

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

UZAYDA GAMA IŞINI ÖLÇÜMLERİ-BİR GEANT SİMÜLASYONU

Serkan AKKOYUN

FİZİK ANABİLİM DALI

ANKARA

2006

Her Hakkı Saklıdır

Prof. Dr. Ayşe ATAÇ NYBERG danışmanlığında, Serkan AKKOYUN tarafından hazırlanan bu çalışma 04/08/2006 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oybirliği ile, Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda "Uzayda Gama Işını Ölçümleri-Bir GEANT Simülasyonu" konulu YÜKSEK LİSANS TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Prof.Dr. Ali Ulvi YILMAZER
Ankara Üniversitesi Mühendislik Fakültesi
Fizik Mühendisliği Bölümü

Üye : Prof.Dr. Ayşe ATAÇ NYBERG
Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi
Fizik Bölümü

Üye : Doç.Dr. Ayşe KAŞKAŞ
Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi
Fizik Bölümü

Yukarıdaki sonucu onaylarım

Prof.Dr. Ülkü MEHMETOĞLU
Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Müdürü

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

UZAYDA GAMA IŞINI ÖLÇÜMLERİ-BİR GEANT SİMULASYONU

Serkan AKKOYUN

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Ayşe ATAÇ NYBERG

Bu tezde, gama ışınlarının madde ile etkileşme özellikleri incelenmiş ve uzayda gözlenen gama ışın patlamalarının olduğu bölgeyi belirlemek üzere gama ışınları için yön belirleme çalışmaları yapılmıştır. Çalışmalar sırasında, GEANT simülasyon programı kullanılmış ve üç adet NaI dedektörü birbirlerine dik olacak şekilde bir uzay ortamına yerleştirilmiştir. Bu dedektörlerin her birine çarpan gama ışın sayılarının birbirlerine oranlarına bakılarak, yön tayini için bir model geliştirilmiştir.

2006, 58 sayfa

Anahtar Kelimeler: Gama ışınları, süpernova, gama ışın patlamaları, sintilasyon NaI dedektörü, yön belirleme

ABSTRACT

Master Thesis

GAMMA-RAY MEASUREMENTS IN SPACE-A GEANT SIMULATION

Serkan AKKOYUN

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

Supervisor: Prof. Dr. Ayşe ATAÇ NYBERG

In this thesis, interaction properties of gamma-rays with matter are investigated and a work is carried out in order to determine the direction of the gamma-rays from a gamma-ray burst, possibly after a supernova explosion in the universe. In this work, GEANT simulation programme which simulates measurements of detector systems is used, and three NaI detectors which are perpendicular each other are located in the space. A method of determining the gamma-ray direction is developed by making use of the ratios of gamma-ray counts from different detectors

2006, 58 pages

Key Words: Gamma-rays, supernova, gamma-ray burst scintillation NaI detector, determination of direction

TEŐEKKÖR

Çalıőmalarım sırasında her türlü öneri ve bilgisini, ilgi ile benimle paylaşmaktan hiçbir zaman kaçınmayan değerli hocam Sayın Prof. Dr. Ayşe ATAÇ NYBERG' e sonsuz teőekkürlerimi sunarım. Bu tezi yazacak donanıma sahip olmamı sağlayan Ankara Üniversitesi Fen Fakóltesi'ndeki hocalarıma, bilgisayar ortamında karşılaőtığım her türlü problemi çözen biricik kardeőim Gökhan'a ve tüm bunları yaşamamı sağlayan, her zaman varlıklarımı hissedebildiğim, maddi ve manevi desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen sevgili anne ve babama da teőekkürlerimle...

Serkan AKKOYUN

Ankara, Ađustos 2006

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
SİMGELER DİZİNİ	v
ŞEKİLLER DİZİNİ	vi
ÇİZELGELER DİZİNİ	viii
1.GİRİŞ.....	1
2.GAMA IŞINLARI.....	2
2.1.Gama Işını Nedir.....	2
2.2 Evrende Gama Işınları.....	3
2.3 Gama Işın Kaynakları.....	3
2.4 Gama Işın Patlamaları (GIP).....	4
2.5 Yıldızlarda Çekirdek Sentezi ve Süpernova Patlamaları.....	6
2.6 Collapsar Modeli.....	10
3.GAMA IŞINLARININ ÖLÇÜMÜ.....	12
3.1 Gama Işınlarının Madde ile Etkileşmesi.....	12
3.1.1 Fotoelektrik olay.....	12
3.1.2 Compton ve Thomson saçılması.....	14
3.1.3 Çift oluşumu.....	15
3.2 Gama Işın Dedektörleri.....	18
3.2.1 Yarıiletken dedektörler.....	19
3.2.2 Sintilasyon dedektörleri.....	19
3.3 Enerji Ölçümleri.....	21
3.4 Dedektör Seçimi.....	25
4.LABORATUAR ÇALIŞMALARI.....	27
4.1 Çok Kanallı Analizör Deneyleri.....	27
4.2 Enerji Kalibrasyonu.....	28
4.3 Kütle Azalım Katsayısının Enerji ile Değişimi.....	30
4.4 Alınan Dozlar.....	30
5.GEANT SİMÜLASYON PROGRAMI.....	32
6.GEANT UYGULAMALARI.....	34
6.1 GEANT ile Hazırlanan Tek Dedektör Modeli.....	34
6.2 Bir Uyduya Yerleştirilmek Üzere Hazırlanmış Üçlü Dedektör Sistemi.....	37
6.3 Üçlü Dedektör Sistemi ile Yön Belirleme Uygulamaları.....	41
6.4 Verilerin Grafik ile Yorumu.....	48
7.SONUÇLAR ve TARTIŞMA.....	52
KAYNAKLAR.....	54
EK 1.....	56
ÖZGEÇMİŞ.....	58

SİMGELER DİZİNİ

A	Atom Numarası
Be	Berilyum
c	Işık hızı
C	Karbon
Cs	Sezyum
cm	Santimetre
d	Döteryum
E	Enerji
e^-	Elektron
e^+	Pozitron
E_b	Bağlanma enerjisi
E_γ	Gama ışın enerjisi
eV	Elektron volt
Fm	Femtometre
Ge(Li)	Lityum katkılı Germanyum
GeV	Giga elektron volt
GIP	Gama ışın patlaması
H	Planck sabiti
He	Helyum
j	Joule
K^0	Kelvin
keV	Kilo elektron volt
kg	Kilogram
m	Metre
MeV	Milyon elektron volt
mm	Milimetre
NaI	Sodyum iyodit
Ne	Neon
O	Oksijen
p	Proton
Pb	Kurşun
s	Saniye
Si(Li)	Lityum katkılı silisyum
T	Sıcaklık
t_i	Dedektör gerçek verimi
t_{abs}	Dedektör mutlak verimi
Z	Proton sayısı
γ	Gama ışını
Ω	Katı açısı
σ	Standart sapma

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1	Gama bozunum şeması	2
Şekil 2.2	Elektromanyetik Spekturum	3
Şekil 2.3	Tipik bir GIP olayında gama ışın sayımlarının zaman değişim grafiği	5
Şekil 2.4	GIP' in uzaysal dağılımı	5
Şekil 2.5	Nükleon başına bağlanma enerjisi	7
Şekil 2.6	Süpernova patlaması ve kalıntısı	10
Şekil 2.7	Çöken yıldız modeli	11
Şekil 3.1	Fotoelektrik olay	13
Şekil 3.2	Pb' de fotoelektrik tesir	14
Şekil 3.3	Compton saçılmasının şematik gösterimi	15
Şekil 3.4	Çift oluşumunun şematik gösterimi	16
Şekil 3.5	Fotoelektrik olay, Compton olayı ve çift oluşumunun baskın olduğu bölgeler	17
Şekil 3.6	30 mm kalınlığındaki NaI dedektörü için hesaplanan etkileşme olasılıkları	18
Şekil 3.7	Yarıiletken dedektör şeması	19
Şekil 3.8	Sintilasyon dedektör şeması	21
Şekil 3.9	Dedektöre giren gama ışınının etkileşme yolları	22
Şekil 3.10	Bir dedektörün tek enerjili gama ışınları için vereceği tipik cevap	23
Şekil 3.11	Çoklu Compton saçılmaları sonucu Compton bölgesi ve fotopik arası	24
Şekil 3.12	Düşük enerji bölgesinde oluşan pikler	25
Şekil 3.13	Dairesel bir dedektör için katı açısı	26
Şekil 4.1	Kuyu tipi sodyum iyodür (NaI(Tl)) kristalli dedektör	27
Şekil 4.2	Kaynaktan yayınlanan radyasyonların enerji ölçümlerinde kullanılan elektronik düzeneğin şematik gösterimi	28
Şekil 4.3	Genie programı ile Cs-137 için elde edilen spektrum	29
Şekil 4.4	Cs-137' nin β bozunumunu izleyen γ bozunumu	29
Şekil 6.1	Boşluk ortamında bulunan tek NaI dedektörü	34
Şekil 6.2	2 NaI dedektörüne gelen 1 MeV enerjili gama ışınlarının, dedektörde depolanan enerjinin foton sayısına göre grafiği	35
Şekil 6.3	NaI dedektörüne gelen 3 MeV enerjili gama ışınlarının, dedektörde depolanan enerjinin foton sayısına göre grafiği	36
Şekil 6.4	NaI dedektörüne gelen 10 MeV enerjili gama ışınlarının, dedektörde depolanan enerjinin foton sayısına göre grafiği	37
Şekil 6.5	Üçlü dedektör sistemi	39
Şekil 6.6	Üçlü dedektör sistemindeki bir dedektörde 1MeV, 3 MeV ve 10 MeV enerji değerlerinde yapılan ölçümlerden elde edilen grafikler	40
Şekil 6.7	Üçlü dedektör sistemine $\theta=270$ ile çarpan foton sayılarının oranlarının açısı ile değişimi	48

Şekil 6.8	Üçlü dedektör sistemine farklı θ açıları ile çarpan foton sayılarının oranlarının açı ile değişimi	49
Şekil 6.9	1 MeV için dedektörlere çarpan foton sayılarının VOL2/3 için oranları	50
Şekil 6.10	1 MeV için dedektörlere çarpan foton sayılarının VOL2/4 için oranları	51
Şekil 6.11	1 MeV için dedektörlere çarpan foton sayılarının VOL2/4 için oranları	51

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1	Nükleer sentezin temel basamakları	8
Çizelge 6.1	Farklı enerjiler ve $\theta=270$ için üçlü dedektör sistemindeki her dedektöre çarpan foton sayıları ve oranları	43
Çizelge 6.2	Farklı enerjiler ve $\theta=240$ için üçlü dedektör sistemindeki her dedektöre çarpan foton sayıları ve oranları	44
Çizelge 6.3	Farklı enerjiler ve $\theta=225$ için üçlü dedektör sistemindeki her dedektöre çarpan foton sayıları ve oranları	45
Çizelge 6.4	Farklı enerjiler ve $\theta=210$ için üçlü dedektör sistemindeki her dedektöre çarpan foton sayıları ve oranları	46
Çizelge 6.5	Farklı enerjiler ve $\theta=180$ için üçlü dedektör sistemindeki her dedektöre çarpan foton sayıları ve oranları	47

1.GİRİŞ

Nükleer spektroskopi hakkındaki bilgimizin ayrıntı ve zenginliği, uyarılmış düzeyler hakkında ne bildiğimize bağlıdır. Bu nedenle gama ışını yayınlanması ile ilgili çalışmalar nükleer spektroskopinin standart tekniği haline gelmiştir. Bu metodun güncelliği ve kullanılabilirliğine katkıda bulunan diğer faktörler ise gama ışınlarının nispeten kolay gözlenmesi (örneğin alfa ve beta ışınlarının aksine hava içinde ihmal edilecek kadar az soğurulması ve saçılması) ve enerjilerinin ölçülebilir hassasiyetidir. Gama ışınlarının varlığının anlaşılması herhangi bir duyu organı ile mümkün olmadığından dolayı, algılanması ve ölçümleri dedektörler ile sağlanır. Bu ışınların tesbiti için bu güne kadar birçok dedektör sistemi geliştirilmiştir.

Evrende meydana gelen birçok yıldız patlamalarından yayılan gama ışınlarının, hangi yönden geldikleri tespit edilerek, evrenin oluşumunun ilk anları hakkındaki bilgimizden tutarak, ilerde evreni bekleyen sonun ne olduğuna kadar sahip olduğumuz birçok bilgiyi gama ışınlarının tesbitine borçluyuz. Gama ışınlarının yön tayini, bugün bilim çerçevesinin dışında da önemli yeri olan bir konudur. Gama spektrometre sistemi ile çevremizdeki maddelerin radyoaktif olup olmadığını, eğer radyoaktif ise bu radyoaktivitenin hangi izotoptan kaynaklandığını ve aktivitenin ne kadar olduğunu belirleyebilmekteyiz.

Gama ışınlarının yönünü ve enerjilerini tespit etmek için yapılan deneysel çalışmaların yanı sıra teorik çalışmalar için, şu an mevcut bulunan tüm gama ışın dedektörlerine her an ulaşmak çoğu zaman zor olabilir. Bu nedenle, bu dedektörlerle her an çalışma fırsatı sağlayan bilgisayar simülasyon programları geliştirilmiştir. Bu çalışmada, bu simülasyon programlarından en çok kullanılanı olan ¹CERN destekli GEANT simülasyon programı ile yapılan çalışmalar da incelenecektir. Ancak daha önce, konu hakkında bilgilerin eksik kalmaması için gama ışınlarının genel özetinden başlanmıştır.

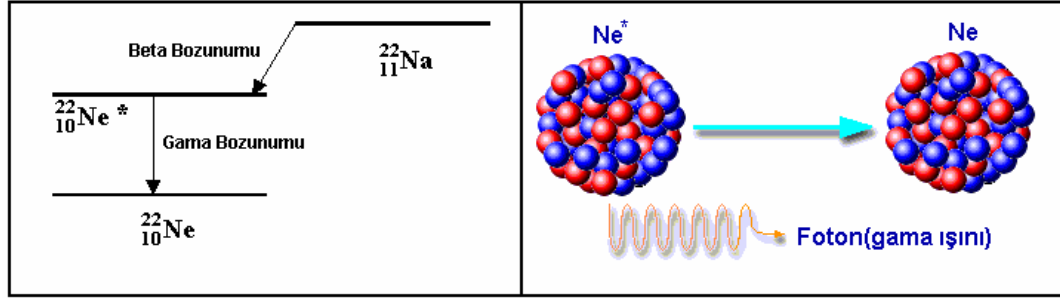
¹European Organization for Nuclear Research, Avrupa Nükleer Araştırma Organizasyonu

2.GAMA IŞINLARI

2.1 Gama Işını Nedir?

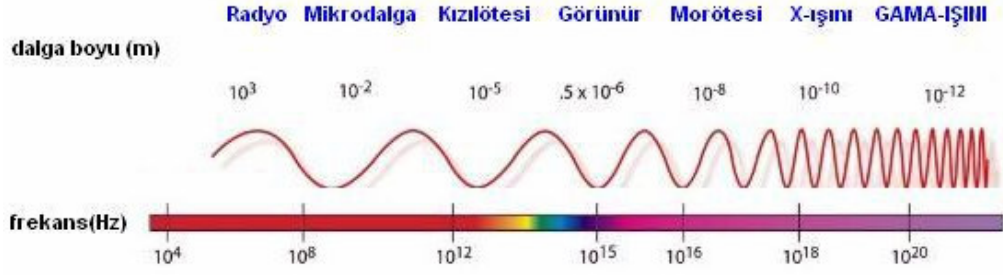
Radyoaktif bozunum (alfa veya beta) yapmış veya bir nükleer reaksiyondan sonra ortaya çıkan ürün çekirdek, genellikle, uyarılmış enerji seviyesinde kalır. Bu durumdaki çekirdek ikinci bir bozunum ile bir foton yayınlarken daha düşük enerji seviyesine ve sonunda taban enerji seviyesine düşer. Bu şekilde, çekirdeğin uyarılmış enerji seviyesinden temel enerji seviyesine düşerken yayınladığı fotonlara gama ışını denir.

Şekil 2.1’de Na (sodyum)’ nın, beta bozunumu yaparak Ne (neon)’ nin uyarılmış haline dönüşmesi ve uyarılmış halde bulunan Ne çekirdeğinin gama bozunumu ile temel enerji seviyesine düşerken yayınladığı gama ışınının şematik diyagramları gösterilmiştir.



Şekil 2.1 Gama bozunum şeması

Gama ışınlarının enerjileri tipik olarak 0,1 - 10 MeV arasında olup çekirdek durumları arasındaki enerji farkı mertebesinde ve bu 10^4 ile 100 fm dalga boyu aralığına karşılık gelir. Gama ışınları Şekil 2.2’de gösterilen elektromanyetik spektrumun en kısa dalga boylu ve en fazla enerjili olanlarıdır, kütleleri yoktur ve yüksüzdürler dolayısıyla elektrik ve manyetik alanda saptırılamazlar, yüksek enerjilerinden dolayı madde içerisinde yol alabilirler, ışık hızı ile yayılırlar.



Şekil 2.2 Elektromanyetik spektrum

2.2 Evrende Gama Işınları

Gama ışınları evrenin en sıcak bölgesinde üretilen ışığın en enerjik formlarıdır. Ayrıca süpernova patlamaları ya da atomların parçalanmasıyla ve uzaydaki radyoaktif maddelerin bozunmalarından üretilirler. Süpernova patlamaları, nötron yıldızları, pulsarlar ve kara delikler tüm evrenin gama ışın kaynaklarıdır.

Gama ışınları evrenin çok geniş mesafelerinden yayılarak yerküreye kadar gelir ve sadece yerküre atmosferi tarafından soğurulurlar. Işığın farklı dalga boyları yerküre atmosferini delerek farklı derinliklere ulaşır.

2.3 Gama Işın Kaynakları

Evrende gama ışınlarının meydana gelmesini sağlayan çeşitli işlemler vardır. Bu işlemler,

- Yüksek enerjili bir parçacığın bir başka parçacık ile çarpışması,
- Bir parçacık ve onun karşıt parçacığının birbirlerini yok etmesi,
- Radyoaktif bozunma,
- İvmelendirilmiş yüklü parçacıklar

şeklinde verilir.

2.4 Gama Işın Patlamaları (GIP)

GIP, uzayın herhangi bir noktasında, öngörülemeyen zamanlarda, 0,1 ile 10 MeV enerjili fotonların, ortalama 0,1 ile 100 saniye süreli atılımları ile oluşan olaylardır. Günde bir veya birkaç kez, yeryüzü çevresindeki uydular, şimdiye kadarki bulguların işaret ettiğine göre, belki de Büyük Patlama'dan sonra Evren'deki en büyük enerji salma olayları olan, kısa süreli ani ışınlar kaydetmektedirler. Bu olaylara, yaydıkları enerjinin elektromanyetik spektrumun içinde gama ışınları bölgesine düşen yeri nedeniyle, GIP adı verilmektedir.

