veya eşit olabileceği durumları mevcuttur.



Şekil 3.11. Tesir kesiti kavramının geometrik şekli

Olası bir saçılma deneyinde bir parçacık demeti hedefe çarptırılarak, sonucunda oluşan parçacıkların oranı sayılır. Bu oran, hedefteki parçacık sayısı ve akı yani birim zamanda birim alandan geçen parçacık sayısı olarak ifade edilir (Martin 2006).



Şekil 3.12. Saçılma tesir kesiti ve katı açısı

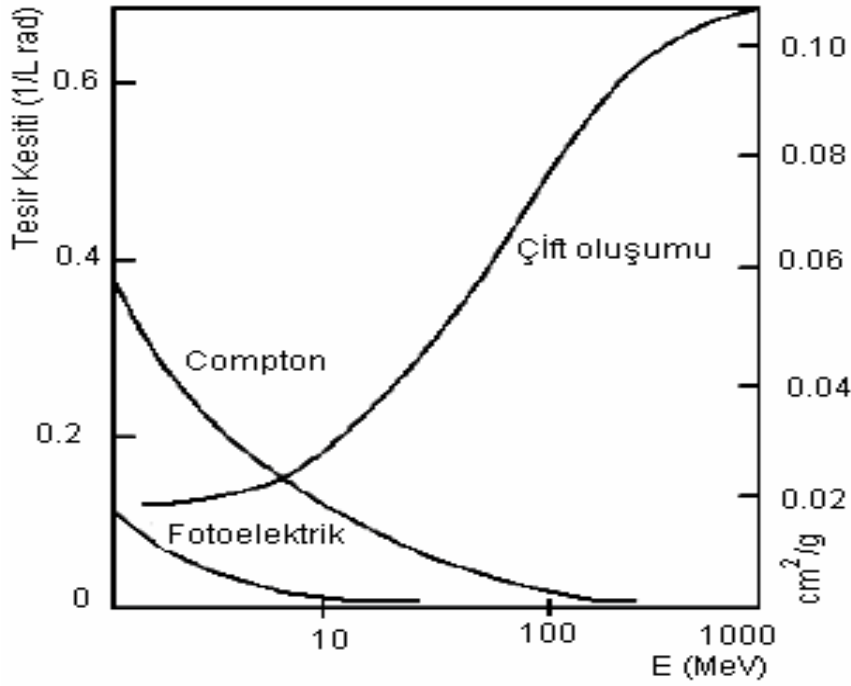
Bir Φ akısı ile bir parçacık demetinin hedef üzerine yollandığını düşünelim. Bu parçacık hedefle etkileştikten sonra parçacığın bir kısmı saçılacaktır. Bir detektörümüz olduğunu varsayarak, katı açısı ($d\Omega$) içinde saçılan birim zamandaki ortalama parçacık sayısını (dN) sayalım. Gelen parçacığın akısına bölünen bu değer diferansiyel tesir kesiti olarak tanımlanmaktadır (Ahmed 2007).

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \Omega) = \frac{1}{\Phi} \quad (3.24)$$

Yukarıdaki denklemden alan boyutuna sahip olan gelen parçacığın enerjisinin bir fonksiyonu olarak tesir kesitini hesaplayabiliriz.

$$\sigma(E) = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (3.25)$$

Tesir kesiti (σ), alan birimi cm^2 ile ilişkilendirilir. Kullanılan standart birimi ise Barn'dır. 1 barn 10^{-24}cm^2 'ye eşittir (Krane 2011).

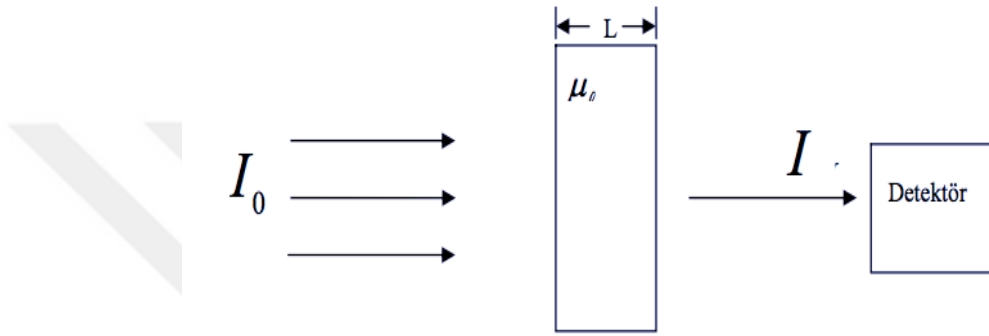


Şekil 3.13. Fotoelektrik, Compton, çift oluşum için tesir kesiti

3.2.1. Fotonların Gaz İçinde Soğurulması ve Yayınlanması

Fotonlar da tıpkı diğer parçacıklar gibi gazlı bir ortama girdikleri zaman soğurulurlar. Gelen fotonun şiddeti, L kalınlığında bir madde (hedef) içindeki değişimi, üstel bir dağılım gösterir. Bu dağılım ifadesi şu şekilde formalize edilebilir:

$$I = I_0 e^{-\mu L} \quad (3.26)$$



Şekil 3.14. Fotonların soğurulması

Yukarıdaki 3.26 nolu eşitlikte I_0 kaynaktan çıkan fotonun şiddeti, I ise etkileşme sonrasındaki fotonun şiddetini göstermektedir. μ değeri ise; lineer sönüm katsayısı olarak tanımlanır ve bu katsayı şu şekilde ifade edilir:

$$\mu = \sigma \cdot n \quad (3.27)$$

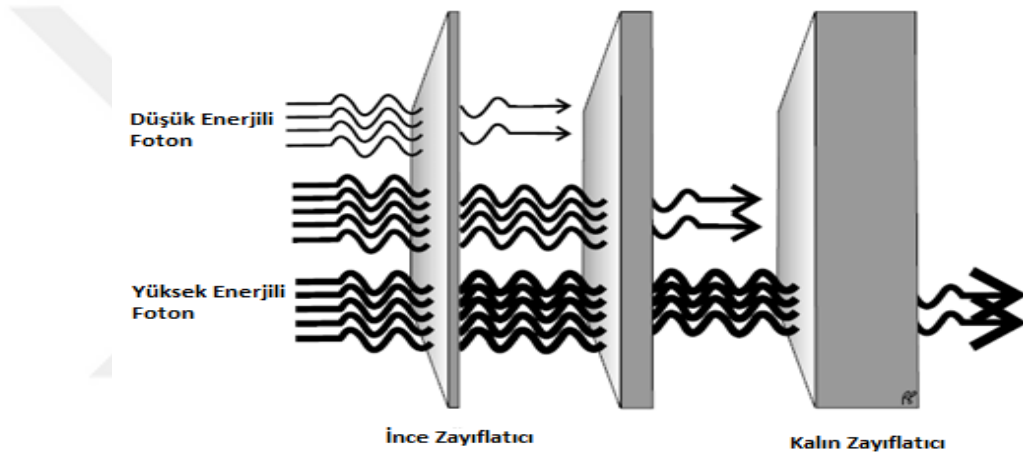
Buradaki σ terimi fotonun tesir kesiti yani fotonun etkileşme olasılığını gösteren bir niceliktir ve n ise birim hacim başına maddedeki atom sayısını ifade etmektedir. Ayrıca lineer sönüm katsayısı fotonun maddeyle farklı şekillerde etkileşme olasılıklarının toplamı cinsinden de ifade edilebilir (Baykal 2007).

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa \quad (3.28)$$

Burada τ , σ , κ sırasıyla fotoelektrik, Compton saçılması ve çift oluşum olma olasılıklarını göstermektedir. Fotonun maddeyle yaptığı etkileşimleri üç farklı olay biçiminde açıklamak gerekir. Bu etkileşimler:

- Foto-iyonizasyon olayı,
- Compton saçılması,
- Çift Oluşumu'dur.

Bunlar ayrı ayrı gelecek bölümlerde sırasıyla detaylı olarak ele alınacaktır.



Şekil 3.15. Foton şiddetinin soğurucu madde kalınlığına bağlı olarak değişimi

3.2.2. Foto-İyonizasyon Mekanizması

Fotoelektrik olay, düşük enerjiye sahip bir fotonun, atomik elektronla etkileşmesi sonucunda bir elektronun yörüngesinden koparılması durumunu ifade etmektedir. Kopan bu elektron fotoelektron olarak adlandırılır. Serbest elektronlar foton soğurmazlar ve geri tepme yapmazlar. Böyle bir olayda enerji ve momentum korunmadığı için momentum soğurmak için ağır bir atoma ihtiyaç duyulur. Elektronun kinetik enerjisi, fotonun enerjisi ile elektronun bağlanma enerjisinin farkına eşittir.

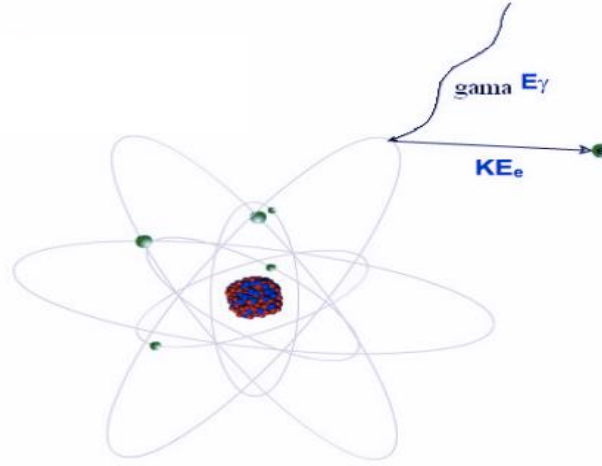
$$T_e = E_\gamma - B_e \quad (3.29)$$

Bu olayın sıkı bağı elektronlarla (özellikle K-kabuğu elektronları) olma olasılığı çok daha yüksektir. İç dönüşüm, elektron yakalanması ve fotoelektrik olay yahut diğer geçiş durumlarında, olaydan sonra meydana gelen boşluk doldurulurken atom, uyarılmış iç yörünge enerjisini X-ışını yayınlamak yerine, düşük enerjili kabuktaki elektrona vermek şartıyla da başından atabilir. Bu elektronlara olayın mucidi Pierre Auger' den dolayı Auger (Oje) elektronları denilir. Olay iç dönüşüme benzemektedir; fakat bu, iç dönüşümün aksine aslında atomik bir olaydır (Baykal 2007).

Eğer K kabuğunda bir boşluk varsa, L kabuğundan K kabuğuna bir elektron geçişi, K kabuğunun, K ile L kabuklarının bağlanma enerjileri arasındaki fark kadar bir enerji ile uyarılmasını sağlar, yani;

$$\Delta E_u = B_K - B_L \quad (3.30)$$

denklemini elde edilecektir.



Şekil 3.16. Fotoelektrik olay (<http://www.eas.asu.edu/~holbert/eee460/eee460.html>)

Fotoelektrik olayın olma olasılığı veya fotoelektrik tesir kesiti $\tau \propto \frac{Z^4}{E_\gamma^3}$ şeklinde verilir.

Böylece fotoelektrik olayın olma olasılığı gelen fotonun enerjisi arttıkça azalmaktayken, Z' si yani atom numarası büyük olan atomlar için fotoelektrik olayın olma olasılığı

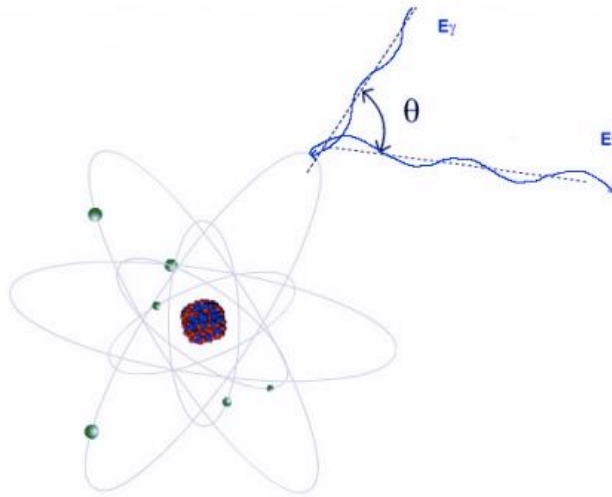
artmaktadır. Bu yüzden günümüzde kullanılan detektör sistemlerinde Z sayısı büyük olan atomlar seçilmektedir. Ayrıca serbest bir elektrondan foton soğuramaz yani enerji ve momentum korunumu sağlanmadığından ağır bir atom içinde fotoelektrik olay gerçekleşecektir (Baykal 2007).

3.2.3. Compton Saçılması

Compton saçılması olayında, gelen foton enerjisinin bir kısmını elektrona verdikten sonra etkileşme noktasına göre bir θ açısıyla saçılmaya uğrar ve aynı şekilde elektron da fotonun aldığı enerjiyle belli bir açıda saçılır. Eğer burada enerji ve momentum korunumu kanunları uygulanırsa, Compton saçılması için saçılan fotonun saçılma açısına ve gelen gama ışınına göre ifade edildiği formüle ulaşılacaktır.

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (3.31)$$

Burada $m_e c^2$ terimi elektronun durgun kütle enerjisi, θ saçılma açısı ve E_{γ} ise gelen gamanın enerjisidir.



