

**T.C.  
KAFKAS ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
FİZİK ANABİLİM DALI**

**KARS BÖLGESİNDE ÖLÇÜLEN KOZMİK İŞİN AKI YOĞUNLUĞU**

**MEHTAP ATAKAN**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**DANIŞMAN  
Prof. Dr. Mithat KAYA**

**OCAK-2014**

**KARS**

**T.C.  
KAFKAS ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
FİZİK ANABİLİM DALI**

**KARS BÖLGESİNDE ÖLÇÜLEN KOZMİK IŞIN AKI YOĞUNLUĞU**

**MEHTAP ATAKAN**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**DANIŞMAN  
Prof. Dr. Mithat KAYA**

**OCAK-2014**

**KARS**

**Bu Tez Kafkas Üniversitesi Bilimsel Araştırma Proje Fonu'nun (BAP) Katkıları  
ile yapılmıştır**

T.C Kafkas Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans öğrencisi Mehtap ATAKAN' ın Prof. Dr. Mithat KAYA' nın danışmanlığında yüksek lisans tezi olarak hazırladığı "Kars bölgesinde ölçülen kozmik ışın akım yoğunluğu" adlı bu çalışma, yapılan tez savunma sınavı sonunda jüri tarafından Lisansüstü Eğitim Yönetmeliği uyarınca değerlendirilerek oy *batlığı*. ile kabul edilmiştir.

14/01/2014

Adı ve Soyadı

İmza

Başkan: Prof. Dr. Mithat KAYA

Üye: Prof. Dr. İsmail ÇAKMAK

Üye: Yrd. Doç. Dr. Gülçin BİLGİCİ

Bu tezin kabulü Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulunun .../.../2014 gün ve ..... Sayılı karar ile onaylanmıştır.

Doç. Dr. Muzaffer ALKAN  
Enstitü Müdürü

## ÖNSÖZ

Bu çalışmamda en büyük emeği geçen, yoğun çalışmalarından bana zaman ayırarak derin bilgilerinden faydalanma fırsatı veren, öğrencisi olmaktan her zaman gurur duyduğum, değerli bilim adamı, Sayın Prof. Dr. Mithat KAYA ‘ ya, bu tezde kullandığım detektörün bazı parçalarını hibe eden Roma Üniversitesi “La Sapienza” dan Prof. Dr. Maurizio Iori’ye ve bu tez çalışmasında emeği geçen herkese en içten teşekkürlerimi sunarım.

Kars-2014

Mehtap ATAKAN

## İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
<b>ÖZET</b> .....	vi
<b>ABSTRACT</b> .....	vii
<b>ŞEKİLLER DİZİNİ</b> .....	viii
<b>ÇİZELGELER DİZİNİ</b> .....	x
<b>1.GİRİŞ</b> .....	1
<b>2.KOZMİK IŞINLAR</b> .....	2
2.1.Kozmik Işınların Keşfi .....	3
2.2.Ultra Yüksek Enerjili Kozmik Işınlar .....	4
2.2.1.Kozmik Işınların Enerji Spektrumları.....	4
2.2.2. Enerji Spektrumu ve Kozmik Işınların Gözlenmesi .....	6
2.2.3.Kapsamlı Hava Duşları (Extensive Air Shower-EAS)(Sağanakları).....	6
2.2.4.Duş Maksimumunun Özellikleri.....	8
2.3.Müonlar .....	11
<b>3.DETEKTÖRLER VE DETEKTÖR PROTİPLERİNİN TANIMLANMASI</b> .....	14
3.1.Detektörler (Algılayıcılar) .....	14
3.1.1.Parçacık Detektörleri .....	16
3.1.1.1. Sintilatör Detektörleri.....	17
3.2.Detektör Protiplerinin Tanımlanması .....	21
3.2.1.Sintilatörler .....	21
3.2.2.Foto Çoğaltıcılar(PMT).....	24
3.2.3.DRS4 .....	32
<b>4.VERİ ALIMI</b> .....	35
4.1.Zero Suppression Metodu .....	38

4.2.Uçuş Süresi (Time Of Flight-TOF) Metodu .....	38
4.2.1.Uçuş Süresindeki Kararlılık .....	42
4.3.Akı Hesabı (Flux Calculation) .....	43
<b>5.SONUÇLAR VE TARTIŞMALAR</b> .....	<b>47</b>
<b>KAYNAKLAR</b> .....	<b>50</b>
<b>ÖZGEÇMİŞ</b> .....	<b>52</b>

## ÖZET

Dünya üzerinde elde edilemeyecek kadar yüksek enerjilere sahip ve yüklü parçacıklardan oluşan kozmik ışınlar, en çok araştırılan bilimsel olaylardan biridir. Bu yüzden kozmik ışınların etkileri, nereden geldikleri veya net kaynakları ve akı oranlarını incelemek oldukça önemli bir husustur. Dünya'ya çeşitli açılarla gelen kozmik ışınları incelemek ve ölçmek amacıyla Kafkas Üniversitesi'nde kozmik ışın ölçme detektör sistemi tasarlanmış ve bu kapsamda düzenekler kurulmuştur. Bu düzenekler belirli mesafe (120-160 cm) ile ayrılmış sintilatör karoları, foto çoğaltıcı tüpler, gelen sinyallerin kayıt altına alınmasını sağlayan DRS4 (Domino Ring Sampler Chip Version 4) ve bir bilgisayardan oluşmaktadır.

Kafkas Üniversitesi proje kapsamında tasarlanan detektörlerdeki sintilatör karosuna gelen parçacık sintilatörü oluşturan atomlar ile etkileşerek etrafa ışık yayar. Bu ışık sintilatörlere direk olarak bağlanan foto çoğaltıcılara aktarılır, foto çoğaltıcının katoduna çarpan bu ışıkların kopardığı foto elektronlar foto çoğaltıcı tüpler sayesinde çoğaltılarak (yaklaşık  $10^6$  katına kadar) dışarıya milivolt (mV) olarak gönderilir. Daha sonra sinyaller doğrudan kurulu DRS4'e yönlendirilerek dijital hale dönüştürülür. Dijital hale dönüşen sinyaller bilgisayar tarafından kaydedilip analiz için hazırlanır. Bu analizlerden bir parçacığın uçuş süresi ve buna bağlı olarak da detektörlerden geçen parçacıkların akı oranı hesaplanır.

**2014, 52 Sayfa**

**Anahtar Kelimeler:** Kozmik Işınlar, Müon, Detektör, Uçuş süresi, Kozmik Işın Akı Oranı

## **ABSTRACT**

Cosmic rays, composed of high energetic particles that cannot be obtained on the Earth, are one of the mostly investigated scientific events in physics. Therefore, to examine the effects of cosmic rays, their origin, definite resources and flux rates quite important.

A detector system has been designed at Kafkas University in order to analyze and measure the cosmic rays, and an experimental setup has been constructed in this context. This setup is composed of scintillator tiles that has been separated via certain distances about 120-160 cm, photomultiplier tubes, a DRS4 in order to record the incoming signal and a computer.

In the content of this project at Kafkas University, incoming cosmic rays to the scintillator tile of detector emit light by interacting with the atoms of scintillator. These lights are transferred to the photomultiplier tubes that are directly connected to the scintillators. Photoelectrons, emitted by striking of light to the photocathode, are multiplied by using the photomultiplier tubes (about  $10^6$  times) and sent out on the order of milivolt. Then, the signals are directly oriented to the DRS4 to get digitized. Finally the digitized signals are recorded by a computer for the further analysis. Based on information collected by the computer, time of flight and flux rate of incoming particle are computed for a particle.

**2014, 52 Page**

**Keywords:** Cosmic Rays, Müon, Detector, Time of Flight, Cosmic Ray Flux Rate



## ŞEKİLLER DİZİNİ

### Sayfa No

<b>Şekil 1.1</b> Dünya'nın üst atmosferine çarpan kozmik ışınların sanatsal gösterimi.....	1
<b>Şekil 2.1</b> Avusturyalı fizikçi Victor.F.Hess,elektroskopla farklı yüksekliklerde radyasyon seviyelerinin ölçümlerini almak için, kullandığı uçan balon.....	4
<b>Şekil 2.2</b> Kozmik ışın akılarının enerjiye bağlılığı.....	5
<b>Şekil 2.3</b> Atmosferde parçacıkların oluşumu .....	7
<b>Şekil 2.4</b> Duş maksimumunda meydana gelen eğim derinliği birincil kozmik ışının enerjisiyle logaritmik olarak değişimi .....	9
<b>Şekil 2.5</b> Çok sayıda olaylar üzerinden ortalama $X_{max}$ değerinin istatistiksel çalışmaları.....	10
<b>Şekil 2.6</b> Atmosferdeki çarpışmalar sonucu müon oluşumu.....	12
<b>Şekil 3.1</b> Atmosferik geçirgenlik.....	15
<b>Şekil 3.2</b> Genel amaçlı bir detektörün yapısı ve böyle bir detektörde parçacıkların etkileştiği bölümler .....	17
<b>Şekil 3.3</b> Kafkas Üniversitesi Yüksek Enerji Fiziği Laboratuvarımızda Tasarladığımız Sintilatör Detektörlerinden Bazıları.....	18
<b>Şekil 3.4</b> Yüksek voltajlı foto çoğaltıcı tüplerle tasarlanan detektörlerden oluşmuş deney düzeneği .....	19
<b>Şekil 3.5</b> Düşük voltajlı foto çoğaltıcı tüplerle tasarlanan detektörlerden oluşturulmuş deney düzeneği .....	20
<b>Şekil 3.6</b> Düşük voltajlı foto çoğaltıcı tüp kullandığımız detektörün açık şekli.....	20
<b>Şekil 3.7.</b> Sintilatör detektörü yapımı için kullandığımız sintilatör karosu .....	21
<b>Şekil 3.8</b> Çeşitli tür ve boyutlardaki foto çoğaltıcı tüpler (Hamamatsu,2006) .....	25
<b>Şekil 3.9</b> Detektörlerimizde kullandığımız H10721-110 model foto çoğaltıcı tüp .....	25
<b>Şekil 3.10</b> H10721 model foto çoğaltıcının şematik resmi.....	26
<b>Şekil 3.11</b> Detektörlerde kullandığımız yüksek voltajlı foto çoğaltıcı tüp .....	27
<b>Şekil 3.12</b> Philips, 1994 modelli yüksek voltajlı foto çoğaltıcı tüpün şematik şekli.....	27
<b>Şekil 3.13</b> Işık yolu .....	31

<b>Şekil 3.14</b> DRS4 farklı bileşenleri ile kurulumunun resmi.....	32
<b>Şekil 3.15</b> DRS4 farklı bileşenleri ile kurulumunun açık resmi .....	33
<b>Şekil 3.16</b> DRS4 LED görünümü .....	34
<b>Şekil 4.1</b> Yüksek enerji fiziği laboratuvarımızdaki deney düzeneğimiz .....	35
<b>Şekil 4.2</b> İki detektörün bağlı olduğu düzeneden veri alım diyagramı.....	36
<b>Şekil 4.3</b> Bilgisayara kurulu DRS4 a gelen sinyalin görüntüsü .....	38
<b>Şekil 4.4</b> Uçuş süresi metodu uygulanmamış ham veri grafiği.....	39
<b>Şekil 4.5</b> Her iki detektörde de iz bırakan sinyalin DRS4 de görünümü.....	40
<b>Şekil 4.6</b> İki detektör arası 120 cm olan deney düzeneğinden alınan verinin ham ve tof metodu uygulanmış hal grafikleri. Grafikte de görüldüğü gibi tof değeri yaklaşık gaussian fit'i ile $3.927 \pm 0.0061$ ns değerindedir.....	41
<b>Şekil 4.7</b> İki detektör arası 160 cm olan deney düzeneğinden alınan verinin ham ve tof metodu uygulanmış hal grafikleri. Grafikte de görüldüğü gibi tof değeri yaklaşık gaussian fit'i ile $5.4 \pm 0.071$ ns değerindedir.....	41
<b>Şekil 4.8</b> Aldığımız verilerin güven aralıkları için standart dağılım diyagramı.....	42
<b>Şekil 4.9</b> Akı hesabı için iki sintilatör karosu kullanıldı.....	43
<b>Şekil 5.1</b> İki detektör arası 160 cm olan deney düzeneğinden 26 gün ayrı ayrı günlük kozmik ışın akı oranı dağılımını gösteren grafik.....	47
<b>Şekil 5.2</b> Belli bölgelerdeki farklı zenit açılı akı yoğunlukları ile Kafkas Üniversitemizdeki akı yoğunluğu gösterilmiştir .....	49

## ÇİZELGELER DİZİNİ

### Sayfa No

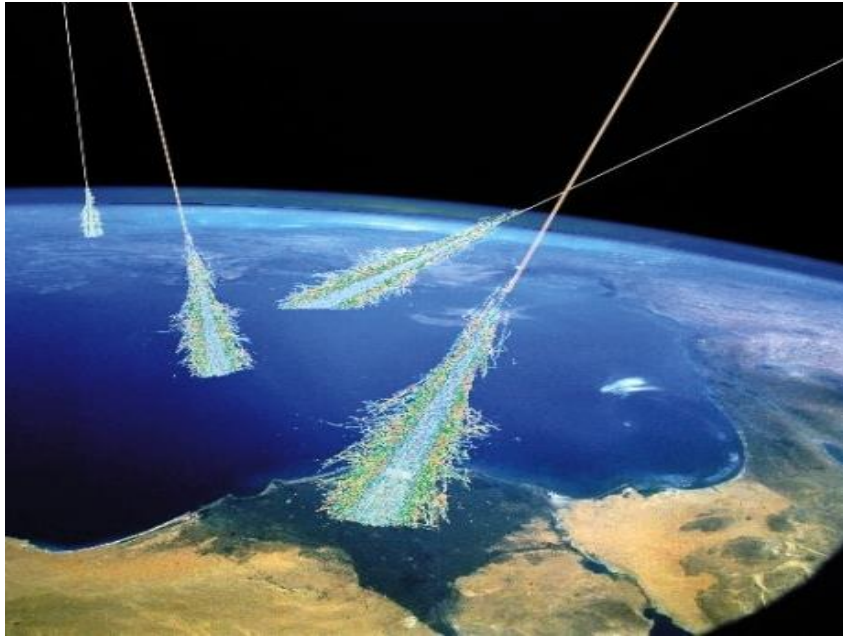
<b>Tablo 3.1</b> H10721-110 model PMT özellikleri .....	26
<b>Tablo 3.2</b> DRS4 özellikleri .....	33

## 1.GİRİŞ

Uzayın farklı noktalarından Dünya atmosferini sürekli bombardıman eden ağır kütleli çekirdekler, atmosfer ile etkileşerek daha hafif parçacıklara bozunmaktadır.

Biz bu parçacıkları detektörler ile ölçerek gelen parçacık hakkında ve dolayısıyla evrenin uzak noktaları hakkında bilgi elde etmekteyiz. Bu tür parçacıklar (ışınlar) kozmik ışınlar olarak adlandırılmaktadır.

Bu ışınların kaynağı çoğu kez Güneş olmakla birlikte, çok yüksek enerjideki bu ışınlar Güneşten daha uzak noktalardan da gelmektedir. Yapılan ölçümlere göre atmosferin her metrekaresine saniyede 1000 tane kozmik parçacık ulaşmaktadır.



Şekil 1.1 Dünya'nın üst atmosferine çarpan kozmik ışınların sanatsal gösterimi [1].

Bu tez çalışmasında, Kafkas Üniversitesi Yüksek Enerji Fiziği Laboratuvarında kozmik ışın detektörleri tasarlanmış ve ölçümler alınmıştır.

## 2.KOZMİK IŞINLAR

Kozmik Işınlar, güneş sistemimizin dışındaki galaksilerden gelen ve ilk oluşumları çok yüksek enerjili proton, atom çekirdeği ve elektromanyetik radyasyondan olan, parçacıklardan meydana geldiği bilinmektedir. Bu yüksek enerjili parçacıklar dünyamıza gelinceye kadar, pion, müon, elektron gibi ikincil parçacıklara bozunarak enerjilerini yitirmektedirler. Yer yüzeyine ulaşabilen kozmik ışınlar ise daha çok nötrinolar, müonlar, elektronlar ve yüksek enerjili fotonlardır. Yapılan deneylerde bu parçacıklar ölçülerek kozmik ışınların orijinleri hakkında bilgi elde edilmektedir [2].