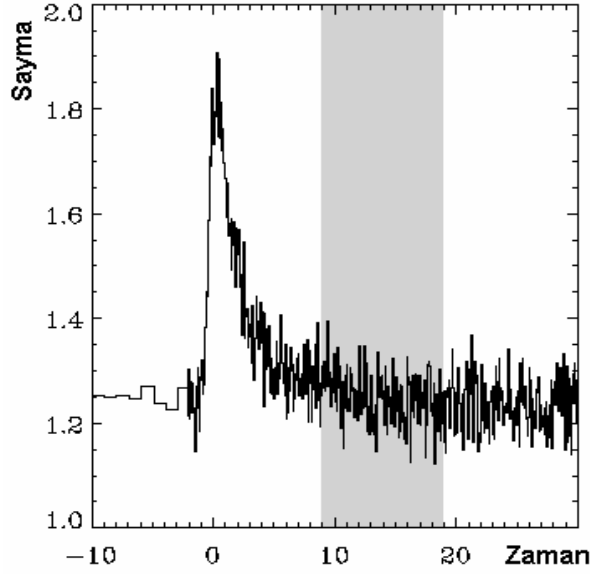
GIP'lerin keşfedilmelerinden bu yana yaklaşık 40 yıl geçmiş, buna rağmen orijinleri tam olarak anlayamamıştır. Uydular yardımı ile gerek gözlemsel (²BATSE uydusu ile) gerekse kuramsal çalışmalar halen bütün canlılığı ile sürmektedir (Fishman 1994, Fox 2003, Piran 2003, Hjorth 2003). Gözlemsel çalışmaların en büyük sorularından biri, patlamaların yerini kesin olarak belirlemektir. Ancak belli bir açı aralığında tespit edilen GIP için, bölgede çok sayıda optik ışık kaynağı bulunduğundan, geçici bir ışık kaynağının saptanması zorlaşmaktadır. Dünyanın atmosferi gama ışınlarını soğurduğundan dolayı, deneysel ölçümler uydu aracılığı ile yapılabilmektedir.

Bir GIP enerji bütçesinin çoğunluğu, yüksek enerjili (≥ 100 keV) fotonlardan oluşmaktadır. Olayın gökyüzündeki ortaya çıkış yönü önceden hiçbir şekilde öngörülememekte ve Şekil 2.3'de görüldüğü gibi patlama oldukça kısa bir süre içinde (0,1 -1000 s) oluşumunu tamamladıktan sonra, bir daha o bölgeden benzeri veya başka tür bir ışına gözlenmemektedir.

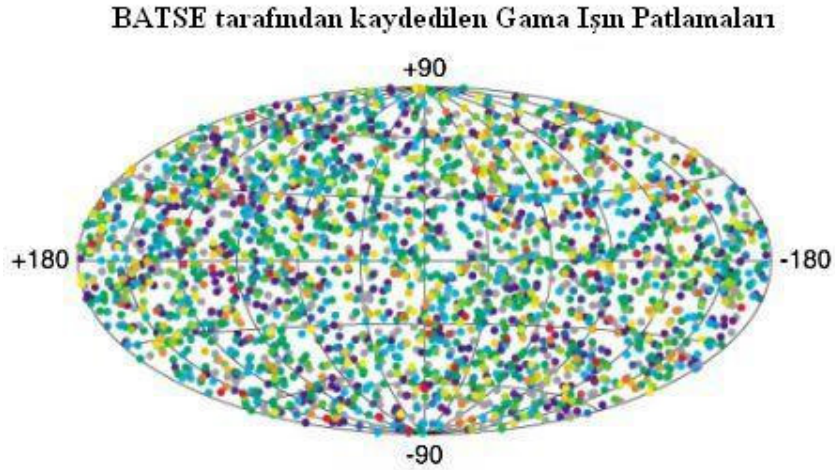
Şekil 2.4, GIP'lerin uzaysal dağılım haritasını göstermektedir. Haritada görülen renklerin farklı olmasının nedeni, o noktaya gelen ışının enerjisinin bir ölçüsüdür. Farklı renkler, farklı enerji değerlerine karşılık gelmektedir.

² BATSE (Patlayan ve Değişen Kaynaklar Deneyi -Burst And Transient Spectrometer Experiment), yüksek enerji evrenini gözlemek üzere NASA tarafından hazırlanmış olan Compton Gama Işın Uydusu üzerindeki 4 teleskoptan biridir. BATSE'nin asıl görevlerinden bir tanesi de, gama ışın patlamaları üzerine araştırma yapmaktır. Teleskop iki NaI(Tl) sintilasyon dedektörü içerir.

Deneylerden elde edilen bu uzaysal dağılımın izotropik olması, GIP'lerin galaksimizin oluşturduğu yatay düzeyden değil, kozmolojik uzaklıklardan geldiğinin en önemli ipuçlarından biri olarak kabul edilmektedir.



Şekil 2.3 Tipik bir GIP olayında gama ışın sayımlarının zaman değişim grafiği. Yatay eksen: patlama başlangıcından beri geçen süre(s), dikey eksen: saniyede keV enerji aralığı başına gama ışını sayımı (<http://www.nasa.gov.>, 2006)



Şekil 2.4 GIP'ın uzaysal dağılımı (<http://www.nasa.gov.>, 2006)

GİP için yaygın kabul gören model, Collapsar (çöken yıldız) modelidir. Bu modelin bir özeti Bilim ve Teknik dergisinin ocak 2005 sayısında verilmiştir (Gürdilek 2005). Bu modele göre GİP, süpernova patlamaları sonucu ortaya çıkar.

2.5 Yıldızlarda Çekirdek Sentezi ve Süpernova Patlamaları

Yıldızların temel enerji kaynağı füzyon (çekirdek birleşmesi) reaksiyonlarıdır. Çekim kuvvetinin etkisi ile yıldızın merkezinde sürekli artış gösteren ısı 15 MK° değerine ulaştığında artık yıldız füzyon reaksiyonu gerçekleştiren bir yıldızdır ve bu noktadan sonra çekirdeğin ısısı sabit kalır.

Yeni oluşmuş bir yıldız en basit füzyon reaksiyonu olan hidrojen çekirdeğini helyum çekirdeğine dönüştürme işlemini gerçekleştirir. Bir yıldız başlıca yakıtı olan hidrojeni tükettikten sonra tekrar içine çökmeye başlar çöktükçe ısınan yıldızın merkezindeki ısı 100 MK° olduğunda ikinci bir füzyon tepkimesi başlar.

Bu sıcaklıkta helyum atomları birleşerek berilyum atomu oluşturur fakat bu yeni yakıtın ömrü çok kısadır, birkaç milyon yılda bu yakıt da tükenir. Tüklenen her yakıtın ardından daha ağır bir atom yakıt olarak kullanılır bu işlem en kararlı element olan demir elementine kadar sürer.

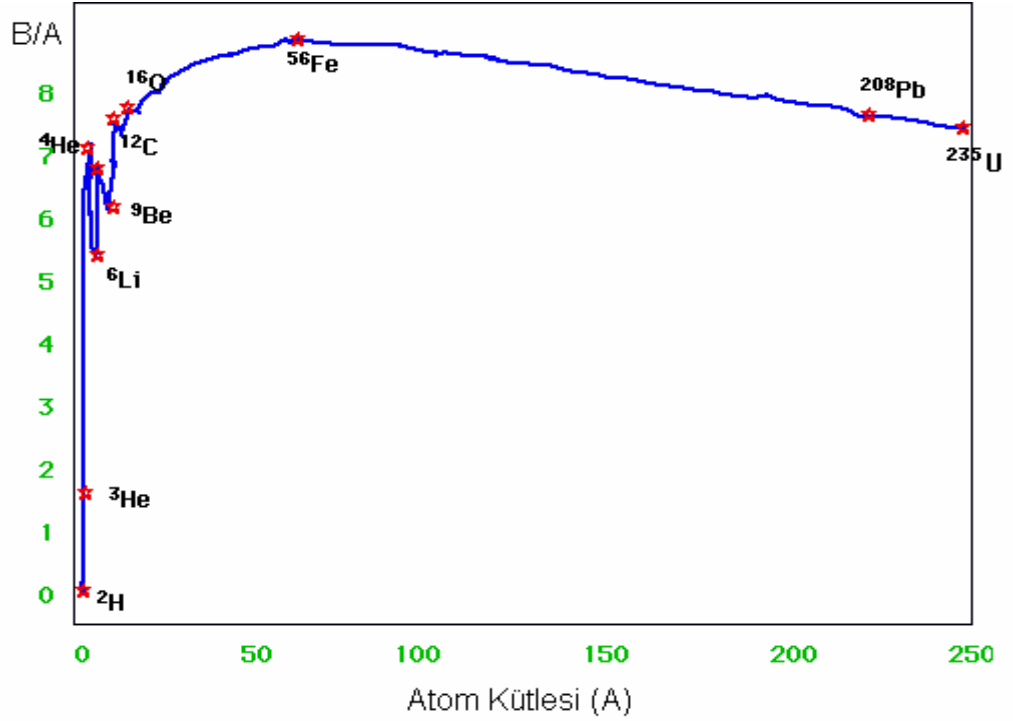
Şekil 2.5'de nükleon başına bağlanma enerjisinin grafiği gösterilmiştir. Bu işlemin demirde (^{56}Fe) durmasının nedeni, $A=56$ civarında nükleon başına bağlanma enerjisinin maksimum olmasıdır.

A sayısı daha büyük olan çekirdekler için yakalama reaksiyonları artık enerji açığa çıkarmaz. Demirden daha ağır olan elementlerin daha değişik mekanizmalar ile (nötron yakalama ve β bozunumu gibi) enerji açığa çıkarması gerekmektedir.

Hidrojen tükendikten sonraki yakıtlar, yani helyumdan demire kadar olan füzyon reaksiyonları, bir kaç yüz milyon yıl içinde tükenir. Ve artık bu yıldızın ömrü tamamlanmıştır.

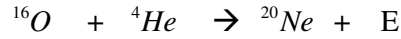
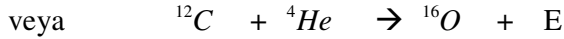
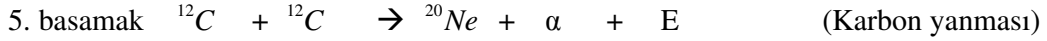
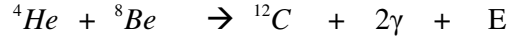
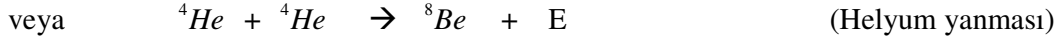
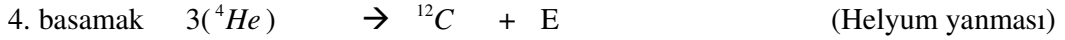
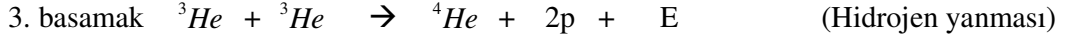
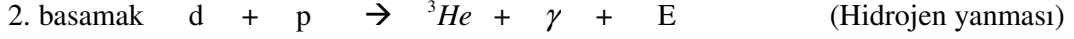
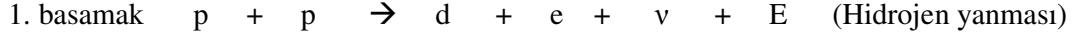
Ömrünün sonuna yaklaşan yıldız artık içerisindeki tüm hidrojeni helyuma çevirmiş ve bu değerli yakıtını tüketmiştir. Sırasıyla helyum, berilyum gibi elementleri de yakıt olarak kullanan yıldızın çekirdeğindeki ısı giderek artmakta ve artıkça da merkezinde oluşan ısı enerjinin etkisi ile genişlemektedir. Genişleyen yıldız devasa boyutlara ulaşır. Tabii ki bu genişlemenin bir sonu olacaktır, bu son aynı zamanda yıldızında sonudur.

Çizelge 2.1’de nükleer sentezin temel basamakları gösterilmiştir. İlk basamakta, iki çekirdekli kararlı bir sistem oluşturmak üzere iki protonun birleşmesi gerekir.



Şekil 2.5 Nükleon başına bağlanma enerjisi (Krane 2001)

Çizelge 2.1 Nükleer sentezin temel basamakları



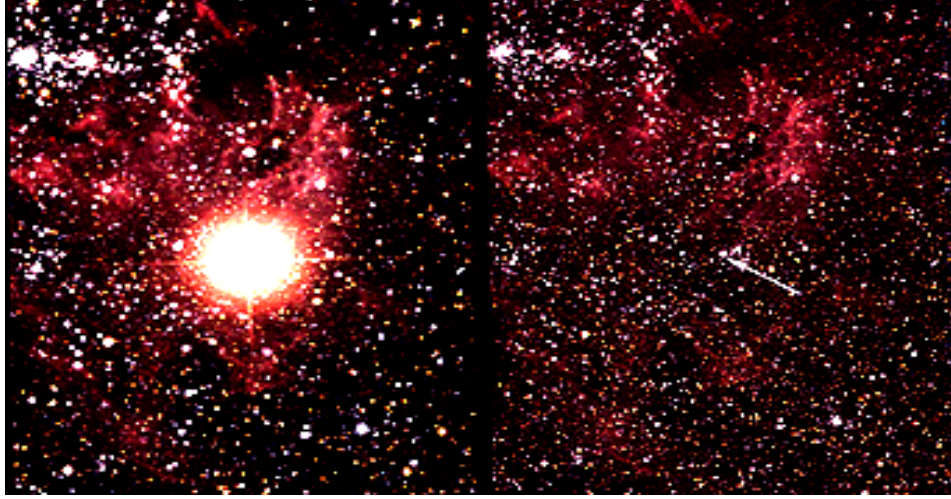
Güneş yaklaşık olarak $5 \cdot 10^9$ yıllık bir süredir hidrojenini yakıp helyuma dönüştürmüştür. $5 \cdot 10^9$ yıl daha bunun böyle sürmesi beklenmektedir. Güneşten daha ağır yıldızlar daha yüksek merkezsel yoğunluğa ulaşır ve böylece hidrojen, bu yıldızlarda daha hızlı yanıp daha çabuk helyuma dönüşür. Eğer yıldızın kütlesi güneşin kütlesinin 0,25' inden fazla ise sıcaklık 10^8 K' ye kadar ulaşabilir ve yıldızdaki helyum yanma süreci başlar.

Kütlesi güneşin kütlesinin 10 katından fazla olan yıldızlarda oksijen yanarak ($T = 2 \cdot 10^9$ K) silikona dönüşür. Daha sonra silikon da yanarak demire yakın bir çekirdeğe dönüşür ($T = 4 \cdot 10^9$ K). Böylece bu kütledeki yıldızlar soğan benzeri bir

yapıya kavuşurlar. Üst üste olan tabakalardan dışa doğru gidildikçe, giderek hafif elementler artar. Bu hafif elementler yanmaya devam eder. Silisyum tabakasındaki yanma süreci, demirden oluşmuş çekirdeğin kütlesini artırır. Bu artma ile yıldız çekirdeği kendi ağırlığını ve üzerindeki katmanların basıncını taşıyamaz hale gelir. Bu noktada gravite (kütle çekim) baskınlaşır ve felaket boyutunda bir içe çökme ve patlama gerçekleşir (Williams 1991). Süpernova patlaması ismi verilen bu patlama ile yıldızın dış katmanları hızla uzay boşluğuna dağılır ve geride sadece yoğun bir çekirdek kalır. Bu çekirdek kütle çekim enerjisinin etkisi ile hızla çöker.

Kütlesi güneş kütlesinin 1,5 – 3 katı arasındaki yıldızlarda bu çökme yıldızı oluşturan proton ve elektronların yüksek çekim kuvvetinin etkisi ile birleşerek nötronlar oluşmasına ve geriye sadece nötronlardan oluşan bir nötron yıldızı kalmasına neden olur.. Daha büyük kütleli bir yıldız ya da yıldız kümesinin çökmesi ise, uzay-zamanda ışık dahil hiçbir şeyin dışarı kaçamayacağı karadelik adı verilen tuhaf cisimleri meydana getirir.

Peki, neden süpernova patlamalarını gözlemek önemlidir; Evren hakkındaki değişen ve artan bilgilerimizin çoğunu süpernovalara borçluyuz. Süpernova patlamalarından yayılan ışığın şiddeti çok büyük olduğundan dolayı, evrenin çok uzak noktalarında bile belirlenebiliyor. Bu nedenle bu süpernovaların yaydığı ışığın parlaklığına bakılarak, bunların içinde bulunduğu gökadalalarının bize olan uzaklıkları güvenilir bir biçimde hesaplanabiliyor. Dolayısıyla, süpernovalar bir standart ışık kaynağı olarak çok önemlidir. Çünkü patlamalardan elde edilen ışık ile, çökmüş cisimlerin (nötron yıldızları ve karadelikler) yerlerinin belirlenebildiği düşünülüyor. Bundan altı yıl önce birbirinden uzaklaşan süpernovaların gözlenmesi ile, evrenin giderek artan bir hızla balon gibi şiştiği ortaya çıkmıştır. Şekil 2.6'da bir süpernova patlaması ve patlama sonundaki kalıntısı görülmektedir.



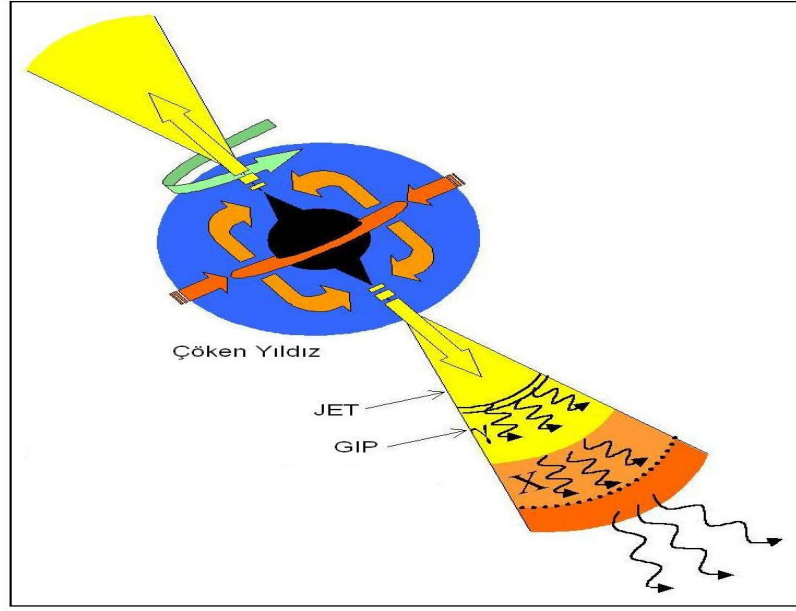
(a)

(b)

Şekil 2.6.a Süpernova patlaması, **b.** patlamanın kalıntısı (<http://www.nasa.gov.>, 2006)

2.6 Collapsar Modeli

Bu modele (Meszaros 2002) göre, güneşten çok daha büyük kütlede dev bir yıldız, merkezindeki hidrojen yakıtını tüketip, hidrojen ve helyumdan oluşmuş dış katmanlarını yitirmeye başlıyor. Dış katmanların yitirilmesi, dev yıldız daha küçük bir hacime sıkışmış sıcak mavi bir yıldızla dönüştürüyor. Orijinal yıldızdan arta kalan, 15 Güneş kütlelerinde helyum, oksijen ve daha ağır elementlerden oluşan yıldız, öteki yakıtlarını da hızla tüketiyor ve iç çekirdeği de çökerek bir karadelik oluşturuyor. Aynı anda, yıldızın kütlelerinden bir bölüm de karadelik çevresinde dönen bir kütle aktarım diski oluşturuyor. Yıldızın dıştaki katmanları ise henüz merkezde olanlardan habersiz. Karadelik çevresindeki diskin iç kesimleri, diskin dışından daha hızlı döndüğünden dolayı güçlü elektrik ve manyetik alanlar oluşuyor. Bu alanlar, yıldızın dönüş eksenini boyunca fıskıran madde jetleri oluşmasına neden oluyor (Şekil 2.7). Jetler yıldızın dış katmanları içinden on saniyede geçerek yıldızın kutuplarından birbirine ters yönde fıskırıyor. Sonunda jetler ve parçacık rüzgarları, yıldızın bir süpernova patlamasıyla dağılmasına neden oluyorlar.