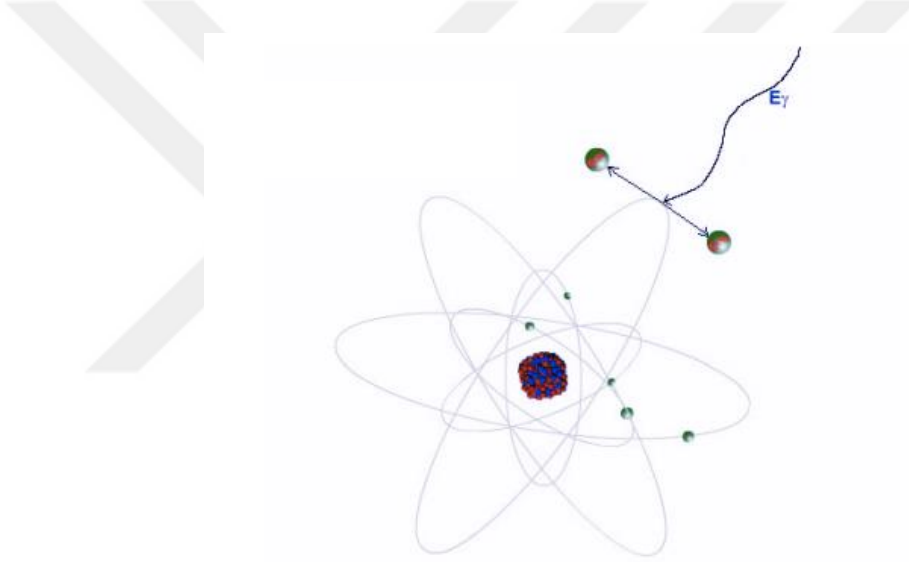
Şekil 3.17. Compton saçılması (<http://www.eas.asu.edu/~holbert/eee460/eee460.html>)

3.2.4. Çift Oluşumu Olayı

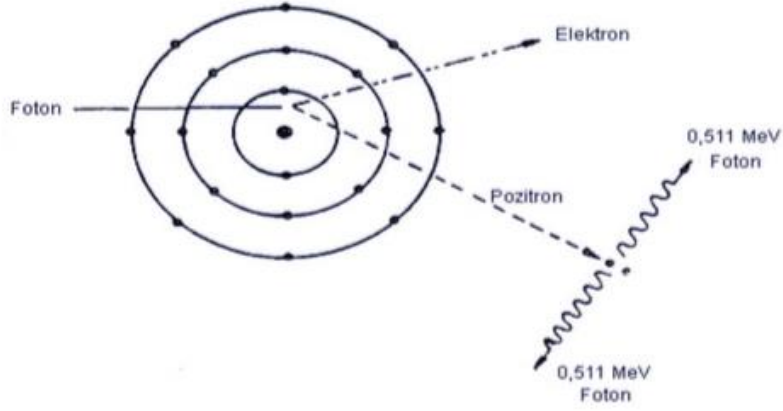
Eğer, fotonun enerjisi yeteri kadar büyükse ve bu foton ağır bir atom çekirdeğinin çok yakınından geçerse, fotonun enerjisinden çekirdek yakınında aynı anda biri negatif yüklü elektron diğeri ise pozitif yüklü pozitron olmak üzere iki parçacık oluşur. Böylece elektromanyetik bir dalgadan madde oluşumu gerçekleşmiş olacaktır.

$$h\nu = Me^+ + Me^- + Ke^+ + Ke^- \quad (3.32)$$

Burada Me^+ ve Me^- , sırasıyla pozitron ve elektronun durgun kütlelerini göstermektedir, Ke^+ ve Ke^- ise sırasıyla pozitron ve elektronun kinetik enerjileridir.

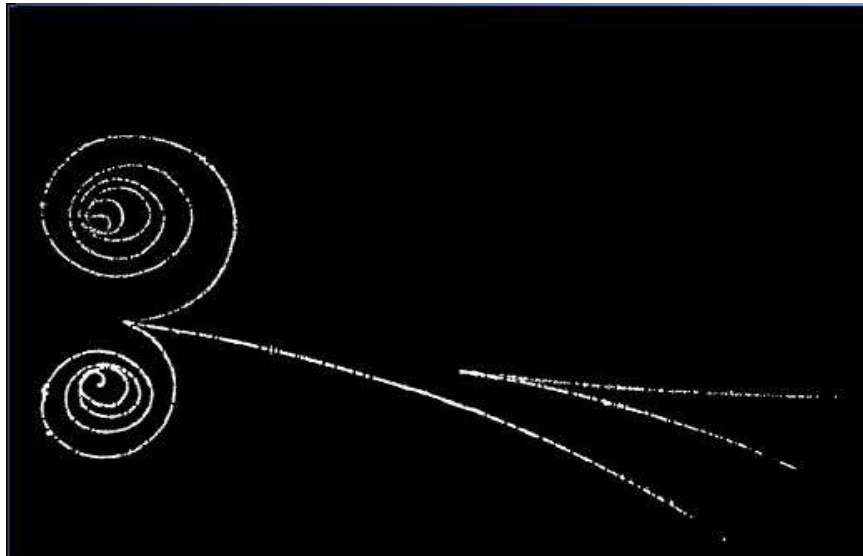


Şekil 3.18. Çift oluşumu (<http://www.eas.asu.edu/~holbert/eee460/eee460.html>)



Şekil 3.19. Çift oluşum olayında 0,511 MeV enerjili iki foton çiftinin oluşumu

Teorikte böyle bir çift oluşumunun meydana gelebilmesi için, fotonun enerjisinin en az $2 \times 0,511 = 1,022$ MeV olması gerekmektedir. Foton enerjisinin daha büyük olduğu durumlardaysa bu enerjinin geri kalan kısmı elektron ve pozitrona kinetik enerji olarak aktarılır. Oluşan elektron ise atomla serbest elektronlar gibi etkileşirken, pozitron bir yörünge elektronuyla birleşip zıt yönlü iki γ -ışını fotonu yayarak yok olur. Bu foton ise fotoelektrik vasıtasıyla soğurulur. Pratik olarak çift oluşumu 2 MeV'den daha büyük enerjili fotonlar ve ağır elementler için daha baskın görülmektedir (Kukk 2011).



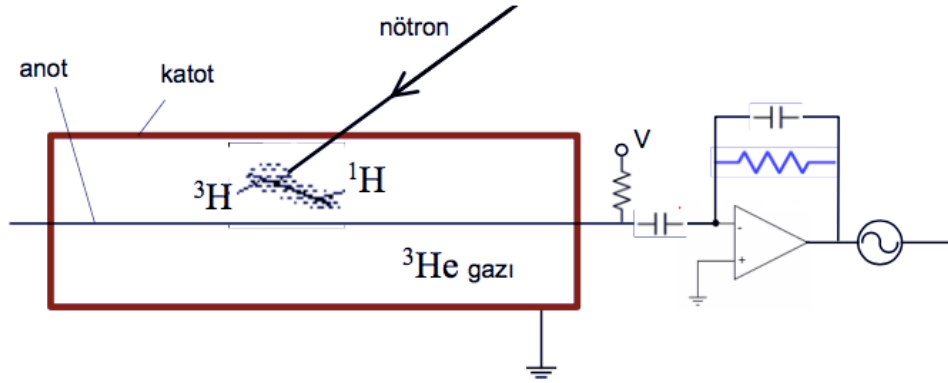
Şekil 3.20. Deneysel ortamda elektron-pozitron çifti oluşumu görüntüsü

3.2.5. Nötronların Deteksiyonu

Nötronların madde içindeki davranışı yüklü parçacık veya gama ışınlarından çok daha farklıdır. Bir önceki kısımda da bahsettiğimiz gibi nötronlar yüksüz oldukları için, nötronlarla atom elektronları ya da çekirdek arasında Coulomb kuvveti olmamaktadır. Nötronların maddeyle etkileşmesi için ya çekirdeğe girmeleri ya da nükleer kuvvetler etkisinde kalmaları gerekmektedir (Krane 1978).

Eğer çekirdek son derece yüksek uyarılma enerjisine sahipse nötron yayınlar. Çekirdekte nötronun bağ enerjisi kütle numarası ile değişse de genelde bağ enerjisi ortalama 8 MeV dolaylarındadır. Böylece, eğer çekirdeğin uyarılma enerjisi 8 MeV değerinden küçükse nötron yayınlamak bozunur (Biswas 2010).

Ayrıca nötronlar, ortama gircilikleri çok yüksek olan parçacıklardır ve atmosferde atomların çarpışmaları sonucunda uzayda ve nükleer reaktörün içerisindeki bazı atomların parçalanmaları sırasında meydana gelirler (Abbrescia 2003).



Şekil 3.21. Nötron deteksiyonu

Nötron detektörü bir orantılı sayacıdır. Yaratılan, yani oluşan yükün toplam miktarı, orijinal nötronlardan çıkarılması gereken yük miktarıyla orantılıdır. Gazlı detektörler hem nükleer reaksiyonla çıkarılan termal nötronları, hem de geri çekilme etkisiyle oluşan hızlı nötronları algırlar. Detektörün duvarı 0,5 mm kalınlıktadır ve paslanmaz çelik veya alüminyumdan yapılır. Genellikle alüminyum tüpler tercih edilmektedir.

3.3. Yüklerin Gaz İçindeki Davranışları

İyonize edici radyasyon tarafından gaz içinde oluşan iyonlar ve elektronlar etraftaki moleküllerle ard arda çarpışmalar yaparak hızlıca enerjilerini kaybederler ve ortamın termal enerji dağılımına sahip olarak ortam içinde difüzyona maruz kalırlar. Gaz hacmine dışarıdan bir elektrik alan uygulanırsa yükler yayımlanırken yani difüze olurken gaz içinde tekrar birleşinceye ya da gazın çeperlerinde soğuruluncaya kadar hareket ederler. İyonlar için bu süreç, kendi gaz molekülleri ile olabileceği gibi diğer daha düşük iyonizasyon potansiyeli sahip gaz molekülleri ile de mümkündür. Elektronlar ise gaz içinde rastgele hareket ederek ve moleküller ile çarpışarak bir pozitif iyon tarafından yok olabilir, bir moleküle bağlanabilir ya da gazın çeperlerinde soğurulabilir (Peskov 2013).

3.3.1. İyonların ve Elektronların Termal Difüzyonu

Gaz hacmine dışarıdan bir elektrik alan uygulanmadığında ve inelastik çarpışmalar boyunca iyon ve elektronlar gazların klasik kinetik teorisine uygun olarak gaz içinde nötr moleküller gibi davranırlar. Bu teoriye göre (Maxwell-Boltzmann Kuralı) bir atom ya da molekülün, T mutlak sıcaklıkta,

$$F(\varepsilon) = 2 \sqrt{\frac{\varepsilon}{\pi(kT)^3}} \exp(-\varepsilon/kT) \quad (3.33)$$

ile verilir (Sauli 2014). Bu denklemden k, Boltzmann sabitidir ($8.617 \times 10^{-5} \text{ eV/}^\circ\text{K}$). Görüldüğü üzere dağılım parçacığın kütesinden bağımsızdır. Ortalama termal enerji, dağılım üzerinden integral alınarak;

$$\bar{\varepsilon} = kT \quad (3.34)$$

bulunur. Normal şartlarda $\bar{\varepsilon} = 0,025 \text{ eV}$ dir.

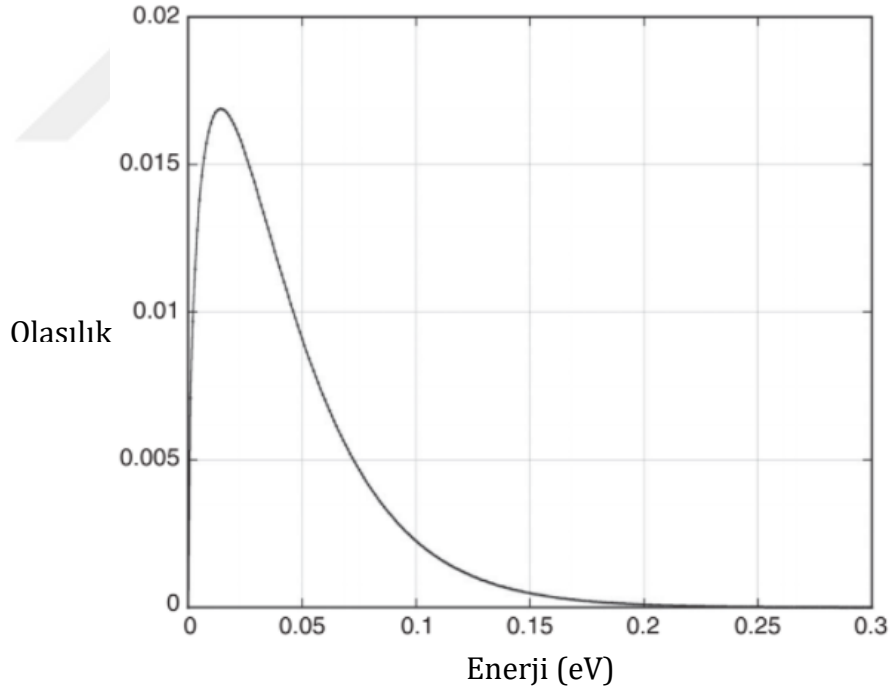
m kütleli bir parçacık için ϑ hız dağılımı;

$$f(\vartheta) = 4\pi\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2}\vartheta^2 \exp(-m^2/2\pi kT) \quad (3.35)$$

şeklinde verilir. Böylece ortalama hız değeri;

$$\int_0^\infty \vartheta f(\vartheta) d\vartheta = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (3.36)$$

olur. Bu denklemde k, Boltzmann sabiti; T, sıcaklık ve m, kütleyle karşılık gelmektedir. Yukarıdaki denklemde de görüldüğü gibi elektronların ortalama hızı iyonlara göre çok daha hafif kütlede oldukları için daha büyüktür. Oda sıcaklığında elektronun hızı 10^6 cm/s iken, pozitif bir iyonun hızı ise 10^4 cm/s olarak hesaplanmıştır. Görüldüğü üzere arada 100 katlık bir ilişki söz konusudur.