Kozmik ışınlar yüksek enerji fiziği deneyleri için, enerjistik parçacıkların bir kaynağı olmuştur. Kozmik ışınların enerjisi parçacık hızlandırıcılarındaki enerjileri aşabildiği için, yüksek enerjiye sahip parçacıkların etkileşim çalışmaları için kozmik ışınlar önemli bir kaynaktır. Kozmik ışın çalışmaları parçacık fiziği alanında ilginç ve önemli bir konuya sahiptir. Bunlardan müonların yaşam sürelerini ölçmek amacıyla özel görelilik etkisini doğrulamak örneklerden biridir. Parite ihlali de, müon bozunumunda gözlemlenir. Kozmik ışınların açısız dağılım çalışmaları da yüksek enerjili müon etkileşim çalışmalarına, bir ışık tuttuğu için oldukça önemlidir [3].

Dünya atmosferinin üst kısmındaki kozmik ışın akı oranı, saniyede metrekare başına yaklaşık 1000 parçacık kadardır. Bu parçacıklar, birincil kozmik ışınlar olarak adlandırılır. Bu ışınların, yaklaşık % 79 u proton, %15 i helyum çekirdeği ve geri kalan kısmı ise oksijen, karbon ve demir gibi ağır çekirdeklerdir. Birincil kozmik ışınlar, çoğunlukla Güneş Sistemi dışından fakat Galaksi içinden gelmektedir. Kozmik ışınların enerji aralığı, birkaç GeV den,  $10^{20}$  eV'ye kadar oldukça geniştir. Kozmik ışınların kökeni ve nasıl böyle enerjiye sahip oldukları kozmik ışın fiziğinin temel sorusudur [3].

Parçacıklar Güneş Sistemine girdiği zaman, bu parçacıkların enerji spektrumları Güneş rüzgârları tarafından modüle edilir. Güneş hareketindeki 5 GeV den daha az enerji ile

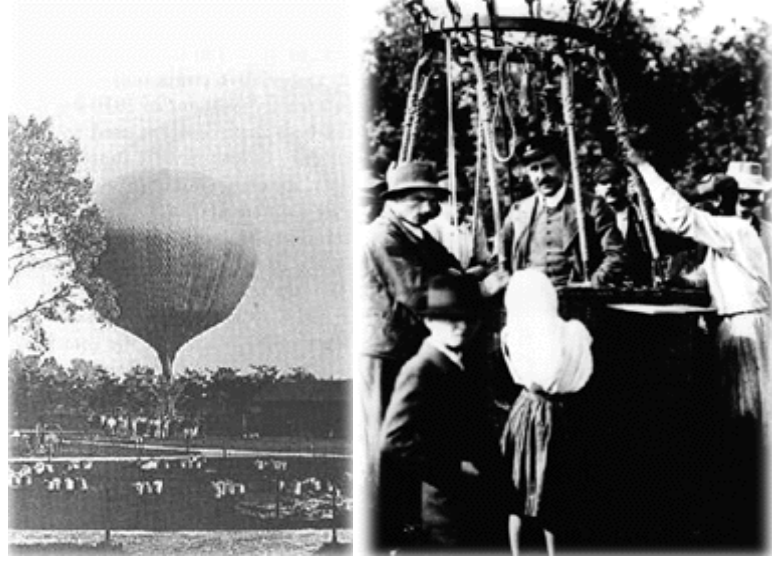
kozmetik ışınların şiddetinin güçlü bir bağlantısı vardır. 11-22 yıl şiddetli değişimler gözlenmiştir: Güneş hareketi daha yüksek olduğunda, kozmik ışın şiddeti tam tersine daha da düşer. Dünya'nın manyetik alanı modülasyonda da önemli bir rol oynar [3].

## **2.1.Kozmik Işınların Keşfi**

1900 yıllarının başlarında Fransız fizikçi Henri Becquerel, bazı parçacıkların sabit kalmayacağını başka parçacıklara dönüşeceğini ve bu süreçte de parçacıkların yayılacağını keşfetti. Bu parçacıklara “radyasyon” ve sürecin kendisine de “radyoaktif bozunma” adını verdi.

Radyoaktif maddelerin mevcudiyetindeki boşalmadan dolayı “elektroskop” olarak adlandırılan bir aracın farkına vardı. Elektroskop daha sonra radyasyon seviyesinin bir ölçüsü olarak kullanıldı. Elektroskop böylece 20.yy'ın ilk on yılında radyasyon ve radyoaktif maddelerin eğitimi için standart bir araç haline geldi.

Daha sonra Avusturyalı fizikçi Victor.F.Hess, Şekil 2.1 de görüldüğü gibi içinde elektroskop bulunan bir uçan balon aracılığıyla farklı yüksekliklerde radyasyon seviyelerinin ölçümlerini yaptı. Hess oksijen tankları olmadan 17.500 metre yüksekliğe kadar ulaştı. Şaşırtıcı bir şekilde, radyasyon seviyesinin yükseklikle arttığını gördü. Hess bunun nedenini dış uzaydan Dünya atmosferine giren radyasyon olduğunu anladı. Hess önce bu olguyu “Kozmik Radyasyon” daha sonra da “Kozmik Işınlar” olarak adlandırdı. Hess kozmik ışınların keşfinden dolayı 1936 yılında Nobel Ödülü'ne layık görüldü [2].



**Şekil 2.1** Avusturyalı fizikçi Victor.F.Hess, elektroskopla farklı yüksekliklerde radyasyon seviyelerinin ölçümlerini almak için, kullandığı uçan balon

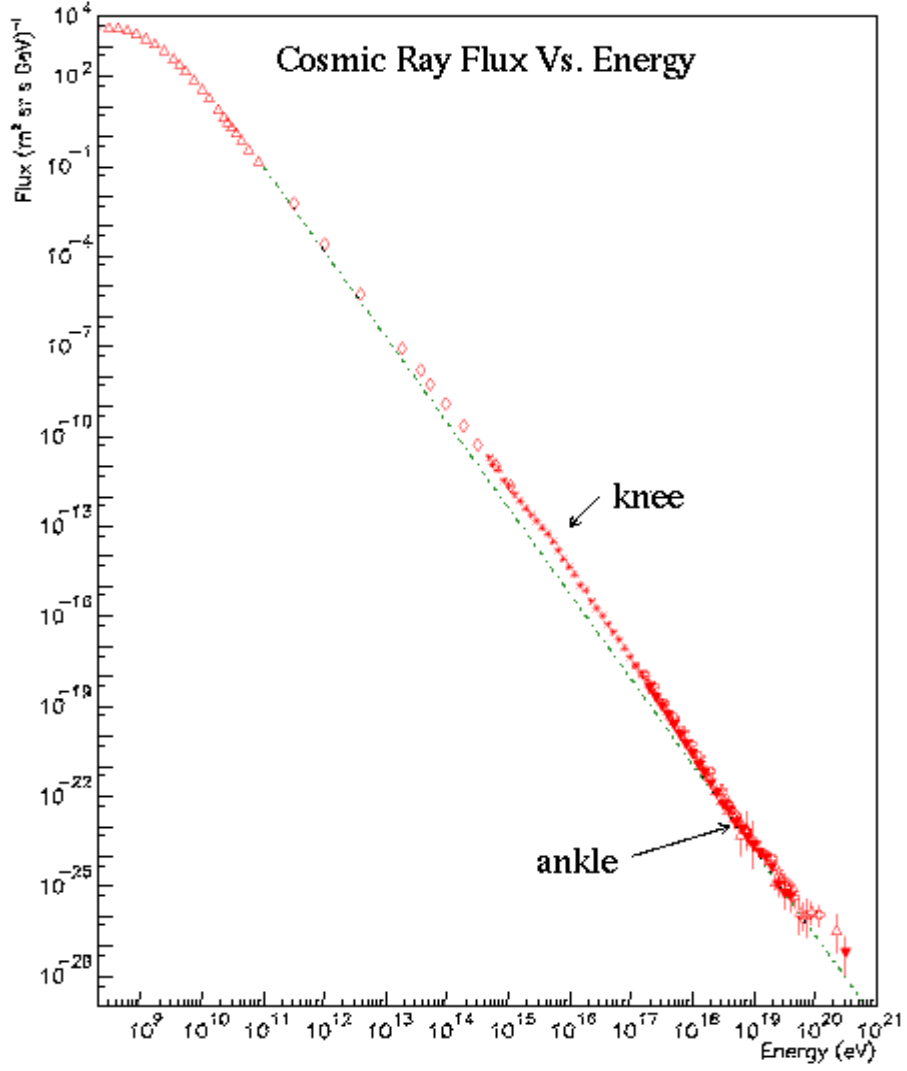
## 2.2.Ultra Yüksek Enerjili Kozmik Işıklar

Yeryüzüne ulaşan ultra yüksek enerjili kozmik ışınlar neredeyse ışık hızıyla yol almaktadırlar. İnsan yapımı parçacık hızlandırıcılarda üretilmiş en yüksek enerjili parçacıktan 50 milyon kat enerjik olabilirler. Yüksek enerjiye sahip bu ışınlar kolayca saptırılamazlar.

### 2.2.1.Kozmik Işıkların Enerji Spektrumları

Gözlenen Kozmik ışın enerjileri  $10^9$  ile  $10^{20}$  eV arasında değişmektedir. Bu aralığa sahip kozmik ışınların “akısı” (birim zamanda, birim alana, birim katı açı ile gelen parçacık sayısı) tek bir güç yasası ( $\sim E^{-3}$ ) gibi görünmektedir. Enerji ile akının değişimi “Enerji Spektrum” olarak ifade edilir. Bu spektrum, aşağıdaki şekilde gösterilmiştir.

Sadece birkaç belli yapılar ile enerji, 10 yıl içinde düzgün bir eğri olarak görünmektedir. Bunların çoğu belirli yerel spektral endeksi küçük, yaklaşık  $10^{15}$  ve  $10^{18}$  eV ani değişikliklerdir. Kozmik ışın alanı içindeki, bu özellikler genellikle “knee (diz)” ve “ankle (ayak bileği)” olarak ifade edilir [4].



Şekil 2.2 Kozmik ışın akılarının enerjiye bağlılığı



### 2.2.2. Enerji Spektrumu ve Kozmik Işınlara Gözlenmesi

Verilen enerji aralığındaki kozmik ışınlarla ilgili teknikler varış oranına oldukça bağılı olarak gözlenir. Şekil 2.2 'de görüldüğü gibi  $10^{11}$ - $10^{12}$  eV aralığındaki enerji spektrumunda kozmik ışınların akısı yaklaşık olarak metrekafe başına bir parçacık şeklindedir. Bu oran doğrudan gözlem için yeterince yüksektir.

Atmosfer Hess'in kendi deneylerinde de gösterdiği gibi kozmik ışınların birçoğunu soğurur. Taban durumda gözlenen ışın aslında birincil kozmik ışınlarla havanın etkileşimi sonucunda üretilen ikincil parçacıklardır. Birincil kozmik ışınları doğrudan ölçmek için, gözlemeleme cihazı atmosferin üzerine yerleştirilmelidir. Bu genellikle cihazın Dünya yörüngesindeki uydularda (veya gelecekte Uluslararası Uzay İstasyonu'nda (International Space Station-ISS)) 100000 feet'in yukarısına kadar uçabilen yüksek rakımlı balonlarla taşınmasıyla elde edilir. ISS'ye yerleştirilmesi planlanan bir detektör örneği kozmik ışınlardaki nükleer anti madde'yi araştırmak üzere tasarlanan AMS ( Alpha Magnetic Spectrometer )' dir [5].

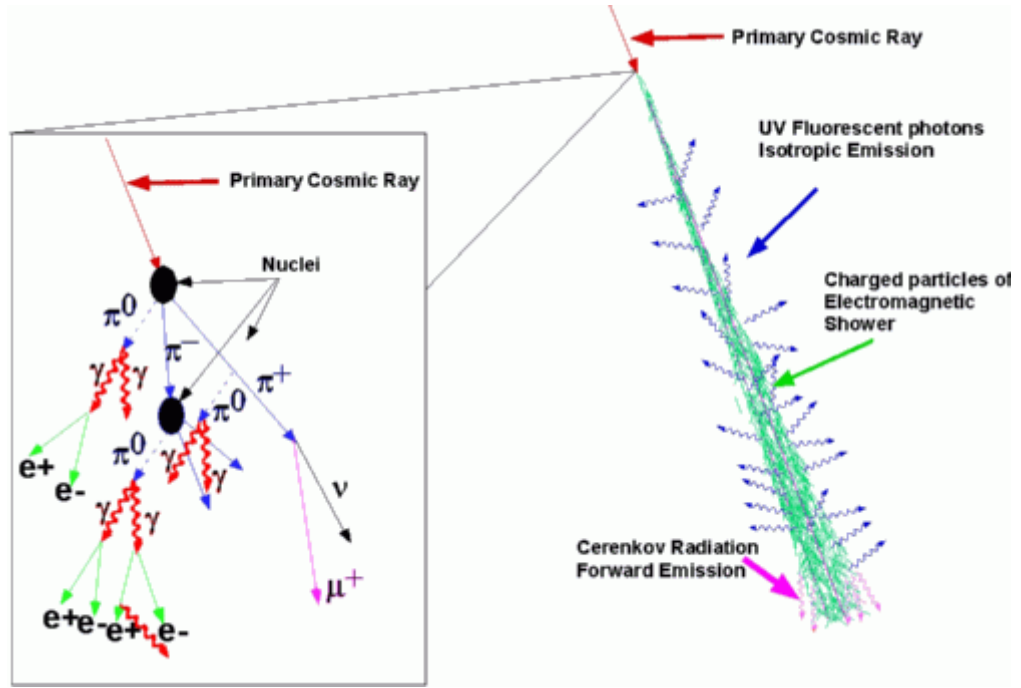
Şekil 2.2 deki  $10^{15}$ - $10^{16}$  eV üzerindeki enerji değerlerinde kozmik ışınların akısı bir yılda metrekafe başına bir parçacıktan da az bir seviyeye düşer. Bu oran yeteri sayıda parçacık toplamak için uçan çok büyük detektörler gerektireceği gibi doğrudan ölçümleri verimsiz kılar. Farklı bir metoda ihtiyaç duyulmaktadır.

### 2.2.3.Kapsamlı Hava Duşları (Extensive Air Shower-EAS)(Sağanakları)

70 yıldan fazla bir süredir fizikçiler Dünya atmosferini algılama cihazlarından biri olarak kullanarak  $\sim 10^{14}$  eV den fazla enerjiye sahip kozmik ışınlar üzerinde çalışmaktadırlar. Bu teknik, yüksek enerjili kozmik ışınlarla havanın etkileşmesiyle ilişkili olarak ikincil parçacıkların üretilmesinden yararlanır. Süreç, birincil kozmik

ışının atmosferin üst kısmına yakın bir çekirdekle çarpışması ile başlar. İlk çarpışma büyük çoğunluğu pi-mezon olan 50'den fazla ikincil parçacık üretir.

Pionlar pozitif yüklü, negatif yüklü ve nötr olmak üzere üç farklı çeşni şeklindedir. Bütün pionlar kararsızdır ancak yüklü pionlar göreceli olarak uzun ömürlüdür ve muhtemelen bozunmadan önce diğer bir çekirdekle çarpışır. Sonraki çarpışmalar ilk çarpışmanın doğasına benzer şekildedir. Bu süreç parçacıkların hadronik duş olarak nitelendirilen çağlayanlar oluşturmalarına neden olur.



Şekil 2.3 Atmosferde parçacıkların oluşumu

Üretilen pionların üçte biri nötrdür. Nötr pionlar oldukça kısa ömürlü olup neredeyse tamamı atmosferdeki çekirdekle etkileşmeden önce foton çiftlerine (gama ışınları) bozunur. Fotonlar, sırayla Bremsstrahlung yöntemi ile foton üretecek elektron-pozitron çiftleri oluşturmak için havadaki çekirdekle etkileşirler. Bu ardışık süreç elektromanyetik duş oluşumuna sebep olur. Hadronik duş başlı başına sürekli olarak

nötral pionlar üretir ve böylece yol boyunca ikincil elektromanyetik duşu başlatır. Gama ışını - birincil parçacık durumundaki parçacık duşu tamamen elektromanyetiktir.

Yüksek enerjili kozmik ışınların çoğunlukla yüklü çekirdeklerden oluştuğuna inanılmaktadır. Gama ışınlarının  $10^{12}$  eV kadar yüksek enerjilere sahip oldukları gözlenmiştir. Her iki çağlayan da jenerik olarak kapsamlı hava duşları olarak adlandırılır. Kapsamlı hava duşları Fransız fizikçi Pierre Victor Auger tarafından 1930 da keşfedilmiştir.