Şekil 2.7 Çöken yıldız modeli (Bilim ve Teknik dergisi, ocak 2005)

Yaklaşık bir saat sonra, orijinal yıldızın bulunduğu yerden çok uzaklarda, jetlerin ışık hızına yakın değişik hızlarda yol alan parçaları arasında çarpışmalar meydana gelmeye başlıyor. İşte Gama Işın Patlamaları'nı oluşturan ve ışınımı bizim doğrultumuza fırlatanlar bu çarpışmalar.

Bundan sonraki bölümde, gama ışın patlamalarından ya da diğer herhangi bir yoldan üretilen gama ışınlarının hangi doğrultuda yayıldıklarını belirlemek için, gama ışınlarının nasıl ölçüldüğünü ve bu ışınların madde ile etkileşim yollarının ne olduğunu inceleyeceğiz.

3.GAMA IŞINLARININ ÖLÇÜMÜ

3.1 Gama Işınlarının Madde ile Etkileşmesi

1 keV'den daha enerjili gama ışınlarının tespitinde, gama ışınları ile dedektördeki madde arasındaki enerji değişimi ve enerji kaybı gibi işlevler kullanılır. Pekçok durumda gama ışınlarından yüklü parçacıklara iletilen şey kinetik enerjidir ve gelen gama ışınının tayfsal özelliklerini öğrenmemiz için ölçülür. Gelen gama ışın fotonu ile ikincil parçacıkların yönü arasındaki açısal ilişki de enerji hakkında önemli bilgiler sağlar.

İncelemeye, madde içinde ilerletilen gama ışınının etkileşimleri ile başlayabiliriz (Knoll 1999). Gama ışınının madde ile etkileşmesinde üç önemli mekanizma vardır:

1. Fotoelektrik olay
2. Compton ve Thomson saçılması
3. Çift oluşumu

3.1.1 Fotoelektrik olay

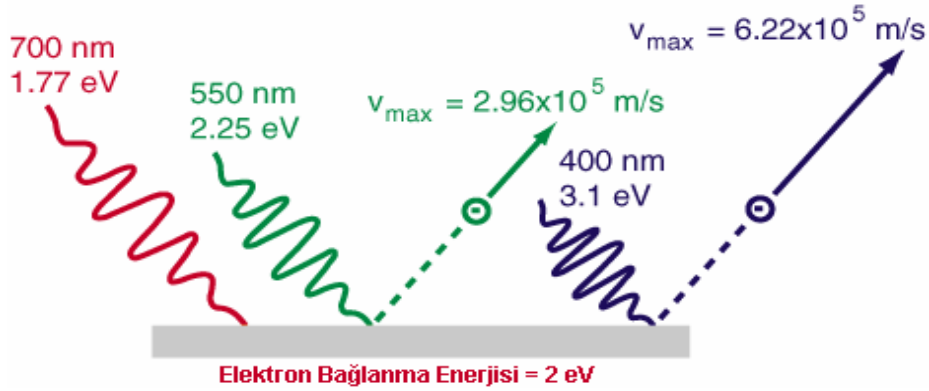
Fotoelektrik soğurma, dedektör kristalin ilk elektronları ile gelen gama ışınlarının etkileşmesi sonucu olur. Bu etkileşim sırasında gama ışınının bütün enerjisi kaybolur fakat bu enerji tamamen elektronlara kinetik enerji olarak aktarılmaz. Bir kısmı elektronu uyarmak için kullanılır. Bu elektronlar, fotoelektron olarak adlandırılır. Fotoelektronların kinetik enerjisi (T_e), Denklem 3.1' de gösterildiği gibi, gelen gama ışınının enerjisinden (E_γ), elektronu uyarmak için gerekli olan enerjinin (E_b) çıkarılması ile hesaplanabilir.

$$T_e = E_\gamma - E_b \quad (3.1)$$

Fotoelektrik soğurumdan sonra fotoelektrondan boş kalan yerin başka elektronlar tarafından doldurulması ile birlikte karakteristik x-ışınları yayınlanır. Bu x-ışınlarının

soğurulması ve ikincil elektronların kinetik enerjilerine dönüşmeleri bir anlamda kayıp enerjiyi geri çağırarak olacaktır. Teorik olarak artık fotonların enerjisinin bir kısmı, geri tepen atomların kinetik enerjisine geçer ancak bu ihmal edilebilir.

Diğer yandan, geri tepen atom tarafından taşınan momentum önemlidir. Bu sayede momentumun serbest bir elektron tarafından fotoelektrik etki ile dönüştürülemeyeceği gösterilebilir. Bu yüzden fotoelektrik etki için kullanılacak elektronların atoma bağlılığı şarttır. Şekil 3.1’de potasyum metaline gelen fotonlar için fotoelektrik olayın şematik diyagramı gösterilmiştir. Potasyum için bağlanma enerjisi 2 eV değerinden yüksek olduğundan dolayı, bu enerjinin altındaki fotonlar elektron koparamaz.

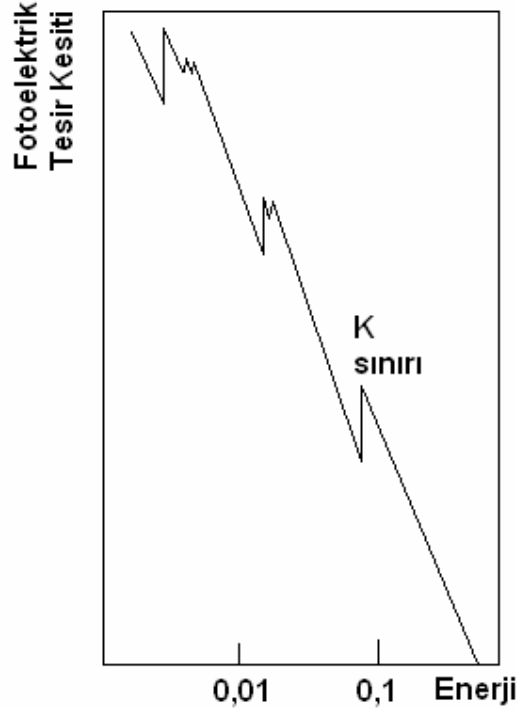


Şekil 3.1 Fotoelektrik olay

Fotoelektrik soğurma olasılığı, soğurucu atomun Z sayısı ile artar, artan foton enerjisi ile azalır.

Ayrıca fotoelektrik soğurma olasılığı grafiklerinde, özel elektron kabuklarının bağlanma enerjilerine karşılık gelen enerjilerde sıçramalar (süreksizlikler) vardır. Örneğin, Pb’ de K-kabuğu elektronunun bağlanma enerjisi 88 keV’ dir. Bu enerji değerinden düşük enerjilerde gelen fotonlar K-kabuğundan fotoelektron salınmasına neden olamazlar. Foton enerjisi 88 keV’ in üzerine çıkarılırsa, K-elektronlarının fotoelektrik soğurma işlemine katılmaları, fotoelektrik olasılığının ani artmasına neden olur. Buna kısaca K-sınırı denilir.

Şekil 3.2’de fotoelektrik soğurma tesir kesitinin bir örneğini göstermektedir.



Şekil 3.2 Pb’ de fotoelektrik tesir kesiti. Kesikli sıçramalar, çeşitli elektron kabuklarının bağlanma enerjilerine karşılık gelir (Krane 2001)

3.1.2 Compton ve Thomson saçılması

Compton saçılmasında foton, maddedeki bir atomun elektronu tarafından saçılır. Gama ışını, enerjisinin (E_γ) düşüşüyle beraber (E'_γ) bir açıyla saçılabilir ve bu saçılmayla ortaya çıkan enerji kaybı, elektronlara kinetik enerji olarak geçer (Denklem 3.2). Şekil 3.3’de Compton saçılmasının şematik diyagramı gösterilmiştir.

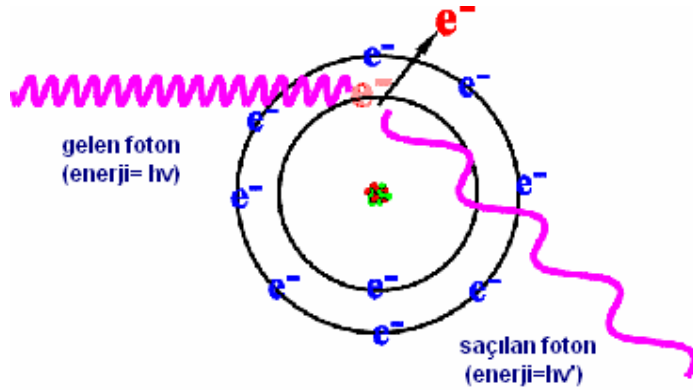
$$T_e = E_\gamma - E'_\gamma \quad (3.2)$$

Saçılan gama ışınının enerjisi saçılmadan sonra daha azdır ve kristal ile tekrar etkileşebilir ya da etkileşme yapmadan terk edebilir. Ayrıca gama ışını bir ya da birden fazla Compton saçılması da yaşayabilir. Enerji düştükçe fotoelektrik soğurulmanın oluşması olasılığı da artar. Bundan dolayı gama ışını enerjisinin sadece bir kısmını da (Compton saçılması ile), tamamını da (Compton saçılmasını takip eden fotoelektrik soğurulmayla)

kristalde kaybedebilir. Elektronun kinetik enerjisi , enerji ve çizgisel momentumun korunumu kullanılarak (3.3) denklemi ile hesaplanır.

$$T_e = E_\gamma - E'_\gamma = \frac{E_\gamma^2(1 - \cos \theta)}{mc^2 + E_\gamma(1 - \cos \theta)} \quad (3.3)$$

Burada $m=9,11 \cdot 10^{-31}$ kg değeri ile elektronun durgun kütlesi ve $c=3 \cdot 10^8$ m/s ışığın boşluktaki hızıdır.



Şekil 3.3 Compton saçılmasının şematik gösterimi

Thomson saçılması, Compton saçılmasının basit bir şeklidir. Bu saçılmada saçılan fotonun enerjisi gelen fotonun enerjisine eşittir ($E'_\gamma = E_\gamma$), fakat saçılan fotonun yönü değişmiştir.

3.1.3 Çift oluşumu

Çift oluşumu işleminde gelen gama ışını çekirdeğin yakınında elektron-pozitron çifti üretecek şekilde yok olur. Bir elektron ya da pozitronun durgun kütlesi 0.51 MeV' dir. Dolayısıyla çift oluşumunun gerçekleşebilmesi için en az 1.02 MeV enerjili ($2m_0c^2$) bir foton gerekir. Bu enerjiye karşılık gelen en büyük foton dalga boyu 1000 fm' dir. Bu dalga boyundaki elektromanyetik dalgaların gama ışınları olduğunu daha önce görmüştük.

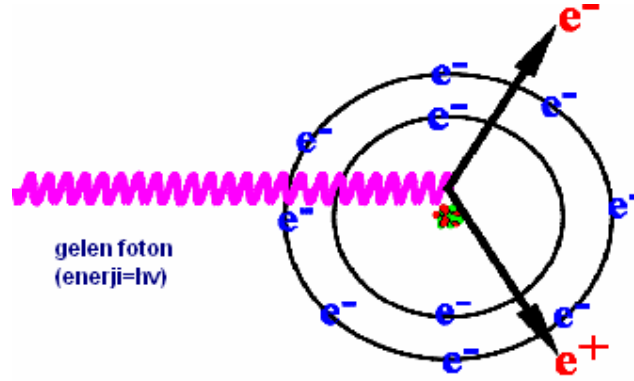
Foton enerjisinin artan kısmı, (3.4) denkleminde gösterildiği gibi elektron ve pozitronun kinetik enerjisi (T_e) olur.

$$2m_0c^2 + T_e = E_\gamma \quad (3.4)$$

Daha sonra pozitron, elektronla çarpışarak birbirlerini yok eder ve iki tane 0.51 MeV'lik gama ışını üretirler. Bunlar da enerjilerinin tamamını ya da bir kısmını dedektör kristalin içinde Compton saçılması ve/veya fotoelektron soğurması ile kaybedebilirler..

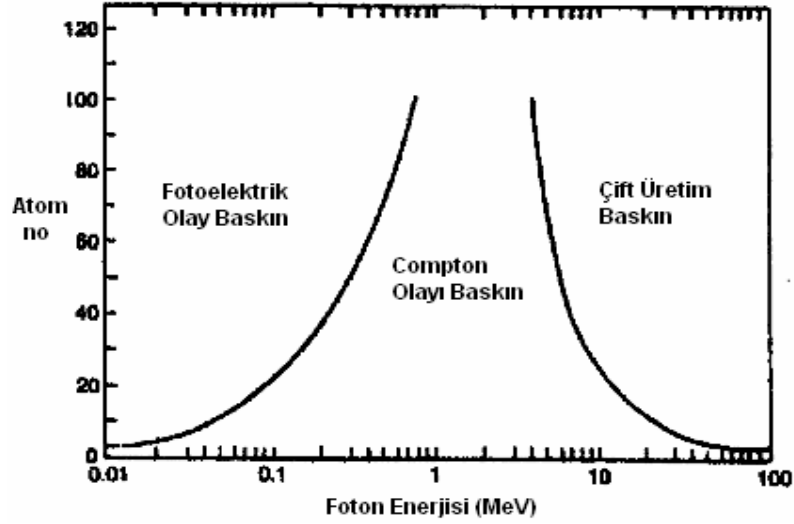
Bundan dolayı çift oluşumu yoluyla etkileşen orijinal gama ışını enerjisinin tamamını ya da tamamından 1,02 MeV az halini ikinci parçacıklara aktarabilir. Çift oluşumunun 1,02 MeV gibi bir enerji eşiği vardır. Etkileşim bu enerjinin altında gerçekleşmez.

Şekil 3.4'de çift oluşumunun şematik diyagramı gösterilmiştir.



Şekil 3.4 Çift oluşumunun şematik gösterimi

Tüm bu etkileşimleri Şekil 3.5'de görülen bir grafikte özetleyecek olursak; düşük foton enerjilerinde ve büyük Z numaralı atomlarda fotoelektrik olay baskındır. Enerji değeri arttıkça, fotonun soğurulma olasılığı azalacağından dolayı, çarptığı atom tarafından soğurulmayacak fakat Compton saçılmasına uğrayacak ve saçılacaktır. 5 MeV' nin üzerindeki enerjilerde ise çift oluşumu baskın hale gelecektir.



Şekil 3.5 Fotoelektrik olay, Compton olayı ve çift oluşumunun baskın olduğu bölgeler (Krane 2001)

Radyasyonun t kalınlıklı bir maddede soğurulmasını ölçmek için yapılan deneyde, kaynaktan çıkan gama ışınları (şiddet= I_0), dar bir aralıktan geçtikten sonra hedef tarafından saçılır veya soğurulur. Geri kalan fotonlar dedektöre ulaşırlar (şiddet= I).

Dedektöre ulaşan fotonlar, hedefte hiç etkileşme yapmayan fotonlardır. Bir fotonun yok olması için, birim uzunluk başına toplam olasılık, μ (toplam lineer inceltme katsayısı) olarak adlandırılır. Bu olasılık, fotoelektrik soğurma (τ), Compton saçılması (σ) ve çift oluşumu (κ) olasılıklarının toplamıdır.

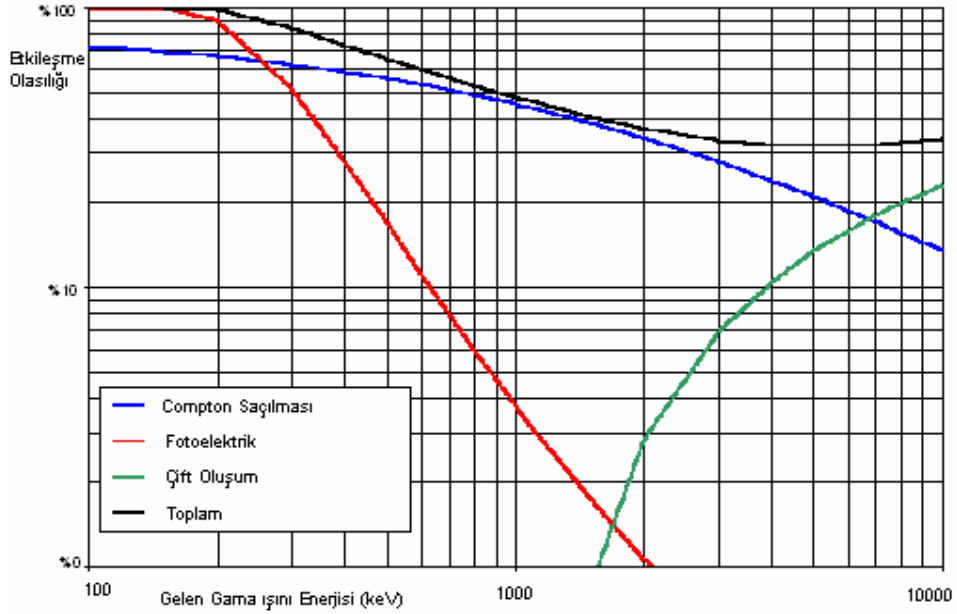
$$\mu = \tau + \sigma + \kappa \quad (3.5)$$

Denklem 3.5' deki tüm büyüklükler 1/uzunluk boyutundadır.

Hedef maddenin herhangi bir t kalınlığını geçen radyasyon, (3.6) denklemi ile hesaplanır.

$$I = I_0 e^{-\mu \cdot t} \quad (3.6)$$

Şekil 3.6, 30 mm. kalınlığındaki bir NaI dedektörü için inceltme katsayılarının değerlerini göstermektedir. Görüldüğü gibi düşük enerji değerlerinde fotoelektrik etkileşme olasılığı fazla ve enerji değeri arttıkça bu olasılık azalmakta, yüksek enerjilerde ise çift üretim etkileşme olasılığı baskın hale gelmektedir.



Şekil 3.6 30 mm kalınlığındaki NaI dedektörü için hesaplanan etkileşme olasılıkları

3.2 Gama Işın Dedektörleri

Nükleer radyasyonu tesbit etmek için kullanılan tüm dedektörler benzer çalışma özelliklerine sahiptirler. Radyasyon dedektöre girer, dedektör materyalinin atomlarıyla etkileşir, enerjisinin bir kısmını veya tamamını kaybeder ve atom yörüngelerinden daha düşük enerjili elektronların salınmasına neden olur. Bu elektronlar toplanır ve analiz edilmek için elektronik devre tarafından ya akım pulsu yada voltaj şekline dönüştürülür. Dedektör materyalinin seçimi ölçülecek radyasyonun tipine bağlıdır. Gama ışınlarının ölçümünde:

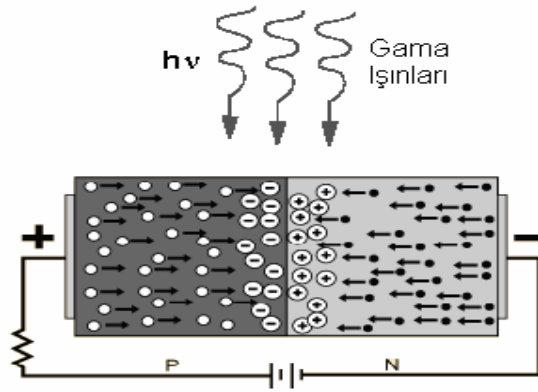
- Yarıiletken Dedektörler
- Sintilasyon Dedektörleri

yaygın olarak kullanılan dedektörlerdir.

Bu dedektörlerin çalışması, gama ışınlarının kullanılan materyal içinde iyonlaşarak enerji kaybetmesi gerçeğine dayanır.