Şekil 3.22. Normal koşullar altında moleküllerin enerji dağılımı (Sauli 2014).

Diğer etkilerin olmadığı durumlarda yükler ard arda çarpışmalar sonucunda Gauss kuralına uyacak şekilde difüzyona uğrarlar.

Kinetik teoriden yola çıkarak, D difüzyon katsayısı, x oluştuğu noktadan olan uzaklık ve N_0 yüklü parçacık sayısı olarak tanımlarsak,

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx \quad (3.37)$$

eşitliği yazılabilir. Burada dN/N yüklerin başlangıçta, t zaman aralığında, bir x mesafesi boyunca dx aralığında bulunma olasılığıdır. D difüzyon katsayısı olarak bilinir. Doğrusal ya da hacimsel difüzyon için dağılımın kök kare ortalaması ya da standart sapması;

$\sigma(x) = \sqrt{2Dt}$ eşitliği üzerinden boyut analizi yaparsak;

r radyal uzunluk olarak,

$\sigma(r) = \sqrt{6Dt}$ elde edilir. (Küresel yayılma).

3.3.2. İyonların Elektrik Alanda Hareketi

Gaz hacmine bir elektrik alan uygulandığında, iyonların rastgele hareketliliği alan doğrultusu boyunca düzenli hale gelir. Bu yavaş hareketin ortalama hızı (ω^+) iyonların sürüklenme hızı olarak ifade edilir. Böylece bir elektrik alan etkisi altında gaz hacmindeki iyonların hareketliliği (mobilitesi);

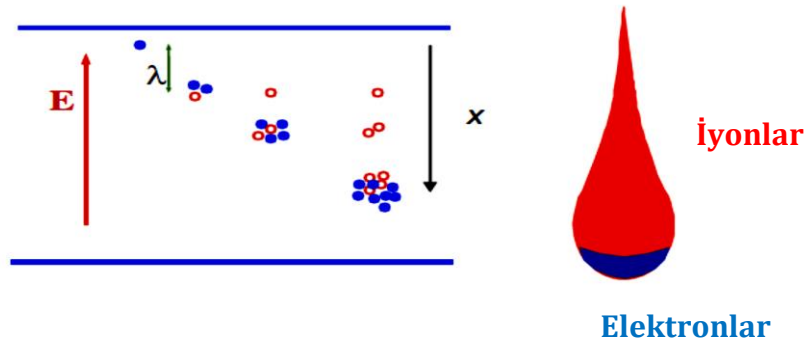
$$\mu = \frac{\omega^+}{E} \quad (3.38)$$

ile verilir. Burada E, elektrik alandır.

Mobilite, verilen gaz içinde hareket eden her iyon için kendisine hastır. Gazın basncına ve sıcaklığa bağlı olarak değişir. Çok yüksek elektrik alan değerlerinde sabit bir iyon mobilitesinden söz edilebilir. Böylece çok yüksek elektrik alanlarında iyonların ortalama enerjileri hemen hemen hiç değişmez. İyon mobilitesi ve difüzyon katsayısı arasındaki klasik ilişki aşağıdaki gibi verilir:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e} \quad (3.39)$$

Burada e, elektronun yükü ve D, difüzyon katsayısıdır.



Şekil 3.23. Elektrik alanının varlığında elektron ve iyonların hareketi

Çizelge 3.2. Bazı gazların iyon mobilitesi değerleri çizelgesi (Sauli 2014)

Gas	Ion	μ (cm ² V ⁻¹ s ⁻¹)
H ₂	Self	13.0
He	Self	10.2
Ar	Self	1.7
Ar	CH ₄	1.87 (Schultz <i>et al.</i> , 1977); 2.07 (Yamashita <i>et al.</i> , 1992)
Ar	C ₂ H ₆	2.06 (Yamashita <i>et al.</i> , 1992)
Ar	C ₃ H ₈	2.08 (Yamashita <i>et al.</i> , 1992)
Ar	i-C ₄ H ₁₀	1.56 (Schultz <i>et al.</i> , 1977); 2.15 (Yamashita <i>et al.</i> , 1992)
Ar	CO ₂	1.72
Ar	(OCH ₃) ₂ CH ₂	1.51
CH ₄	Self	2.22 (Yamashita <i>et al.</i> , 1992)
C ₂ H ₆	Self	1.23 (Yamashita <i>et al.</i> , 1992)
C ₃ H ₈	Self	0.793 (Yamashita <i>et al.</i> , 1992)
i-C ₄ H ₁₀	Self	0.612 (Yamashita <i>et al.</i> , 1992)
i-C ₄ H ₁₀	(OCH ₃) ₂ CH ₂	0.55 (Schultz <i>et al.</i> , 1977)
(OCH ₃) ₂ CH ₂ (Methylal)	Self	0.26 (Schultz <i>et al.</i> , 1977)
O ₂	Self	2.2
CO ₂	Self	1.09
H ₂ O	Self	0.7
CF ₄	Self	0.96 (Yamashita <i>et al.</i> , 1992)
CF ₄	CH ₄	1.06 (Yamashita <i>et al.</i> , 1992)
CF ₄	C ₂ H ₆	1.04 (Yamashita <i>et al.</i> , 1992)
CF ₄	C ₃ H ₈	1.04 (Yamashita <i>et al.</i> , 1992)

3.3.3. Elektronların Sürüklenmesi ve Sürüklenme Hızı

Bir gaz hacmine dışarıdan herhangi bir elektrik alan uygulanmadığı zaman gaz içindeki elektronlar iyonlarınkine benzer şekilde Maxwell-Boltzmann kuralına uygun olarak bir enerji dağılımına sahip olurlar. Ancak iyonlardan daha küçük kütleli olduklarından, daha büyük şiddette termal hıza sahip olurlar. Oda sıcaklığında ulaştıkları ortalama termal hız 10^7 m/s civarındadır (Sauli 2014). Böylece elektronlar için iyonlara kıyasla daha büyük difüzyon katsayılı termal difüzyon meydana gelir.

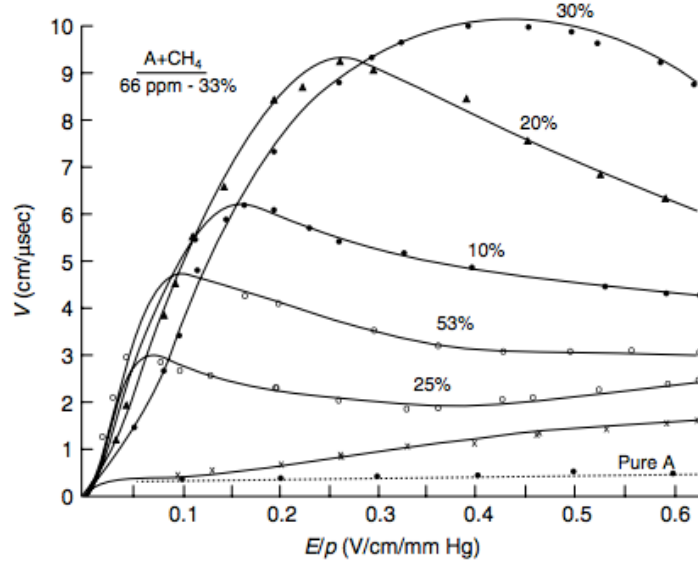
Gaz hacmine bir elektrik alan uygulanması halinde elektron kümesi, elektrik alan vektörüne zıt doğrultuda hareket eder. Pozitif iyonlarınkine benzer olarak elektron için de aynı mobilite teorisi tanımlanabilir. Ancak elektronlar için çok düşük elektrik alan değerleri dışında mobilite hiçbir zaman sabit olmaz.

Elektronların kütlesi iyonlarındakinden çok daha küçük olduğu için gaz molekülleri ile çarpışmaları arasında enerjileri dikkate değer bir ölçüde artar ve kazandıkları sürüklenme hızı;

$$\omega^- = k \frac{eE}{m} \tau \quad (3.40)$$

ile verilir (Townsend 1947). Bu eşitlikte, τ , yüklerin gaz molekülleri ile yaptığı iki çarpışma arasında geçen ortalama süreyi temsil etmektedir. k ise 0,75 ile 1 arasında bir sabittir. E , elektrik alan şiddeti ve m ise elektronun kütlesidir.

Örnek olarak şekil 3.24'de gazlı detektörlerde sıklıkla kullanılan Ar-CH₄ gaz karışımının çeşitli oranları için elektronların sürüklenme hızları gösterilmiştir.



Şekil 3.24. Gazlı detektörlerde kullanılan Ar-CH₄ gaz karışımının çeşitli oranları

Elektrik alan içinde elektronların sürüklenmesi süresince moleküllerle ard arda çarpışmalar sonucunda elektronlar aynı zamanda difüzyona uğrarlar. Difüzyon artışı gazın cinsine bağlı olmakla birlikte elektrik alan şiddeti ile de ilişkilidir. Böylece difüzyon katsayısı ifadesi;

$$\frac{D}{\mu} = \frac{\varepsilon_k}{e} \quad (3.41)$$

şeklinde verilir. Burada; $\varepsilon_k = kT$ 'dir.

Lineer uzaysal (yayıma) difüzyon;

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2\varepsilon_k x}{e E}} \quad (3.42)$$

3.3.4. Elektronların Bağlanması

Bir detektörün performansının iyi olması için detektörün aktif hacmi içerisinde oluşturulan yükler kontak elektrotlarına ulaşabilmelidirler. Bu esnada yükler detektör hacmi içerisinde bir süre serbest kalacaklardır. Bu süre içerisinde anoda gitmesi gereken elektronlar ise iyonlar ile ya yeniden birleşebilecek yahut ortam içerisinde bulunan gaz molekülleri tarafından yakalanabileceklerdir (Peskov 2013).

Bu durum gaz içindeki sürüklenme mekanizmasını etkiler ve detektörde tayin edilen puls yüksekliğinin azalmasına sebep olur. Elektron yakalama tesir kesidi elektronun enerjisine ve gazın cinsine bağlı olarak değişir.

Klasik teoride elektron yakalama etkileşimi, çarpışma başına bağlanma olasılığı olarak η bağlanma katsayısı ile tanımlanır. Birim uzunluk başına elektron-molekül çarpışma sayısı $(\omega\tau)^{-1}$ ile verilir. Burada ω sürüklenme hızı ve τ ise ortalama çarpışma süresidir.

Townsend'in drift hız tanımından yola çıkarak, birim drift uzunluk başına bağlanma ile sonuçlanan çarpışmaların sayısı;

$$\eta \frac{1}{\omega\tau} = \eta \frac{e}{m} \frac{E}{\omega^2} \quad (3.43)$$

ile verilir. Böylece sürüklenme boyunca enerji kaybı;

$$dn = -\frac{e}{m} \frac{E}{\omega^2} dx \quad (3.44)$$

drift eşitliği ile tanımlanır ve bir "x sürüklenme mesafesi" sonunda geriye kalan elektronların sayısı;

$$n = n_0 \exp\left(-\eta \frac{e}{m} \frac{E}{\omega^2} x\right) = n_0 \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) \quad (3.45)$$

şeklinde hesaplanır.

Çizelge 3.3. Çeşitli gazlar için normal şartlar altında elektron için bağlanma katsayısı

Gaz	h	N (s ⁻¹)	t (s)
CO ₂	6,2x10 ⁻⁹	2,2x10 ¹¹	0,71x10 ⁻³
O ₂	2,5x10 ⁻⁵	2,1x10 ¹¹	1,9x10 ⁻⁷
H ₂ O	2,5x10 ⁻⁵	2,8x10 ¹¹	1,4x10 ⁻⁷
Cl	4,8x10 ⁻⁴	4,5x10 ¹¹	4,7x10 ⁻⁹

3.3.5. Manyetik Alanın Varlığında Sürüklenme ve Difüzyon

Pek çok yüksek enerji fiziği ve astrofizik deneylerinde kullanılan gazlı detektörler manyetik alanine etkisi altında çalışırlar. Manyetik alan etkisi gazlı detektörlerdeki difüzyon ve sürüklenme süreçlerini değiştirecektir. Bilindiği gibi, B manyetik alan içinde yer alan m kütleli bir yüklü parçacık Larmor frekansı ile dairesel yüzeyler çizer (Peskov 2013).

$$\omega_{Lar} = \frac{eB}{m} \quad (3.46)$$

Böylece iki çarpışma arasında yüklerin küçük bir kısmı dairesel izlere dönüşür ve yüklerin enerji dağılımı değişir. Manyetik alanın etkisi ile yüklerin sürüklenme hızları indirgenir ve elektron kümesi uygulanan elektrik alan çizgileri ile açı yapacak şekilde bir doğru boyunca sürüklenirler (Sauli 2014).

Hareket elektrik alanın manyetik alana dik ve paralel olması durumuna bağlı olarak ik ayrı şekilde incelenmektedir.

Elektrik alanın manyetik alana dik olduğu durumda $\tan\theta_B = \omega\tau$ olur ve;

$$\omega_B = \frac{E}{B} \frac{\omega\tau}{\sqrt{1+\omega^2\tau^2}} \quad (3.47)$$

eşitliği yazılabilir. Burada θ_B elektrik alan ve elektron kümesinin sürüklenme doğrultusu arasındaki açıdır. ω ise Larmor frekansı ve τ ortalama çarpışma zamanıdır. Bu durumda elektron kümesi elektrik alan ile bir açı yaparak sürüklenir ve sürüklenme hızı azalır.