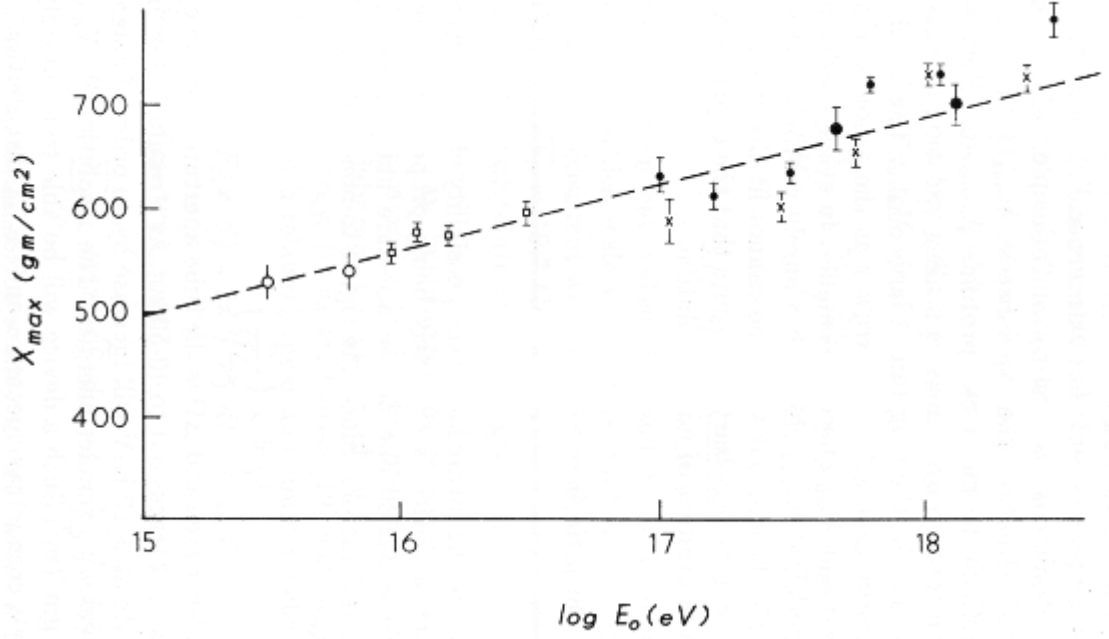
Atmosferde gelişen kapsamlı hava duşlarından giderek artan parçacıklar üretilir. Birincil parçacıkların Kinetik enerjilerinin küçük bir kısmı kütle enerjisine dönüşmektedir. Geri kalan enerji ise parçacık duşları üzerine aktarılır. Duşlardaki gelişim tekrar yeni bir parçacık duşu oluşamayacak enerjiye gelene kadar devam eder. Bu noktadaki kapsamlı hava duş gelişimine “Duş Maksimumu” (“Shower Maximum”) adı verilir. Bu maksimumun ötesinde duş parçacıkları dereceli olarak  $200 \text{ g/cm}^2$  oranında soğrulur.

#### **2.2.4. Duş Maksimumunun Özellikleri**

Duş Maksimumu'nun dikkate değer iki özelliği vardır. Birincisi maksimumda kapsamlı hava duşu her birincil kozmik ışınların taşıdığı her GeV enerji başına yaklaşık 1-1,6 parçacık içerir. İkincisi ise, Şekil 2.4 te görüldüğü gibi duş maksimumunda meydana gelen eğim derinliği birincil kozmik ışının enerjisiyle logaritmik olarak değişir.

Eğim derinliği verilen büyüme noktasında duş tarafından soğurulan malzemenin büyüklüğüne karşılık gelir ve alışıldığı gibi X sembolü ile gösterilir. X değeri; hava yoğunluğunun atmosferin üst kısmında hava duşunun giriş noktasından istenen noktaya kadar duşun bıraktığı iz boyunca integralinin alınmasıyla hesaplanır. X'in birimi

yoğunluğun ( $\text{g/cm}^3$ ) uzunlukla (cm) çarpımı şeklindedir. Dikey bir yol boyunca ilerleyen hava duşu deniz seviyesinde  $\sim 1,000 \text{ g/cm}^2$  'ye erişir. Bu  $1,000 \text{ g/cm}^2$  değeri atmosferik basınç olarak ifade edilir. Eğimli bir duş deniz seviyesine erişmek için  $1,000 \text{ g/cm}^2$  den fazla hareket eder.



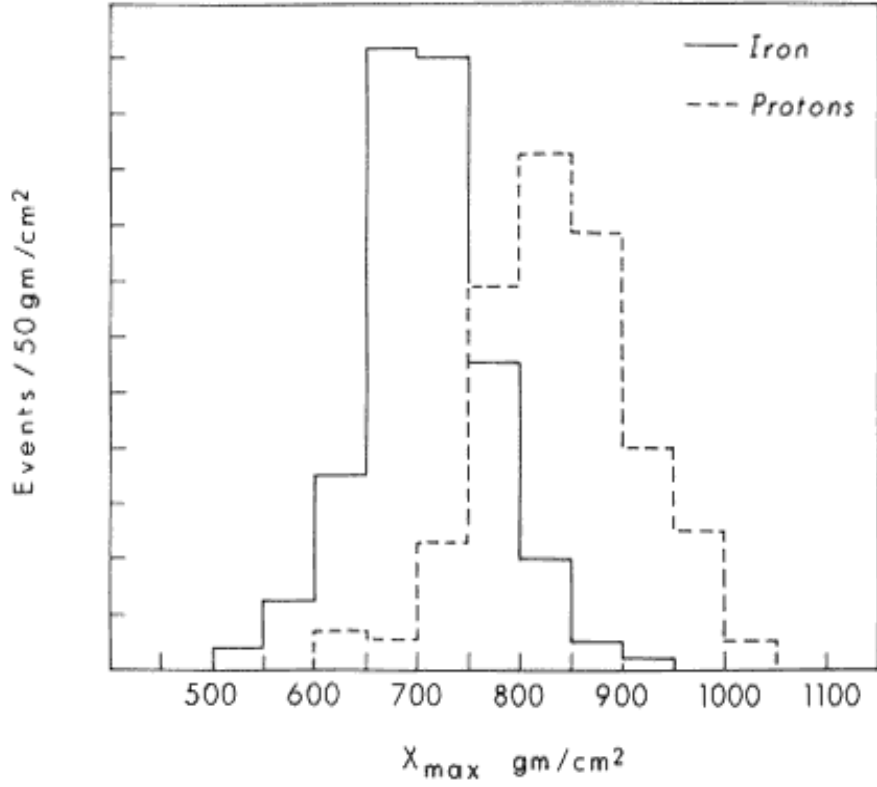
**Şekil 2.4** Duş maksimumunda meydana gelen eğim derinliği birincil kozmik ışının enerjisiyle logaritmik olarak değişimi

Şekil 2.4 de duş maksimumunun derinliği  $X_{\max}$  ile tanımlanır ve enerjinin bir fonksiyonu olarak ölçülen ortalama  $X_{\max}$ 'ın bir derlemesini göstermektedir.  $10^{15} \text{ eV}$  enerjide  $500 \text{ g/cm}^2$  değeriyle ortalama  $X_{\max}$ , enerjinin her onluk değeri için  $60\text{-}70 \text{ g/cm}^2$  ye kadar artmaktadır.

Ölçülen  $X_{\max}$  değeri birincil kozmik ışın bileşiminin bir ölçüsü olarak kullanılabilir. Protonlar için havadaki hadronik etkileşme uzunluğu yaklaşık  $70 \text{ g/cm}^2$  kadar olup daha ağır çekirdekler için daha kısadır. Bu da daha ağır elementlerce indüklenen kapsamlı hava duşunun atmosferin daha yüksek kısımlarında ilk etkileşmenin değer

kaybetme eğiliminde olduğu anlamına gelir. Böylece daha hafif elementlerce aynı enerjide başlatılan duştan daha sık bir  $X_{max}$  değeri elde edilir.

Şekil 2.4 demir çekirdekleri ve  $10^{19}$  eV enerjili protonlarca indüklenen hava duşları için benzetimi yapılan  $X_{max}$  dağılımını göstermektedir. İki dağılım ayrıdır ancak her biri olay olay ayrılması çok zor dalgalanmalar yapar. Bunun yerine bileşim çalışması Şekil 2.5 de görüldüğü gibi çok sayıda olaylar üzerinden ortalama  $X_{max}$  değerinin istatistiksel çalışmalarıyla sınırlandırılır [5].



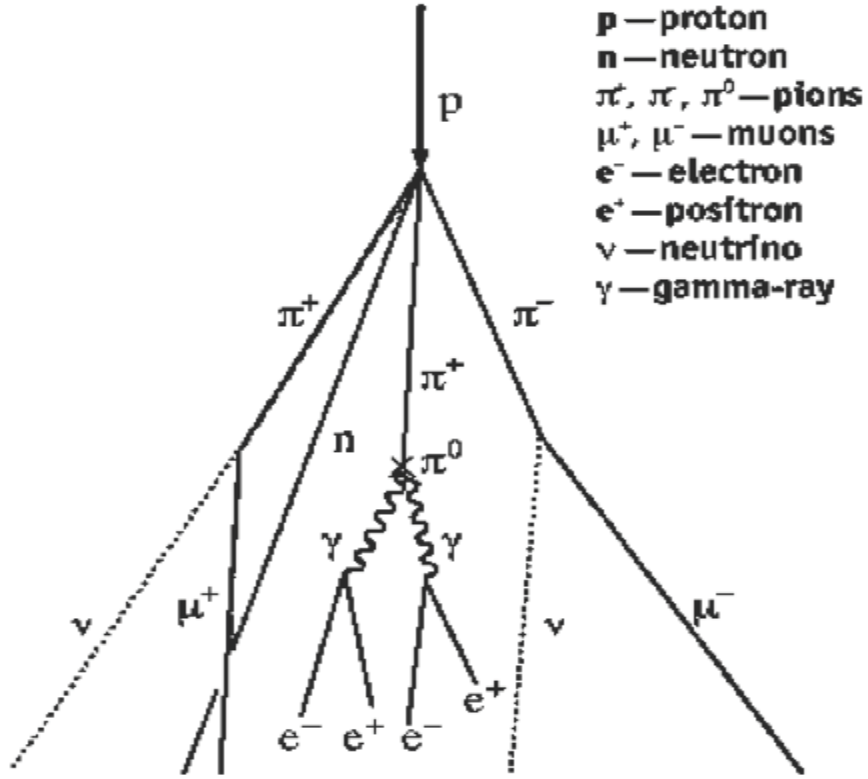
Şekil 2.5 Çok sayıda olaylar üzerinden ortalama  $X_{max}$  değerinin istatistiksel çalışmaları

### 2.3.Müonlar

1937’de Anderson ve öğrencisi Neddermeyer kozmik ışınlar arasında kütlesi 100 MeV civarında olan bir parçacık gözlemladiler. Bu değer Yukawa’nın tahminine çok güzel uyduğu için dikkatler Yukawa teorisine çekildi. Fakat daha sonra 10 yıl içinde Anderson ve öğrencisi gözlediği parçacığın Yukawa’nın öngördüğü mezon olmadığı anlaşıldı. Bu yeni parçacığa müon veya  $\mu$  parçacığı adı verildi. ( $+\mu$ ) ve ( $-\mu$ ) gibi artı ve eksi yüklü iki müon olduğu görüldü. Pion ve müonlar arasındaki en önemli fark şudur; Kuvvetli etkileşimin aracı parçacığı olan pi mezonu çekirdeklerle kuvvetli etkileşimler yapar. Oysa Anderson ve Neddermeyer’ in müonu çekirdekle çok zayıf etkileşir. Örneğin, negatif müonların çekirdek etrafında atomik yörüngelerde tutulduğu gözlenmiştir. Eğer müon Yukawa’nın öngördüğü parçacık olsaydı kısa sürede çekirdek tarafından soğurulur ve çekirdeği parçalayacak kadar enerji açığa çıkardı. Oysa müon atomik yörüngede uzun süre kalıp sonra kendiliğinden bozunduğu gözlenmiştir. Bu ve diğer birçok nedenlerle müon Yukawa’nın öngördüğü kuvvetli etkileşimin aracı parçacığı olmadığı kanıtlanmıştır. Müonların kuvvetli çekirdek etkileşmesiyle hiçbir alakası yoktur.  $-\mu$  ve  $+\mu$  birbirinin anti parçacığı olup, her bakımdan elektron ve pozitron çifti gibi davrandığı gözlenmiştir [6].

$$\pm\mu \rightarrow \pm e + \nu + \bar{\nu}$$

Müonların da spini  $\frac{1}{2}$  ve manyetik momentleri Dirac teorisinin öngördüğü değerdedir [6]. Atmosferde müon oluşumu Şekil 2.6 da görülmektedir.



Şekil 2.6 Atmosferdeki çarpışmalar sonucu müon oluşumu [7]

### Müonların relativistik yolculukları

Parçacık fizikçileri gün geçtikçe zaman genişmesi etkisini sürekli incelemektedir. Bazı parçacıkların yaşam süreleri çok kısadır. Örneğin, müonlar ortalama 2,2 mikro saniye ( $\mu\text{s}$ ) içinde bozunurlar. Bu süreci, parçacığın içindeki bir saatin işlemesi olarak da yorumlamak mümkündür. Parçacığın yaratıldığı anda bu saatin çalışmaya başladığını düşünürsek, bozunma gerçekleştiğinde, iç saat ortalama olarak 2,2  $\mu\text{s}$  gösteriyor [8].

Eğer müon bize göre hızla hareket ediyorsa, bu iç saat bize göre daha yavaş çalışır. Dolayısıyla, parçacığın yaratılıp bozunduğu süreç içinde, müonun iç saati ortalama aynı değeri gösterir, ama bizim saatimiz daha uzun bir süre ölçer. Kısacası, eğer parçacık hareket ediyorsa, bize göre ortalama yaşam ömrü de uzar.

Uzaydan Dünya'mıza gelen yüksek enerjili kozmik parçacıklar, atmosferin üst tabakasında atomlarla çarpıştıklarında çeşitli yeni parçacıkların ortaya çıkmasına neden olur. Bu parçacıklardan birisi de müondur. Çarpışma yüksek enerjili olduğu için de müonlar yüksek hızlarla, ışık hızına çok yakın hızlarla hareket etmektedir.

Atmosferin üst tabakalarında yaratılan bu müonların nasıl olup da yeryüzüne, ta deniz seviyesine kadar indiklerini açıklayabilmek için zamanı dikkate almazsak, müonlar yaşam süreleri içinde ortalama sadece 660 metre yol alabilir. Bu durumda da, müonların büyük çoğunluğunun deniz seviyesine ulaşmadan, yolda bozunması gerekirdi.

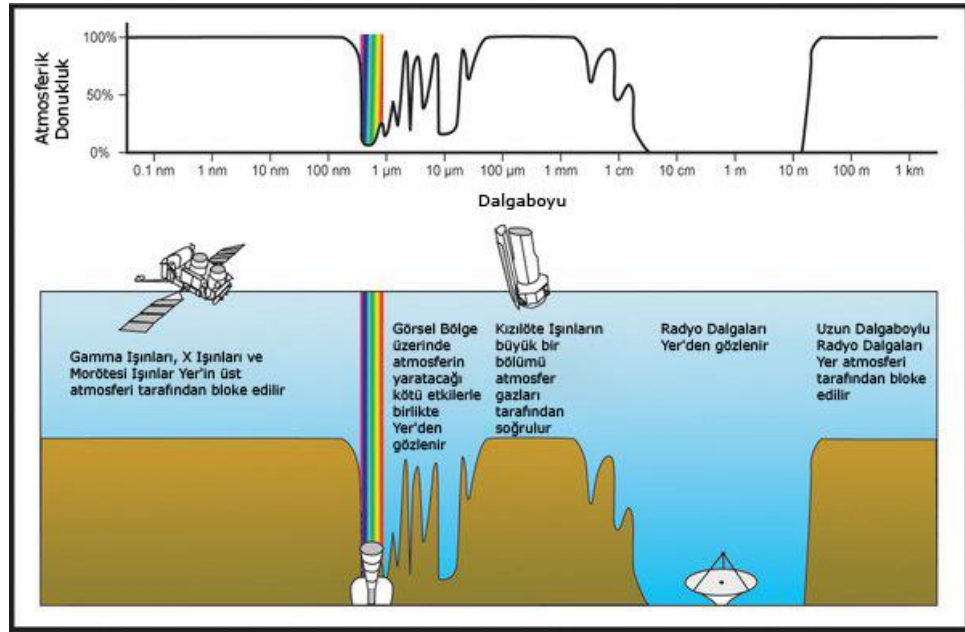
1940'larda yapılan bir deneyde, bu müonların akısı deniz seviyesinde ve bir dağın zirvesinde ölçülmüş ve bu akıların çok farklı olmadığı görülmüş. Dolayısıyla, dağın zirvesi seviyesinden geçen müonların çok azı yolda bozunuyor, büyük çoğunluğuysa deniz seviyesine kadar inebiliyor. Böyle bir sonuç ancak zaman genişmesiyle, müonların ortalama yaşam süresinin bize göre daha uzun olmasıyla açıklanabilir [8].