3.2.1 Yarıiletken dedektörler

Yarıiletken dedektörler, negatif yük (elektron) veya pozitif yük (deşik) taşıyıcıları fazla olan n ve p tipi materyaller temas ettirilerek elde edilir. Ters besleme altında dedektörde, elektron vedeşikten arınmış bir hassas bölge oluşur. Dedektör veriminin yüksek olması için derin bir hassas bölge, derin hassas bölge elde etmek için de oldukça saf madde gerekir. Bir foton, eklem içinden geçtikçe, bir elektron, valans bandından iletim bandına yükseltilir ve elektron-deşik çifti üretilmiş olur. İçerideki elektrik alan, elektronları eklemnin pozitif,deşikleri de negatif tarafa doğru sürükler. Bu da bir sayıcı ile sayılabilen bir puls meydana getirir. Şekil 3.7'de yarıiletken dedektörlerin basit şematik gösterimi görülmektedir. Yarıiletken dedektörlerin en yaygın kullanılanları, Ge(Li), Si(Li) dedektörleridir.



Şekil 3.7 Yarıiletken dedektör şeması

3.2.2 Sintilasyon dedektörleri

Gama ışınlarının algılanması için popüler bir yöntem kristal sintilatörler kullanmaktır. Genel anlamda sintilatörler, yüksek enerjili yüklü parçacıklar ona çarptığında düşük enerjili (görülebilir dalgaboylarında) fotonlar yayımlayan kristallerdir.

Bir gama ışın dedektörü olarak kullanılırken de, sintilatörler, gama ışınının kendisini algılamaz. Bunun yerine gama ışınları yüklü parçacıklar üretirler ve bu parçacıklar sintilatör ile etkileşirler. Kristalin ürettiği düşük enerjili fotonlar ise daha sonra fotoçoğaltıcı tüpler tarafından toplanır. Sintilasyon dedektörlerinin çalışma şekillerini kısaca özetlersek;

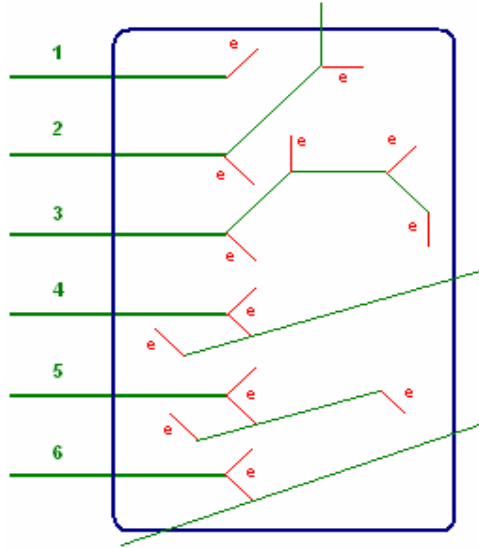
Şekil 3.8’de görünen bir sintilasyon dedektör kristaline gelen gama ışınları, kristal tarafından birçok görünür ışık fotonuna dönüştürülür. Bu dönüşüm, fotoelektrik soğurum, Compton saçılması ve çift oluşumu yolları ile meydana gelir. Bu üç yöntem de yüksek enerjili elektron pozitron çiftleri yaratırlar bu parçacıklar da sintilatör ile etkileşir.

Görünür fotonlar, fotoçoğaltıcı tüp adı verilen aygıtta girerler. Bu tüp, görünür fotonlar topluluğunu voltaj pulslarına dönüştürür. Katota çarpan görünür bölge fotonları, katottan fotoelektrik olay yolu ile fotoelektron salınmasına neden olur. Elektronlar, elektrik alan sayesinde Dinot (dynode) adı verilen metal bir plakaya doğru hızlandırılır. Dinot’ a çarpan elektronlar, birçok yeni elektronun serbest bırakılmasını sağlarlar. İlk dinottan fırlatılan elektronlar, elektrik alan sayesinde ikinci dinota hareket eder ve bu böylece devam eder. Her dinot, bir öncekinden daha yüksek potansiyeldedir. Ortalama olarak bir fotoçoğaltıcı tüpte 10- 12 dinot bulunur. Yani elektronlar, 10- 12 kez bir dinottan diğerine hareket eder. Elektronlar, dinotlara her çarpışta çoğaltılır, hızlandırılır.

Son dinottaki yük miktarı, tübe giren foton sayısı ile orantılıdır. Foton sayısı ile kristale gelen gama ışınlarının sayısı da orantılı olduğundan dolayı, çıkış voltajı direk olarak gelen gama ışını ile orantılıdır.

Sintilatörler organik ve inorganik olabilirler. Gama ışın dedektörlerinde çoğunlukla kullanılan dedektörler inorganik maddeler olan sodyum iyodid (NaI) veya sezyum iyodid (CsI) gibi alkali halide (herhangi bir halojen asit tuzu) tuzlardır. Bu maddelere foton yayınlama olasılığını arttırmak ve ışığın kendisinin soğurulmasını azaltmak amacıyla bir miktar katkı eklenir. Bu maddeye, aktivatör (aktifleyici) denir. Talyum ve sodyum genellikle en çok kullanılan aktivatörlerdir. Genellikle pek çok dedektör, NaI(Tl) yani talyum aktifleyici ile sodyum iyodid kristali, ya da CsI(Na) yani sodyum

6. Çift yokolma fotonlarından her ikisi de dedektörü terk edebilir.



Şekil 3.9 Dedektöre giren gama ışınının etkileşme yolları

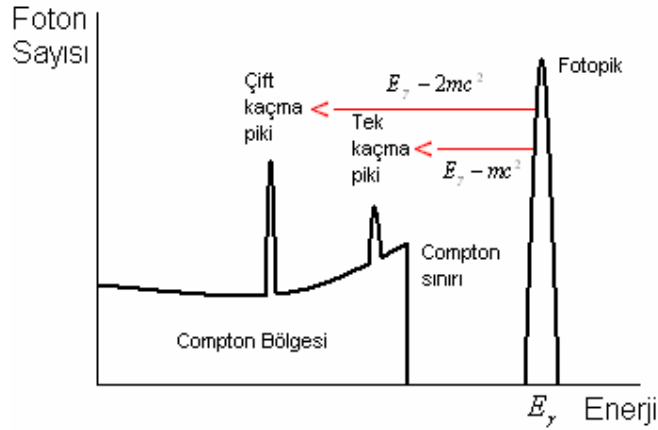
Eğer ilk foton, sonunda fotoelektrik soğurmaya maruz kalıyor ise, dedektör kristaline aktarılan enerji orijinal gama ışını enerjisine eşit olur. Yani, dedektöre giren gama ışını enerjisinde bir pik elde ederiz.

Tek bir Compton olayında saçılan elektrona aktarılan enerjiyi gözönüne alalım. Daha önce bahsettiğimiz (3.3) denklemi kullanarak elektronun kinetik enerjisini bulabiliriz;

$$T_e = E_\gamma - E'_\gamma = \frac{E_\gamma^2(1 - \cos \theta)}{mc^2 + E_\gamma(1 - \cos \theta)} \quad (3.3)$$

Dedektör içinde bütün açılarda saçılma olacağından dolayı, saçılan elektronun enerji aralığı $\theta = 0^\circ$ ile $\theta = 180^\circ$ değerleri yukarıdaki denklemde yazılarak elde edilir. Bu elektronların hepsi, dedektörde soğurulur ve bunlar dedektörün enerji spektrumunun Compton bölgesine katkıda bulunur. Bu bölge, 0° dan Compton sınırı olarak bilinen bir maksimuma kadar uzanır.

Bir pozitron elektron çifti, $E_\gamma - 2mc^2$ 'lik toplam kinetik enerji ile yaratılır ve bu enerjinin dedektördeki kaybı fotopiki meydana getirir. Pozitron atom elektronu ile birleşerek çift yokolma meydana gelir ve iki tane 511 keV' lik foton üretilir. Bu iki foton hiçbir etkileşme yapmadan dedektörden dışarı çıkabilir veya Compton saçılma işlemleri ile tamamen ya da kısmen soğurulabilir. Böylece, $E_\gamma - 2mc^2$ ' de (her iki foton kaçarsa), $E_\gamma - mc^2$ ' de (fotonlardan biri kaçarsa diğeri soğurulur ise) ve E_γ ' da (her ikisi de soğurulur ise) pikler görmeyi bekleriz. Şekil 3.10, tüm bu pikleri ve Compton sınırını göstermektedir.

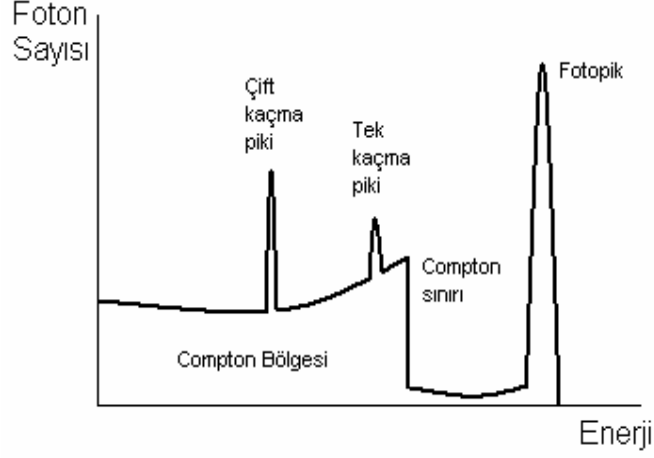


Şekil 3.10 Dedektörün tek enerjili gama ışınları için vereceği tipik cevap (Krane 2001)

Ölçülen enerji spekturumundaki pikler, yukarıda görüldüğü gibi belli bir genişliğe (FWHM - Full Width at Half Maximum - Yarı Yükseklikteki Tam Genişlik) sahiptirler. Bu genişlik ölçme işleminin istatistiksel karakterinden kaynaklanır. $FWHM=2,35\sigma$ ile hesaplanır. Standart sapma (σ), istatistiksel dağılımın genişliğinin bir ölçüsüdür. Aynı zamanda $\sigma = \sqrt{N}$ ' dir. N, bir NaI dedektöründe bir fotonun ortaya çıkardığı fotoelektronların sayısıdır. N, radyasyon enerjisi E' ye bağımlı olduğundan $FWHM = \sqrt{E}$ diyebiliriz (Krane 2001).

Dedektöre giren gama ışınları birden fazla, çoklu Compton saçılmaları yaparsa, Compton sınırı ile fotopik arasındaki enerji boşluğu doldurulacaktır (Şekil 3.11). Fotopik, Compton bölgesi ve kaçma piklerinin bağıl genlikleri, dedektörün şekline ve

boyutlarına bağlıdır. Büyük bir dedektörde Compton saçılmış fotonların veya 511 keV'lik yok olma fotonlarının dışarı kaçma olasılıkları daha düşüktür.



Şekil 3.11 Çoklu Compton saçılmaları sonucu Compton bölgesi ve fotopik arası

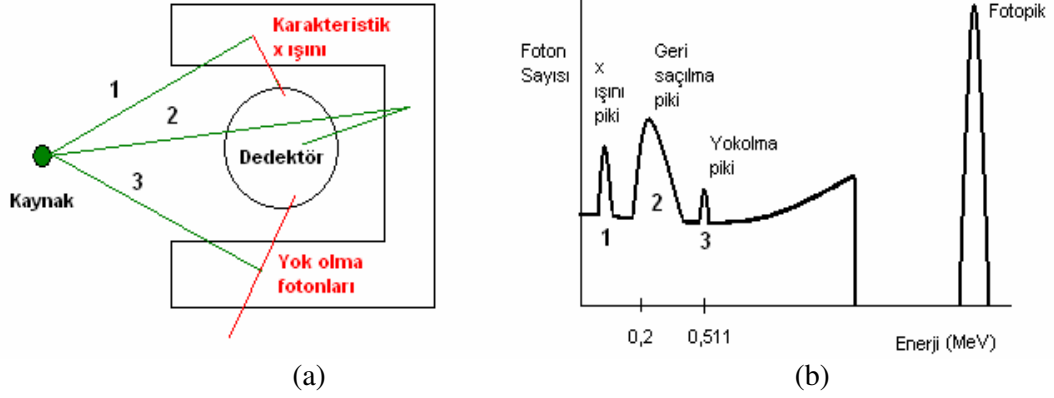
Ayrıca bu spekturumun düşük enerji bölgesinde çeşitli pikler oluşabilir (Şekil 3.12). Bunlardan biri, gerisaçılma (backscatter) pikidir (Knoll 1999). Kaynaktan çıkan gama ışınları, dedektör civarındaki materyallerden Compton saçılması yapabilir ve enerjisinin düşüşü ile beraber tekrar dedektöre girebilir. Gerisaçılma pikinin enerji değeri, saçılma açısı $\theta=\pi$ ve yüksek enerjiler için,

$$h\nu' \cong \frac{m_0c^2}{2} \quad (3.4)$$

olarak verilir. Buradan, bu enerjinin 0,2-0,25 MeV civarında olduğu görülür.

En düşük enerji değerinde gözlenen pik ise, dedektör çevresindeki materyallerin gama ışınlarını fotoelektrik soğurması sonucunda, materyal çekirdeğinin foton yayınlamak yerine enerjisini atomun bir elektronuna aktarması (iç dönüşüm) (Knoll 1999) ve boş kalan elektronun yerine başka bir elektronun düşmesi ile oluşan X ışınlarını göstermektedir.

Eğer kaynaktan çıkan gama ışınlarının enerjileri yüksek ise, dedektör çevresindeki materyallerde çift oluşum olasılığı olacaktır. Bu çift oluşum fotonları dedektöre girer ve 0,511 MeV değerinde yokolma piki gözlenir (Knoll 1999).



Şekil 3.12.a Dedektör ve çevresindeki materyallere çarpan gama ışınları, **b.** düşük enerji bölgesinde oluşan pikler (Knoll 1999)

3.4 Dedektör Seçimi

Gama ışınları yüksüz olduklarından dolayı kendileri iyonizasyon yapamazlar. Ölçülebilmeleri için enerjilerinin tümünü veya bir kısmını elektronlara aktarmaları gerekmektedir. Gama ışınları hiçbir etkileşmeye girmeden materyal içerisinde uzun bir yol katedebilirler, hatta kolaylıkla materyali delip geçebilirler. Bu nedenle dedekte edilmeleri zordur.

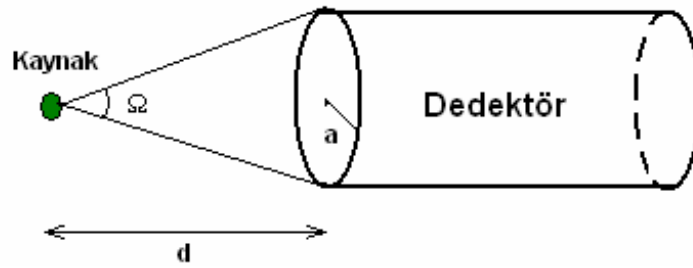
Kullanılacak olan dedektörün seçimi, yapılmak istenen ölçümün tipine bağlı olacaktır. Dedektör seçiminde, dedektörün verimi, enerji ve zaman çözme gücü gibi özelliklerine dikkat edilir.

Dedektör verimi, mutlak (absolute) ve gerçek (intrinsic) olarak ikiye ayrılır. Mutlak verimi (t_{abs}), kaynaktan saçılan fotonların dedektör tarafından ölçülebilme olasılığını,

gerçek verimi (t_i) ise, dedektöre çarpan fotonların ölçülebilir olasılığını anlatmaktadır.

Yani, $t_i = \frac{4\pi}{\Omega} t_{abs}$ ' dir. Burada Ω , dedektörün kapladığı katı açıyı göstermektedir.

Mutlak verim, dedektörün kapladığı katı açıya, yani alanı ve kaynaktan uzaklığına bağlıdır. Dairesel bir dedektör için $\Omega = \pi a^2 / d^2$ olarak verilir (Şekil 3.13). Gerçek verim ise, katı açıdan bağımsız, dedektör materyaline, radyasyon enerjisine ve dedektörün kalınlığına bağlıdır.



Şekil 3.13 Dairesel bir dedektör için katı açı

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

Gama spektroskopisinde en çok kullanılan sintilasyon dedektörleri (NaI) ve yarıiletken dedektörler (Ge) karşılaştırıldığında, NaI dedektörleri daha yüksek verime sahiptir, daha ucuzdur ve çalışma şartları daha basittir. Örneğin NaI dedektörleri için soğutma gerekli değildir. NaI, Ge' den daha yüksek Z sayısına sahip olduğundan (iyodun Z sayısı 53), foton soğurulma olasılığı bu dedektörde daha yüksektir.

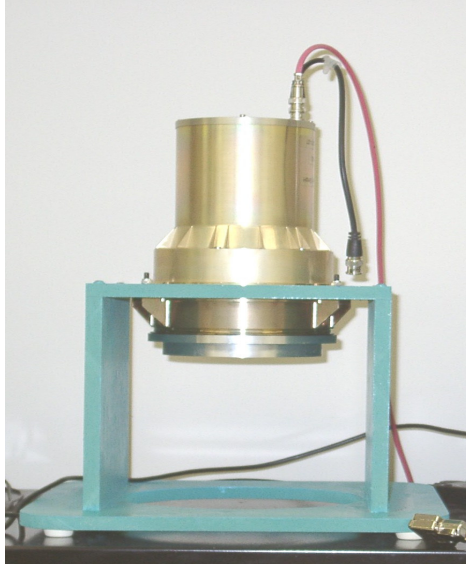
Öte yandan, yarıiletken Ge dedektörlerinin enerji çözme gücü NaI dedektörlerine kıyasla çok üstündür. 662 keV' de NaI için FWHM 40 keV ise Ge için aynı değer 1 keV' dir (Krane 2001). Bu özellik reaksiyon sonucu ölçülen karmaşık gama spektrumları için çok önemlidir.

Bu tezin konusu olan uygulamamda, karmaşık gama spektrumları beklenmediğinden ve maliyetinin düşüklüğü ve kullanım kolaylıkları göz önüne alınarak NaI dedektörleri kullanılmıştır.

4.LABORATUAR ÇALIŞMALARI

4.1 Çok Kanallı Analizör Deneyleri

Ankara Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Nükleer Fizik laboratuvarlarında yapılan çalışmalarda, çeşitli kaynaklar kullanarak NaI dedektörü ile ölçümler alınmıştır. Deneylerde kuyu tipinde sodyum iyodür (NaI(Tl)) kristalli dedektör kullanılmıştır. Bu tür bir dedektör modeli Şekil 4.1’de gösterilmiştir.

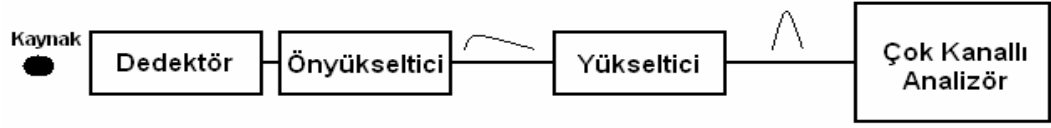


Şekil 4.1 Kuyu tipi sodyum iyodür (NaI(Tl)) kristalli dedektör

Kristalin dış çapı 51 mm., iç çapı 16,66 mm., kalınlığı 66,3 mm., kuyu derinliği 39,22 mm. ve ağırlığı 0,77 kg.’dır.

Kristalin arkasında bir yüksek gerilim güç kaynağı tarafından beslenen fotoçığaltıcı tüp ve buna bağlı ön yükselteç bulunmaktadır. Ön yükselteçten çıkan sinyal, ana yükseltece gelmekte ve burada sinyal yükseltilmekte ve puls şekillendirmesi yapılmaktadır. Yükselteçten çıkan sinyal bilgisayar içindeki 8192 kanaldan oluşan, çok-kanallı analizör kartına gelmektedir.

Şekil 4.2, bu elektronik düzeneğin şematik diyagramını göstermektedir. Analizör, “Genie” adı verilen bilgisayar yazılımı ile kontrol edilmektedir.