Elektrik alanın manyetik alana paralel olması durumunda ise $\omega_B = \omega_0$ olur.

$$\sigma_L = \sigma_0 \quad (3.48)$$

$$\sigma_L = \frac{\sigma_0}{\sqrt{1+\omega^2\tau^2}} \quad (3.49)$$

Elektrik alan ve manyetik alanın birbirine paralel olduğu durumda manyetik sürüklenme hızı ve boyuna difüzyon etkilenmez. Enine difüzyon, $\omega\tau$ çarpanı kadar azalır.

3.4. Düzgün Elektrik Alanda Yük Çoğalma Mekanizması

3.4.1. İnelastik Çarpışmalar

Gaz içinde elektrik alan şiddeti birkaç kv/cm mertebesinde olduğunda pek çok elektron gaz içinde inelastik çarpışmalar yapabilecek kadar yeterli enerji kazanabilirler. Böylece elektronlar gaz molekülleri ile uyarılma ve iyonizasyon etkileşimleri yapabilirler.

Elektron ve moleküllerin inelastik etkileşme türlerini Meek ve Cragg 20'den fazla sayıda tanımlamışlardır. 3.4. nolu çizelgede bunun bazı örneklerini görebiliriz.

Çizelge 3.4. Gazlı detektörlerde önem taşıyan inelastik çarpışma türleri (Sauli 2014)

Süreç	Başlangıç	Son
Excitation	$A+e$	A^*+e
Ionization	$A+e$	A^++e+e
De-excitation	A^*+e	$A+e$
Photo-excitation	$A+h\nu$	A^*
Photo-ionization	$A+h\nu$	A^++e
Photo-emission	A^*	$A+h\nu$
Electron capture	$A+e$	A^-
Radiative recombination	A^++e	$A+h\nu$
Excimers formation	A^*+A+A	A_2^*+A
Radiative excimer dissociation	A_2^*	$A+A+h\nu$
Collisional de-excitation	A^*+B	$A+B^*$
Charge exchange	A^++B	$A+B^+$
Penning effect	A^*+B	$A+B^++e$

Çizelgedeki A bir saf gazı, A ve B ise gaz karışımını temsil etmektedir.

Yüksek elektrik alanlarında elastik çarpışmaların etkisi ihmal edilir, kaybedilen enerji iyonizasyon ve uyarılma arasında hemen hemen eşit olarak paylaşılır (Sauli 2014).

3.4.2. Uyarılma (Eksitasyon)

Gaz atomları ile çarpışan bir elektron uyarılma etkileşimi yaptığında, atomu uyarılma enerjisinden daha büyük ya da eşit bir enerji miktarını kaybeder. Atom ya da molekül uyarılmış seviyeye çıkar, tekli ya da çoklu geçişler yaparak temel seviyesine geri döner. Uyarılmış zayıf bağlı poliatomik moleküller, örneğin orantılı sayaçlarda sıklıkla kullanılan hidrokarbonlar, ışıma yapmadan dönme ya da titreşim geçişleri yaparlarken soy gazlar uyarılma sürecinde sadece foton soğurma ya da yayınlama ile geçiş yaparlar.

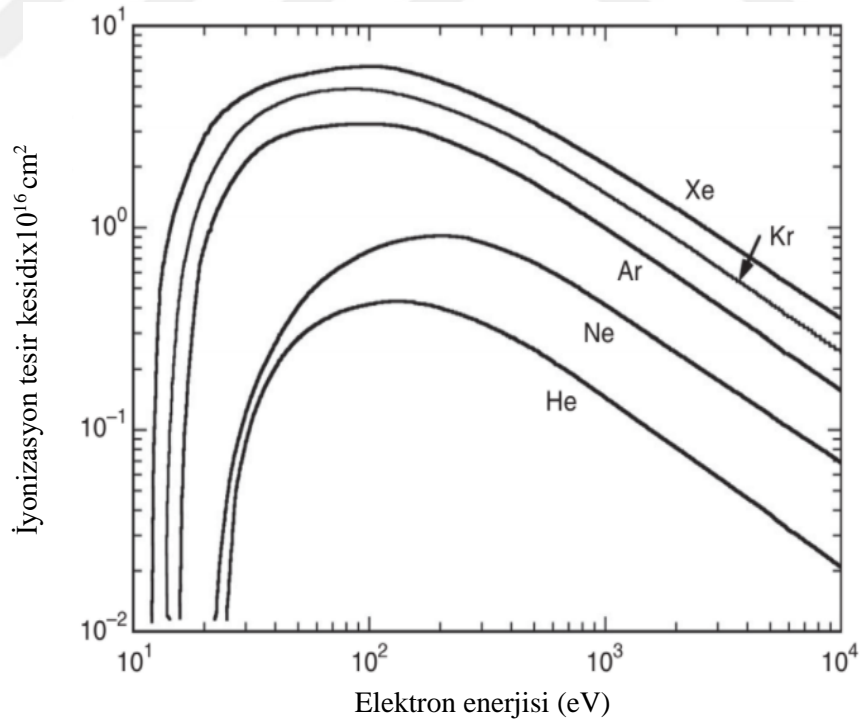
Elektron etkisi ile uyarılan soy gaz atomları temel seviyeye dönerken uyarılma seviyelerine karşılık gelen enerjiye sahip foton yayımlarlar. Ancak, basınç artarsa uyarılmış bir atom başka bir nötr atom ile çarpışabilir ve geçici bağlı durumlar oluşturabilir. Sonuç olarak kısa ömürlü moleküller oluşur ve daha düşük enerji geçişlerine sebep olurlar.

Bir elektron ya da parçacık etkisi ile uyarılmış durumların oluşması ve uyarılmış durumdan temel seviyelere geçişi oldukça karmaşık bir süreçtir. Gaz içinde uyarılma seviyelerinin üzerinde enerjiye sahip elektronların sayısı arttıkça foton yayılımı da hızla artar ve böylece yük çoğalması başlar.

3.4.3. İyonizasyon ve Yük Çoğalması

Elektrik alan tarafından hızlandırılan elektronların enerjileri, atom ya da molekülleri iyonizasyon potansiyellerinden büyük olduğu zaman bağlı elektronlar fırlatılabilir ve elektron-iyon çiftleri oluşur. Kısacası iyonizasyon olayı gerçekleşir. Yük yoğunluğu ve enerji transferine bağlı olarak ard arda iyonizasyon olayları gerçekleşebilir ki, orantılı sayaçlarda da karşılaşılan durum böyledir.

İyonizasyon olasılığı belli bir eşik değerde hızlıca artarak bir maksimum değere ulaşır, bu değer yaklaşık çoğu gaz için 100 eV civarındadır. Şekil 3.25'te soy gazlar için iyonizasyon tesir kesidinin elektron enerjisine bağlı değişimi verilmiştir.



Şekil 3.25. Soy gazlar için iyonizasyon tesir kesidinin elektron enerjisine bağlı değişimi (Peskov 2013)

İyonizasyon için ortalama serbest yol λ , bir elektronun iyonize edici iki çarpışma arasında aldığı ortalama mesafedir. Ortalama serbest yolun tersi,

$$\alpha = \lambda^{-1} \quad (3.50)$$

şeklinde ifade edilir. Buradaki α birinci Townsend katsayısı ya da iyonizasyon katsayısı olarak bilinir ve birim uzunluk başına üretilen iyon çifti sayısını temsil eder. α ile iyonizasyon tesir kesidi σ_i arasında aşağıdaki gibi bir ilişki vardır;

$$\alpha = N\sigma_i \quad (3.51)$$

Burada N, birim hacimdeki molekül sayısıdır.

Gaz hacminde çarpışmalar sonucunda ard arda iyonizasyonlar meydana gelebilir. Bu durum orantılı sayaçlarda yük çoğalması ile sonuçlanır. Düzgün bir elektrik alan bölgesinde üretilen bir elektronu ele alacak olursak: Elektron λ ortalama serbest yol sonunda bir elektron-iyon çifti üretsin. Mevcut elektron ile oluşan elektron gaz içinde sürüklenirlerken başka iyonizasyonlar gerçekleştirsin. Böylece elektronların sayısı bir çığ gibi artar. Başlangıçta elektron sayısı n_0 olsun, bir dx mesafesinde başarılı iyonizasyonlar sonunda oluşan elektronların sayısı,

$$dn = \alpha n dx \quad (3.52)$$

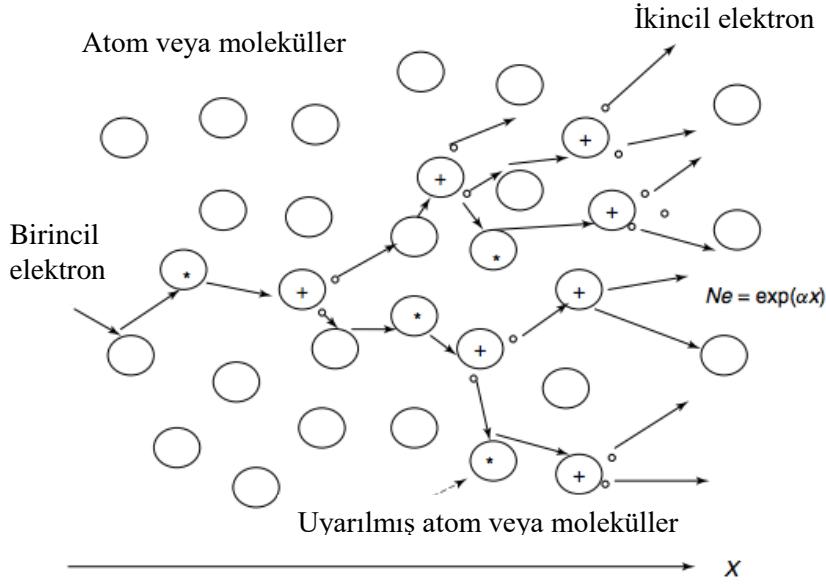
şeklinde artar. x üzerinden integral alınarak,

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (3.53)$$

eşitliği elde edilir. Böylece yük çoğalma faktörü ya da gaz kazancı;

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \quad (3.54)$$

şeklinde ifade edilir.

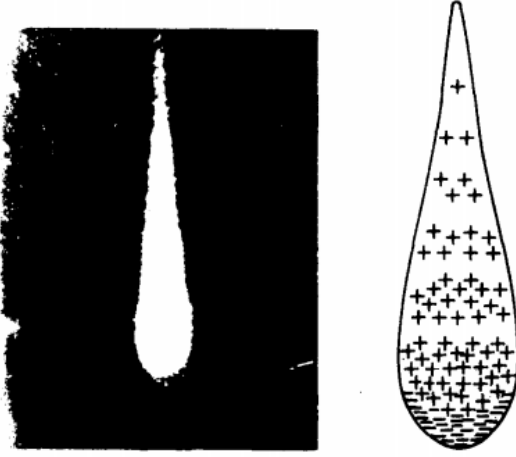


Şekil 3.26. Townsend avalanche şeması

Elektrik alanın değişken olduğu durumlarda $\alpha = \alpha(x)$ olacağından $n = n_0 e^{\alpha x}$ eşitliği aşağıdaki gibi ifade edilecektir;

$$M = \exp\left(\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx\right) \quad (3.55)$$

Burada x_1 yük çoğalmasının başlangıç koordinatını, x_2 ise sonlandığı noktasının koordinatıdır. Önceki kısımda tartışıldığı üzere elektron ve iyonların sürüklenme ve difüzyonları arasında çok büyük farklılıklar olduğundan, yük çoğalması sonucunda oluşan yüklerin dağılımı tüm elektronlar ve onların alanında yavaşça hareket eden iyonların uzanımlarını oluşturduğu kuyruklar ile bir su damlası şeklindedir.



Şekil 3.27. Avalanche olayında su damlası şeklinin oluşumu

Herhangi bir alan geometrisi için yük çoğalma faktörü, Townsend katsayısının elektrik alana bağlılığından yararlanılarak hesaplanabilir. Bunun için pek çok analitik yaklaşımlar mevcuttur. Basit ve kullanışlı bir yaklaşım aşağıdaki denklemde Korff tarafından verilmiştir;

$$\frac{\alpha}{P} = A \exp\left(-\frac{BP}{E}\right) \quad (3.56)$$

Burada A ve B gazın cinsine bağlı parametrelerdir.

Çizelge 3.5. Townsend katsayısındaki A ve B parametrelerinin farklı gazlara göre değerleri

Gaz	A (cm ⁻¹ Torr)	B (V cm ⁻¹ Torr)	k (cm ² V ⁻¹)
He	3	34	0,11 x 10 ⁻¹⁷
Ne	4	100	0,14 x 10 ⁻¹⁷
Ar	14	180	1,81 x 10 ⁻¹⁷
Xe	26	350	
CO ₂	20	466	

4. GAZLI DETEKTÖRLER VE TİPLERİ

1908 yılında Rutherford'un atomik yapı ile ilgili çalışmalarında doğal radyoaktivite tarafından gaz içinde oluşan iyonizasyon izlerine duyarlı bir cihaz geliştirmesi ile modern gazlı detektörlerin temelleri oluşturulmuştur. Townsend yüksek elektrik alanda gaz içindeki yük çoğalma mekanizmasını incelerken Geiger'in yardımı ile gaz içinde üretilen birincil iyonizasyon sinyalini yükselten bir cihaz geliştirmişlerdir. Bu cihaz, ince metal bir tel ve etrafı, içi gaz dolu, silindirik bir katot ile sarılmış bir yapıdan ibaretti. Tel ile katot arasına bir potansiyel fark uygulandığında gaz içinde iyonize edici çarpışmalar sonucunda oluşan yük artışının birincil yük ile orantılı olduğu gözlemlendi ve böylece bu cihaz ile 'orantılı sayaç' adı ortaya atılmış oldu (Rutherford-Geiger 1908). Ardından Geiger ve Müller tarafından sayıcı gaz içinde açığa çıkan tekli elektronları detekte etme kabiliyetine sahip yeni bir detektör 'Geiger-Müller detektörü' geliştirildi (1928).