### **3.DETEKTÖRLER VE DETEKTÖR PROTİPLERİNİN TANIMLANMASI**

#### **3.1.Detektörler (Algılayıcılar)**

Elektromanyetik tayf, gama ışınlarından radyo dalgalarına kadar olası tüm frekanslardaki, elektromanyetik ışınımın (dalgaların) dağılımıdır. Bu ışınım, temel olarak foton-atom etkileşmesi ile ortaya çıkar. Ancak bu elektromanyetik dalgaların çoğu Dünya atmosferi tarafından soğurulur ve elektromanyetik ışınımın sadece belirli frekanslarına sahip ışınımının yer yüzeyine ulaşmasına izin verilir. Biz buna “Atmosferik Pencere” diyoruz. Yer atmosferi 300-1000 nm dalga boyundaki ışınların geçmesine izin verir. Yüksek enerjili UV ışınları Yer atmosferindeki ozon ve moleküller tarafından soğurulur, X-ışınları atmosferdeki atomlar tarafından soğurulur ve gama ışınları ise çeşitli atom çekirdekleri tarafından soğurulur. Uzun dalga boyuna sahip radyo dalgaları ise Yer atmosferini saran iyonosfer katmanından geri yansıtılır. Ancak birkaç milimetreden-birkaç metreye kadar olan radyo dalgaları hiç soğurulmadan Yer atmosferini geçebilir. Yakın kırmızı öte ve milimetre dalga boyuna kadar olan ışınım ise üst atmosferimizdeki su buharı ve karbondioksit tarafından soğurulmaktadır. O halde Atmosferik Pencereyi iki kısma ayırabiliriz; 0.001 - 30 m arası radyo pencere ve 300 – 1000 nm dalga boyu aralığını kapsayan optik pencere [9].



Şekil 3.1 Atmosferik geçirgenlik

Optik pencere veya bir başka deyişle Görsel pencere, gözün duyarlılık eğrisine yakın olduğu bir bölgedir. Yani optik pencere gözün algılayabildiği dalga boyu aralığı içerisinde yer alır ve insan gözü bizim bugüne kadar bildiğimiz en eski detektördür. Ancak yakın bir zamana kadar en iyi olduğunu düşündüğümüz detektörümüzün aslında yetersiz bir ışık algılayıcısı olabileceğini bilmiyorduk. 1900'lü yıllardan bu yana hızla gelişen teknolojiye paralel olarak bilim insanlarının vizyonu da çok değişti. Gelişen teknoloji ile birlikte göz'den daha iyi ışık toplama ve saklama yeteneğine sahip algılayıcılar geliştirildi. Bunun bir sonucu olarak, astronomların çalışma alanları gelişti ve çeşitlendi. Detektör olarak tanımladığımız, elektromanyetik dalga formundaki enerji akısını ölçülebilir niceliklere çeviren ve kayıt edilmesini sağlayan cihazlar geliştirildi [9].

### 3.1.1.Parçacık Detektörleri

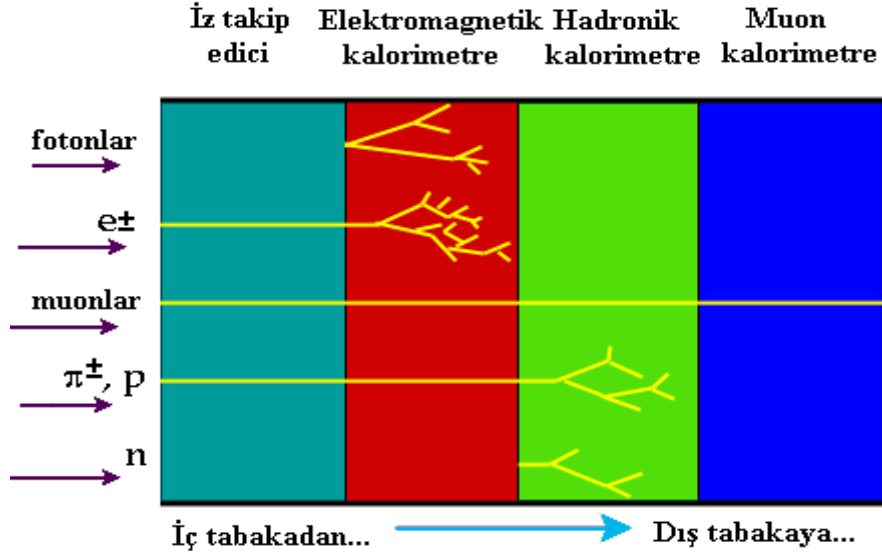
Hızlandırıcılar kullanılarak parçacıklar çarpıştırıldığında enerjinin maddeye dönüşmesi sonucu birçok yeni parçacık oluşur. Bu parçacıkları kabul etmek ve bir takım fiziksel parametrelerini ölçmek için detektörler kullanılır. Detektörler amaca yönelik olarak değişik maddelerden ve farklı geometrilere yapılır. Bir parçacık detektörünün amacı aşağıdaki gibidir;

- Parçacıkların yükünü, momentumunu ve yönünü ölçmeli,
- Çarpışmada oluşan elektronlar, fotonlar gibi elektromanyetik etkileşen ve proton, pion gibi hem elektromanyetik hem de kuvvetli etkileşen kararlı parçacıkların taşıdıkları enerjiyi ölçmeli,
- Çarpışma sonucunda oluşan elektronlar ve müonlar gibi parçacıkları tespit etmeli,
- Nötrinolar gibi sadece zayıf etkileşen ve bu nedenle de varlanmaları oldukça zor olan parçacıkların varlığını, momentum veya enerji korunumundan tespit etmeli,
- Takip eden iki çarpışmayı birbirinden ayırt edebilecek kadar hızlı çalışmalı,
- Radyasyon etkilerine karşı dayanıklı olmalıdır,
- Ölçülen bilgiler de gerekli kayıt sistemleri kullanılarak kaydedilmelidir.

Genel bir parçacık detektörü, etkileşme noktasının etrafını çevreleyen soğansı yapıda bir çok alt detektörden meydana gelir. Böyle bir yapı etkileşen ve her yöne gidebilen parçacıkların çoğunu yakalayıp ölçümlerini sağlar. Böyle bir detektörde genel yapı içten dışa doğru olmak üzere genellikle aşağıdaki gibidir;

- Köşe (Vertex) Detektörleri
- İz Takip Edici (Tracking) Detektörler
- Kalorimetreler
- Müon Odacıkları

Genel bir parçacık fiziği detektörünün yapısı ve içinde hangi parçacıkların hangi detektörde sinyal bıraktığı ise Şekil 3.2 'de görülmektedir [10].



Şekil 3.2 Genel amaçlı bir detektörün yapısı ve böyle bir detektörde parçacıkların etkileştiği bölümler

### 3.1.1.1. Sintilatör Detektörleri

Dünya üzerinde elde edilemeyecek kadar yüksek enerjilere sahip ve yüklü parçacıklardan oluşan kozmik ışınlar, en çok araştırılan bilimsel olaylardan biridir. Bu yüzden kozmik ışınların etkileri, nereden geldikleri veya net kaynakları ve akı oranlarını incelemek oldukça önemli bir husustur.

Böylelikle çeşitli açılarla gelen kozmik ışınları incelemek ve ölçmek amacıyla Kafkas Üniversitesi'nde kozmik ışın ölçme detektör sistemi tasarlanmış ve bu kapsamda düzenekler kurulmuştur. Bu düzenekler belirli mesafe (120-160 cm) ile ayrılmış sintilatör karoları, foto çoğaltıcı tüpler, gelen sinyallerin kayıt altına alınmasını sağlayan DRS4 ve bir bilgisayardan oluşmaktadır. Kafkas Üniversitesi proje kapsamında

tasarladığımız sintilatör detektörleri sayesinde yüksek rakımlı (~1760 m) Kars iline ulaşan kozmik ışınları ölçerek analizlerini yaptık. Şekil 3.3 de de görüldüğü üzere farklı foto çoğaltıcılar kullanılarak detektörler tasarladık.



(1)



(3)



(2)



(4)

**Şekil 3.3** Kafkas Üniversitesi Yüksek Enerji Fiziği Laboratuvarımızda Tasarladığımız Sintilatör Detektörlerinden Bazıları

Şekil 3.3 deki sintilatör detektörleri farklı özellikte foto çoğaltıcı tüplerden, sintilatör karolarından ve ışık yolundan oluşturulmuştur. Bu detektörlerle farklı deney düzenekler kurularak ölçümler alınmıştır. Şekil 3.4 ve Şekil 3.5 de kurulan bazı deney düzenekleri gösterilmiştir.



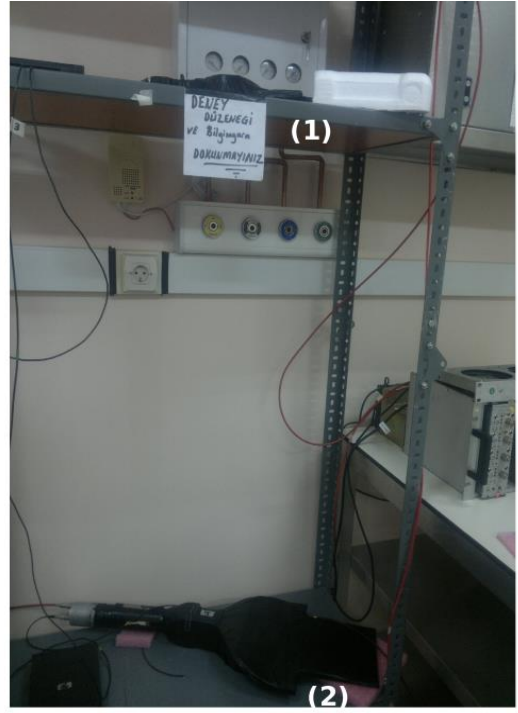
(1)



(2)



**Güç Kaynağı**

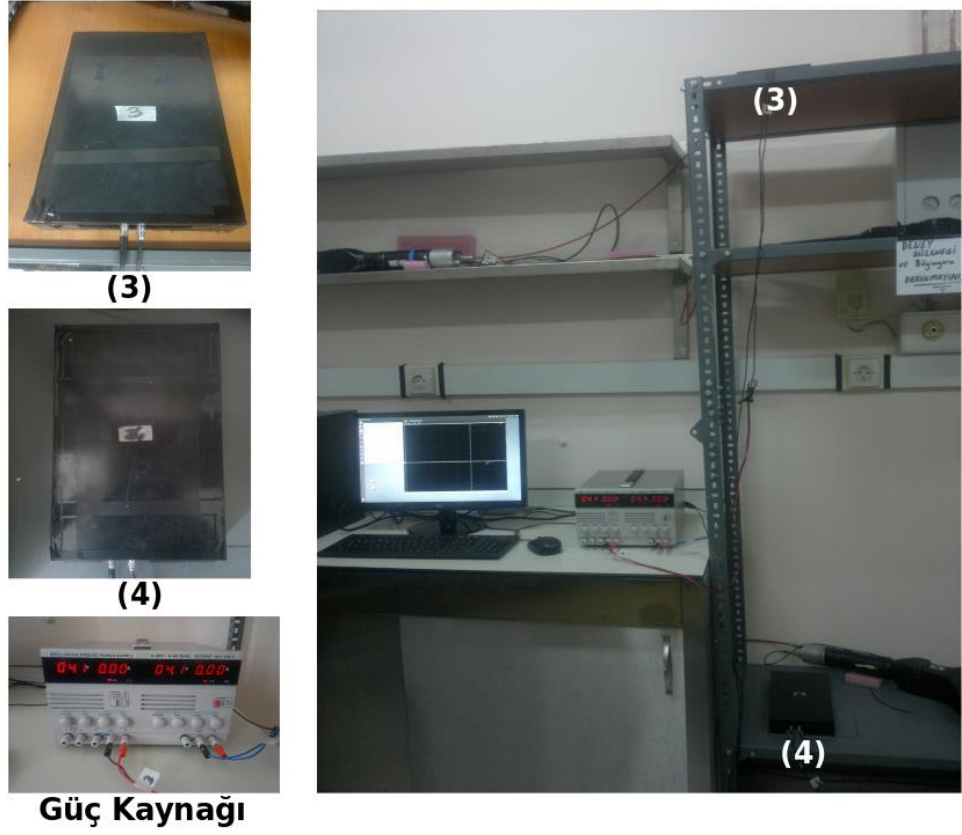


(1)

(2)

**Şekil 3.4** Yüksek voltajlı foto çoğaltıcı tüplerle tasarlanan detektörlerden oluşmuş deney düzeneği

Şekil 3.4 deki Deney düzeneğimiz; yüksek voltajlı 2 adet foto çoğaltıcı tüp, ebatı 19x19 cm<sup>2</sup> olan iki sintilatör karosu, sintilatör karosu ve fotoçoğaltıcı tüpün şekli ile uygun ışık yolu, 4 kanallı 6000 V a kadar aynı anda 4 adet foto tüpe yüksek voltaj verebilecek kapasiteye sahip Güç Kaynağı (Power Supply-N1130), veri okuyucu DRS4 ve bir adet bilgisayardan oluşturulmuştur. (1) ve (2) detektörlere uygulanan potansiyel fark ise 1590 Volt, DRS4 te tetikleyici değeri de – 10 mV dur.



Şekil 3.5 Düşük voltajlı foto çoğaltıcı tüplerle tasarlanan detektörlerden oluşturulmuş deney düzeneği



Şekil 3.6 Düşük voltajlı foto çoğaltıcı tüp kullandığımız detektörün açık şekli

Şekil 3.5 deki Deney düzeneğimiz; düşük voltajlı 2 adet foto çoğaltıcı tüp, ebatları  $12 \times 12 \text{ cm}^2$  iki sintilatör karosu, MEILI isimli REGULATED DC POWER SUPPLY,

veri okuyucu DRS4 ve bir adet bilgisayardan oluşturulmuştur. (3) ve (4) detektörlere uygulanan potansiyel fark 4.1 Volt ve DRS4 te tetikleyici değeri de – 10 mV dur.

### **3.2. Detektör Protiplerin Tanımlanması**

#### **3.2.1. Sintilatörler**

Radyoaktif ışınlar bir maddenin atom ve molekülleriyle etkileşime girdiğinde enerjisine göre, madde içinde iyonizasyon ya da eksitasyon meydana getirir. Şayet radyasyon enerjisi her iki olayı da meydana getiremeyecek kadar düşük ise, etkileştiği ortamdaki moleküller arasında sadece bir titreşim meydana getirir ve yok olur. Üzerine düşen radyasyon enerjisi ile orantılı olarak dışarıya görünür ışık yayan cisimlere sintilatör denilir. Mesela aralarında sodyum iyodür, antrasin, naftalin ve fenantirinin bulunduğu sintilatörlere bir tek yüklü parçacık, X-ışını veya  $\gamma$ -ışını çarptığı zaman, bir ışık pırlıltısı meydana getirirler. Sintilatörlerden yayılan görülebilir ışıklara da sintilasyon(ışılıtı) denir. Bu ışık pırlıltıları elektrik pulslarına dönüştürülür ki, daha sonra bu pulslar yükseltilerek, sayılabilir anlamlı sinyallere dönüştürülürler [11].