Şekil 4.2 Kaynaktan yayınlanan radyasyonların enerji ölçümlerinde kullanılan elektronik düzeneğin şematik gösterimi

4.2 Enerji Kalibrasyonu

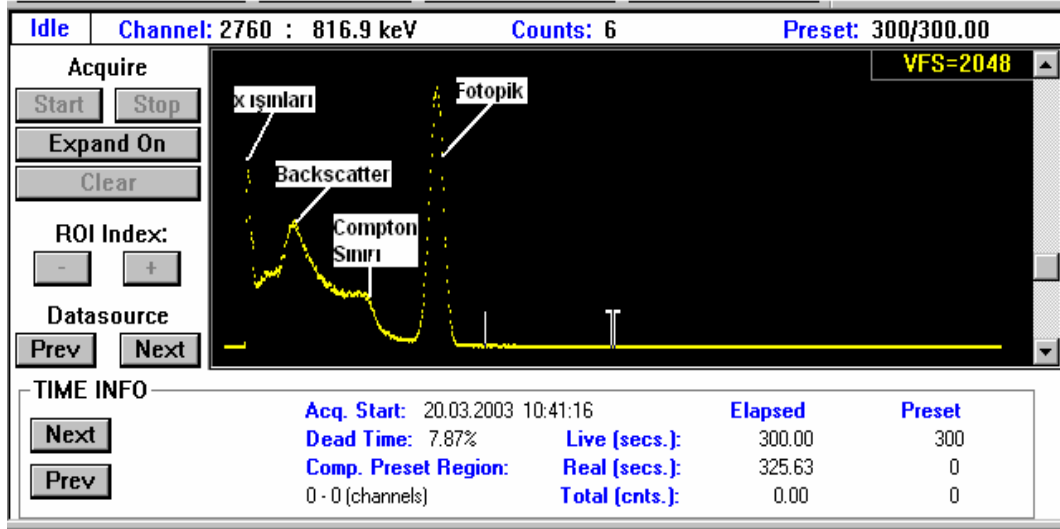
Çok kanallı analizöre gelen her puls, yüksekliklerine göre bir kanalda sayım olarak sayılır. Her kanal bir enerji değerine karşı gelmektedir. Ancak puls yükseklikleri, fotoçoğaltıcı tübe uygulanan yüksek gerilim ve yükseltecin kazancı ile değişir. Bu değişim, bir kanala karşılık gelen enerji değerini değiştirmektedir. Bu nedenle, sistemde enerji kalibrasyonu yapmak bir zorunluluktur.

Enerji kalibrasyonu için, enerjisi bilinen standart kaynaklar kullanılır. Kalibrasyon iki şekilde yapılabilir. Birinci yöntemde, yükseltecin kazancı herhangi bir değere ayarlanır. Daha sonra standart kaynaklar dedektör karşısına yerleştirilir ve bir süre sayım yapılır. Elde edilen spektrumda fotopiklerin merkezlerinin karşı geldiği kanal numaraları not edilir. Kanal numaralarına karşı gelen enerji değerleri birinci veya ikinci dereceden bir polinoma fit edilerek kalibrasyon yapılmış olur.

İkinci yöntemde ise, bir kanalın 1 keV' lik enerjiye karşılık geldiği kabul edilir. Enerjisi bilinen bir kaynak dedektör karşısına yerleştirilir ve sayım toplanmaya başlanır. Spektrum elde edilirken yükseltecin kazancının değiştirilmesi yoluyla fotopik merkezi istenilen kanal numarasına getirilir ve böylece kalibrasyon yapılmış olur. Fotopik enerjisi 661,7 keV olan Cs-137 için aldığımız ölçüm sonucunda elde ettiğimiz spektrum Şekil 4.3'de gösterilmiştir. Bu şekilde yatay eksen sayma, düşey eksen ise gama enerjisini göstermektedir.

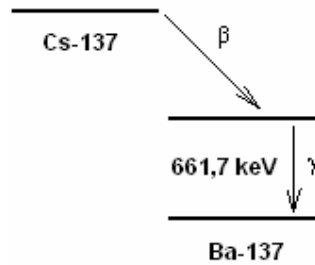
Şekilde 2760 numaralı kanala karşılık gelen enerji 816,9 keV olarak görülmektedir. Fotopik merkezinin kanal numarası 2238' dir ki bu da Cs-137 için 661,7 keV'lik enerji değerine karşılık gelir. Spektrumdaki 480 keV civarında gözlenen yükseklik Compton sınırını göstermektedir. 200 keV civarında gözlenen pik, dedektör dışında çevredeki

materyaller içinde saçılarak dedektöre giren gerisaçılma gama ışınlarını göstermektedir. En düşük enerji değerinde gözlenen pik ise, Cs-137, β bozunduktan sonra kalan Ba-137 çekirdeğinin iç dönüşümü sonucu oluşan x ışınlarını göstermektedir.



Şekil 4.3 Genie programı ile Cs-137 için elde edilen spektrum

Şekil 4.4’de Cs-137 çekirdeğinin β bozunumunu izleyen 661,7 keV’ lik γ bozunumu gösterilmektedir.



Şekil 4.4 Cs-137’ nin β bozunumunu izleyen γ bozunumu

Enerji spekturumundaki her nokta için istatistiksel hata, $\sqrt{\text{sayma}}$ olarak alınır. Örneğin,

661,7 keV' de sayma 1000 olarak okuyorsak, bunu $1000 + \sqrt{1000}$ olarak veririz (Krone).

4.3 Kütle Azalım Katsayısının Enerji ile Değişimi

Gama ışınlarının madde içinden geçerken soğurulmalarının $I = I_0 e^{-\mu t}$ bağıntısıyla verildiğini söylemiştik. Bu denklem düzenlenirse,

$$\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = -\left(\frac{\mu}{\rho}\right)t \quad (4.1)$$

bağıntısı elde edilir. Burada $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)$ g/cm² biriminde kütle azalım katsayısıdır. Denklem (4.1)' e göre $\ln\left(\frac{I}{I_0}\right)$ ifadesi ile t arasında doğrusal bir ilişki vardır ve bu doğrunun eğimi kütle azalım katsayısını verir.

4.4 Alınan Dozlar

Laboratuar çalışmaları sırasında enerjisi 661,7 keV olan ¹³⁷Cs izotopu için ölçüm yapılırken maruz kalınan radyasyon dozu aşağıda gibi hesaplanmıştır. Kullanılan kaynağın 1999 yılının ocak ayındaki başlangıç aktifliği (A_0), 5μCi olarak bilinmektedir. Kaynağın deneyin yapıldığı andaki aktifliği (A), (4.2) bağıntısı kullanılarak,

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \quad (4.2)$$

$$A = 5.10^{-6} Ci e^{-7,3.10^{-10}.205.10^6}$$

$$A = 4,3\mu Ci = 15,91.10^4 \text{ bozunma/saniye}$$

olarak hesaplanılır.

Burada t ; başlangıç aktifliğinden beri geçen süre ($205 \cdot 10^6$ s), λ ise; bozunma sabitidir ve

$\lambda = \frac{0,693}{t_{1/2}}$ bağıntısı yardımıyla hesaplanır. ($t_{1/2}$; kaynağın yarı ömrüdür).

Aktifliği bilinen kaynak tarafından alınan doz (4.3) bağıntısı yardımıyla,

$$Doz = \frac{A \cdot t \cdot E}{M} \quad (4.3)$$

$$Doz = 4,67 \cdot 10^{-6} \text{ gray} = 4,67 \cdot 10^{-4} \text{ Rad}$$

olarak hesaplanmıştır. Burada A; kaynağın aktifliği, t; radyasyona maruz kalınan süre (18000 s), E; kaynağın fotopik enerjisi ($661,7 \text{ keV} = 1,06 \cdot 10^{-13} \text{ j}$) ve M; maruz kalan kişinin kütesidir.

Belirli bir radyasyonun biyolojik sistem üzerindeki etkisi, radyasyonun soğurulan dozu ile kalite faktörüne (QF) bağlıdır ve Denklem 4.4' de verildiği şekilde bu iki niceliğin çarpımı Doz eşdeğerini (DE) verir. Gama ışınları için QF=1 alınırsa,

$$DE = D \cdot QF \quad (4.4)$$

$$DE = 4,67 \cdot 10^{-4} \cdot 1 = 4,67 \cdot 10^{-4} \text{ rem}$$

olarak doz eşdeğeri hesaplanır.

Uluslararası Radyasyon Korunma Komitesi (ICRP), yıllık tüm vücut için soğurulan doz sınırlarını halk için 0,5 rem/yıl ve işleri gereği radyasyon ile çalışanlar için 5 rem/yıl olarak belirlemiştir. Laboratuvar çalışmam sırasında aldığım dozu 365 gün ile çarparsak 0,17 rem/yıl değerini elde ederiz. Bu değer yıllık izin verilen dozu aşmamaktadır.

5.GEANT SİMÜLASYON PROGRAMI

GEANT programı, madde içinden geçen ve madde ile etkileşen parçacıklar için, çok geniş ve çeşitli kullanım alanları olan modern bir Monte Carlo simülasyon programıdır. Monte Carlo yöntemi, istatistik teknikler kullanarak bir deneyi veya olayı sayısal olarak taklit etmektir. Bu yöntem, özellikle 1930'lardan sonra hızla gelişmeye başlamış bir tekniktir. Los Alamos Laboratuvarında nükleer silah geliştirilmesi projesinde çalışan bilim adamları tarafından ortaya atılmıştır.

Bu metodlar olasılık teorisine tabidir. Metodun bir probleme uygulanması, problemin tesadüfi sayıları kullanarak defalarca simüle edilip hesap edilmek istenen parametrenin bu simülasyonlarının sonuçlarına bakılarak yaklaşık hesaplanması fikrine dayanır. Günümüzde Monte Carlo metodları nümerik integrasyon, sistem analizi, kısmi differansiyel denklemler, integral denklemler, ekonomik modelleme, matematiksel finans, kuantum mekaniği, istatistiksel fizik, nükleer ve katıhal fiziği ve sosyal bilimler dallarında kullanılmaktadır.

GEANT ismi, “GEometry ANd Tracking (Geometri ve İz sürme)” kelimeleri kullanılarak oluşturulmuştur. İlk tasarım Yüksek Enerji Fizik deneylerinde kullanılmak üzere hazırlanmıştır. Fakat bugün, bu alana ek olarak, nükleer fizik, medikal ve biyoloji bilimleri, astrofizik, hızlandırıcı fiziği gibi alanlarda da kullanılmaktadır.

GEANT programı (Agostinelli 2003), CERN tarafından geliştirilmiş ve halen desteklenen bir programdır. Kullanıcılar herhangi bir sorunla karşılaştıkları zaman, tüm kullanıcılara açık olan internet tabanlı problem bildirme sistemini kullanarak sorunlarına kolaylıkla çözüm bulabilmektedirler.

Birçok fizikçi ve yazılım mühendisi tarafından oluşturulan bir işbirliği gurubu sayesinde, program sürekli geliştirilmekte ve yenilenmektedir. Bu işbirliği gurubu, kullanıcılara birçok doküman da sağlamaktadır. Bu dokümanlar; programın kurulumu hakkında bilgi veren kataloglar, örnek programlar, programın nasıl kurulacağını ve kullanılacağını açıklayan kaynaklar olmak üzere, yeni başlayan kullanıcılar ve deneyimli kullanıcılar için veriler içermektedir.

GEANT, C++ veya Fortran program dilini kullanır. Bu program dillerini bilmeyen bir kullanıcı bile GEANT programını kullanabilir. Kullanıcı, örnek programlardan belirli yerleri sayısal olarak değiştirerek, örneği kendine uyarlayabilir.

GEANT, kullanıcıların ihtiyacını karşılayacak tüm fiziksel bilgileri, formülleri kendi içerisinde ve kendine ait kütüphanesinde barındıran ve bunları kullanan bir programdır. Örneğin, γ etkileşmeleri için önemli olan fotoelektrik soğurma, Compton saçılması ve çift oluşumu tesir kesitlerini ve diferansiyel tesir kesitlerini hesaplamak için kullanılan formüller, GEANT programının PHYS paketi altında bulunabilir.

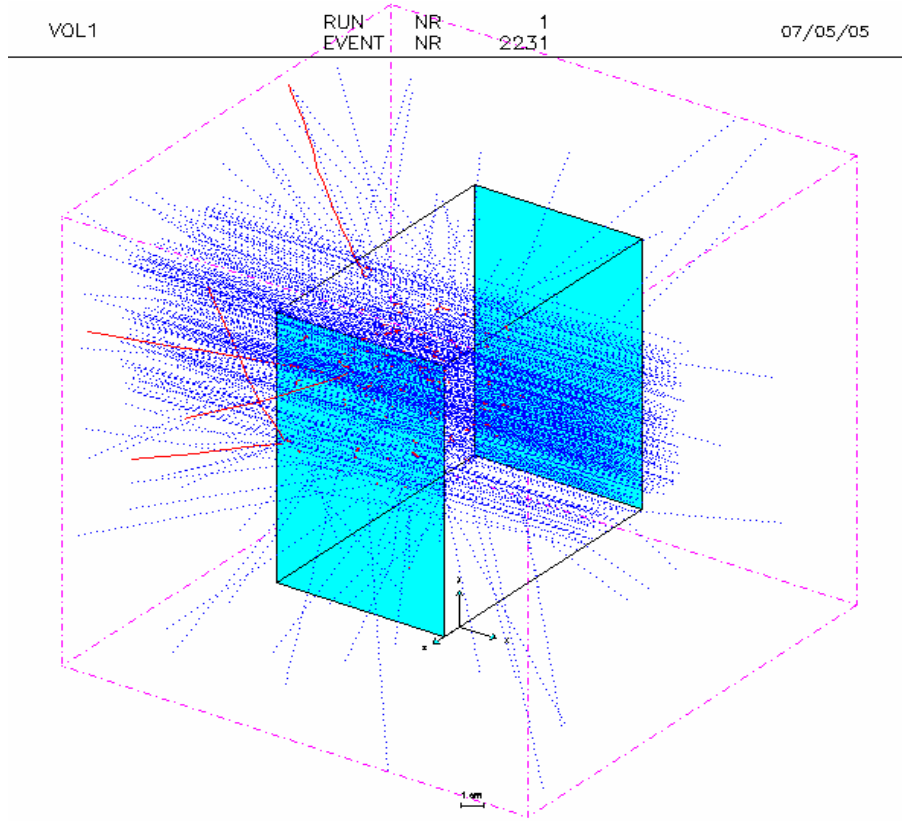
Program çalışırken ihtiyaç duyduğu herhangi bir dosyayı bu kütüphaneden alarak kullanabilir. Çok karmaşık geometriler, kolay ve hızlı bir şekilde GEANT ile oluşturulabilir. Kullanıcılar herhangi bir simülasyon yaptıkları zaman, deney sonuçlarının verilerini hesaplamak için ya da elde ettikleri veriler ile bir grafik çizmek için, kendilerinin herhangi bir hesap yapmalarına gerek olmadan doğrudan programdan istediklerini elde edebilmektedirler.

6. GEANT UYGULAMALARI

6.1. GEANT ile Hazırlanan Tek Dedektör Modeli

GEANT simülasyon programı ile hazırlanan tek dedektörün yapısı Şekil 6.1'de görülmektedir. Dıştaki büyük küp, boşluk (vakum) ortamını göstermekte ve içinde bulunan prizma ise kullanılan NaI dedektörünü göstermektedir. Mavi kesikli çizgiler dedektöre gelen gama ışınlarını temsil etmektedir.

Bazı ışınların geliş doğrultusundan saptığı ve dedektör kristalinden dışarı çıktığı görülmektedir ki bunlar, kristalden kaçan yokolma fotonlarına ya da Compton saçılmasından sonra enerjisi azalarak dedektörü terk eden fotonlara işaret etmektedir. Dedektörden çıkan kırmızı sürekli çizgiler ise, kaçan elektronları temsil etmektedir. Gönderilen farklı enerji değerlerindeki gama ışınlarının dedektörle etkileşimleri sonucunda, dedektörde depolanan enerjinin foton sayısına göre grafikleri elde edilmiştir.



Şekil 6.1 Boşluk ortamında bulunan tek NaI dedektörü

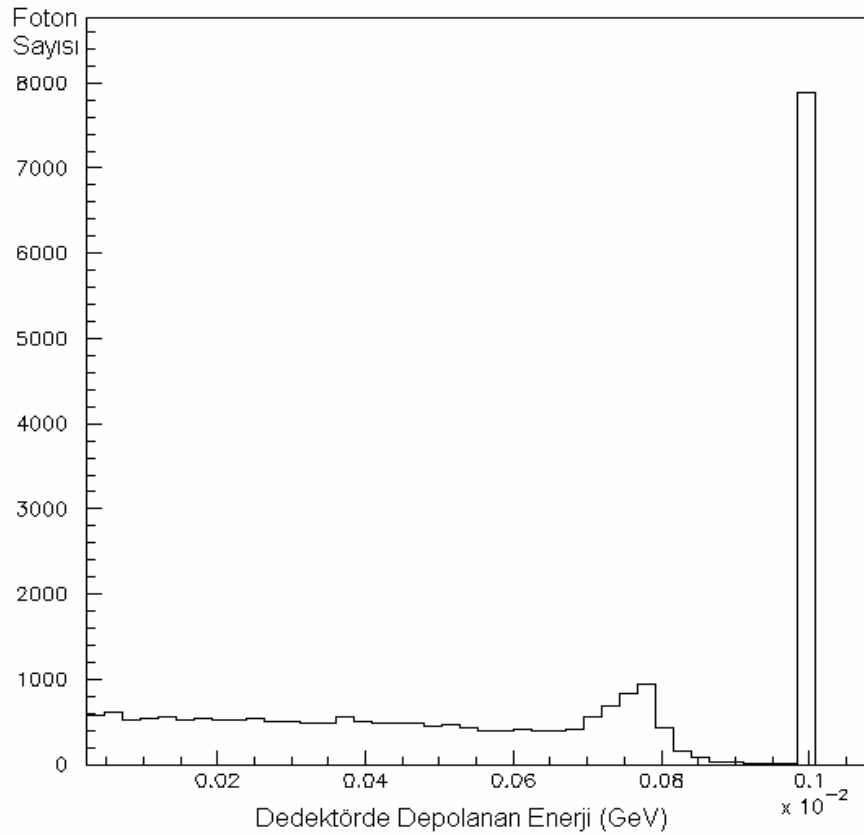
Şekil 6.2’de dedektöre gelen 1 MeV enerjili gama ışınlarının dedektörde bıraktığı enerji görülmektedir. Gelen gama ışınlarının enerjisi olan 1 MeV’ deki fotopik görülmektedir. Bu enerji değeri 1,02 MeV’ den düşük olduğundan dolayı, çift üretimi oluşmamıştır ve bu pikler görülmemektedir. Denklem (3.3) kullanılarak Compton bölgesi hesaplanırsa;

$$T_e = E_\gamma - E'_\gamma = \frac{E_\gamma^2(1 - \cos \theta)}{mc^2 + E_\gamma(1 - \cos \theta)} \quad (3.3)$$

$\theta = 0^\circ$ için $\cos \theta = 0$ olduğundan dolayı denklem 0 değerini verir. $\theta = 180^\circ$ için;

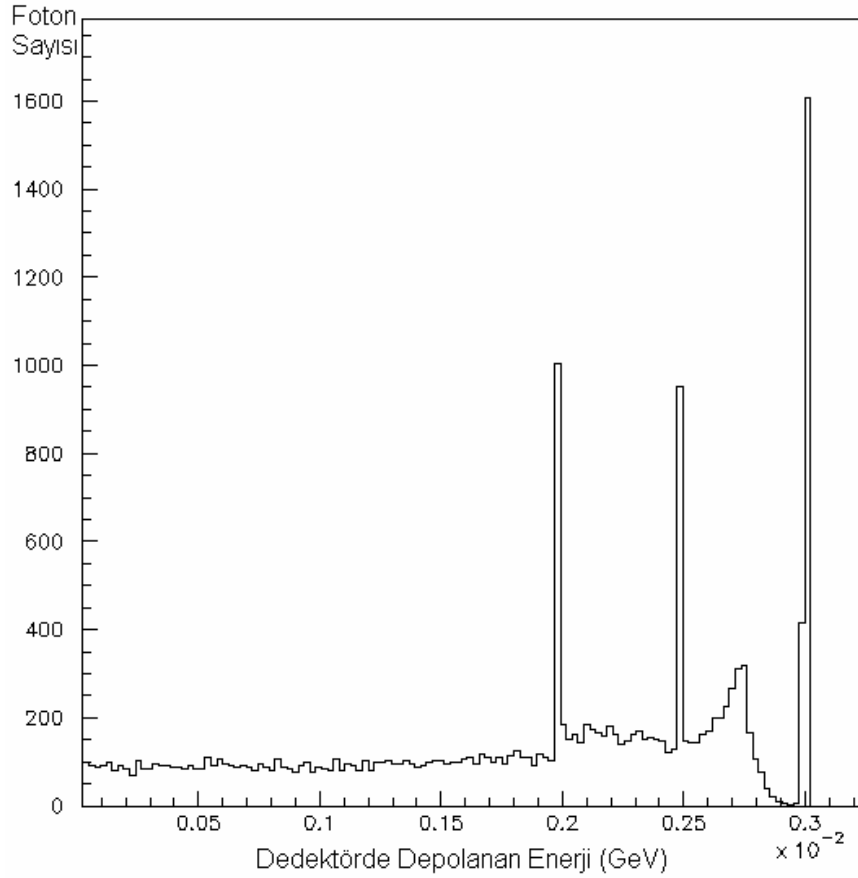
$$T_e = \frac{1 \times 2}{0,5 + 1 \times 2} = 0,8 \text{ MeV elde edilir. Grafikte gördüğümüz Compton bölgesi } 0 \text{ MeV'}$$

den 0,8 MeV olan Compton sınırına kadardır.