İyonize edici parçacıkları detekte etmek için yıllardır çeşitli büyüklükte ve yapıda orantılı sayaçlar kullanılmaktadır. Yüksek enerjili parçacıkları izleme gereksiniminden dolayı bu cihazlar günden güne daha da geliştirildi. 1930' lu yıllarda fotoğraf plakaları, sis ve kabarcık odaları adı verilen görüntüleme kabiliyetine sahip detektörler geliştirildi. Ardından 1960'larda George Charpak tarafından çok telli orantılı sayaçlar geliştirildi. 1970'lerde yüksek hassasiyetli sürüklenme odaları kullanılmaya başlandı. İki ve üç boyutlu görüntüleme kabiliyetine sahip çok telli orantılı sayaçlar geliştirilerek daha iyi konum çözünürlüğüne ulaşıldı. 70'li yılların sonunda David Nygren ve arkadaşları tarafından zaman gözleme odaları (TPC) geliştirildi.

1978' de Charpak ve Sauli çok katmanlı yük çoğalma detektörünü (MSC) geliştirdiler. Böylece fotona duyarlı gazlar kullanılarak yüksek kazançlarda fotonlardan dolayı detektör verimindeki problemler en aza indirildi. 1988' de Anton Oed tarafından mikrosertitli (MSGC) gaz detektör geliştirildi. Ard arda parçacıkları izleme çözünürlüğü arttırılmış oldu. MSGC, bir cam yüzey üzerine yapıştırılmış ince, paralel metalik şeritlerden oluşmaktadır. Şeritler arası mesafenin dar olması pozitif iyonların katotta hızlı bir şekilde toplanmasını sağlamış ve hızlı parçacıklar için daha yüksek verimli bir yapı gerçekleştirilmiştir.

1997’ de Sauli tarafından ‘gaz elektron çoğaltıcısı’ (GEM) adı verilen yeni bir detektör geliştirilmiştir. Bir GEM elektrodu her iki tarafı bakır kaplı her mm² sinde tipik olarak 100 boşluk içeren ince polimer yapraklardan oluşmaktadır. Mikro yapılı gaz detektörlere kıyasla oldukça yüksek performansa sahiptir. Aynı dönemde ‘mikromegaz’ (Micromegas) adı verilen başka bir minyatür detektör tasarlanmıştır. Bu detektörün diğer mikro yapılı detektörlerden farkı elektrotlar arası teller ile değil ızgara şeklinde mikro yapılarla ayrılmış olmasıdır. Hızlı parçacıklar için verimi oldukça yüksek olan bir detektördür (Giomatris 1996).

4.1. İyonizasyon Sayaçları

İyonlaştırıcı parçacık, bir gaz içerisinden geçtiğinde gaz molekülleriyle çarpışarak iyon çiftlerinin (yükü moleküller ve serbest iyonlar) meydana gelmesine sebep olur. Ortamda bir elektrik alanı bulunuyorsa her bir iyon zıt işaretli kutba doğru göç eder. Bir iyon odacığı bu sisteme göre çalışan bir iyonizasyon ışını algılayıcısı, yani bir detektördür. Bu odacık, genellikle metal bir kaptır ve merkezinde, kabın kenarlarından izole edilmiş tel bir elektrot bulunur. Kap uygun bir gazla doldurulur ve kabın dış kısmıyla elektrot arasına doğru akım voltajı uygulanarak bir elektrik alanı oluşturulur. Gazdan iyonize edici bir parçacık geçirildiğinde meydana gelen iyonlar kendileriyle ters işaretli elektrotlara doğru giderler. Kabın dışı topraklandığından merkezdeki elektrotun potansiyeli yaklaşık olarak sıfır voltur; işlem sonunda bu elektrotta meydana gelen akım ölçülür.

İyonizasyon odalarının çok zayıf sinyal çıkışına sahip olmaları, bu detektörlerin sadece gama ışınlarının deteksiyonu için kullanılmasını zorlaştırır. İyonizasyon odaları, çok büyük akım meydana getiren radyoaktif kaynakların deteksiyonunda da kullanılırlar. İyonizasyon ölçümleri tam olarak, çıkışı kaydetmek için kullanılan bir elektrometre yardımıyla yapılabilir.

İyonize edici bir parçacık tarafından üretilen elektron- iyon çiftlerinin ortalama sayısı n ,

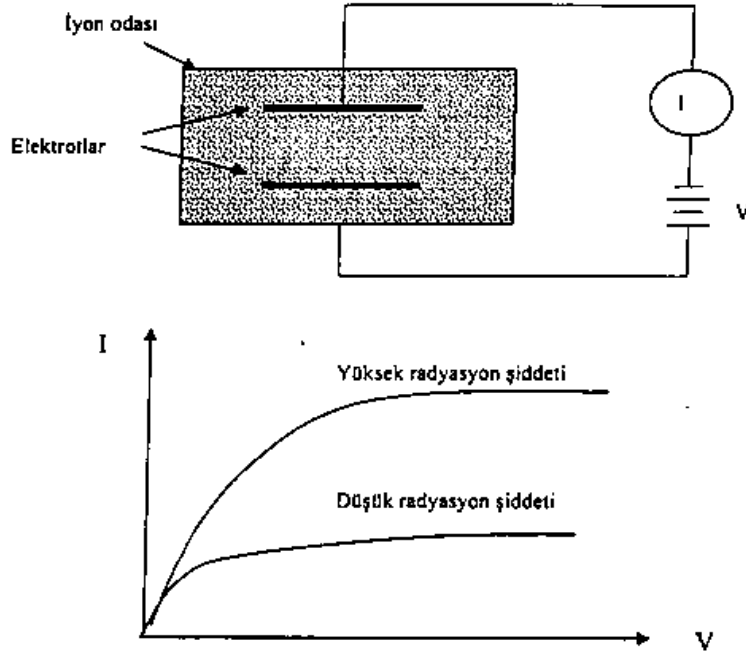
$$n = E/W_i \quad (4.1)$$

ile verilir.

Burada W_i , gazın etkin iyonizasyon potansiyeli ve E , gelen parçacığın enerjisidir. Örneğin, Cu-K α ışımının enerjisi 8.04 keV'dir ve bu enerji Ar sayaç gazında,

$$n = \frac{8040}{26.4} = 304 \quad (4.2)$$

adet elektron çifti oluşturacaktır. Bu sayılmayacak kadar küçüktür ama telden tüp çeperlerine uygulanan potansiyel bir yükseltme (amplifikasyon) meydana getirecektir.



Şekil 4.1. Basit bir iyon odası ve akım-voltaj eğrisi

4.2. Orantılı Sayaçlar

Gazlı detektörlerin bir çeşidi olan orantılı sayaçlar, uygun enerji çözünürlüğü gerekli olduğu durumlarda sık sık kullanılırlar. Orantılı sayaçlar farklı hacim ve şekillerde üretilirler. Bu tip sayaçlar genelde görünüş olarak silindir şeklindedirler ve pencereleri düz silindirdir. Bunlar normal kaliteli detektörlerdir ve gaz akışı prensibine uygun olarak çalışırlar. Bu tür detektörler ince bir berilyum pencereye sahip olabildikleri gibi penceresiz de olabilirler. Bu sayaçlarda uygulanan voltaj geometriye bağlı olduğu kadar detektör içerisinde bulunan gaza da bağlıdır. Genelde ksenon, kripton, neon ve argon gibi soy gazlar kullanılır. Böylece elektronların iyonlarla kolayca birleşmesi önlenmiş olur. Bu soy gazlar genellikle CO₂, CH₄, izobütan ve diğer hidrokarbonlar ile karıştırılarak kullanılır (Gruppen 1996). Ksenon ve kripton daha iyi verim elde edilmesi için yüksek enerjili foton deteksiyonlarında kullanılırken, neon gazı düşük enerjili foton deteksiyonunda kullanılır. Bu tip detektörlerde bazen gaz karışımları da kullanılabilir.

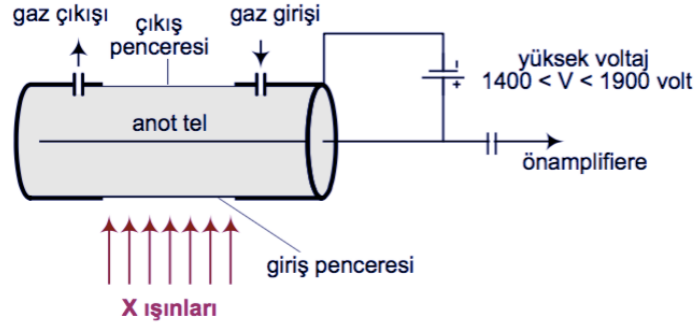
4.1. nolu çizelgede gazlı detektörlerde yaygın olarak kullanılan bazı gazlar ve bunların fiziksel özellikleri verilmiştir.

Çizelge 4.1. Gazlı detektörde kullanılan bazı gaz çeşitleri ve özellikleri

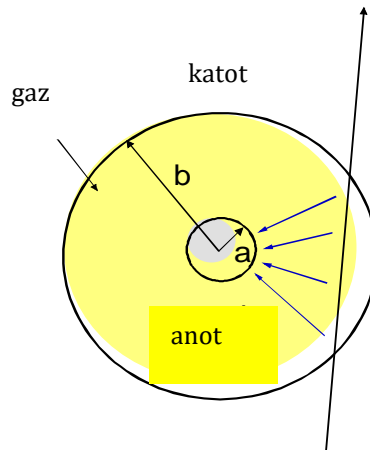
Gaz	ρ (g/cm ³) (STP)	I_0 (eV)	W_i (eV)	dE/dx (MeVg ⁻¹ cm ²)	n_p (cm ⁻¹)	n_r (cm ⁻¹)
H ₂	$8.38 \cdot 10^{-5}$	15.4	37	4.03	5.2	9.2
He	$1.66 \cdot 10^{-4}$	24.6	41	1.94	5.9	7.8
N ₂	$1.17 \cdot 10^{-3}$	15.5	35	1.68	(10)	56
Ne	$8.39 \cdot 10^{-4}$	21.6	36	1.68	12	39
Ar	$1.66 \cdot 10^{-3}$	15.8	26	1.47	29.4	94
Kr	$3.49 \cdot 10^{-3}$	14.0	24	1.32	(22)	192
Xe	$5.49 \cdot 10^{-3}$	12.1	22	1.23	44	307
CO ₂	$1.86 \cdot 10^{-3}$	13.7	33	1.62	(34)	91
CH ₄	$6.70 \cdot 10^{-4}$	13.1	28	2.21	16	53
C ₄ H ₁₀	$2.42 \cdot 10^{-3}$	10.8	23	1.86	(46)	195

- ρ , yoğunluk,
 I_0 , iyonizasyon potansiyeli,
 W_i , e^- ve X^+ çifti oluşurken gerekli olan enerji,
 dE/dx , enerji kaybı,
 n_p, n_t , ikincil ve toplam X^+ ve e^- sayısıdır.

En temel silindirik orantılı sayaç yapısı, Şekil 4.2’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 4.2. Silindirik bir orantılı gaz detektörünün dış yapısı



Şekil 4.3. Bir silindirik sayacın enine kesit geometrisi

Bunu yukarıdaki şekildeki gibi dairesel bir kesit olarak ele alırsak, burada r yarıçaplı bir $E(r)$ alanı mevcuttur ve bu aşağıdaki elektrik alan formülü ile ifade edilir.

$$E(r) = \frac{V_0}{r \ln(b/a)} \quad (4.3)$$

Burada,

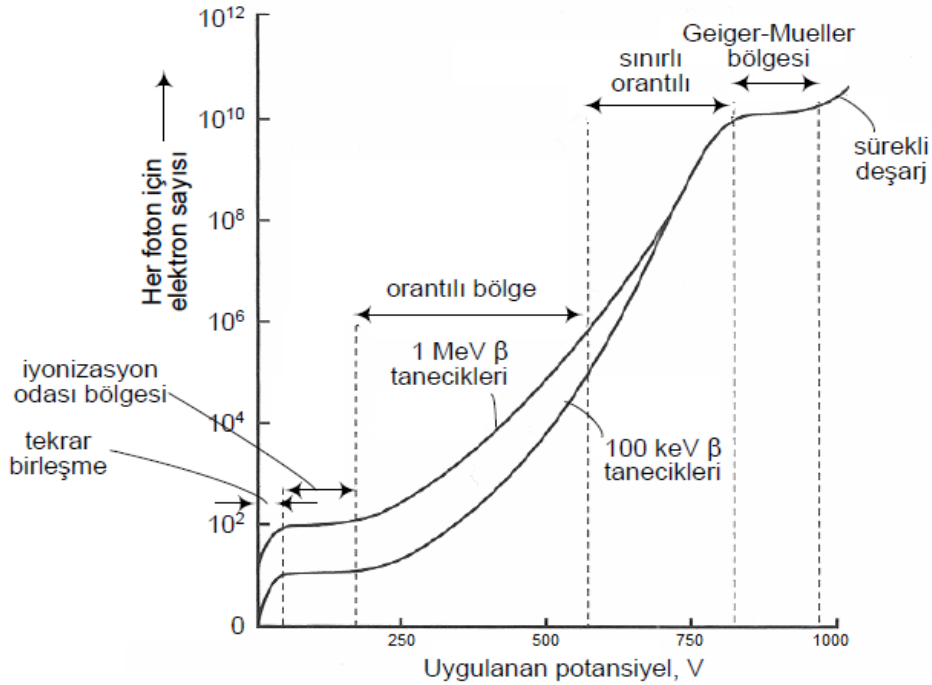
r , Silindirin yarıçapı,

b , Katodun iç yarıçapı,

a , Anot telinin dış yarıçapıdır.