**Şekil 3.7.** Sintilatör detektörü yapımı için kullandığımız sintilatör karosu



Radyasyon detektörleri sintilasyonları alıp, değerlendirilen aletler olup, bunlar sintilasyon detektörleri (sayaçları) olarak da adlandırılırlar. Nükleer spektroskopideki ihtiyaçlara cevap verebilecek yüksek verimli ve uygun çözme gücüne sahip aletler, sintilasyon sayaçları 1950'lerde geliştirilmiştir. Son yıllarda özel gayeler için sıvı sintilatörler kullanılmaktadır . Sintilasyon sayaçları üç ana elemandan oluşur;

- Işıltı kristali (scintillatör)
- Işık-Elektrik dönüştürücüsü (foto çoğaltıcı)
- Elektronik yükselteç

Işıltıcı, organik veya inorganik malzemeden yapılmış tek kristalden, plastik flor, aktive edilmiş bir cam veya sıvıdan olabilir. Foto çoğaltıcı, ışık darbelerini elektronik darbelere dönüştürür. Elektronik yükselteç ise, sinyalleri ölçüm işlemi için yükseltirler. Sintilasyon sayaçlarının gaz-dolu sayaçlardan fazla olarak sahip olduğu avantajlar vardır;

- Hassas hacim genellikle katı halde olduğundan, x-ışınları veya  $\gamma$ -ışınları deteksiyonundaki verim Geiger sayaçlarının % 10'luk verimine kıyasla oldukça yüksektir.
- Sayacın çözme zamanı  $10^{-6}$  saniyeden  $10^{-9}$  saniyeye kadar değişir. Böyle kısa çözme zamanı, yüksek-hızlı saymaları kayıpsız olarak mümkün kılar.
- Sintilasyon sayacının çıkış pulsunun büyüklüğü gelen gama ışınlarının enerjileriyle doğru orantılı yapılabilir.
- Radyasyon kaynağı, katı sintilatörün çok yakınında, bazen içinde bile, tutulabileceğinden ince pencerelerin kullanılmasına gerek yoktur .

İyonlaşma sonucu oluşan elektronlar, elektronik pulslarla oluşan elektronlarla aynı değildir. İyonlaşma elektronuyla puls elektronları arasında bir aracı vardır, bu ışıktır. Gelen radyasyon detektöre girer ve atomları uyarılmış düzeylere çıkaran çok fazla

sayıda etkileşme yapar. Uyarılmış durumlar hızla, görünür bölgede ışık yayınlarlar bu şekildeki materyallere flüoresans denir. Işık foto duyarlı yüzeye çarparak foton başına en çok bir foto elektron salınmasına neden olur. Bu ikincil elektronlar foto çoğaltıcı tüpte çoğaltılır, hızlandırılır ve çıkış pulsları şekline dönüştürülür.

Bir sintilatörün çalışmasını anlamak için, enerjinin soğurularak, elektronların uyarılmış durumlara çıkmasıyla ilgili mekanizmayı düşünmemiz gerekir. Temel olarak iki tip sintilasyon detektörü vardır, birisi inorganik diğeri organik materyaller içerir [11].

### **3.2.1.1.İnorganik Sintilatörler**

İnorganik sintilasyon detektöründe NaI(Tl), senelerden beri ve hala en iyi x ışınları ve gama algılayıcısı olarak kullanılmaktadır. Talyum ile aktivite edilmiş sodyum iyodür NaI(Tl) en küçük ışıltı kristalidir ve tıbbi cihazlarda kullanılır. Ayrıca kozmik ışın araştırmalarında kullanılan binlerce metreküp hacminde sıvı ışıltıcıları da mevcuttur. Bu cihazın nemden korunmasına ve tamamen kapalı olarak saklanmasına dikkat etmek gerekir.

Genelde ışık çıkışı, emilen foton enerjisi ile orantılı olur. Böylece darbe yüksekliği aynı zamanda emilen foton enerjisinin bir ölçüsüdür ve bilinen foton enerjileri ile kalibrasyonu yapıldığı zaman, cihaz spektrometre olarak kullanılabilir. NaI(Tl) 'ün bozunma ömrü, 230 ns civarında olup, düşüktür. Talyum katkısı olmadan sodyum iyodürün, sıvı azot sıcaklığında (77K) çalışıldığı zaman sadece 65 ns' lik bir bozunma ömrü vardır.

En çok kullanılan bir başka inorganik sintilatör CsI(Tl), oda sıcaklığında NaI(Tl)'den %10 'dan daha düşük mertebelerde ışık çıkışı verecek şekilde kullanılabilir. Ancak diğerlerine göre şok dayanımı daha yüksektir. Emme katsayısı da NaI(Tl) 'e göre daha yüksektir. Bu iki avantajdan dolayı da uzay taşıtlarında ve uydularda kullanılır [11].

### **3.2.1.2. Plastik ve Sıvı Organik Sintilatörler**

Plastik ve sıvı organik sintilatörler, inorganik sintilatör kristallerin imalatından daha hesaplı ve daha büyük hacimlerde yapılabilir. Genellikle inorganik ışıltı kristallerinden çok daha hızlı tepkime zamanına sahip olup, kendi ışıltısına geçirgenlik gösterirler ve büyük boyutlarda kullanılabilirler.

Organik sintilatörlerin, en geniş kullanım alanı sıvı ışıltı sayımı olmaktadır. Birçok tipteki biyolojik numuneler, ışıltıcı ile birleştirilmektedir ve bunu gerçekleştirmek için yayımlanan ışığı minimum ölçüde harcamak, minimum kimyasal ışımaya sağlamak ve minimum düzeyde güç sarf etmek gerekir.

Organik sintilatörlerin verimlerini yükseltmek için bazı katkı maddeleri ilave edilebilir. Bor ve gadaliniyum katkısı nötron algılanmasında cihazın verimini artırır. Kalay ve kurşun ise gama ışınları için, hem sıvı hem de plastik ışıltıcılarda, algılama gücünü arttıran maddelerdir [11].

### **3.2.2. Foto Çoğaltıcılar (PMT)**

Foto çoğaltıcılar, ışığı ölçülebilir bir elektrik akımına dönüştüren aygıtlardır. Oldukça duyarlıdır ve nükleer ve yüksek enerji fiziğinde daha çok sintilatör detektörü ile birlikte kullanılırlar. Kullanımları oldukça çeşitlidir [12]. Şekil 3.8'de Hamamatsu firmasının üretmiş olduğu PMT'lerin farklı türleri ve boyutları gösterilmiştir.



**Şekil 3.8** Çeşitli tür ve boyutlardaki foto çoğaltıcı tüpler (Hamamatsu,2006)

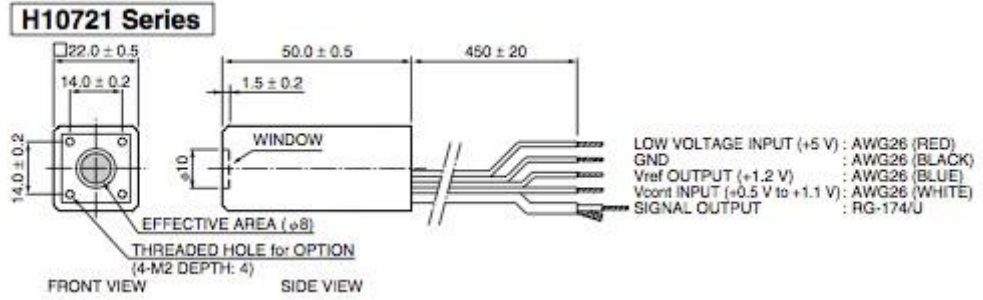
Detektörlerimizde yüksek ve düşük voltajlı 2 çeşit foto çoğaltıcı tüp kullandık. Bunlardan birincisi: Hamamatsu firmasının üretmiş olduğu düşük voltajlı H10721-110 modeli olup, yarı iletken bir yapıya sahiptir. Fotokatod olarak bialkali madde kullanılmıştır. Tablo 3.1 de foto çoğaltıcı tüpün özellikleri, Şekil 3.9 da foto çoğaltıcı tüpün resmi, Şekil 3.10 da ise şematik resmi gösterilmiştir.



**Şekil 3.9** Detektörlerimizde kullandığımız H10721-110 model foto çoğaltıcı tüp

Tablo 3.1 H10721-110 model PMT özellikleri[13]

<b>Tip</b>	<b>Akım çıkış tipi</b>
<b>Fotokatod Alan Boyutu</b>	<b>Dia.8 mm</b>
<b>Dalgaboyu (Kısa)</b>	<b>230 nm</b>
<b>Dalgaboyu (Uzun)</b>	<b>700 nm</b>
<b>Dalgaboyu (Peak)</b>	<b>400 nm</b>
<b>Boyutlar (G x Y x D)</b>	<b>50.0 x 22.0 x 22.0 mm</b>
<b>Giriş Gerilimi</b>	<b>4,5-5,5 V</b>
<b>Maks. Giriş Gerilimi</b>	<b>+5.5 V</b>
<b>Maks. Giriş Akımı</b>	<b>2.7 mA</b>
<b>Çalışma Sıcaklığı</b>	<b>+5 ile +50 deg.C</b>
<b>Depolama Sıcaklığı</b>	<b>-20 ile +50 deg.C</b>
<b>Ağırlık</b>	<b>80 g</b>



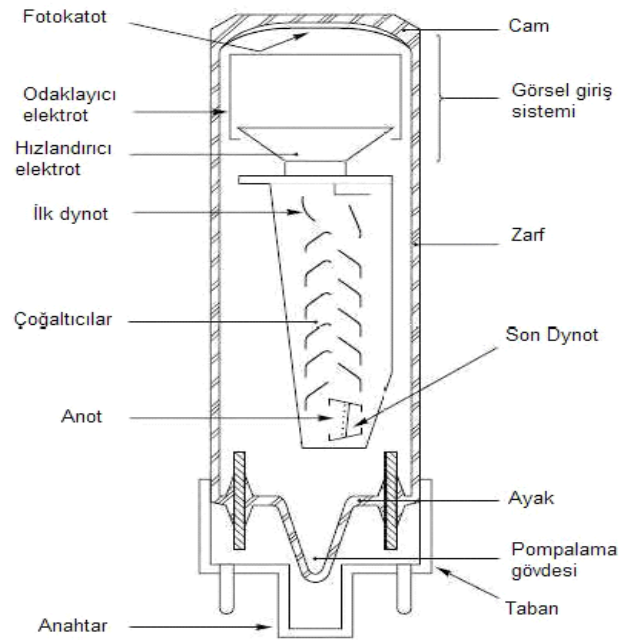
Şekil 3.10 H10721 model foto çoğaltıcının şematik resmi

Diğer kullandığımız foto çoğaltıcı tüp ise yüksek voltajlı foto çoğaltıcı tüp olup şematik resmi Şekil 3.12 de gösterilmiştir. Foto çoğaltıcı, foto duyarlılığı yüksek materyalden yapılmış bir katot, takiben bir elektron toplayıcı sistem, bir elektron çoğaltıcı bölüm (

dinotlar ) ve son olarak son sinyalin alındığı bir anottan meydana gelmektedir. Bütün parçalar havası boşaltılmış (vakum) bir cam tüp'e yerleştirilmiştir.



Şekil 3.11 Detektörlerde kullandığımız yüksek voltajlı foto çoğaltıcı tüp



Şekil 3.12 Philips, 1994 modelli yüksek voltajlı foto çoğaltıcı tüpün şematik şekli

Çalışması boyunca bir yüksek voltaj katot, dinot ve anoda uygulanır. Gelen bir foton fotokatodu etkilediği zaman, fotoelektrik etki ile bir elektron yayımlanır. Uygulanan yüksek voltajdan dolayı, elektron ilk dinota doğru yönelir ve hızlanır. İlk dinota çarparak enerjisinin bir kısmını dinottaki elektronlara transfer eder. Bu, ikincil elektronların yayımlanmasına neden olur. Bu elektronlar da bir sonraki diğer dinota yönelir ve hızlanmaya devam eder. Elektronlar sıradaki dinota çarpar ve yeni elektronların yayımlanmasını sağlar. Bu olay böylece devam eder ve bir elektron şelalesi dinotlardan aşağıya doğru oluşturulur. Anotta bu şelale, kuvvetlenir ve analiz edilebilir bir akım vermek için toplanır. Foto çoğaltıcılar sürekli bir biçimde; örneğin sabit bir aydınlatma altında, ya da sintilatör sayımında olduğu gibi puls biçiminde çalıştırılabilir. Her iki durumda da, eğer katot ve dinot sisteminin doğrusal olduğunu kabul edersek, foto çoğaltıcının çıkışında oluşan akım, doğrudan gelen fotonların sayısı ile orantılı olacaktır. Foto çoğaltıcılara bağlı bir sintilatör çiftinden oluşan bir radyasyon detektörü sadece parçacığın varlığı hakkında bilgi vermeyecek, aynı zamanda parçacığın enerjisi hakkında da bilgi verecektir [12].

### **Foto Çoğaltıcıyı Etkileyen Faktörler**

Fotoçoğaltıcıyı etkileyen üç etmen vardır. Bunlar; karanlık akım, sıcaklık etkisi ve çevresel faktörlerdir.

**Karanlık Akım:** Bir foto çoğaltıcı aydınlatılmasa bile küçük bir akım hala akar. Bu akım karanlık akım olarak adlandırılır ve çeşitli kaynaklardan ortaya çıkar:

- Katot ve dinotlar ki termoiyonik yayınım,
- Sızıntı akımlar,
- Radyoaktif kirlilik,
- İyonizasyon olayı,
- Işık olayı.

Isısal gürültü en temel bileşendir. Bu dağılım Richardson denklemi ile tanımlanır.

$$I = A T^2 \exp\left(\frac{-e\phi}{kT}\right)$$

Burada A bir sabit,  $\phi$  iş fonksiyonu, T sıcaklık [K] ve k Boltzmann sabitidir. Sıcaklığı azaltmak gürültünün bu bileşenini azaltır. Sızıntı akımları elektrotlardan kaynaklanır ve tabandaki pinlerin karanlık akıma büyük bir katkısı vardır. Radyoaktif materyaller fotokatotdan ya da dinotlardan elektron yayımına neden olabilirler. Radyasyon ya doğrudan elektrotlara çarpar ya da kendiliğinden floresans olayına neden olur. Her iki durumda da, küçük bir akım ortaya çıkar. Foto çoğaltıcı içinde kalan artık gazlar da ölçülebilir bir akıma neden olabilir. Bu gaz atomları elektronlar tarafından iyonize edilir ve zıt yüklerden dolayı bunlar katota veya dinotlara doğru hızlanarak bir akım oluşturacaktır. Genelde karanlık akım çok küçük olmalıdır ve çoğu foto çoğaltıcıda birkaç nanoamperi geçmemelidir.

**İstatistiksel Gürültü:** İstatistiksel gürültü, foto yayım ve ikincil yayım sürecinin istatistiksel doğasının doğrudan bir sonucudur. Sabit bir yoğunluktaki ışık için yayımlanan foto elektron sayısı ve yayımlanan ikincil elektron sayısı zamanla dalgalanmalar gösterecektir. Bu gürültü genelde kısa gürültü ya da Schottky etkisi olarak bilinir ve ortalama anot akımı civarındaki dalgalanmanın değişimi ile ölçülür. Bir foto çoğaltıcıda istatistiksel dalgalanmaların iki kaynağı vardır.

- Foto katot,
- Elektron çoğaltıcı sistem.

Birinci neden fotoelektrik etkinin istatistiksel doğasından ortaya çıkar ve temel bir fizik sınırlamasının sonucudur. Sabit aydınlatma altındaki bir foto çoğaltıcı için bu dalgalanma bir zaman periyodunda ( $\tau$ ) foto katottaki olay foton sayısı için Poisson dağılımı varsayılarak ve serbest bırakılan foto elektron sayısı için binom olasılık dağılımı varsayılarak hesaplanabilir. Böylece;



$$\langle \Delta I^2 \rangle = \frac{Ie}{\tau}$$

ifadesi ile verilen rms sapması bulunur. Burada I: katot akımı; e: elektronun yüküdür. Diğer bir neden elektron çoğaltıcı sistemden kaynaklanan dalgalanmalardır. Bu sadece ikincil yayınının istatistiksel doğasından değil, aynı zamanda elektron geçiş sürelerindeki farklılıklardan, dinotlar üzerindeki farklı ikincil yayının faktörlerinden ve bazı diğer faktörlerden kaynaklanır. Çoğaltıcı gürültüsü genelde toplam istatistiksel gürültünün %10' nundan büyük değildir.

**Çevresel Faktörler:** Bu faktörler çevre ışığı, manyetik alan ve sıcaklık etkisidir.

Çevre ışığı; foto çoğaltıcılar oldukça yüksek foto duyarlıklı olduklarından voltaj altında çevre ışığına maruz bırakılmamalıdır. Bu gibi durumda, tüp içinde oluşan yüksek akım foto çoğaltıcının kararsızlığını artırabilir ya da bütünüyle foto çoğaltıcıya zarar verebilir. Bazı durumlarda bir tüp karanlıkta uzun bir süre tutulduktan sonra düzelebilir. Fakat karanlık akımda dikkate değer bir artış olması oldukça olasıdır. Düşük voltaj altında olmasa dahi foto çoğaltıcıları aşırı aydınlık yerlerde tutmamak en iyisidir [12].

