

50921

T.C.  
CELAL BAYAR ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**BUILDUP FAKTÖRLERİNİN MONTE CARLO  
YÖNTEMİ İLE HESAPLANMASI**

HAZIRLAYAN  
ARAŞ. GÖR. MUSTAFA BÖYÜKATA

DANIŞMAN  
DOÇ. DR. MEHMET N. KUMRU

MANİSA  
1996

CELAL BAYAR ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
FİZİK ANABİLİM DALI

BUİLDUP FAKTÖRLERİNİN MONTE CARLO YÖNTEMİ İLE  
HESAPLANMASI

Mustafa BÖYÜKATA

Celal Bayar Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde  
“Yüksek Lisans (Fizik)”  
Ünvanının Verilmesi için Kabul Edilen Tezdir.

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih :17.01.1996

Tezin Sözlü Savunma Tarihi :31.01.1996

Tez Danışmanı :Doç. Dr. Mehmet N. KUMRU *M.N. Kumru*

Jüri Üyesi :Prof. Dr. Saim SELVİ *Saim Selvi*

Jüri Üyesi :Prof. Dr. İhsan ULUER *Ihsan Uluer*

Enstitü Müdürü :Doç. Dr. Yunus ERDOĞAN *Yunus Erdoğan*

OCAK-1996  
MANİSA

# İÇİNDEKİLER

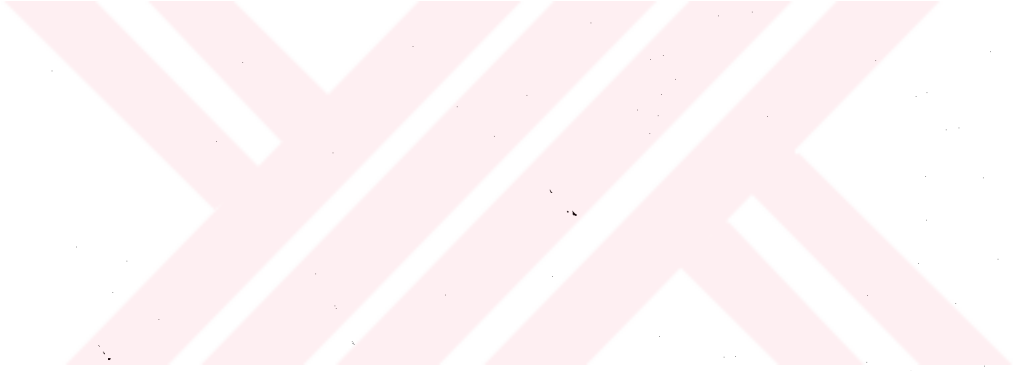
## Sayfa No.

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
ÖNSÖZ	iii
1. GİRİŞ	1
2. RADYASYONUN MADDE İLE ETKİLEŞİMİ	4
2.1. Ağır Yüklü Parçacıkların Madde İle Etkileşimi	4
2.1.1. Yüklü Parçacıkların Enerji Kaybı Mekanizmaları	4
2.1.1.1. Coulomb Etkileşimleri	4
2.1.1.2. Elektromagnetik Radyasyon Salınımı (Bremsstrahlung)	5
2.1.2. Ağır Parçacıkların Enerji Kaybı	6
2.2. Beta Parçacıklarının Madde İle Etkileşimi	7
2.2.1. Elektron ve Pozitronların Enerji Kaybı	7
2.2.2. Beta Parçacıklarının Geçişi	8
2.3. Gammaların Madde İle Etkileşimi	9
2.3.1. Etkileşme Türleri	9
2.3.1.1. Fotoelektrik Etki	9
2.3.1.2. Çift Oluşumu	11
2.3.1.3. Compton Saçılması	12
2.3.1.4. Coherent (Rayleigh) Saçılma	17
2.3.2 Foton Azalma Katsayıları	17
3. BÜLDUP FAKTÖRÜ	19
3.1. Giriş	19
3.2. Foton Buildup-Faktör Kavramı	20
3.3. Buildup-Faktörü Değerleri Ve Empirik Yaklaşımlar	24
3.4. Fotonlar İçin Taşıma (Transport) Denklemi	26

<b>4. BÜİLDUP FAKTÖRÜ HESAPLAMA METODU</b>	<b>28</b>
4.1. Giriş	28
4.2. Compton Saçılmasında Monte Carlo Yöntemi	30
4.3. Coherent (Rayleigh) Saçılmada Monte Carlo Yöntemi	33
<b>5. SONUÇLARIN ANALİZİ</b>	<b>36</b>
5.1. EGS4 İle Elde Edilen Değerler	36
5.2. Hesaplanan Lineer Azalma Katsayıları	44
5.3. Hesaplanan Buildup Faktörü Değerleri	45
5.4. Hesaplanan Compton Saçılma Açılıarı	47
5.5. Tartışma	48
<b>6. SONUÇ</b>	<b>62</b>
<b>KAYNAKLAR</b>	<b>63</b>
<b>ÖZGEÇMİŞ</b>	<b>70</b>