Bir gazlı detektör basit olarak bu mantığı temel alarak çalışmaktadır.

Orantılı sayacılarda ölçülen sinyal, birincil iyonizasyon ile orantılıdır. Orantılı bölgede yük çoğalma faktörü 10^6 değerine kadar ulaşabilir. Tipik yük çoğalması 10^4 - 10^5 arasındadır. Şekil 4.4' de bir gazlı orantılı sayacın kendisine uygulanan voltaj değerine göre çalışma bölgelerinin özelliği verilmiştir.



Şekil 4.4. Bir silindirik gazlı sayacın kendisine uygulanan voltaj değerine göre çalışma bölgelerinde sayılan elektron sayısı

I. Bölgede, Tekrar Birleşme Bölgesi; sayıcıda iyonize edici parçacık tarafından oluşturulan başlangıçtaki elektronlar ve iyonlar ufak bir gerilim altındadırlar. Bu yüzden, pozitif iyonlardan bazıları hızlarının yavaş olmasından dolayı elektrotlara toplanmadan elektron ile tekrar birleşerek nötr hale gelirler. Bu bölgede verim alınmıyor.

II. Bölgede, İyonizasyon Bölgesi; 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 ise yoktur.

III. Bölgede, Orantılı Bölge; burada artık yük çoğalması olayı başlamıştır. Çoğalma miktarı uygulanan voltaja göre lineer olarak artar. Çoğalmadan sonra meydana gelen elektron-iyon çifti sayısı, iyonize edici parçacığın enerjisi ile orantılıdır. Kazanç $\sim 10^4$

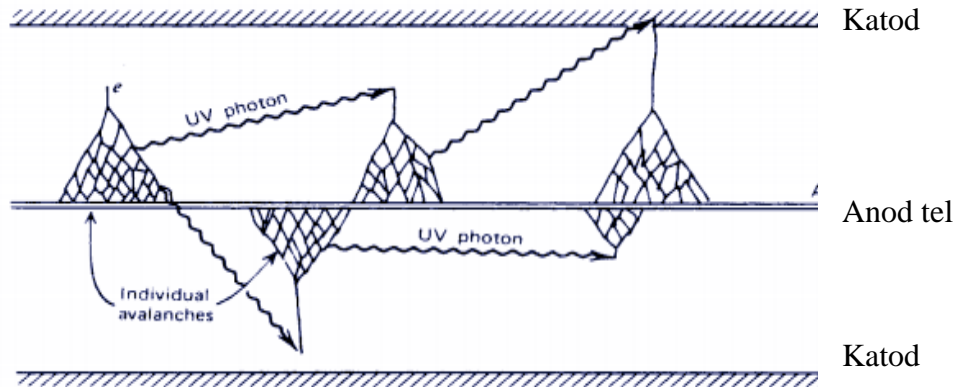
IV. Bölgede, Sınırlı Orantılı Bölge; yük çoğalmasındaki lineerlik bozulmaya başlar. Bu bozulma voltaj ile artar ve her enerjideki iyonize edici parçacık için çoğalma başlar ve Geiger bölgesine kadar devam eder. Bu bölge aynı zamanda **streamer** bölgesi olarak da bilinir. Foto-emisyon güçlüdür. Kazanç $\sim 10^{10}$ civarındadır.

V. Bölgede, Geiger Müller Bölgesi; yük çoğalması parçacığın enerjisine bağlı olmayıp sabittir yani her enerjili ve her cins iyonize edici parçacık için çoğalma aynıdır. Yük çoğalmasındaki bu sabit değer, belli bir voltaj değerine kadar değişmeden kalır.

VI. Bölgede, Boşalma Bölgesi; yüksek voltaj nedeniyle gaz boşalması olur. Boşalma sırasında aygıt gelen yüklü taneciklere duyarlı değildir. Sinyal alınmaz.

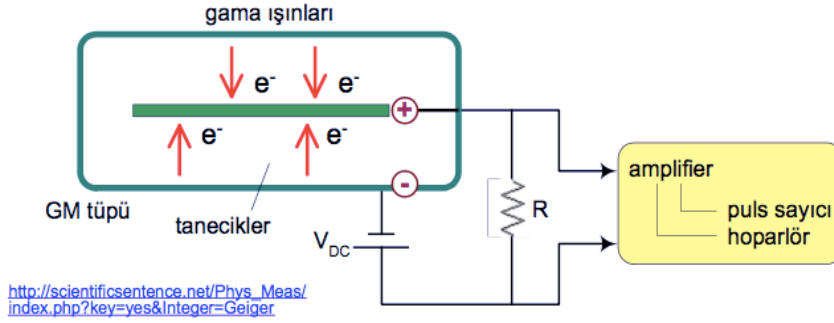
Tek telli basit bir orantılı detektör olan bir Geiger Müller detektör ise iyonlaştırıcı seviyede bir radyasyona maruz kalınca çalışma rejiminden dolayı içindeki gaz molekülleri ard arda iyonlaşma sonucu Geiger Boşalımı gerçekleşmektedir. Bu duruma aynı zamanda çığ adı verilmektedir.

Bu anlık yük boşalımından dolayı detektör çıkışında büyük bir voltaj pulsu meydana gelir. Bu nedenle bu tip detektörlerde sinyal yükseltme işlemine genelde gerek duyulmaz. Geiger Müller sayıcılarında enerji seçiciliği yapılamamaktadır. Bunun sebebi ise çıkış puls yüksekliğinin her defasında bir çığ sonucu oluşacağı ve dolayısıyla başlangıçtaki iyonizasyondan bağımsız olmasıdır. Geiger Müller sayıcıları farklı boyutlarda olabilmekte ve kullanılabilirlerdir. Genel olarak bu detektörler ince bir mika pencere ile birlikte kullanılırlar. Detektöre uygulanması gereken voltaj plato bölgesi sınırları içerisinde ve bu plato eğrisinin eğimi yaklaşık 2 ile 5 derece arasında değişim göstermektedir. Plato bölgesi, anot voltajının bir fonksiyonu olarak sayım hızının belirlenmesi ile bulunur. İyonizasyondan dolayı meydana gelen boşalma genellikle detektör tarafından bastırılır. Bu boşalma, asal gazla doldurulan detektöre küçük bir miktar halojen katılması ile yok edilebilir. Ayrıca anot ve kutup kaynağı arasındaki büyük bir direnç üzerine düşen voltajın, plato bölgesi sınırları içerisinde kalan bir değere ayarlanması ile de boşalmanın meydana gelmesi engellenebilir. Bir Geiger Müller sayıcısı her pulsdan sonra boşalma tamamlanıncaya kadar sayım yapamaz. Geiger Müller tüpünün tepki vermediği bu süreye ölü zaman aralığı denir ve 100 mikrosaniye civarındadır. Dolayısıyla bu tür detektörler zayıf sayım hızı olan uygulamalarda yetersiz kalırlar veya verimsizdirler.



Şekil 4.5. Geiger Müller detektörde çığ olayı

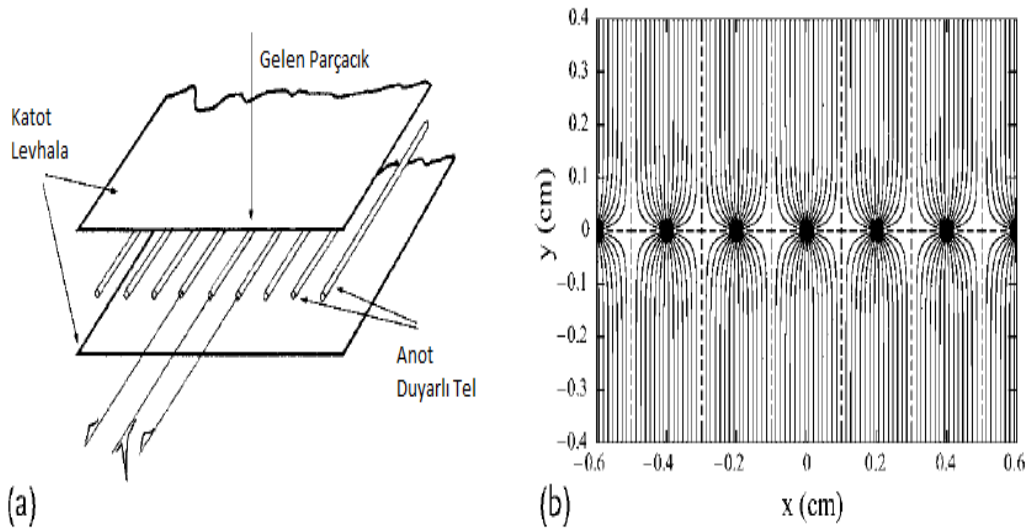
GM detektörün temel yapısı belirli bir basınca sahip kapalı bir ortamda bulunan anot ve katot elektrotlarından oluşan bir iyon odasıdır. Bu detektör çoğunlukla silindirik bir katot içinde anot elektrodunun konumlandırılmasıyla yapılır.



Şekil 4.6. Geiger Müller detektörünün iç yapısı

4.3. Çok Telli Orantılı Sayaçlar

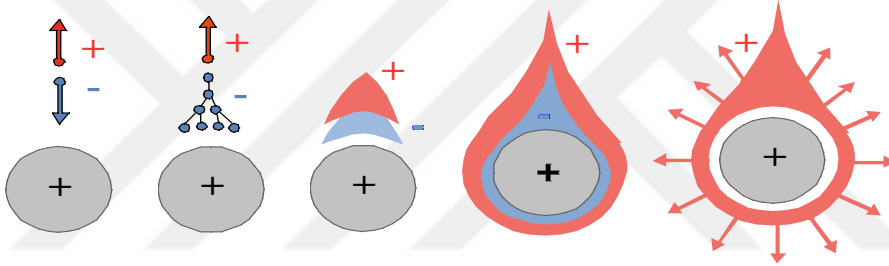
Adından da anlaşılacağı gibi içerisinde çok sayıda tel kullanılan ve çalışma prensibi gereği orantılı sayaçlara benzeyen, orantılı sayaçların daha geniş alandaki bir uygulaması denilebilir. Bir miktar anot tel, iki adet metal katot düzlem arasında yerleştirilmiştir. Oluşan bu üç düzlem arasından geçen parçacık bir iyon şeridi oluşturur ve böylece yerini yani konumunu belli etmiş olur.



Şekil 4.7. (a) Çok telli orantılı sayacın şematik gösterimi ve (b) elektrik alan çizgileri

Çığ oluşum süreci, tek telli orantılı sayaçlarınki 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. (Gruppen 1992).



Şekil 4.8. 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).

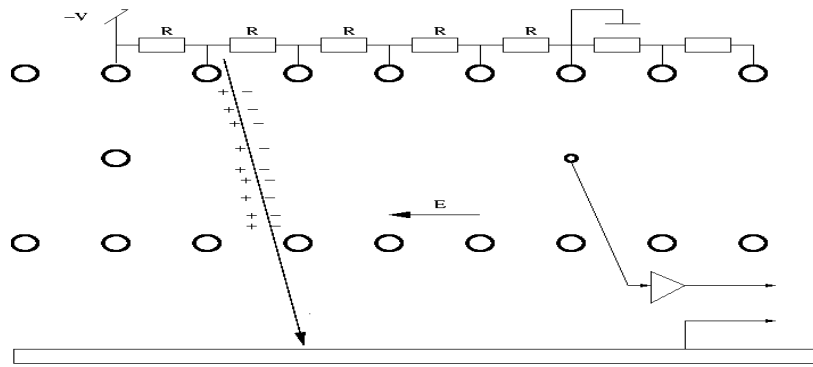
En son basamakta, iyonlar radyal olarak geriye katoda doğru yavaşça sürüklenirler. Çok telli orantılı sayaçlarda tipik yük çoğalması 10^5 mertebesinde (Gruppen 1996).

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).

4.4. Sürüklenme Odaları

Bazı deneyler için iyonlaşmaya sebep olan parçacıkların konumları önem taşımaktadır ve bu sebeple konum tespit etmeye çalışan detektörler üzerinde çalışılmış ve “çok telli sayaçlar” ailesinden olan “sürüklenme odaları” 1960’ların sonlarına doğru keşfedilmiştir.

Yüksek çözünürlüklü olan 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).



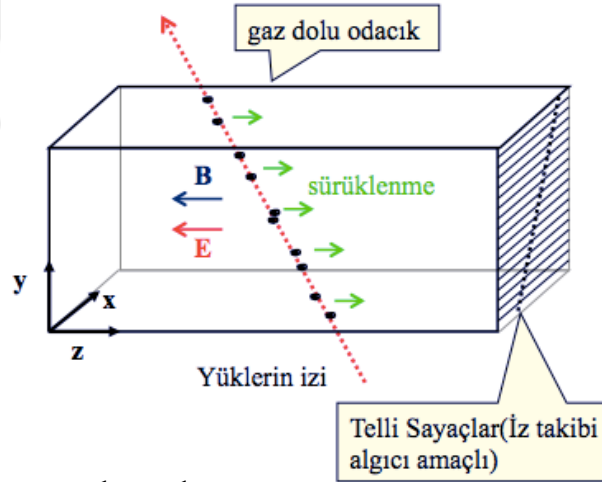
Şekil 4.9. Sürüklenme odasının içyapısı

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 (Nagashima 2013).