Manyetik alan; foto çoğaltıcıların çalışmasını etkileyen en önemli faktörlerden biridir. Küçük bir manyetik alan foto çoğaltıcı içindeki elektronların yörüngelerinden sapması için yeterli olacaktır ve bu da verimliliği etkileyecektir. Bir foto çoğaltıcının manyetik alana en duyarlı kısmı elektron toplama sistemidir. Burada elektronlar öylesine sapabilir ki hiçbir elektron ilk dinota ulaşamaz. Genel olarak şu sonuçlar çıkartılabilir.

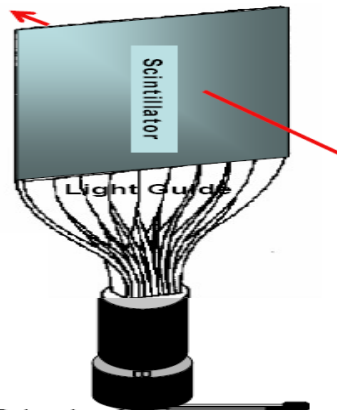
- Manyetik akı arttıkça anot akımı azalır,
- Alanın etkisi, foto çoğaltıcının eksenini boyunca uygulandığında en azdır.

En yaygın uygulama, foto çoğaltıcının çevresini bir metal kafes ile çevrelemektir. Bu yöntem hem ekonomik, hem de yapımı kolaydır.

Sıcaklık etkisi; çoğu normal foto çoğaltıcı için diğer faktörlere kıyasla genelde daha azdır. Uygulamaya bağlı olarak bir rol oynamaktadır. Örneğin Richardson denklemi ile verilen karanlık gürültü sıcaklığın bir fonksiyonudur ve sıcaklığa göre değişmektedir. Katotun spektral duyarlılığı sıcaklığa bağlılık göstermekle birlikte bu etki katotun yapısına ve türüne göre değişmektedir. Sıcaklıkla birlikte band yapısı, Fermi seviyesi ve katotun direnci değişecektir. Fakat bu değişimlerin tam olarak etkisini öngörmek zordur. Genel kabul 25 °C ile 50 °C aralığında sıcaklığın artışı yaklaşık -%0.5 lik bir değişime neden olmaktadır. İkincil yayımın faktörünün doğrudan sıcaklığa bağlı olmamasına rağmen dinotun yüzey özelliklerine göre sıcaklıktan dolayı biçimde etkilenebilir [12].

### **Işık Yolu**

Sintilatörden gelen ışıkları foto çoğaltıcılara aktaran bir malzemedir. Bazen kullanılan foto çoğaltıcı tüp ile sintilatörün yapısı farklı olduğundan birbirlerine tam olarak birleştirilmez. Bu yüzden ışık yolu sintilatöre gelen ışığı en iyi şekilde foto çoğaltıcı tüpe iletmesi için foto çoğaltıcı ile sintilatör karosu arasında ışık yolu yerleştirilerek bu iletim gerçekleştirilir. Düşük voltajlı foto çoğaltıcılar şekil itibariyle sintilatör karosuyla uygun olduğu için sadece ışık yolunu yüksek voltajlı bazı foto çoğaltıcı tüplerde kullandık.



**Şekil 3.13** Işık yolu

### 3.2.3. DRS4

İsviçre de Paul Scherrer Enstitüsü tarafından geliştirilmiştir.

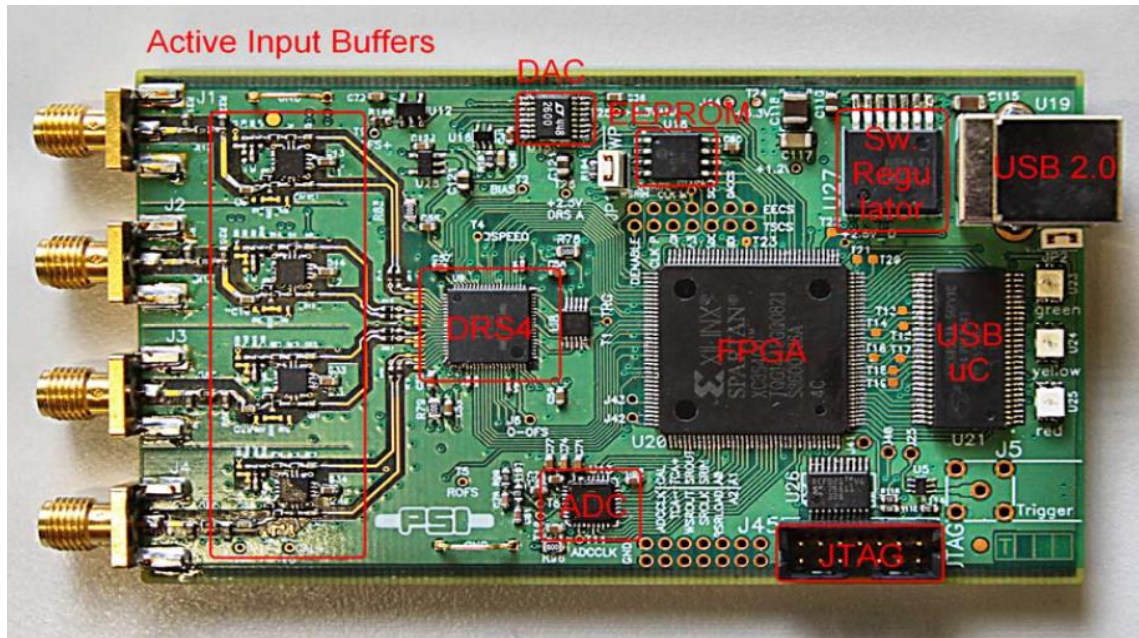


Şekil 3.14 DRS4 farklı bileşenleri ile kurulumunun resmi

DRS4 elektronik aygıtı farklı girişleri olduğundan (CH1-CH2-CH3-CH4), farklı sinyaller içine 50-Ohm luk tek uçlu girişlere dönüştürmek için 4 aktif tamponlar kullanılır. Tamponların önüne Analog anahtarları kalibrasyon sırasında çift giriş kullanılır. 5 GS/s lik bir dijital osiloskop'a eşdeğerdir. Temel olarak sinyal elde etmek için; DRS, FPGA(Field-Programmable Gate Array), DAC(Digital to Analog), ADC(Analog-to-Digital) gibi yongalar içerir. İki referans gerilimleri kalibrasyon için tüm DRS4 depolama hücrelerini kazanmak ve ölçmek için 16-bit DAC tablo tarafından üretilir. 4 Analog girişimler tepeden tepeye 1 V un bir girişim oranına sahiptir. Kesin maksimum giriş voltaj alanı 2.8V ile -0.5V arasındadır. DRS4 bir FPGA ve 14-bit ADC ile dışarı okunur. USB bağlayıcısı bir mikro kontrollerle uygulanır. USB 2.0 veri yolunun yüksek hız modları 20 MB den daha fazla veri transferine izin verir [14].

**Tablo 3.2** DRS4 özellikleri

<b>Analog inputs</b> Termination Input range Maximum allowed input voltage DC Long pulse (<2 $\mu$ s) Short pulse (<200ns)	50 $\Omega$ 1 V p-p $\pm 10$ V $\pm 20$ V $\pm 30$ V	AC coupled
<b>Trigger input/Clock input</b> Termination Maximum allowed input voltage High Level Input Voltage	high impedance, optionally 50 $\Omega$ -0.5 V to +5.5 V 2.5 V (min)	5 V TTL compatible
<b>Trigger output/Clock output</b> Level	5V TTL	



**Şekil 3.15** DRS4 farklı bileşenleri ile kurulumunun açık resmi[14]

## DRS4 de LED("Light Emitting Diode", Işık Yayan Diyot)Sistemi



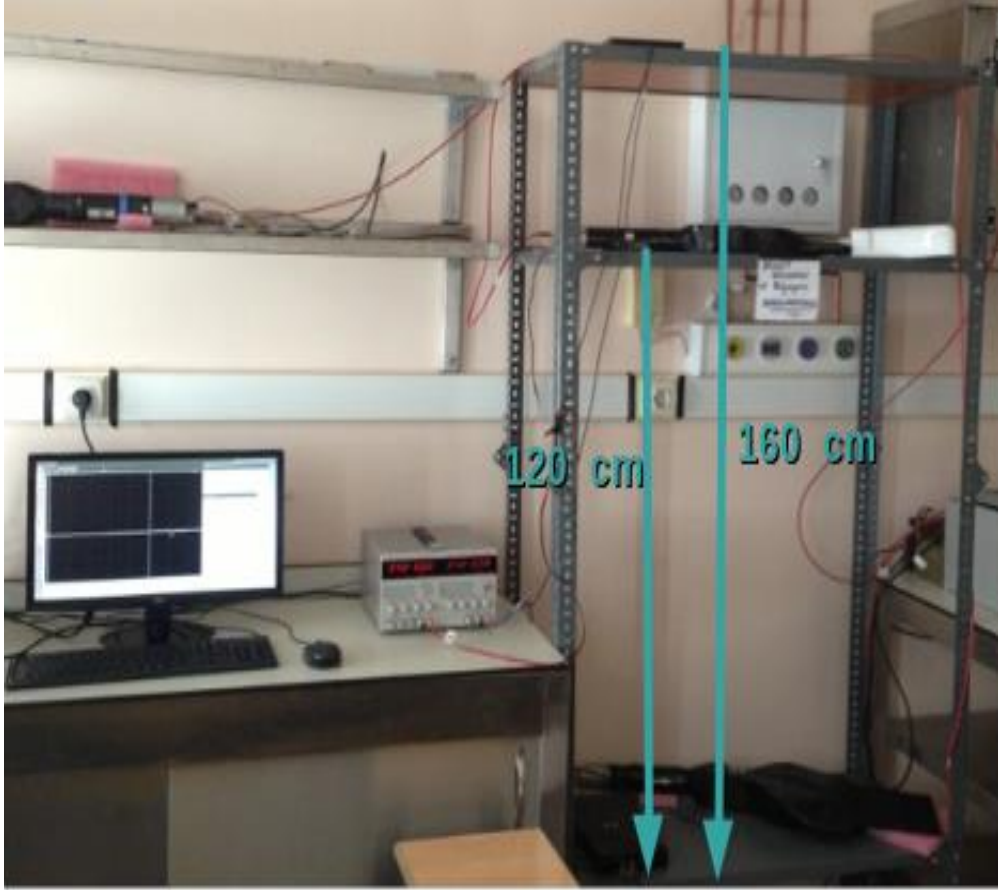
Şekil 3.16 DRS4 LED görünümü

DRS4 de ışık değişimlerinin anlamları şu şekilde verilmektedir:

- yeşil yanıyor ise sinyal geliyor ve program çalışıyor demektir
- sarı yanıyor ise sinyalin gelişinde sorun var ve programı tekrar çalıştırmak gerekir,
- kırmızı yanıyor ise sinyal gelmiyor ve bir hata durumunun olduğu demektir.

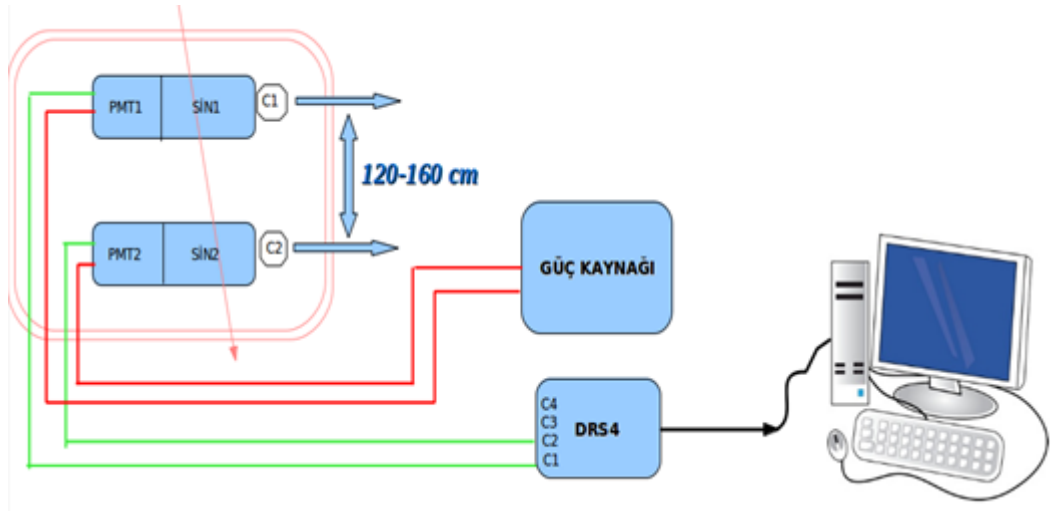
#### 4. VERİ ALIMI

Detektöre gelen parçacık detektörde bulunan Sintilatör karosundan geçtiğinde sintilatörü oluşturan atomlarla etkileşerek yani onları uyararak ışık oluşturur. Bu ışık foto çoğaltıcılara aktarılır, foto çoğaltıcının katoduna çarpan bu ışıkların kopardığı foto elektronlar çoğaltılarak dışarıya sinyal (voltaj veya akım) olarak verilir. Daha sonra bu sinyaller limo kablosu ile veri okuma cihazımız olan DRS4'e gönderilir, belli aralıktaki sinyal değerleri temizlenerek tetiklenir ve kayıt altına alınır.



Şekil 4.1 Yüksek enerji fiziği laboratuvarımızdaki deney düzeneğimiz





Şekil 4.2 İki detektörün bağlı olduğu düzenekten veri alım diyagramı

Deney düzeneğimiz Şekil 4.2 de olduğu gibi düşük güç tüketimli ve yüksek güç tüketimli foto çoğaltıcı tüplerden tasarladığımız detektörlerden, güç kaynağı, DRS4 ve bir bilgisayardan oluşturuldu. Düşük güç tüketimli foto çoğaltıcı tüplere uygulanan potansiyel fark 4.1 Volt, yüksek güç tüketimli foto çoğaltıcı tüplere uygulanan potansiyel fark 1590 Volt olarak ayarlandı. Verilerin okunması için kullandığımız DRS4 tetikleyici değeri – 10 mV a getirildi. Detektörler arası uzaklığı 120 cm ve 160 cm olarak, istediğimiz kadar verileri kayıt altına alındı. Veriler DRS4’da xml ve dat dosyası olarak kayıt edildi ve bu dosyalar da aşağıdaki gibi zaman ve voltaj olarak kayıt altına alındı;

< Event >

< üstteki detektör (Kanal1-Ch1) >

Time(ns)	Volt(mV)
----------	----------

T1	V1
----	----

T2	V2
----	----

T3	V3
----	----

....	...
------	-----

T(1024)	V(1024)
---------	---------

< alttaki detektör(Kanal2-Ch2) >

Time(ns)	Volt(mV)
----------	----------

T1	V1
----	----

...	....
-----	------

Dosyalardaki bu verileri analiz etmek için bazı metodlar uygulamamız gerekir. Bu metodlar zero suppression (sıfırlı verileri kesme) ve uçuş zamanı metodudur. Bu metodları uygulamak için de C++ ve ROOT analiz programlarını kullandık.