Şekil 6.2 NaI dedektörüne gelen 1 MeV enerjili gama ışınlarının, dedektörde depolanan enerjinin foton sayısına göre grafiği

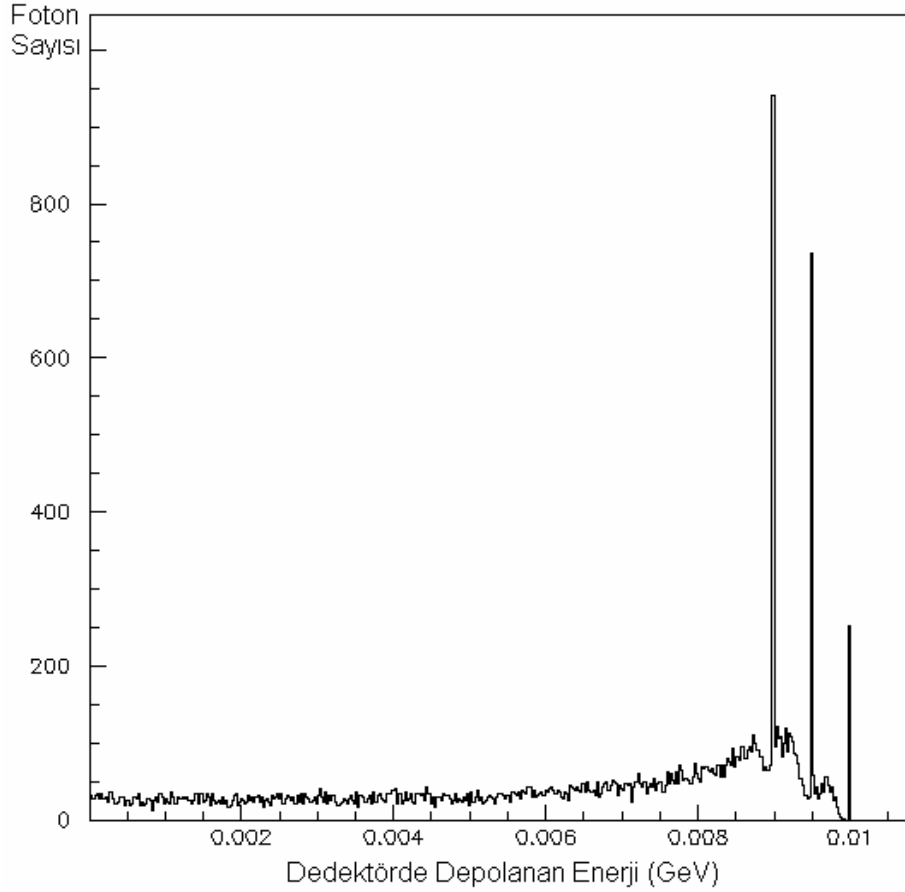
Şekil 6.3, dedektöre gelen 3 MeV enerjili gama ışınlarının dedektörde bıraktığı enerjiyi göstermektedir. Gelen gama ışınlarının enerjisi olan 3 MeV enerji değerinde fotopik görülmektedir. Bu enerji, çift üretimin oluşması için gerekli olan eşik enerji değerinden büyük olduğundan dolayı tek ve çift kaçma piklerini görmeyi bekleriz. Şekilde, 2,5 MeV enerji değerindeki tek kaçma piki ve 2 MeV enerji değerinde çift kaçma piki görülmektedir. Yine Denklem (3.3) kullanılarak, Compton bölgesinin 0 MeV' den 2,77 MeV' e kadar olduğu görülür.



Şekil 6.3 NaI dedektörüne gelen 3 MeV enerjili gama ışınlarının, dedektörde depolanan enerjinin foton sayısına göre grafiği

Şekil 6.4, dedektöre gelen 10 MeV enerjili gama ışınlarının dedektörde bıraktığı enerjiyi göstermektedir. Gelen gama ışınlarının enerjisi olan 10 MeV enerji değerinde fotopik görülmektedir. Bu enerji, çift üretimin oluşması için gerekli olan eşik enerji değerinden

büyük olduğundan dolayı tek ve çift kaçma piklerini görmeyi bekleriz. Şekilde, 9,5 MeV enerji değerindeki tek kaçma piki ve 9 MeV enerji değerinde çift kaçma piki görülmektedir. Denklem (3.3) yardımıyla, Compton bölgesinin 0 MeV' den 9,76 MeV' e kadar olduğu görülür.



Şekil 6.4 NaI dedektörüne gelen 10 MeV enerjili gama ışınlarının, dedektörde depolanan enerjinin foton sayısına göre grafiği

6.2 Bir Uyduya Yerleştirilmek Üzere Hazırlanmış Üçlü Dedektör Sistemi

Bu çalışmada, GIP'ler sonucu dünyaya doğru yayınlanan γ ışınlarını ölçebilecek, geldikleri yönü tespit edebilecek bir dedektör sistemi tasarlanmış ve bu sistemin γ ışın ölçümleri GEANT programı ile simüle edilmiştir.

Dedektör sistemi Şekil 6.5'de görüldüğü gibi prizma şeklinde üç adet NaI dedektöründen oluşmaktadır. Bu dedektörlerin her biri $5 \times 5 \times 1,2$ cm. boyutlarındadır.

Dedektör sisteminin bir uyduya yerleştirilerek atmosferin üzerinde ölçüm yapması tasarlanmıştır. Dedektörlerin arka yüzlerinin, fotoçoğaltıcı tüpler ve γ ışınlarını soğuran kalkanlar ile kaplı olduğu ve sadece 2,3,4 ile işaretlenen ön yüzlerinden ve yan cephelerinden giren γ ışınlarını ölçebildikleri varsayılmıştır.

Uydu, hem kendi etrafında hem de dünya etrafında döndüğünden dolayı, yapılan ölçümlerin uydu hareketinin hangi safhasında alındığının kesin olarak bilinmesi gerekmektedir. Uydunun bu dönme hareketleri, bütün uzayın dedektör sistemi tarafından taranmasını mümkün kılmaktadır.

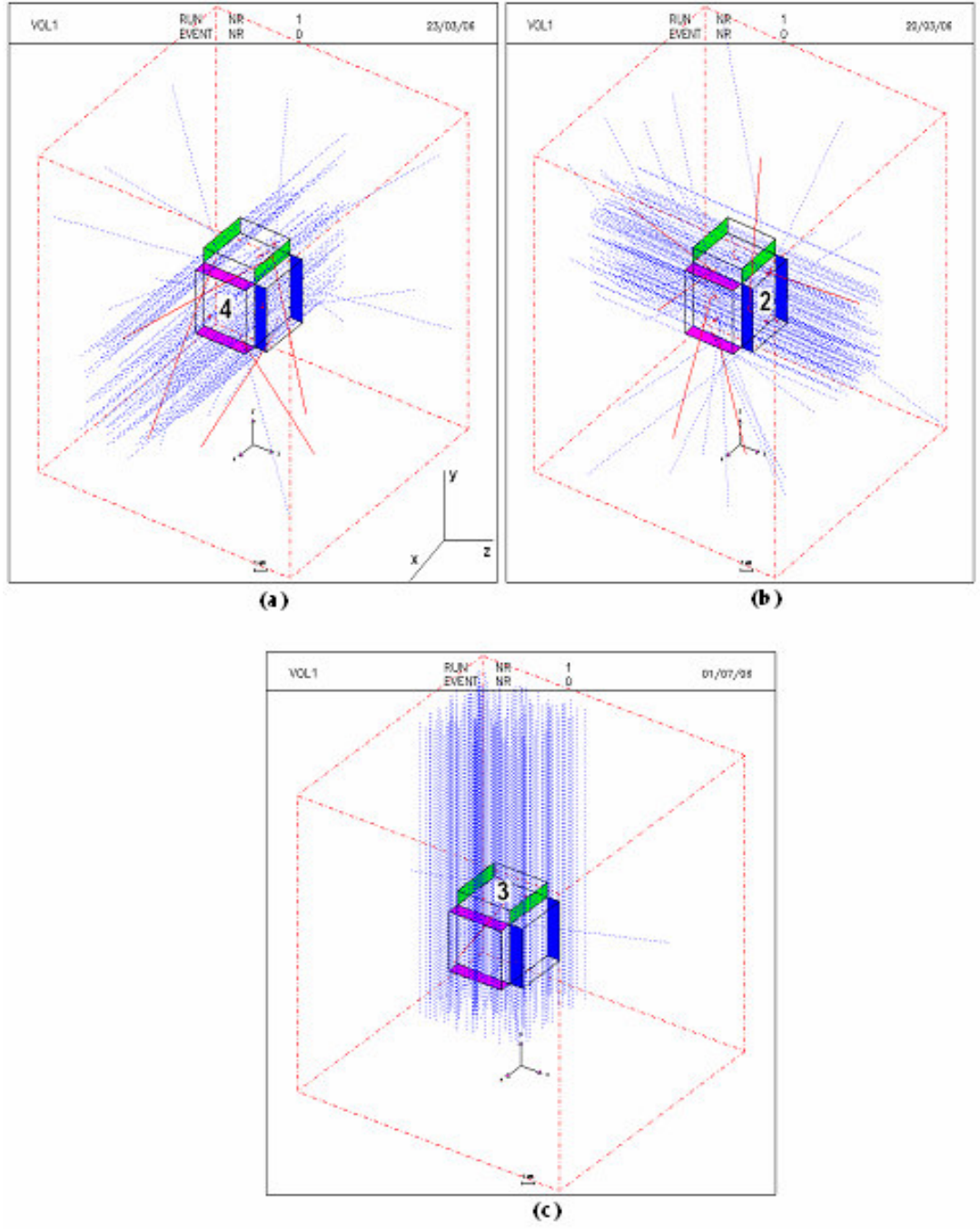
Şekil 6.5'de gösterilen büyük küp, uzayda bir hacmi temsil etmektedir, dolayısıyla bir boşluk (vakum) ortamıdır. Yani bu ortamda herhangi bir γ etkileşmesi beklenemez.

Gama ışın kaynağının dedektörlere uzaklığı, dedektörlerin boyutları ile kıyaslandığında sonsuz olduğundan dolayı, bu γ ışınlarını birbirlerine paralel olarak hareket ediyormuş gibi kabul etmemizde bir sakınca yoktur.

Bu çalışmada, değişik yönlerden gelen γ ışınlarının, her üç dedektöre çarptığı alanların birbirinden farklı olması sonucundan yola çıkarak, γ ışınlarının yönlerinin tayini için bir yöntem öne sürülmektedir.

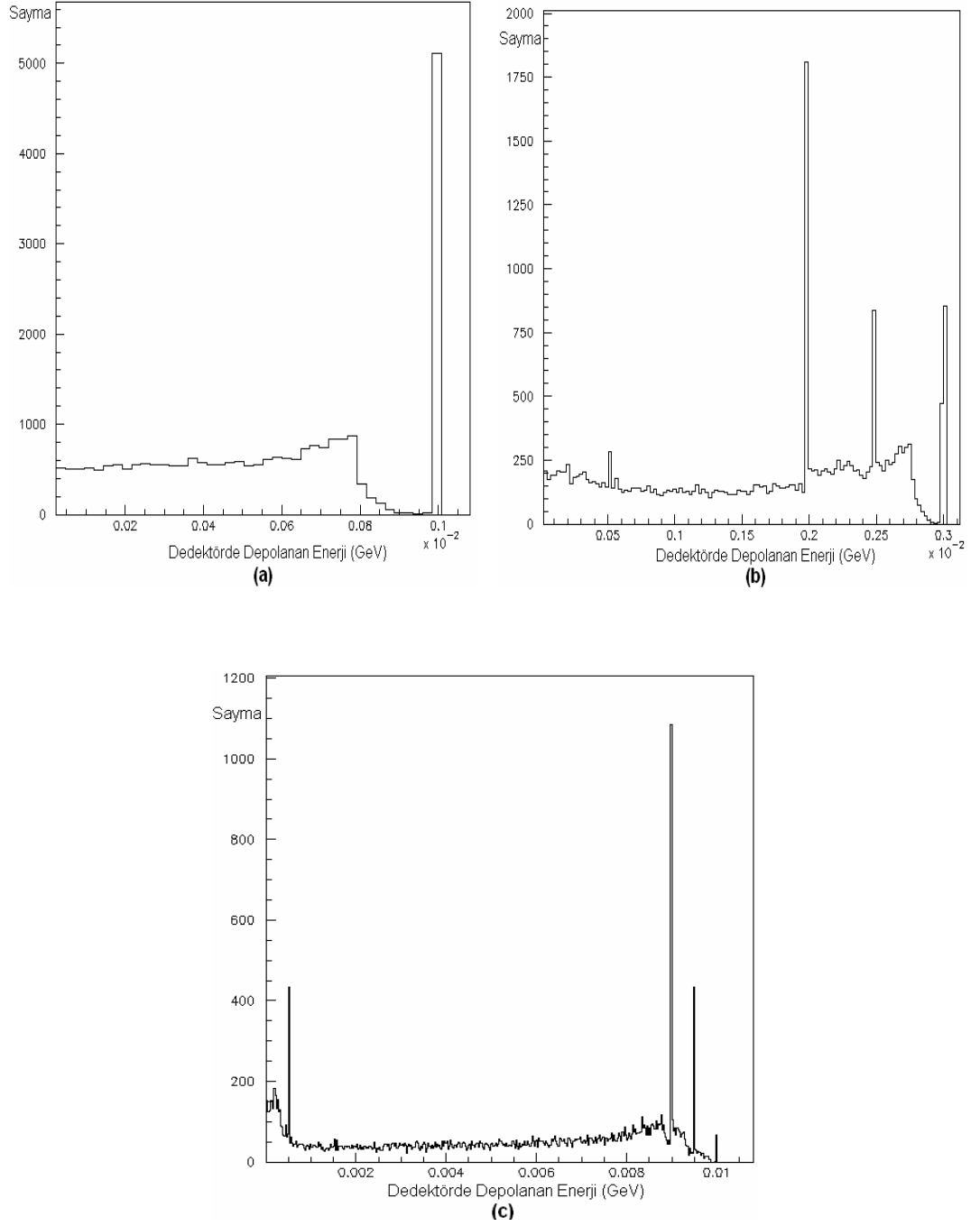
Örneğin Şekil 6.5.a'da sisteme gelen gama ışınları, 4 numaralı dedektörün yüzeyine dik olarak gelmektedir. Işınların bu dedektöre çarpma olasılığı, yüzeyinin büyük olması nedeni ile, daha fazladır. Bu nedenle 4 numaralı dedektöre çarpan foton sayısının daha fazla olmasını bekleriz ve çarpan foton sayısının fazla olduğunu gördüğümüzde ise, gelen gama ışınlarının yönünün, kabaca, 4 numaralı dedektör yüzeyine doğru geldiği sonucuna varabiliriz.

Benzer olarak Şekil 6.5.b'de ışınlar 2 numaralı dedektöre dik geldiğinden ve Şekil 6.5.c'de 3 numaralı dedektöre dik geldiğinden dolayı, bu dedektörler için de aynı sonuçları bekleriz.



Şekil 6.5.a Üçlü dedektör sistemi.4 numaralı dedektöre +x-yönünden dik gelen gama ışınları, **b.** 2 numaralı dedektöre +z-yönünden dik gelen gama ışınları, **c.** 3 numaralı dedektöre +y yönünden dik gelen gama ışınları

Üçlü dedektör sistemi ile yapılan ölçümler sonucunda elde edilen grafiklerde (Şekil 6.6), 3 MeV ve 10 MeV enerji değerlerinde yapılan ölçümlerde düşük enerji bölgesinde pikler görülmektedir.



Şekil 6.6.a Üçlü dedektör sistemindeki bir dedektörde 1 MeV, **b.** 3 MeV, **c.**10 MeV (c) enerji değerlerinde yapılan ölçümlerden elde edilen grafikler

Bunlardan 511 keV' de gözlenen pik, çift oluşumundan sonra ortaya çıkan iki 511 keV' lik γ ışınının dedektörden kaçması ve diğer dedektör tarafından ölçülmesidir. Daha düşük enerjilerde gözlenen (200-250 keV) tepeliklerin nedeni ise gerisaçılma (backscatter) olayıdır. Yani, herhangi bir dedektöre çarpan gama ışınlarının, bu dedektörden, büyük bir açı (>100) ile saçıldıktan sonra, diğer bir dedektöre çarpması sonucu gerçekleşir. Diğer dedektörler, Bölüm 3' de belirtildiği gibi, dedektör dışındaki materyal olarak davranmaktadır. Daha önce tek dedektör ile yapılan uygulamalarda, ortamda başka materyal bulunmadığından dolayı bu piklere rastlanmamış olması beklenen bir sonuçtur.

10 MeV' deki ölçümde gerisaçılma pikinin diğer enerjilerdekinden daha büyük olmasının nedeni, bu enerjide çift oluşum olasılığının yüksek olmasından dolayıdır. Dedektöre giren γ ışınları çift oluşumu yaptıktan sonra, üretilen 511 keV'lik γ ışınlarının da katkısı sonucu bu pik 10 MeV enerji değerinde daha büyüktür.

Düşük enerjideki 511 keV ve gerisaçılma piklerinin etkilerini azaltmanın bir yolu, GEANT simülasyonunda dedektörlerin arkalarına birer kurşun levha yerleştirmek olabilirdi. Böylece uzay uygulamasında olduğu gibi, dedektörler sadece ön ve yan yüzlerine gelen γ ışınlarını ölçebilirlerdi. Bu çalışmada, kurşun levha kullanılmamış, ancak metod uygulamasında bu pik etkilerinin en az olduğu 1 ve 3 MeV enerjilerindeki ölçüm sonuçları örnek olarak kullanılmıştır.