4.5. Zaman Gözlem Odaları (TPC)

Zaman gözlem odası (Time Projection Chamber), normal iyonizasyon odası detektörü ile orantılı sayacın bir araya getirilmesi ile oluşturulmuş detektör tipidir. İyonizasyon odasından geçen yüklü parçacıklar yani iyonlar, oda içerisinde bulunan gazı iyonlaştırır ve yeni yüklü parçacık oluşturur. İyonizasyon odası düzgün bir elektrik alan içerisinde bulunduğu için yeni oluşan iyonlar anot yönünde harekete geçer. Anotlara bağlı gecikme çubukları denilen ve üzerine düşen parçacığın yarattığı elektrik sinyalinin her iki ucuna iletim zamanını ölçen bir alet ile hem parçacığın yatay eksendeki konumu gecikme süresi kullanılarak hesaplanır, hem de dikey eksendeki konumu, iyonlaşan yeni parçacığın anotlara varma süresi yani sürüklenme süresi ölçülerek hesaplanır.

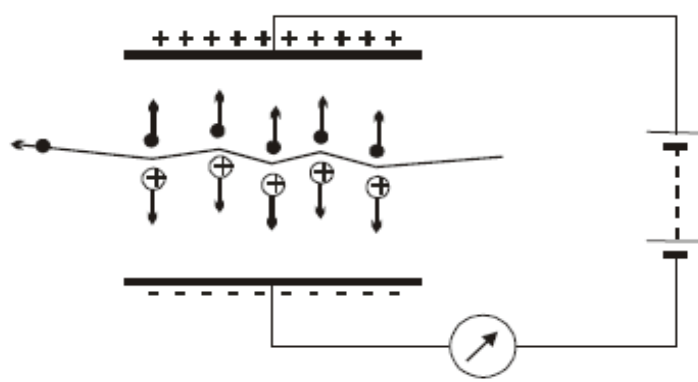


Şekil 4.10. Zaman gözlem odası

4.6. Paralel Levhalı Sayaçlar (PPC)

Paralel levhalı sayaç, (Parallel Plate Chambers, PPC), avalanche modunda çalışan ve düzlemsel iki elektrottan oluşan bir gazlı detektördür. Bir tane odası, bir ara bölme tarafından sabit bir mesafede tutulmuş iki düzlemsel metalden (veya metalize edilmiş elektrotlardan) oluşur. Elektrotlar arasındaki boşluk çok küçüktür (1-2 mm) ve atmosfer

basıncında olan gazla doludur. Elektrotlar arasına yüksek bir voltaj uygulandığında, dedektör hacmi içerisinde düzgün dağılımlı ve şiddetli bir elektrik alan ($40-60 \text{ kV / cm}$) oluşur. Detektörü geçen bir parçacık, gazı iyonize edebilir ve gazdaki yolu boyunca elektron-iyon çiftleri üretebilir. Yüksek elektrik alanı nedeniyle, üretilen elektronlar hemen çığ, yani çoğalma sürecine başlarlar. Çığdaki elektronların hareketi, elektrotlar üzerinde hızlı bir şekilde ($<1 \text{ ns}$) bir sinyal oluşturur ve ardından iyonların hareketi nedeniyle çok daha yavaş (yaklaşık 3 mikrosaniye) sinyal çıkar. Sinyalin genliği şiddetle çığın uzunluğuna bağlıdır. Katoda yakın olan iyonizasyonlar, anoda yakın olanlardan toplam sinyale daha büyük bir katkı sağlar. Sonuç olarak toplam toplanan yük, yalnızca birincil iyonizasyon miktarına değil, aynı zamanda konumlarına da bağlıdır.



Şekil 4.11. Paralel levhalı sayaç

4.7. Yüksek Dirençli Tabakalı Detektörler (RPC)

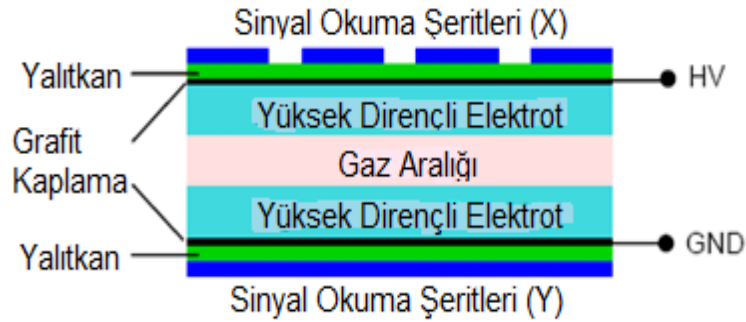
İlk dirençli kıvılcım odaları Fedotovich ve arkadaşları tarafından geliştirilmiştir. $100 \mu\text{m}$ gaz aralığı ve yarıiletken cam kullanılmıştır. Dirençli elektrot olarak bakalit ($\rho=10^{11} \Omega\text{cm}$) kullanılarak $1,5 \text{ mm}$ aralıklı, basit yapılı ve atmosfer basıncında gaz karışımına sahip paralel oda geliştirilmiştir. Bu teknik ekonomik olmasına rağmen çalışmasında bazı zorluklar vardı. Bu zorluklar paralel levha olarak cam elektrotlar kullanılarak Anelli ile arkadaşları tarafından giderilmiştir (Biswas 2010).

RPC, basitçe, pozitif yüklü anot ve negatif yüklü katottan oluşan iki paralel levhalı gaz detektörüdür. RPC, 1981 yılında R. Santanico ve R.Cardelli tarafından geliştirilmiştir.

İlk RPC tek gaz aralıklı dirençli bakalit elektrotlar olarak tasarlanmış ve 1996’ da multi aralıklı RPC’ler geliştirilmiştir. Daha sonraları bakalit yerine daha rijit ve daha pürüzsüz bir yüzeye sahip olması bakımından grafit kaplı cam elektrotlar da kullanılmaya başlanmıştır (Grupen 1996).

RPC’nin şematik gösterimi Şekil 4.12’de verilmiştir. Yapısal olarak, cam ve bakalit gibi yüksek dirençli ($\sim 10^9 - 10^{11} \Omega\text{cm}$), içi 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 sinyalleri tayin eder. Paralel elektrotlardan biri yüksek voltaj altında tutularak gaz hacim içinde sabit bir elektrik alan oluşturulur (Biswas 2010).

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



Şekil 4.12. RPC detektörünün şematik yapısı

RPC detektörünün bazı avantajları şunlardır:

- Kolay üretim ve kolay çalışma,
- Birim alan başına düşük maliyet,
- %98' in üzerinde yüksek verimlilik,
- ~ 1-2 ns' lik zaman çözünürlüğü,
- İki boyutlu okuma (x, y) gibi temel özelliklere sahiptir.

Bu özellikleri nedeniyle yüksek enerji fiziğindeki birçok deneyde detektör olarak tercih edilmektedir (Lippmann 2003).

RPC detektöründe kullanım amacına yönelik argon, izobutan ($i\text{-C}_4\text{H}_{10}$) ve tetraflorüretan ($\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2$), CO_2 metan, etan SF_6 (sülfürhekzafloroid) gibi gazlar ve bu gazların çeşitli karışımları kullanılırlar. Yük birikme işlemi materyalin yüksek direncinden dolayı yavaş gerçekleşir. SF_6 (sülfürhekzafloroid) gaz hacminde oluşan elektron sayısındaki aşırı artışı kontrol etmek için, tetraflorüretan ($\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2$) ise ters yönde yayılmayı engellemek amacıyla dindirici gaz olarak kullanılmaktadır.

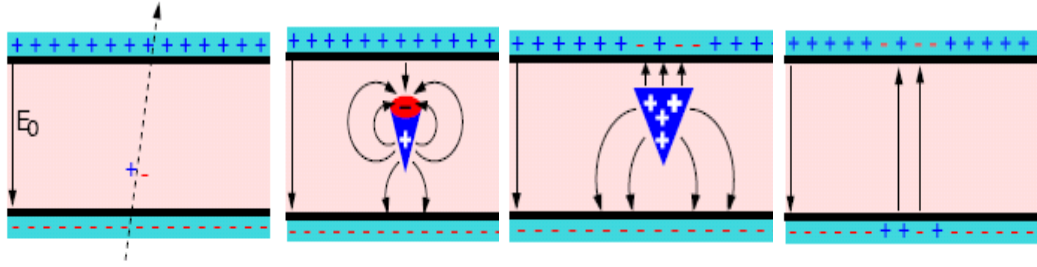
RPC'de kullanılan en yaygın kullanılan gaz karışımları aşağıdaki gibidir:

- $\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2/i\text{-C}_4\text{H}_{10}/\text{SF}_6$ (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)
- Ar/CO_2 (50:50)
- $\text{Ar}/i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ (50:50)

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

Avalanche modun prensibi şu şekildedir: Elektrik alan bölgesine giren iyonize edici radyasyon tarafından serbest bırakılan birincil yükler, ikincil iyonizasyonlar yani ikincil elektron-iyon çiftleri oluştururlar ve yüklerin gaz içindeki çoğalma olayı, Townsend çığ

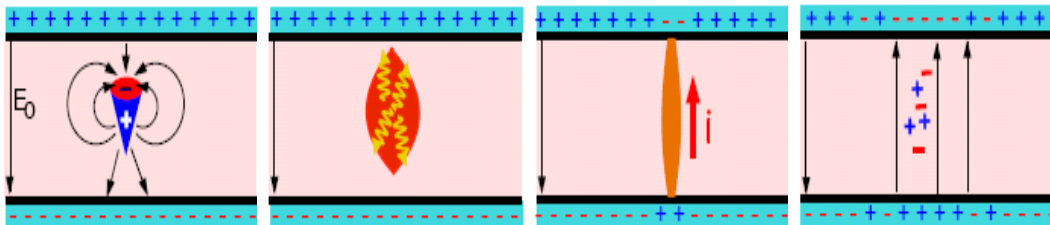
oluşum sürecine tabi olur (Şekil 4.13). Günümüz standart RPC'ler genelde bu modda çalışmaktadırlar (Biswas 2010).



Şekil 4.13. Avalanche modun şematik gösterimi

Eğer yük çoğalması çok fazla artacak olursa ikincil elektronların çığ yöneliminde fotonlar da etkili olmaya başlar ve RPC detektör avalanche moddan streamer moda geçer (Fonte ve ark. 1997). Şekil 4.14'de streamer modun şematik gösterimi gösterilmiştir. Oluşan çığ yükleri gaz aralığındaki elektrik alan şiddetini kayda değer bir ölçüde bozar ve çığ gelişimine fotonlar da eklenerek çığın hızla enine bir şekilde yayılmasına sebep olurlar. Bu esnada küçük bir kıvılcım oluşabilir ve elektrotta yük boşalması başlar.

Streamer modda, iyileşme (yeniden sinyal oluşturma) zamanı daha büyüktür ve biriken yükün neden olduğu zarar RPC'nin 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 daha az olmasıdır ama yük birikiminden dolayı elektrotların yüzeyinde avalanche moddan daha fazla aşınma meydana gelir. Avalanche modda detektör ömrü daha uzundur (Biswas 2010).



Şekil 4.14. Streamer modun şematik gösterimi

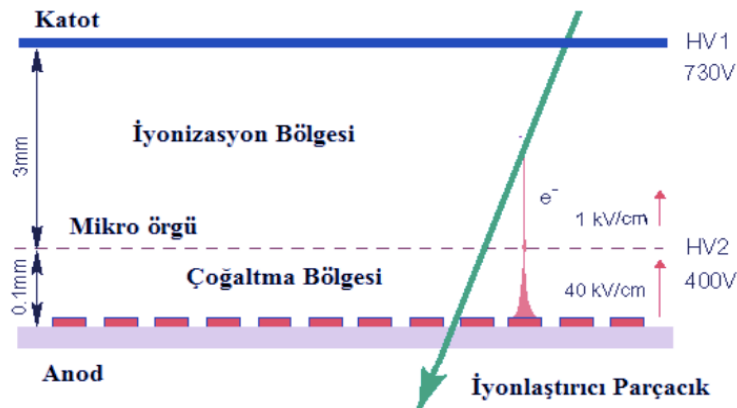
RPC aynı zamanda çözünürlüğünün iyi olması sebebiyle parçacıkların uçuş sürelerini tespit etmek için kullanıldığı gibi bazı yüksek enerji detektör sistemlerinde tetikleyici olarak da kullanılmaktadır.

Aynı zamanda RPC detektör, LHC'nin (Büyük Hadron Çarpıştırıcısı) önemli bir parçasıdır. Yüklü parçacıkları aldıkları yol üzerinde takip ederek onların tanımlanmasını sağlamaktadır. Manyetik alandan yararlanılarak, parçacığın yükünün cinsi ve momentumu ölçülebilmektedir. Ayrıca parçacığın konumu ve gidiş doğrultusu da bu yolla belirlenebilir (Lippmann 2003).

4.8. Mikro-Desenli Gaz Detektörler

MPGD'ler sinyalin gaz hacmi içerisinde bir ön çoğalma vasıtasıyla daha güçlü alınmasını sağlarlar. Parçacığı izleme kapasiteleri oldukça hassastır. 20 μm gibi küçük skalaları izleyebilirler. Gazlarda parçacık takibinde her zaman daha küçük skalalara ihtiyaç vardır tabi fakat günümüzde mikro desenli gazlı detektörler bu işi gayet iyi ölçüde yapabilmektedir. MPGD'ler arasında öne çıkan sayaçlardan birisi de Micromegas (Micro Mesh Gas Structure) olmuştur.

Micromegas'lar temelde paralel levhalı sayaçlara benzerler. Birincil parçacıklar geniş bir iyonizasyon bölgesi içinde oluşur ve elektrik alan etkisindeki elektronlar küçük deliklere sahip ince katot mesh (ağ) ile anot arasındaki dar bölgede çoğalır.