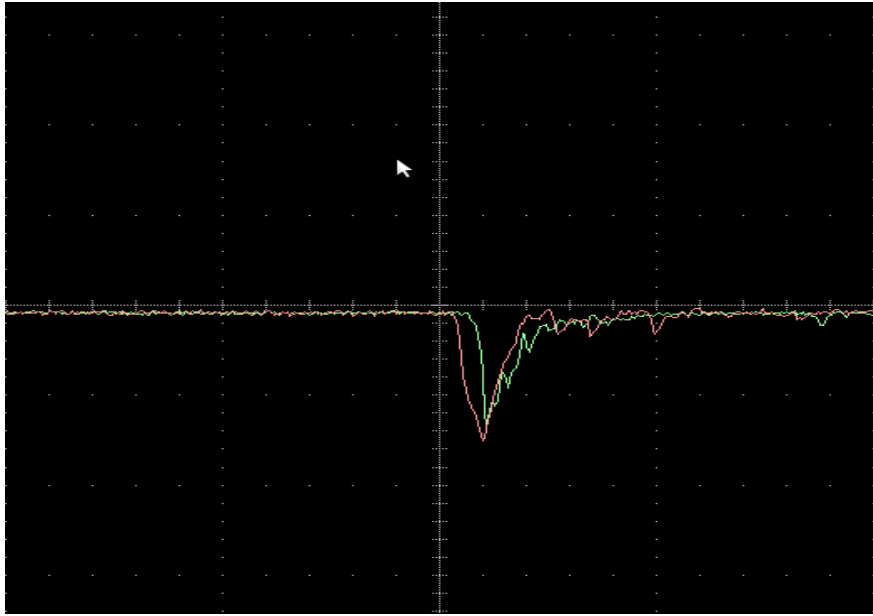


#### 4.1.Zero Suppression Metodu

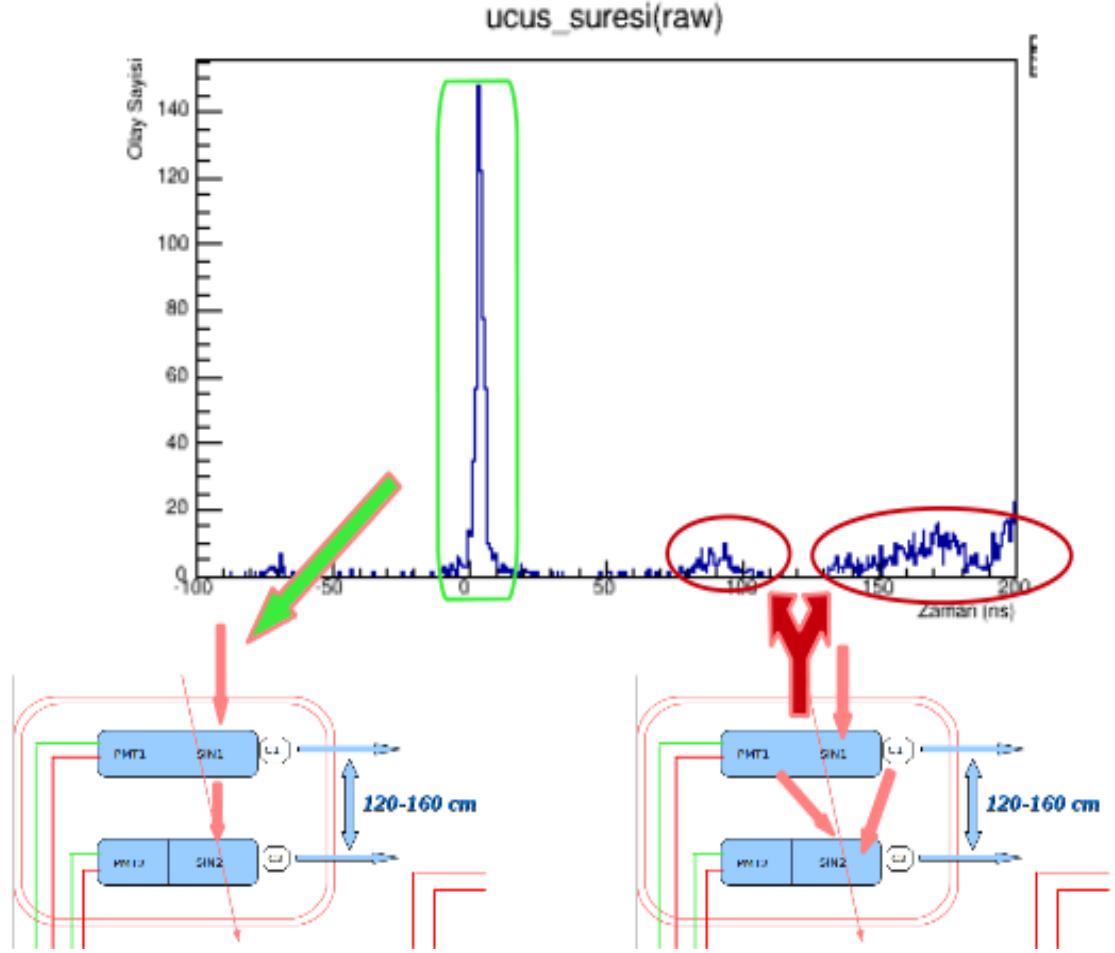
Veriler DRS4'den xml veya dat dosyası olarak kayıt altına alınan verilerin analizleri için belirli değer aralığında gürültüye göre belirlenerek veri temizleme yapılması gerekmektedir. Bu yüzden bu verilerin voltaj değerleri, -2 mV den küçük +2 mV den büyük olacak şekilde veri temizlemesi gerçekleştirilir.

#### 4.2.Uçuş Süresi (Time Of Flight-TOF) Metodu

Uçuş süresi; bir parçacık ortamda hareketinden dolayı belli bir mesafede aldığı yolda geçen süreyi hesaplamak için kullanılan bir yöntemdir. Uçuş süresi deneyde bir parçacığın üstteki detektörde bulunan sintilatörle etkileştiği zaman başlar, alttaki detektörde bulunan sintilatörle etkileştiği zaman durur. Yani parçacık önce 1. detektörden sonrada 2. detektörden geçer.

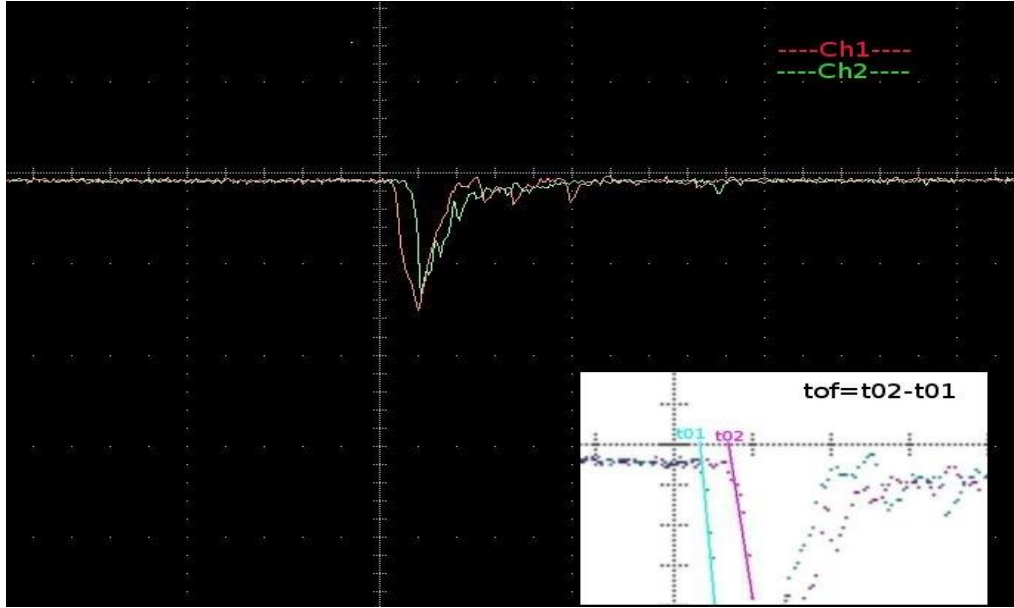


Şekil 4.3 Bilgisayara Kurulu DRS4 a gelen sinyalin görüntüsü



**Şekil 4.4** Uçuş süresi metodu uygulanmamış ham veri grafiği

Buradaki datalar sadece bir parçacık veya rastgele belli bir zaman farkıyla gelen herhangi 2 parçacığa ait olabilir. Şekil 4.4’de çift başlıklı okla gösterdiğimiz yığılmaları rastgele gelen veriler olarak kabul ettik ve sadece analiz etmek için belirli bir maksimumu (Gaussian peak) veren verileri kullandık. Bu yüzden aynı anda her iki detektörde iz bırakan tek bir parçacık için uçuş süresi (time of flight) metodunu uyguladık.



Şekil 4.5 Her iki detektörde de iz bırakan sinyalin DRS4 de görünümü

Bu yaklaşıma göre sinyalin en büyük olduğu yerden sıfır MV' doğru vektör oluşturularak sıfır mV için başlangıç seviyesi hesaplanır.

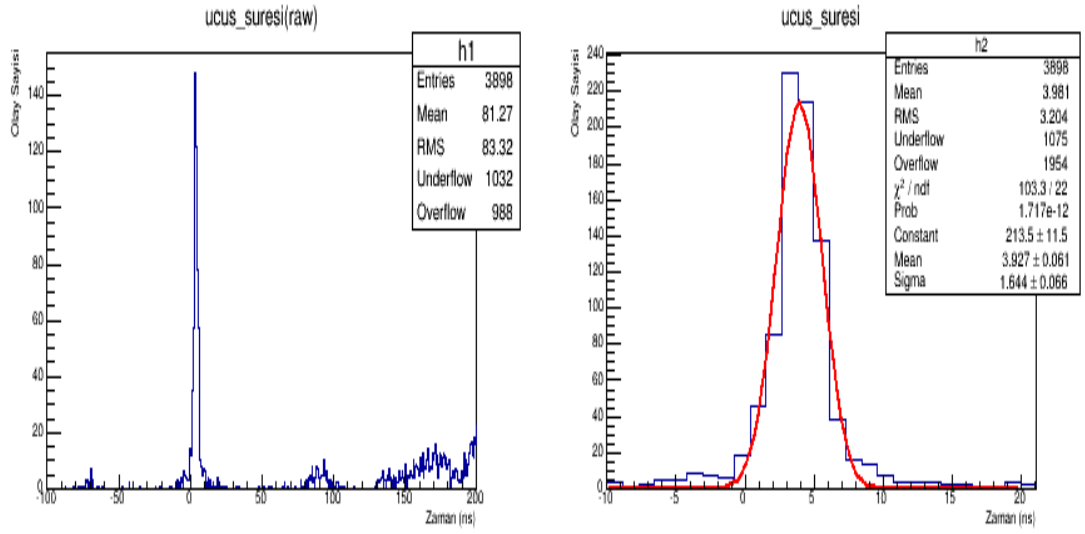
Hesaplanan her bir başlangıç anı aynı olaydaki diğer kanalın başlangıç anıyla kıyaslanarak iyi sinyal kötü sinyal ayrımı yapılır. Çünkü bizim düzeneğimiz için iki sintilatör karosundan yaklaşık ışık hızında geçen bir parçacık için uçuş süresi, iki detektör arası uzaklık "d" ve ışık hızı "c" olmak üzere,  $tof=d/c$  dir. Mesela detektörler arası uzaklığın 120 ve 160 cm olduğu durum için tof şu şekilde olmalıdır:

$d=120\text{cm}=1.2\text{m}$  için;

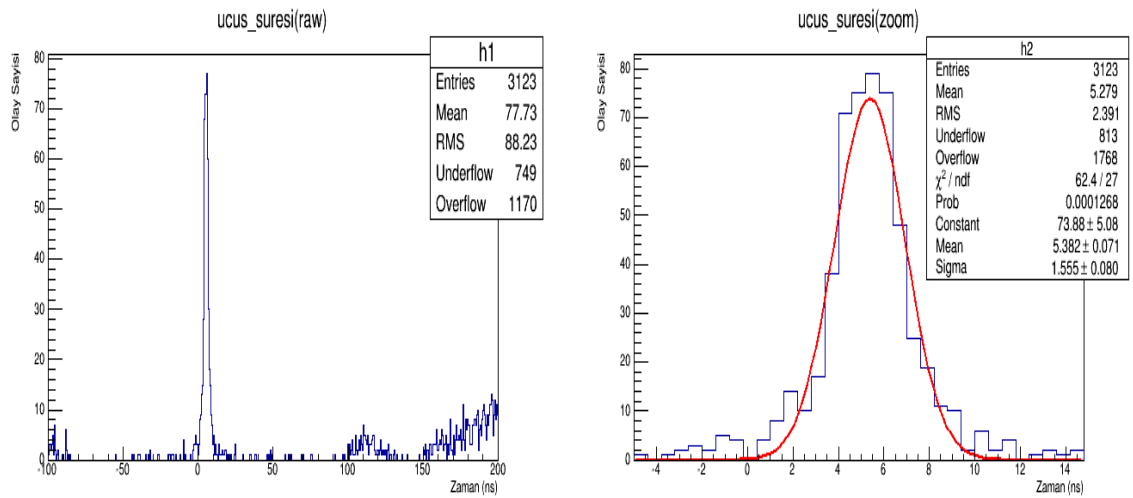
$$tof = \frac{d}{c} = \frac{1.2\text{m}}{2.998 \times 10^8 \text{ sn}} = 4 \text{ ns}$$

$d=160\text{cm}=1.6\text{m}$  ise

$$tof = \frac{d}{c} = \frac{1.6\text{m}}{2.998 \times 10^8 \text{ sn}} = 5.2 \text{ ns}$$



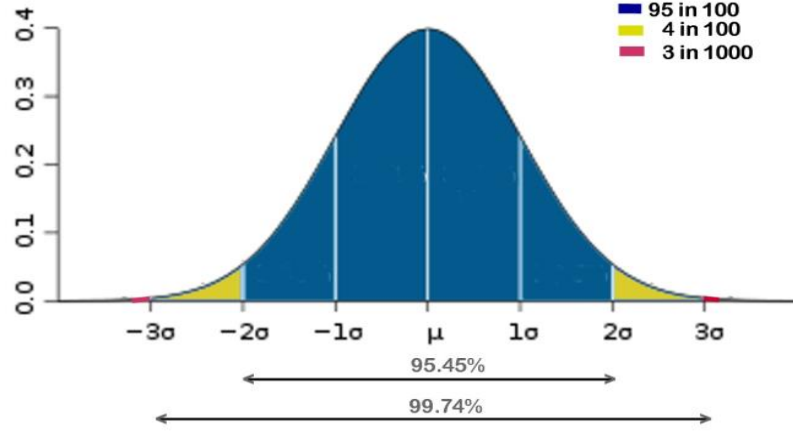
**Şekil 4.6** İki detektör arası 120 cm olan deney düzeneğinden alınan verinin ham ve tof metodu uygulanmış hal grafikleri. Grafikte de görüldüğü gibi tof değeri yaklaşık gaussian fit'i ile  $3.927 \pm 0.0061$  ns değerindedir.



**Şekil 4.7** İki detektör arası 160 cm olan deney düzeneğinden alınan verinin ham ve tof metodu uygulanmış hal grafikleri. Grafikte de görüldüğü gibi tof değeri yaklaşık gaussian fit'i ile  $5.4 \pm 0.071$  ns değerindedir.

#### 4.2.1. Uçuş Süresindeki Kararlılık

Uçuş süresi grafiği çizdirilip gaussian fonksiyonu ile fit edilerek, 2sigma (yaklaşık %95) lik değer alınarak akı hesaplanması sağlandı.

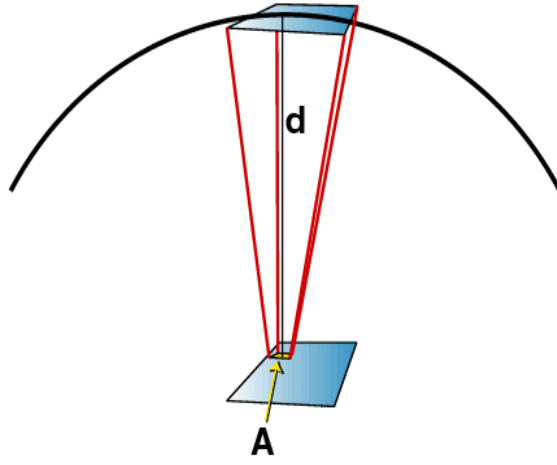


Şekil 4.8 Aldığımız verilerin güven aralıkları için standart dağılım diyagramı [15].

Aldığımız verilerin güvenilirliği yani doğruluğu için Gaussian fonksiyonu ile fit edilen diyagramlarda ayrı ayrı 2sigma (yaklaşık %95) lik değerler bulundu. Bulduğumuz bu değerlerin güvenilirliği belirlendikten sonra veri almaya devam edildi.

### 4.3. Akı Hesabı (Flux Calculation)

Akı hesabı için iki dikey sintilatör panellerinden meydana gelen düzeneğin alt panelinde A alanında sayı oranını akıma dönüştürmek için bir formül elde etmek gerekir. Bu yüzden Şekil 4.9 daki gibi iki panel arasındaki mesafe ve yarı çapı  $d$  olan bir küre hayal edelim [16].



Şekil 4.9 Akı hesabı için iki sintilatör karosu kullanıldı.

Temelde tüm yönlerden kozmik ışın parçacıkları A alanında kesişebilir. Fakat küre duvarı ve üst panelden geçen parçacıkların bir kısmı A bölgesine ulaşır. Açık ki A'ya ulaşmak için bu kozmik ışınların hepsinin varsaydığımız kürenin duvarlarını geçmeleri gerekir. A'dan geçen tüm parçacıkların, A'dan ve üst panelden geçen parçacıklarına oranı yaklaşık olarak üst panelin alanın kürenin yüzey alanına bölümüne eşittir [16].

$$f = \frac{\text{üst panelin alanı}}{4\pi d^2} \quad (4.1)$$

Şimdi sayacımızdaki toplam sayım miktarı A'dan geçen parçacıkların toplamı  $R_A$ , f kesri, seçebileceğimiz A alanları sayısı çarpımına eşittir. Seçilebilecek A alanları sayısı alt panelin A alanına bölünmesiyle bulunur.