6.3 Üçlü Dedektör Sistemi ile Yön Belirleme Uygulamaları

Gama ışınlarının dedektöre gelme açılarının sistematiği şu şekilde özetlenebilir. 4 numaralı dedektör yüzeyine dik gelen gama ışınlarının gelme açıları $\theta=180$ ve $\phi=0$ ' dır (Şekil 6.5.a). θ açısı arttıkça gelen ışınların doğrultusu y-ekseni etrafında saat yönünün tersine dönerek 2 numaralı dedektöre doğru kayar ve nihayet $\theta=270$ ve $\phi=0$ değerinde 2 numaralı dedektör yüzeyine dik olurlar (Şekil 6.5.b). ϕ açısı arttıkça ise, sisteme gelen ışınların doğrultusu z-ekseni etrafında dönerek, $\phi=90$ değerinde 3 numaralı dedektör yüzeyine dik olur.

Çalışmada üçlü dedektör sistemine farklı açılarda ve enerjilerde gama ışınlarını gönderilerek, çeşitli sonuçlar elde edilmiştir. GIP sırasında yayınlanan γ ışınlarının herhangi belli bir enerji değerinin olmaması ve enerjilerinin bir dağılım göstermesi nedeni ile, bu çalışmada 1, 3, 10 MeV' lik γ ışınları örnek alınarak kullanılmıştır.

Değişik θ ve ϕ açıları için GEANT programı ile hesaplanan enerji spektrumlarında, fotopik ve Compton + çift oluşum bölgesindeki sayma ve bunların toplamı (bütün γ etkileşmelerinin sayısı), VOL2, VOL3 ve VOL4 ile temsil edilen dedektörler için aşağıdaki çizelgelerde verilmiştir.

Spektrumdaki sayma, dedektöre gönderilen γ ışınları ile orantılı olduğundan, bu sayılar durumdan duruma değişme gösterebilir. Burada önemli olan, bir dedektöre çarpan foton sayısının, diğer dedektörler çarpan foton sayılarına oranıdır. Bu oranlar da çizelgelerde verilmiş ve yön tayini amacı ile kullanılmıştır. Örneğin, ϕ açısı arttıkça 2 numaralı dedektöre(VOL2) gelen γ ışınları artık bu dedektör yüzeyine dik olarak gelmeyecektir ve dolayısıyla bu dedektöre çarpan toplam foton sayısının, diğer dedektörlerinkine (VOL3,VOL4) oranında bir düşme gözlenecektir.

Dolayısı ile, bilmediğimiz herhangi bir açıdan gelen ışınların yönünün belirlenmesi için, üç dedektöre çarpan sayılarının oranlarını hesaplayıp, çizelge 6.1-6.5'de hangi aralığa düştüğüne bakarak yön belirlemesi yapılabilir.

Çizelge 6.1. Farklı enerjiler ve $\theta=270$ için üçlü dedektör sistemindeki her dedektöre çarpan foton sayıları ve oranları

	E	D	T	F	C	VOL2/3	VOL2/4	VOL3/4
NO10 $\theta=270$ $\varphi=0$	1 MeV	Vol2	88940	18110	70830	1,348	1,342	0,995
		Vol3	65960	13270	52680			
		Vol4	66270	13070	53200			
	3 MeV	Vol2	60290	3358	56930	1,176	1,179	1,002
		Vol3	51250	2921	48320			
		Vol4	51130	2834	48300			
	10 MeV	Vol2	64980	169	64810	1,073	1,084	1,011
		Vol3	60590	183	60410			
		Vol4	59940	190	59750			
NO11 $\theta=270$ $\varphi=30$	1 MeV	Vol2	45560	9254	36320	1,056	1,280	1,213
		Vol3	43160	8807	34360			
		Vol4	35590	7008	28600			
	3 MeV	Vol2	31220	1853	29360	1,032	1,160	1,124
		Vol3	30250	1730	28520			
		Vol4	26910	1504	25400			
	10 MeV	Vol2	33780	94	33680	1,011	1,051	1,040
		Vol3	33420	84	33340			
		Vol4	32130	90	32040			
NO12 $\theta=270$ $\varphi=60$	1 MeV	Vol2	32930	6817	26120	0,947	1,201	1,268
		Vol3	34770	7039	27730			
		Vol4	27420	5255	22160			
	3 MeV	Vol2	23030	1352	21680	0,965	1,100	1,140
		Vol3	23860	1366	22500			
		Vol4	20930	1242	19690			
	10 MeV	Vol2	25540	82	25460	0,994	1,046	1,052
		Vol3	25690	69	25620			
		Vol4	24410	83	24330			
NO13 $\theta=270$ $\varphi=90$	1 MeV	Vol2	25140	5130	20020	0,749	1,011	1,350
		Vol3	33550	6816	26730			
		Vol4	24860	4958	19900			
	3 MeV	Vol2	19560	1135	18420	0,855	1,012	1,185
		Vol3	22890	1314	21580			
		Vol4	19320	1145	18170			
	10 MeV	Vol2	22850	79	22770	0,937	1,001	1,068
		Vol3	24390	62	24330			
		Vol4	22830	69	22760			

(E:enerji D:dedektör T:toplam F:fotopik C:Compton ve çift oluşum toplamı)

Çizelge 6.2. Farklı enerjiler ve $\theta=240$ için üçlü dedektör sistemindeki her dedektöre çarpan foton sayıları ve oranları

	E	D	T	F	C	VOL2/3	VOL2/4	VOL3/4
NO20 $\theta=240$ $\varphi=0$	1 MeV	Vol2	33580	6771	26810	1,297	1,079	0,831
		Vol3	25890		20850			
		Vol4	31130	6343	24790			
	3 MeV	Vol2	22780	1306	21480	1,142	1,033	0,905
		Vol3	19950	1122	18830			
		Vol4	22050	1240	20810			
	10 MeV	Vol2	25110	67	25040	1,054	1,014	0,962
		Vol3	23820	84	23730			
		Vol4	24760	91	24670			
NO21 $\theta=240$ $\varphi=30$	1 MeV	Vol2	18890	3837	15060	1,062	1,061	1,000
		Vol3	17780	3569	14210			
		Vol4	17800	3629	14180			
	3 MeV	Vol2	12960	760	12200	1,051	1,030	0,980
		Vol3	12330	701	11630			
		Vol4	12580	732	11850			
	10 MeV	Vol2	14130	37	14100	1,023	0,994	0,972
		Vol3	13810	47	13770			
		Vol4	14210	47	14160			
NO22 $\theta=240$ $\varphi=60$	1 MeV	Vol2	31100	6438	24660	0,960	1,000	1,040
		Vol3	32400	6547	25860			
		Vol4	31150	6162	24990			
	3 MeV	Vol2	21720	1259	20460	0,960	0,992	1,034
		Vol3	22630	1304	21320			
		Vol4	21880	1302	20580			
	10 MeV	Vol2	24250	61	24190	0,991	0,986	0,994
		Vol3	24460	66	24400			
		Vol4	24600	77	24520			

Çizelge 6.3. Farklı enerjiler ve $\theta=225$ için üçlü dedektör sistemindeki her dedektöre çarpan foton sayıları ve oranları

	E	D	T	F	C	VOL2/3	VOL2/4	VOL3/4
NO30 $\theta=225$ $\varphi=0$	1 MeV	Vol2	30640	6206	24430	1,242	0,999	0,804
		Vol3	24670	4793	19880			
		Vol4	30680	6300	24380			
	3 MeV	Vol2	21380	1236	20140	1,163	1,026	0,882
		Vol3	18380	1046	17330			
		Vol4	20840	1170	19670			
	10 MeV	Vol2	23200	72	23130	1,048	1,000	0,954
		Vol3	22130	68	22060			
		Vol4	23210	65	23140			
NO31 $\theta=225$ $\varphi=30$	1 MeV	Vol2	22370	4636	17730	1,059	0,980	0,926
		Vol3	21120	4200	16920			
		Vol4	22820	4744	18070			
	3 MeV	Vol2	15650	885	14760	1,032	0,999	0,968
		Vol3	15170	874	14300			
		Vol4	15680	971	14700			
	10 MeV	Vol2	17210	57	17150	1,009	1,000	0,991
		Vol3	17050	53	17000			
		Vol4	17210	53	17160			
NO32 $\theta=225$ $\varphi=60$	1 MeV	Vol2	36970	7407	29560	0,954	0,935	0,981
		Vol3	38770	7856	30920			
		Vol4	39530	8005	31530			
	3 MeV	Vol2	26220	1568	24660	0,966	0,971	1,006
		Vol3	27150	1616	25530			
		Vol4	27000	1512	25500			
	10 MeV	Vol2	29600	108	29490	0,985	0,986	1,001
		Vol3	30050	100	29960			
		Vol4	30010	86	29920			

Çizelge 6.4. Farklı enerjiler ve $\theta=210$ için üçlü dedektör sistemindeki her dedektöre çarpan foton sayıları ve oranları

	E	D	T	F	C	VOL2/3	VOL2/4	VOL3/4
NO40 $\theta=210$ $\varphi=0$	1 MeV	Vol2	32990	6813	26180	1,202	0,948	0,789
		Vol3	27440	5306	22140			
		Vol4	34790	7084	27720			
	3 MeV	Vol2	23040	1275	21770	1,121	0,969	0,864
		Vol3	20560	1209	19350			
		Vol4	23790	1373	22420			
	10 MeV	Vol2	25890	93	25800	1,050	0,988	0,941
		Vol3	24670	90	24580			
		Vol4	26210	75	26130			
NO41 $\theta=210$ $\varphi=30$	1 MeV	Vol2	15330	3095	12230	1,072	0,936	0,873
		Vol3	14300	2936	11360			
		Vol4	16380	3276	13100			
	3 MeV	Vol2	10810	630	10180	1,030	0,963	0,935
		Vol3	10500	584	9914			
		Vol4	11230	610	10620			
	10 MeV	Vol2	11970	49	11920	1,016	0,969	0,954
		Vol3	11780	41	11740			
		Vol4	12350	34	12310			
NO42 $\theta=210$ $\varphi=60$	1 MeV	Vol2	14250	2833	11410	0,927	0,862	0,930
		Vol3	15370	3038	12330			
		Vol4	16530	3297	13230			
	3 MeV	Vol2	10500	566	9939	0,965	0,924	0,957
		Vol3	10880	617	10260			
		Vol4	11370	613	10760			
	10 MeV	Vol2	11850	51	11800	0,985	0,971	0,986
		Vol3	12030	41	11990			
		Vol4	12200	33	12160			

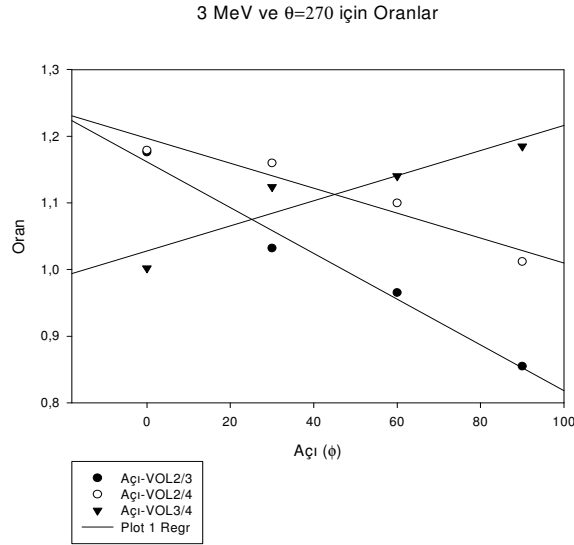
Çizelge 6.5. Farklı enerjiler ve $\theta=180$ için üçlü dedektör sistemindeki her dedektöre çarpan foton sayıları ve oranları

	E	D	T	F	C	VOL2/3	VOL2/4	VOL3/4
NO50 $\theta=180$ $\varphi=0$	1 MeV	Vol2	29340	5857	23500	0,998	0,749	0,751
		Vol3	29400	5713	23700			
		Vol4	39170	7843	31330			
	3 MeV	Vol2	22620	1274	21350	0,987	0,840	0,851
		Vol3	22910	1387	21530			
		Vol4	26920	1497	25420			
	10 MeV	Vol2	26420	97	26320	0,992	0,918	0,926
		Vol3	26640	104	26540			
		Vol4	28780	67	28710			
NO51 $\theta=180$ $\varphi=30$	1 MeV	Vol2	12740	2555	10180	0,832	0,777	0,935
		Vol3	15320	3163	12160			
		Vol4	16390	3401	12990			
	3 MeV	Vol2	9788	533	9255	0,906	0,860	0,950
		Vol3	10810	642	10170			
		Vol4	11380	648	10730			
	10 MeV	Vol2	11550	36	11520	0,962	0,945	0,983
		Vol3	12010	46	11960			
		Vol4	12220	35	12190			
NO52 $\theta=180$ $\varphi=60$	1 MeV	Vol2	22280	4367	17920	0,787	0,842	1,072
		Vol3	28330	5802	22520			
		Vol4	26460	5371	21090			
	3 MeV	Vol2	17140	969	16170	0,872	0,909	1,043
		Vol3	19660	1090	18580			
		Vol4	18850	1094	17760			
	10 MeV	Vol2	20050	55	19990	0,962	0,973	1,012
		Vol3	20840	52	20790			
		Vol4	20600	45	20560			

6.4 Verilerin Grafik ile Yorumu

Yön belirleme çalışmalarına kolaylık getirmesi amacı ile, elde edilen çizelgelerdeki veriler, bir uygulama olarak 1 MeV ve 3 MeV enerji değerleri için grafik olarak çizilmiştir. Özellikle bu değerlerin tercih edilmesinin nedeni, daha yüksek enerji değerindeki (10 MeV) spekturumlarda, düşük enerji bölgesindeki piklerin, ölçümün hassasiyetini bozmasından dolayıdır. Grafikler, θ açısı sabit tutularak, dedektörlere çarpan foton sayılarının oranlarının, ϕ açısının değişimine göre çizilmiştir.

Şekil 6.7’de enerji değeri 3 MeV ve $\theta=270$ için çizilen grafik görülmektedir. Bu açı değerinde gelen gama ışınları, 2 numaralı dedektör (VOL2) tarafından gelmektedir ve ϕ açısı sıfır değerinde iken yüzeye diktir. Bunun anlamı, gelen gama ışınlarının etkileşebileceği en fazla yüzey alanı VOL2’ nindir. Işınlar, diğer dedektörlere geniş olmayan yan yüzeylerinden çarpmaktadır.

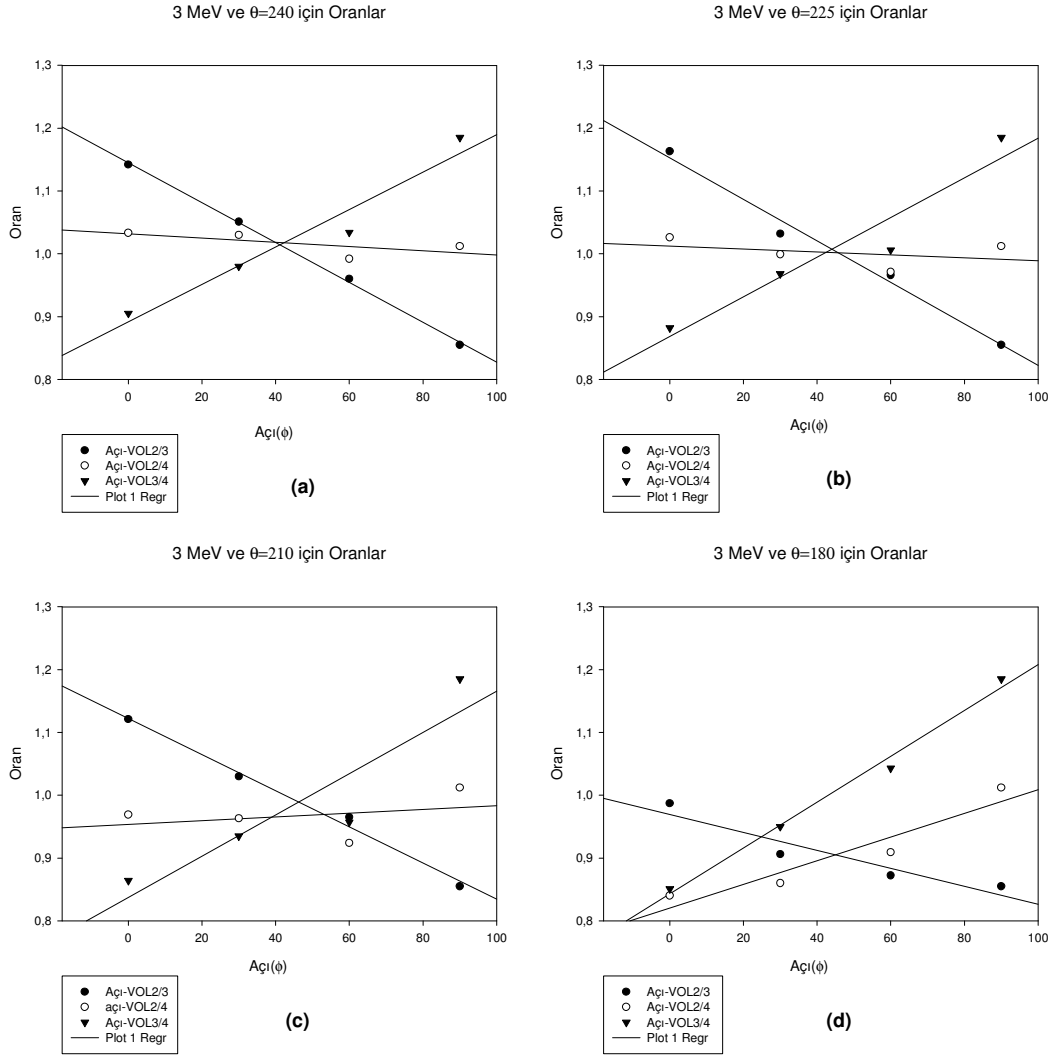


Şekil 6.7 Üçlü dedektör sistemine $\theta=270$ ile çarpan foton sayılarının oranlarının açı ile değişimi

ϕ açısı arttıkça, gama ışınları 3 numaralı dedektöre (VOL3) doğru kayacağından, artık ışınlar VOL2’ nin geniş yüzey alanını görememeye başlayacaklar ve grafikten de görüldüğü gibi VOL2/3 oranı azalacaktır. Ayrıca bu θ açısında gelen gama ışınları, VOL4’ ün daima yan yüzü ile etkileşmeye gireceklerinden dolayı, bu dedektördeki

saymada hatırı sayılır bir değişme olmayacaktır. Dolayısı ile, VOL2' ye çarpan foton sayısı da azalacağından VOL2/4 oranının da azaldığını, grafikten de görerek söyleyebiliriz. Son olarak VOL3/4 oranını inceleyebiliriz. Işınlr, $\varphi=90$ değerine ulaşana kadar sürekli VOL3' ün daha geniş ön yüzey alanını göreceklerinden, bu dedektörde etkileşmeye giren foton sayısı artacaktır. Buradan, VOL3/4 oranının da artacağı sonucuna varabiliriz. Grafikte bu oranın arttığı görülmektedir.

Çizelgelerde de varolan kullanılan tüm θ açıları ve 3 MeV enerji değeri için çizilen grafikler Şekil 6.8'de görülmektedir.