Şekil 4.15. Mikromegada anot ile katot arasında elektrik alan altında elektronların hareketi

Bir parçacık sürüklenme elektrotuna ulaşır ulaşmaz iyonizasyon bölgesinde elektron iyon çiftleri oluşturur. Oluşan elektronlar çoğalma bölgesinde çığ gibi artarak sinyal üretirler.

Şekilde görüldüğü gibi iyonizasyon bölgesinde elektrik alan şiddeti 1kV/cm lik düşük bir alan vardır. Çoğalma bölgesinde 40 kV/cm lik oldukça yüksek bir elektrik alan uygulanır.

Mikromegas'ın avantajları;

- Hızlı cevap verme kabiliyetine sahip olmasıdır. Çoğalma bölgesinin uzunluğu 100 mikrometre gibi çok küçük olduğundan iyonlar hızla toplanır ve iyonların yük çoğalmasını baskılaması engellemiş olur.
- Mikromegas detektörde çoğalma bölgesi aralığı çok küçük olduğu için çoğalma faktörü maksimumdur.
- Çoğalma bölgesindeki sabit elektrik alandan dolayı telli detektörlerin aksine, iyonlar ve elektronlar tarafından anotta üretilen sinyaller hemen hemen birbirine eşittir.
- Mükemmel bir uzaysal çözünürlüğü sahiptir.
- Sayma kabiliyeti 10^6 sayma.mm²sn⁻¹ mertebesindedir.

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'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.

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.

5. DETEKTÖRLERİN GENEL ÖLÇÜM ÖZELLİKLERİ

Önceki bölümde pek çok çeşitte gazlı detektörler tanımlandı. Bu detektörler farklı yapıda, geometrilerde ve farklı çalışma modlarında olsa bile sahip oldukları genel özellikler vardır. Detektörler sınıflandırılırken bu özellikler ön planda tutulur. Her detektörün duyarlı olduğu parçacık cinsi, enerji aralığı, kazanç seviyesi ve verimi farklıdır. Bu bölümde detektörlerin bu temel özellikleri incelenmiştir (Leo 1994, Knoll 2000).

5.1. Detektörlerin Duyarlılığı

Detektör duyarlılığı (hassasiyeti), verilen bir radyasyon tipi ve enerjisi için, elverişli bir elektronik sinyal üretebilme yeteneği olarak tanımlanır. Her enerji değeri için tüm radyasyon tiplerine birden duyarlı olan bir detektör yoktur. Bunun yerine detektörler, verilen bir enerji aralığında ve istenen belirli bir tipte radyasyonu ölçmeye duyarlı olacak şekilde tasarlanırlar. Böyle bir detektörün enerji aralığının dışında veya farklı bir tipte radyasyonu ölçmesi sonucu, detektörde ya elverişsiz bir sinyal üretilir veya detektörün ölçüm verimi oldukça düşer (Leo 1994).

Verilen bir enerji değeri ve radyasyon tipi için detektörün duyarlılığı birkaç etmene bağlıdır. Bunlar;

- Detektördeki iyonlaştırıcı reaksiyonun tesir kesiti,
- Detektörün kütlesi,
- Doğal detektör gürültüsü,
- Detektörün ölçüme duyarlı hassas kısmını saran koruyucu materyal,

olarak verilir. Bunlardan tesir kesiti ve detektörün kütlesi, gelen radyasyon enerjisinin tamamı veya bir kısmının, detektörde iyonlayıcı forma dönüşme olasılığı ile ilişkilidir. Yüklü parçacıklar, yüksek iyonlaşma kabiliyetinde olduklarından dolayı, küçük boyutlu ve düşük yoğunluklu detektör materyali durumunda bile yüksek iyonlaştırmaya sahiptirler. Yüksüz parçacıklar ise, detektör materyali ile etkileşerek, iyonlayıcı yüklü

ikincil parçacıklar üretirler. Bu yüksüz parçacıkları detektörde yüksek oranlarda ölçmek için, detektör materyalinin yoğunluğu ve boyutlarının büyük olması gereklidir.

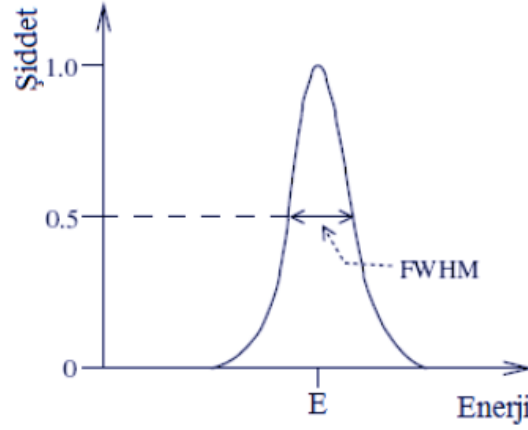
Detektörle etkileşen radyasyonun varlığından bağımsız olarak, detektör çıkışında gözlenen sinyalin asgari bir miktarı vardır. Bu miktar, “gürültü (noise)” olarak adlandırılır ve detektör elektroniğinden kaynaklanır. Gürültü, detektör çıkışındaki akım veya gerilimin dalgalanması olarak belirir. Detektörde ölçülen radyasyonun elverişli bir sinyalini elde edebilmek için, bu sinyalin, ortalama gürültü değerinden büyük olması gereklidir (Ahmed 2007).

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 (Akkoyun 2011).

5.2. Detektörlerin Enerji Çözünürlüğü (Çözme Gücü)

Radyasyon enerjisini ölçmek üzere tasarlanmış bir detektör için en önemli unsurlardan biri, enerji çözünürlüğüdür. Çözünürlük “R”, birbirine yakın olan iki enerji değerini 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 uyarılmalarındaki dalgalanmalardan dolayı, sonlu bir genişliğe sahip, gauss dağılımlı bir pik gözlenir. Bu genişlik, pikin yarı yükseklikteki tam genişliği “FWHM” olarak tanımlanır (Şekil 5.1). İyi enerji çözünürlüklü detektörlerden elde edilen gama ışın piklerinin FWHM değerleri düşük, kötü çözünürlüklülerin ise büyüktür. Verilen bir E enerjisi için enerji çözünürlüğü, (5.1) denklemi ile verilir ve bir detektörde depolanan iki enerji değeri arasındaki fark, eğer FWHM' den daha küçük ise, bu enerjiler birbirlerinden ayırt edilemezler.

$$R = \frac{FWHM}{E} \quad (5.1)$$

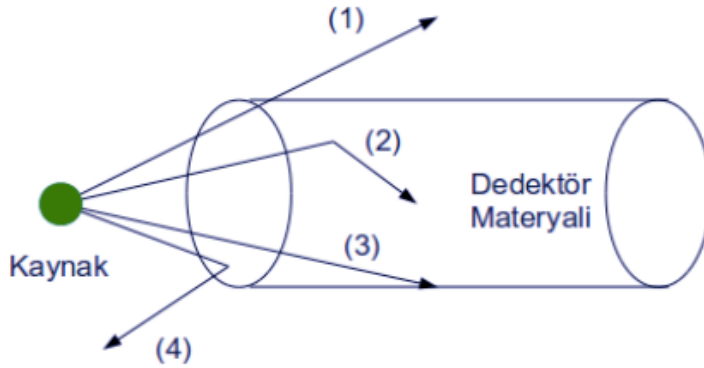


Şekil 5.1. E enerjili gauss dağılımlı bir pikin FWHM'si (Detektörün enerji çözünürlüğü azaldıkça, pik genişleyerek daha büyük FWHM değerine sahip olur.)

5.3. Detektörlerin Verimi

Detektöre gelen tüm parçacıkların, detektör tarafından ölçüleceği kesin olarak söylenemez. Ölçümün gerçekleşip gerçekleşmeyeceği, parçacığın tipi ve enerjisi ile detektörün tipi ve boyutlarına bağlıdır. Şekil 5.2'de 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).



Şekil 5.2. Detektöre gelen parçacıkların, detektör materyalinde etkileşmelerinde izleyebilecekleri olası yollar

Detektör tarafından ölçülen parçacıkların oranı, “detektör verimi (ϵ)” olarak adlandırılır. Radyasyon ölçümlerinde genellikle iki tip verimden bahsedilir. Bunlar, “mutlak verim” (5.2) ve “öz verim” (5.3) olup, aralarında $\epsilon_{\text{öz}} = (4\pi/\Omega) \epsilon_{\text{mutlak}}$ ilişkisi vardır (Akkoyun 2011).

$$\epsilon_{\text{mutlak}} = \frac{\text{detekte edilen puls sayısı}}{\text{kaynaktan çıkan radyasyon sayısı}} \quad (5.2)$$

$$\epsilon_{\text{öz}} = \frac{\text{detekte edilen puls sayısı}}{\text{detektöre gelen radyasyon sayısı}} \quad (5.3)$$

Detektörün mutlak verimi, detektörün geometrisi ve etkileşme olasılığının bir fonksiyonu olarak, “geometrik verim” ve “öz verim” olarak iki kısma ayrılabilir. Geometrik verim, detektörün geometrisine ve kaynaktan yayılan parçacıkların açisal dağılımlarına bağlıdır. Öz verim ise, detektöre gelen parçacıkların etkileşme tesir kesitlerinin bir fonksiyonudur. Bu nedenle öz verim, radyasyonun tipine, enerjisine ve detektör materyaline bağlıdır. Yüklü parçacıklar için öz verim genellikle istenilen derecede iyi değerlidir. Buna karşın, detektör materyali ile ikincil yüklü parçacık üretecek şekilde, daha nadir etkileşmeye giren yüksüz parçacıklar (gama, nötron,...) için, iyi bir verim her zaman elde edilemez. Bu durumda iyi bir verim elde etmek için, detektörün boyutları ve kütlesi önem kazanır. Detektör materyali ile etkileşerek tamamen soğurulan radyasyon, gama ışın histogramlarında tam enerji pikinde gözlenir. Bu olayların görülme oranları foto pik verimi olarak adlandırılır ve (5.4) ile hesaplanabilir (Leo 1994).

$$\epsilon_{\text{foto}} = \text{toplam detektör verimi} \times \frac{\text{foto pikteki sayımlar}}{\text{histogramdaki tüm sayımlar}} \quad (5.4)$$

Burada toplam detektör verimi ile çarpılan terim, pikin arka fona oranı (P/T) olarak adlandırılır.

KAYNAKLAR

Akkoyun, S. 2011. Agata Ge Dedektörleri İçin Gama Işın, Nötron Simülasyonları ve İz Sürme Tekniği. *Doktora Tezi*. Ankara Üniversitesi, Ankara, 10-28 s.

Abbrescia, M. 2003. Nucl. Instrum. Methods Phys. 101–109 s.

Ahmed, N. 2007. Physics and Engineering of Radiation Detection. Queen's University, Kingston, Ontario, 67 s.

Aydın, A. 2015. Foton deteksiyonu için RPC verimliliğini simülasyonu. *Yüksek Lisans Tezi*. Uludağ Üniversitesi, Bursa, 2, 5-7, 39 s.

Baykal, S. 2007. Yeni Tip Gama Dedektörleri ve İz Sürme Tekniği. *Yüksek Lisans Tezi*. Ankara Üniversitesi, 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, 10,27,29 s.

Blum, W. Riegler, W. Rolandi, L. 1993. Particle Detection with Drift Chambers 2008 Springer-Verlag Berlin Heidelberg Geneva, 10,100 s.

Demir, N. 2002. Yüksek Enerji Gaz Detektörlerinde Sinyal Oluşumu Benzetişimi. *Doktora Tezi*. Uludağ Üniversitesi, Bursa, 12-34 s.

Fonte, P. Peskov, V. Ramsey, B.D. 1997. Streamers in MSGC's and other gaseous detectors. ICFA instrumentation bulletin, 60-74 s.

Giomataris, Y. 1996. Micromegas: A high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments, Nucl. Instrum. Meth. 29 s.

Gruppen, C. 1996. Particle Detectors, 62-66 s.

<http://www.eas.asu.edu/~holbert/eee460/eee460.html> (Erişim tarihi: 19.09.2015).

<https://kbrn.afad.gov.tr/kategori-1181-dedektorler> (Erişim tarihi: 20.10.2015).

<http://particle-physics.desy.de> (Erişim tarihi: 26.11.2016).

<http://particleadventure.org/accelerators-and-detectors.html> (Erişim tarihi: 08.02.2017).

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 s.

Kleinknecht, K. 1998. Detector for Particle Radiation, 90,91,92 s.

Knoll, G.F. 2000. 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, Van Nostrand New York, 66, 88 s.

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, 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. 2013. Elementary Particle Physics, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA 62 s. Chicago, October 2009, 3,23,378-413 s.

Peskov, V. 2013. Imaging Gaseous Detectors and Their Applications, CERN, 20-64 s.

Sauli, F. 2014. Principles Of Operation Of Multiwire Proportional and Drift Chambers. Lectures given in the Academic Training Programme of CERN, 120,151,216 s.

Townsend, J.S. 1947. Electrons in Gases, Hutchinsons Scientific and Technical Publications, London, 40-50 s.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Özgür ÖZÜNLÜ
Doğum Yeri ve Tarihi : Ankara, 12.09.1990
Yabancı Dili : İngilizce
Eğitim Durumu (Kurum ve Mezuniyet Yılı)
Lise : Bursa Osmangazi Lisesi, 2008
Lisans : Uludağ Üniversitesi Fen Edebiyat Fak., Fizik, 2013
Pedagojik Formasyon : Uludağ Üniversitesi Eğitim Fakültesi, 2014
Yüksek Lisans : Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, 2017
İletişim (e-posta) : ozgurozunlu@gmail.com