Bu durumda sayım miktarı;

$$\begin{aligned} \text{Sayım oranı} &= \frac{R_A \cdot f(\text{alt panelin alanı})}{A} \\ &= \frac{R_A (\text{alt panelin alanı})(\text{üst panelin alanı})}{4\pi d^2 A} \end{aligned} \quad (4.2)$$

bir birimlik alandan geçen parçacık miktarı  $R_{\text{birim}}$ :

$$R_{\text{birim}} = \frac{R_A}{A}$$

$\phi_{C.R}$  akısı birim katı açıya düşen birim alan başına düşen kozmik ışın parçacık miktarı olarak tanımlanır (steradyan). Tam bir kürenin  $4\pi$  steradyanı vardır, böylece:

$$\phi_{C.R} = \frac{R_{\text{birim}}}{4\pi} \quad (4.3)$$

elde ederiz. Bu da bize;

$$\text{Sayım oranı} = \phi_{C.R} \frac{(\text{alt panelin alanı})(\text{üst panelin alanı})}{d^2} \quad (4.4)$$

Sayım oranı bizim ölçtüğümüzdür. Görüldüğü gibi kullandığımız aperlara bağlı olan  $\phi_{C.R}$  akısı ve birkaç tane rakam (panellerin alanları, aralarındaki mesafe) mevcuttur.

Eğer akıyı hesaplamak istersek yukarıdaki denklem 4.4’de verilen formülü dönüştürmemiz gerekmektedir.

$$\Phi_{C.R} = \frac{(\text{Sayım oranı})d^2}{(\text{alt panelin alanı})(\text{üst panelin alanı})} \quad (4.5)$$

Akı formülünü aşağıdaki yöntemle yazarsak;

$$\Phi = \frac{N_{C.R}}{S\Delta\Omega\Delta t} \quad (4.6)$$

Burada  $N_{C.R}$  sayım oranı,  $S$  bir panelin alanı,  $\Delta\Omega$  katı açı;

$$\Delta\Omega = \frac{S}{d^2}$$

olarak tanımlanır ve  $\Delta t$  toplam zamandır [16]. Bu durumda akı;

$$\Phi = \frac{N d^2}{S^2\Delta t}$$

olur.

Şimdi dikey olarak gelen detektörler arası farklı mesafelerde aldığımız iki verinin kozmik ışın akısını hesaplayabiliriz.

Detektörler arası  $d=120$  cm, toplam zamanı  $\Delta t = 63019$  sn, Sayım Oranı  $N = 711$  ve Alan  $S=12 \times 12$  cm<sup>2</sup> = 144 cm<sup>2</sup> için kozmik ışın akısı;

$$\Phi = \frac{711 \times 120^2}{144^2 \times 63019} = 0.0078 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (4.7)$$



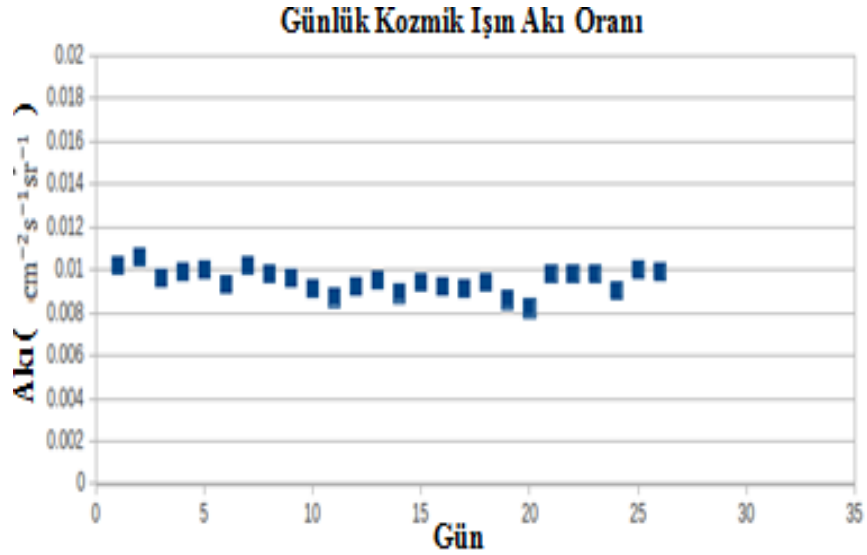
Detektörler arası  $d=160$  cm, toplam zamanı  $\Delta t= 86400$  sn, Sayım Oranı  $N=605$  ve Alan  $S= 12 \times 12 \text{ cm}^2 = 144 \text{ cm}^2$  için kozmik ışın akısı;

$$\phi = \frac{605 \times 160^2}{144^2 \times 86400} = 0.00864 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad \text{dir.} \quad (4.8)$$

Detektörler arası her bir mesafe için kozmik ışın akısı (4.7) ve (4.8) denklemlerinde de görüldüğü gibi yaklaşık  $0.01 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  değerinde olduğu görülmektedir. Zaman değişimine göre kozmik ışın olay sayısı değiştiği için kozmik ışın akısı her mesafede yaklaşık eşit değerdedir.

## 5. SONUÇLAR VE TARTIŞMALAR

Türkiye’de ilk defa yüksek bir rakımda (1760 m) ve  $\theta=0^\circ$  Zenit açısı da kozmik ışın akısı ölçümü yapıldı. Bu ölçümlerden müon kozmik ışınının uçuş süresi iki farklı uzaklık için hesaplandı. Bunlar  $L=120$  cm için uçuş süresi  $\text{tof} = 3.927 \pm 0.0061$  ns ve  $L=160$  cm için  $\text{tof} = 5.4 \pm 0.071$  ns ölçüldü. Uçuş süresi hesaplandıktan sonra kozmik ışın akısı hesaplandı ve kozmik ışın akısının (4.7) ve (4.8) denklemlerinde, yaklaşık  $0.01 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  değerinde olduğu görüldü. Günlük akı oranlarının değişip değişmediğini öğrenmek için Şekil 5.1 de günlere göre akı dağılımını gösterdik.



Şekil 5.1 İki detektör arası 160 cm olan deney düzeneğinden 26 gün ayrı ayrı günlük kozmik ışın akı oranı dağılımını gösteren grafik

Labarotuarımızda iki detektör arası  $d=160$  cm lik düzenekte toplam kayıt altına aldığımız 26 gün =  $26 \times 24$  saat = 624 saatlik verinin,  $N = 17334$  olmak üzere kozmik ışın akısı;

$$\phi = \frac{17334 \times 160^2}{144^2 \times 2246400} = 0.0095 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1} \quad \text{dir.}$$

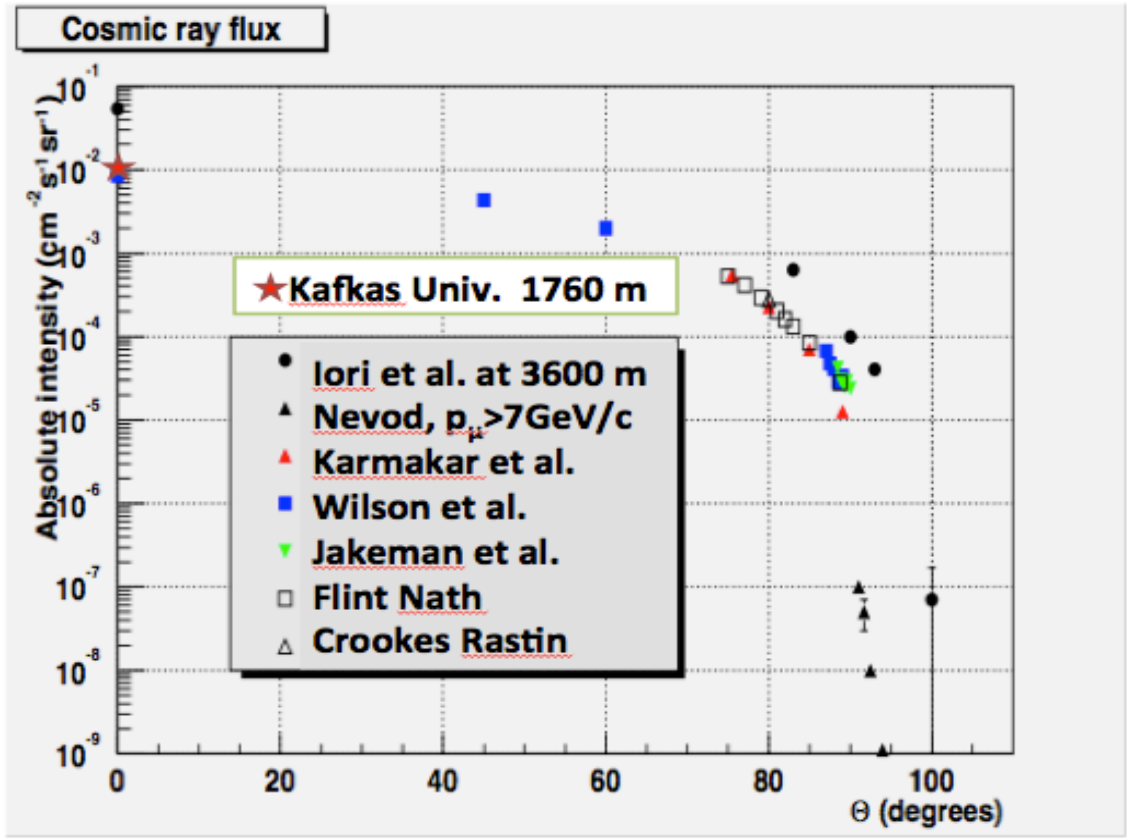
İki detektör arası  $d=160$  cm lik toplam verinin hata oranını hesaplırsak;

$$\text{hata} = \frac{d^2 / S^2 \Delta t}{\sqrt{N_{C.R}}} = \frac{160^2 \text{ cm}^2 / 144^2 \text{ cm}^4 \times 2246400 \text{ sn}}{\sqrt{17334}} = 2.08 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1} \quad (4.7)$$

Öyleyse akı oranını;

$$\phi = 9.5 \times 10^{-3} \pm 2.08 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1} \quad \text{olarak yazılabilir.}$$

Elde edilen uçuş süreleri ve akı hesaplamaları literatürle [17] karşılaştırılabilir bir aralıktadır. Detektör sistemimiz 5 katlı bir binanın ikinci katında yer almaktadır ve bulunduğu konumun üstünde 3 kat daha bulunmaktadır ve detektörümüze ulaşan kozmik ışınlar yaklaşık 3 m den fazla beton içerisinden geçerek gelmektedir. Bu da detektöre ulaşan elektron oranını düşürebilmektedir. Bu yüzden ölçtüğümüz akı oranı gerçek orandan daha düşük olabilir. Bina dışında herhangi bir ölçüm yapamadığımız için bu farkı deneysel olarak tahmin etmemiz imkânsızdır. Elde ettiğimiz akı oranını Şekil 5.2 de gösterilen ve [17], [18], [19], [20], [21], [22], [23], [24], referanslarında verilen değerler ile karşılaştırdığımızda Wilson et al. makalesinde verilen değer ile örtüşmektedir. Ayrıca beklenildiği gibi 1760 m de ölçtüğümüz akı oranı 3600 m de Iori et al. [17] makalesinde elde edilen akı oran değerinden daha düşüktür. Bu da bize kozmik ışın akısının yükseklerde daha fazla, deniz seviyesinde ise en az olabileceğini göstermektedir. Şekil 5.2 de, Kafkas Üniversitesinde sıfır zenit açıda ölçülen kozmik ışık akı sonucu (kırmızı yıldız legosu) ile diğer deney sonuçlarının karşılaştırılması verilmiştir.



Şekil 5.2 Belli bölgelerdeki farklı zenit açılı akı yoğunlukları ile Kafkas Üniversitemizdeki akı yoğunluğu gösterilmiştir [17], [18], [19], [20], [21], [22], [23], [24].

## KAYNAKLAR

- [1] <http://arsiv.indigodergisi.com/arsiv/sg239.html> (Erişim tarihi:19.10.2013)
- [2] <http://www.cosmic-ray.org/reading/intro.html> (Erişim tarihi:09.01.2013)
- [3] Yi-Hong Kuo. 2010 Determination of the Angular Distribution of Cosmic Rays at Sea Level (Erişim tarihi:09.01.2013)
- [4] <http://www.cosmic-ray.org/reading/uhecr.html> (Erişim tarihi:09.01.2013)
- [5] <http://www.cosmic-ray.org/reading/detect.html> (Erişim tarihi:09.01.2013)
- [6] [http://www.bilimfeneri.gen.tr/kitaplik/yukse\\_enerji\\_fizigi.html](http://www.bilimfeneri.gen.tr/kitaplik/yukse_enerji_fizigi.html) (Erişim tarihi: 07.01.2014)
- [7] <http://www.williamson-labs.com/ltoc/cbr-tech.htm> (Erişim tarihi: 07.01.2014)
- [8] <http://tr.docdat.com/docs/index-107872.html?page=4> (Erişim tarihi: 07.01.2014)
- [9] [http://80.251.40.59/science.ankara.edu.tr/selam/TR/ast404/Bolum\\_5a\\_Dedektörler\\_k.pdf](http://80.251.40.59/science.ankara.edu.tr/selam/TR/ast404/Bolum_5a_Dedektörler_k.pdf) (Erişim tarihi: 06.10.2013)
- [10] Özkurt,H., 2007 LHC Hızlandırıcısındaki CMS Deneyinin HF Kalorimetresinin Test Verileni Kullanarak HF'in Temel Özelliklerinin Araştırılması. Doktora Tezi,Adana
- [11] Olçay,İ., 2007 Radyasyon Dedeksiyonunda Kullanılan Yarı-İletken Dedektör Tipleri, Özellikleri ve Kullanım Alanları. Yüksek Lisans Tezi,Niğde

[12] Öztürk,S., 2007 CMS-CASTOR Alt Dedektörünün Fototüplerinin Kalite Kontrol Testleri.Yüksek Lisans Tezi,Adana

[13][http://jp.hamamatsu.com/products/sensoretd/pd002/pd395/H1072110/index\\_enhtml](http://jp.hamamatsu.com/products/sensoretd/pd002/pd395/H1072110/index_enhtml)  
(Erişim tarihi:06.06.2013)

[14] DRS4 Evaluation Board User's Manual

[15] <http://jcmooreonline.com/tag/normal-distributions/>(Erişim tarihi: 06.12.2013)

[16] <http://durpdg.dur.ac.uk/vvc/cosmicrays/tourstop2.html>(Erişim tarihi: 06.12.2013)

[17] Iori, M. et al. An orientable time of flight detector for cosmic rays-Nucl.Instrum. Meth.A588 (2008) 151-154 arşiv: 0712.2445

[18] M. Iori, A. Sergi and D. Fargion, M. Gallinaro, M. Kaya (2006)

[19] Nevod Collaboration 29th Int Conference Pune 2005 101-104.

[20] N.L. Karmakar A. Paul and N. Chaudhuri, Nuovo Cimento B17 (1973) 173.

[21] B.C. Wilson, Can. J. Phys. 37 (1959) 19.

[22] D. Jakeman et al. Can J. Phys. 34 (1956) 432.

[23] R.W. Flint, R.B. Hicks and S. Standil, Can J. Phys. 50 (1972) 843.

[24] J.N. Crookes and B.C. Rastin, Nucl. Phys. B39 (1972) 493.

## ÖZGEÇMİŞ

**Adı Soyadı :** Mehtap ATAKAN

**Doğum Yeri :** Aralık/IĞDIR

**Doğum Tarihi :** 1987

**Medeni Hali :** Bekar

**Yabancı Dili :** İngilizce

### **Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)**

**Lise :** Aralık Lisesi (2001-2004)

**Lisans :** Kafkas Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü (2007-2011)

**Yüksek Lisans:** Kafkas Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği (2011-2014)

### **Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl**

2013 Eylül ayı itibariyle Milli Eğitim Bakanlığı'na bağlı bir Lise'de ücret karşılığı Fizik, Biyoloji ve Matematik Öğretmenliği yapmaktayım.

### **Yayınları (SCI ve diğer)**

KAYA M., ATAKAN M., ATAKISI O. " Kars Bölgesinde Ölçülen Kozmik Işın Akı Yoğunluğu ", Türk Fizik Derneği, 30. Uluslararası Fizik Kongresi, 2-5 Eylül 2013, İstanbul / Türkiye