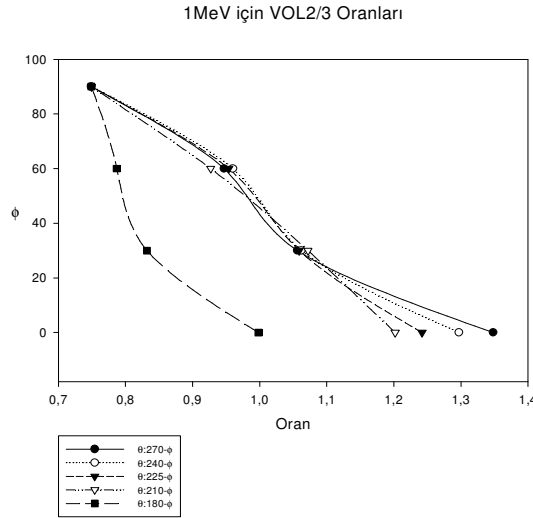


Şekil 6.8 Farklı θ açıları ile çarpan foton sayılarının oranlarının açι ile değışimi

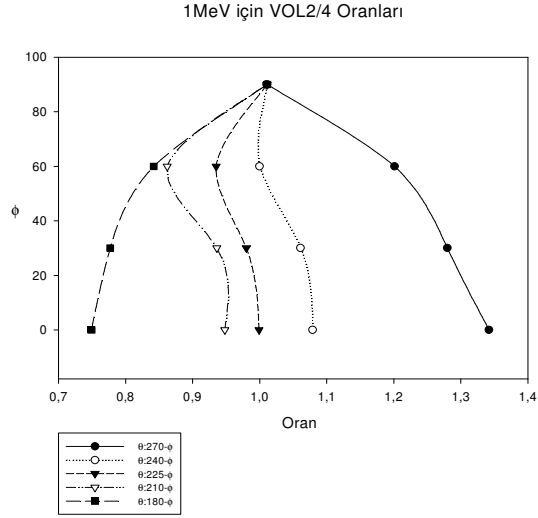
Sisteme $\theta=225$ ve $\phi=45$ değerleri ile gelen gama ışınları, her üç dedektörün birleştiği köşeden çarpmaktadır. Dolayısı ile, tüm dedektörlere çarpan foton sayılarının birbirine eşit ve oranlarının ise 1 olmasını bekleriz. Bunun yanı sıra bu θ değerinde, VOL2 ve VOL4' e çarpan foton sayılarının oranları, ϕ açısının değişiminden etkilenmeyeceği için, VOL2/4 oranının değişmemesini ve bu oranın grafiğinin düz bir çizgi şeklinde olması gerekir (Şekil 6.8.c).

Bu köşe açısı olan $\theta=225$ açısının her iki tarafından simetrikleri olan $\theta=210$ ve $\theta=240$ ile $\theta=180$ ve $\theta=270$ değerleri için elde edilen grafiklerin birbirinin aynısı olması gerektiği açıktır. Şekil 6.8' de verilen grafiklere bakıldığında bu beklenen sonucun doğru olduğu görülmektedir.

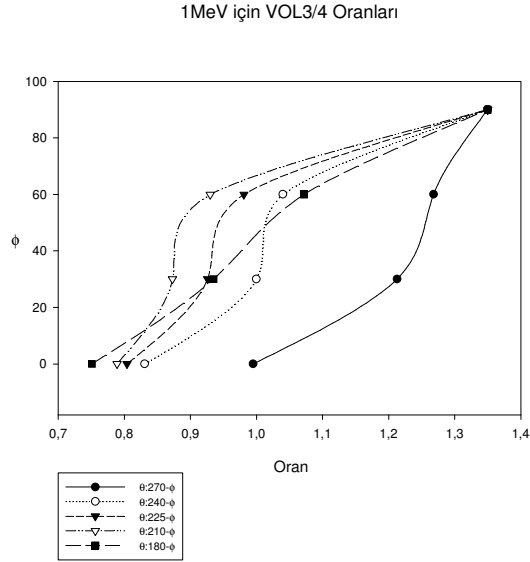
Yön tayini için kullanılması önerilen grafikler, VOL2/3 oranı için Şekil 6.9' da, VOL2/4 oranı için Şekil 6.10' da ve VOL3/4 oranı için Şekil 6.11' de verilmiştir. Örneğin yeri tam olarak bilinmeyen 1 MeV' lik bir kaynaktan çıkan γ ışınlarını, aynı zaman aralığında, 2,3 ve 4 numaralı dedektörler toplam olarak 6053, 6010, 5415 saymışlardır. Buradan VOL2/3, VOL2/4 ve VOL3/4 oranları sırası ile (1,007), (1,118) ve (1,110) olarak hesaplanır. Şekil 6.9, Şekil 6.10 ve Şekil 6.11 incelendiğinde, 1 MeV için verilen üç grafiğe de uyan açılar, $\theta = 250 \pm 10$ ve $\phi = 43 \pm 5$ olarak bulunur. Doğru değer ise, $\theta=255$ ve $\phi=45$ ' dir.



Şekil 6.9 1 MeV için dedektörlere çarpan foton sayılarının VOL2/3 için oranları



Şekil 6.10 1 MeV için dedektörlere çarpan foton sayılarının VOL2/4 için oranları



Şekil 6.11 1 MeV için dedektörlere çarpan foton sayılarının VOL3/4 için oranları

Şekil 6.9-6.11'deki grafiklere benzer olarak, 3 MeV ve 10 MeV için elde edilen grafikler, Ekler bölümünde verilmiştir.

7. SONUÇLAR ve TARTIŞMA

Çizelgelerde özetlenen GEANT simülasyon sonuçlarından yararlanılarak, aşağıdaki sonuçlara varılabilir.

1. Foton enerjisi arttıkça, fotopik saymasında göze çarpan bir azalma gözlenmektedir. Bu ise, Bölüm 3, Şekil 3.6'da gösterilen etkileşme olasılıklarını ifade eden grafikte uyum halindedir. Toplam (fotopik+Compton+çift oluşum) etkileşme olasılığı, Şekil 3.6'da da görüldüğü gibi 1 MeV değerinden 3 MeV değerine giderken hafif bir düşüş, daha sonra 10 MeV değerine doğru ise tekrar çok az bir artış göstermektedir. Bunu, çizelgelerde TOPLAM başlığı altında, toplam etkileşen foton sayısına bakarak görebiliriz. (Toplam sayıya gerisaçılma ve 511 keV piklerinin katkısı 3 ve 10 MeV için %0,09 ve %0,4' tür ve sonucu etkilememektedir).
2. Dedektör 2,3 ve 4 arasında, ön yüzlerinin farklı yönlere bakması dışında herhangi bir fark yoktur. Bu nedenle Şekil 6.5'de gösterilen γ ışınları için, dedektör 4,2 ve 3' ün saymaları eşit olmalıdır. Örneğin, Çizelge 6.1' deki 10,13 ve Çizelge 6.5'deki 50 numaralı ölçümler bu sonucu doğrulamaktadırlar. Ölçüm 50' de VOL4/3 ve VOL4/2 oranı ile ölçüm 10' da verilen VOL2/3 ve VOL2/4 oranlarının veya ölçüm 13' de VOL3/4 ve VOL3/2 oranlarının aynı olmasını bekleriz. Gerçekten de, örneğin 1 MeV için, bu oranların aynı ve 1,34 civarında olduğunu görüyoruz.
3. Her bir dedektör için toplam etkileşen foton sayılarının birbirlerine oranı (VOL2/3, VOL2/4, VOL3/4), θ ve ϕ açıları ile değişmektedir. Bu değişme, kaynağın yerinin bilinmemesi durumunda, yerini (θ ve ϕ açılarını) belirlememize yardımcı olabilecektir.
4. Bir uzay uygulaması için θ ve ϕ açılarının mümkün olduğunca düşük hata oranları ile hesaplamamız gerekmektedir. Bunun için çizelgelerde verilen sonuçların, daha da iyileştirilmesi gerekmektedir. Bu konudaki düşüncelerimiz, θ ve ϕ açılarının daha sık taranması (örneğin 1' er derece açı farkı ile) ve uydu

aracılığı ile alınan sonuçların, bir bilgisayar programı yardımı ile değerlendirilerek en uygun θ ve ϕ açılarının tespit edilmesi şeklindedir. Ayrıca, bir dedektörden diğerine saçılan γ ışınlarının oranı, bu çalışmadakinden daha detaylı bir şekilde incelenmelidir.

Sonuç olarak, bu çalışmada öne sürülen metod kullanılarak, GIP' dan kaynaklanan γ ışınlarının geldikleri yönün, yani γ ışınlarını yayınlayan kaynağın yerinin belirlenmesinin mümkün olduğu tespit edilmiştir. Yöntem uygulanırken dikkat edilmesi gereken konular belirlenmiştir. Gelecekteki uzay araştırmalarında, bu çalışmada öne sürülen “Üçlü Dedektör Sistemi” yanında, yeni geliştirilmekte olan çok bölümlü yarıiletken dedektör tiplerinin de kullanılabilmesi düşünülmektedir. Bu tür bir sistem, Türkiye' nin de içinde bulunduğu ³AGATA projesi dahilinde geliştirilmektedir (Gerl 2001).

³Advanced GAMMA Tracking Array

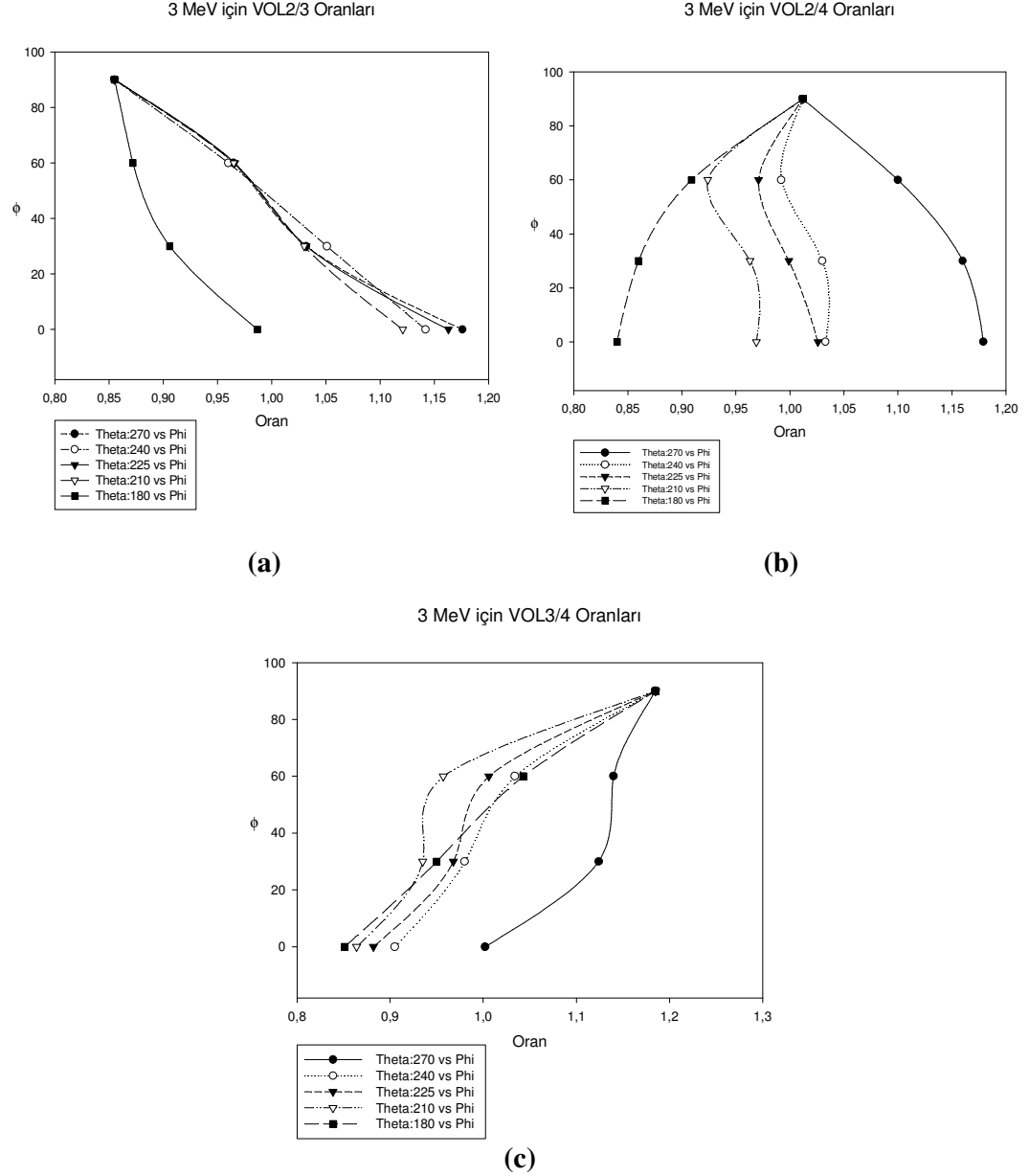
KAYNAKLAR

- AGATA.Advanced GAMMA Tracking Array. Web sitesi: www-gsi-vms.gsi.de/eb/html/agata.htm. Erişim Tarihi: 20.07.2006.
- Agostinelli, S., Allison, J., Amako, J., Apostolakis, J., et al. 2003. GEANT4—a Simulation Toolkit. Nucl. Inst. Meth, 506; 250.
- Amptek. Web sitesi: <http://www.amptek.com>. Erişim Tarihi: 03.06.2006.
- Application Software Gorup.1994. GEANT Description and Simulation Tool. Cern, Switzerland.
- CERN. European Organisation for Nuclear Research. Web sitesi. www.cern.ch. Erişim Tarihi: 20.07.2006.
- Das, A. and Ferbel, T. 2003. Introduciton to Nuclear and Particle Physics. World Scientific Publishing.
- Fox, D.W., Yost, S., Kulkarni, S.R., Torii, K., Kato, T., Yamaoka, H., Sako M., Harrison, F.A., Sari, R., Price, P.A., Berger, E., Soderberg, M.A., Djorgovski, S.G., Barth, A.J., Pravdo, S.H., Frail, D.A., Gal-Yam, A., Lipkin, Y., Mauch, T., Harrison, C., and Buttery. H.. 2003. Early optical emission from the γ -ray burst. Nature, 422; 284.
- Fishman, G.J., Meegan, C.A. 1995. Gamma-Ray Bursts. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 33; 415-458. (Türkçe kaynak için bakınız; Gürdilek, R. 2005. Gama Işın Patlamaları. Bilim ve Teknik Dergisi. Tubitak, 446; 2-3)
- Hjorth, J., Sollerman, J., Møller, P., Fynbo, J.P.U., Woosley, S.E., Kouveliotou, C., Tanvir, N.R., Greiner, J., Andersen, M.I., Castro-Tirado, A.J., Cerón, J.M.C., Fruchter, A.S., Gorosabel, J., Jakobsson, P., Kaper, L., Klose, S., Masetti, N., Pedersen, H., Pedersen, K., Pian, E., Palazzi, E., Rhoads, J.E., Rol, E., Heuvel, E.P.J. van den., Vreeswijk, P.M., Watson, D., Wijers, R.A.M.J. 2003. A very energetic supernova associated with the γ -ray burst. Nature, 423; 847.
- Krane, K.S. 2001. Nükleer Fizik. Palme.
- Knoll ,F.K. 1999. Radiation Detection and Measurement. John Willey ans Sons.
- Lapp, R.E. and Andrews, H.L. 1972. Nuclear Radiation Physics. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ.
- Lee, I.Y., Deleplanque, M.A. and Vetter, K. 2003. Developments in Large Gamma-ray Detector Arrays. Institute on progress in Physics, 66, no.7.
- Lilley, J. 2002. Nuclear Physics. Willey.

- Los Alamos National Laboratory. Web sitesi: <http://www.lanl.gov/physics>. Erişim Tarihi: 05.08.2005.
- Mészáros, P. 2002. Theories of Gamma-ray Burst. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 40; 137-169.
- NASA. National Aeronautics and Space Administration. Web sitesi. www.nasa.gov. Erişim Tarihi: 20.07.2006.
- Piran, T. 2003. The combined efforts of telescopes around the world have tracked the development of the 'afterglow' that follows a γ -ray burst, from only minutes after the burst until weeks later. Nature, 422; 268.
- Williams, W.S.C. 1991. Nuclear and Particle Physics. Oxford University Press Inc., New York.

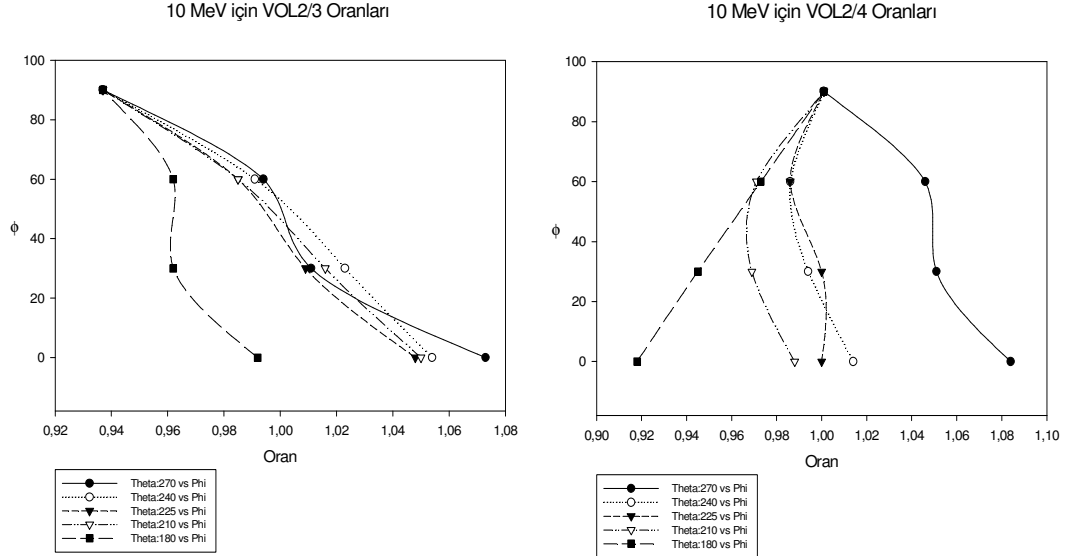
EK 1 FARKLI ENERJİLER İÇİN ORANLAR

3 MeV enerji değerinde dedektörlere çarpan gama ışın sayılarının oranları için elde edilen grafikler aşağıdaki gibidir.



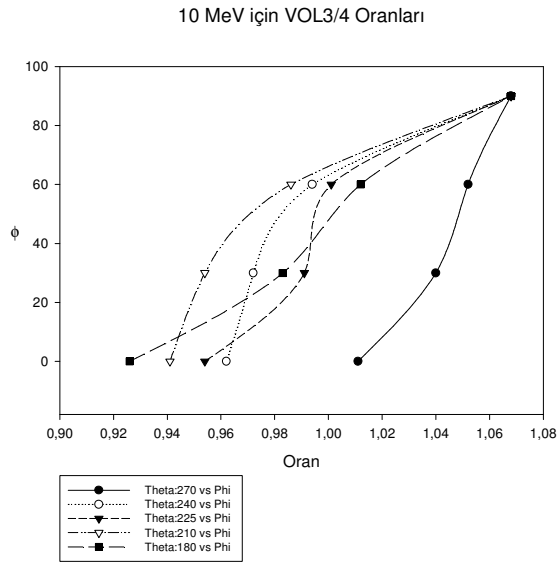
Şekil 1 3 MeV için dedektörlere çarpan foton sayılarının oranları

10 MeV enerji değerinde dedektörlere çarpan gama ışın sayılarının oranları için elde edilen grafikler aşağıdaki gibidir.



(a)

(b)



(c)

Şekil 2 10 MeV için dedektörlere çarpan foton sayılarının oranları

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı: Serkan AKKOYUN

Doğum Yeri: Dörtyol

Doğum Tarihi: 23/04/1979

Medeni Hali: Bekar

Yabancı Dili: İngilizce

Eğitim Durumu

Lise: İskenderun Lisesi (1995)

Lisans: Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü (2003)

Yüksek Lisans: Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı (2003-2006)