## **ÖZET**

**Su üzerine gelen düşük enerjili gammalar için buildup faktörleri Monte Carlo Metodu (EGS4) kullanılarak hesaplandı. Bu değerler coherent (rayleigh) ve incoherent (Compton) saçılmalarını içermektedir. Bu enerjiler için lineer azalma katsayıları ve Compton saçılma açıları da hesaplandı.**



## **ABSTRACT**

**Buildup factors for low energy gamma photons incident on water slabs were calculated by using Monte Carlo Method (EGS4). These values include coherent (Rayleigh) and incoherent (Compton) scatterings. The linear attenuation coefficients for these low energies and the scattering angles of Compton scattering were also calculated.**



## **ÖNSÖZ**

Tez çalışmalarına başlamadan önce, konunun belirlenmesinde ve başarıyla tamamlanmasında yardımlarıyla sürekli destek olan danışman hocam sayın Doç. Dr. Mehmet N. KUMRU'ya, tenkit ve tavsiyelerinden dolayı sayın Doç. Dr. Atalay KÜÇÜKBURSA'ya ve çalışmalarım süresince, değerli zamanlarımı harcayıp, kıymetli bilgilerinden sürekli faydalandığım sayın Prof. Dr. Saim SELVİ'ye saygı ve şükranlarımı sunarım.

Tezin hazırlanmasında ve tamamlanması süresince yardımlarından dolayı bölümümüz hocalarına, araştırma görevlisi arkadaşlarıma ve enstitü çalışanlarına çok teşekkür ederim.

## 1. GİRİŞ

Buildup faktörü ilk defa 1950 de White tarafından  $^{60}\text{Co}$  'ın gamma-ışınlarının su içerisindeki geçişlerinin (penetration) açıklanmasında ileri sürüldü (White, 1950). Azalın katsayısı hesaplamalarında buildup faktörünün önemi 1953 de Fano tarafından ortaya kondu (Fano, 1953). 1954'de Goldstein ve Wilkins momentler metoduyla (point kernel method) hesapladıkları gamma-ışını buildup faktörlerinin kapsamlı geniş bir tablosunu hazırladılar (Goldstein ve Wilkins, 1954). Bundan sonra nokta izotropik kaynaklar için buildup faktörü verileri point kernel kodunda birleştirildi ve gamma-ışını soğurulması hesaplamalarında pratik ve çok geniş bir şekilde kullanıldı. Bu veriler, 30 yılı aşkın bir süredir standard olarak kullanılmaktadır. Yıllardır buildup faktörü üzerine pekçok çalışma yapılagelmektedir. Düşük enerjiler ve önemli bazı materyaller için buildup faktörü verileri sunulmakla birlikte, bunları doğrulayacak, güvenilir ve kapsamlı derlemeler bulunmamaktadır. Halen, nükleer endüstride zırlama hesaplamaları için, ilave edilen veya yayımlanmamış buildup faktörlerinin hazırlanışında point kernel metoduna güvenmeye devam edilmektedir (Harima, 1993).

1980 'de yeni bir çalışma grubu ANS-6.4.3 oluşturulmuştur (Trubey, 1983). Bunlardan önce şimdiki adıyla NIST'da (National Institute of Standard and Technology) momentler metodu kullanılarak hesaplanan buildup faktörü değerlerinin mevcut bir tablosu vardı. Bunlar sadece çimento (Eisenhour ve Simmons, 1975), hava, su ve demir içindi (Chilton ve arkadaşları, 1980). Goldstein-Wilkins 'in hesaplamalarında sadece gamma-ışınlarının Compton saçılması hesaba katılmıştı. Fakat enstitününkilerde anihilasyon ve floresans olaylarıyla oluşan ikincil foton kaynaklarının katkıları da gözönüne alınmakta idi. Yalnız bremsstrahlung hesaba katılmamıştı.

NBS'deki veriler Monte Carlo (Nelson, 1985) ve diğer taşıma (transport) teorisi (Takauchi ve Tanaka, 1981, 1984a) hesaplamalarıyla karşılaştırıldı ve çalışma grubu tarafından bazı değişiklikler yapıldı. Bremsstrahlung ve floresan katkılı ilave materyaller için buildup faktörü



verileri PALLAS kodu ile hesaplandı (Takeuchi ve Tanaka, 1981, 1984a). Özellikle ikincil kaynaklar, yüksek atom sayılı bu materyaller için çok önemlidir.

Çalışma grubu, en çok kullanılan buildup faktörlerinin zırhtan radyasyon sızıntısı ve hayali enerji soğurulması varlığını kabul ettiğinin farkına vardılar. Zırh dokusunun bu konfigürasyonu, özellikle ağırelementlerden meydana gelmiş zırh durumlarında, kabul edilen sonsuz ortamda buildup faktörünün belirlenmesi anında önemlidir. Bu yüzden, bunun hesaba katılmasını sağlayan, bir düzeltme faktörü tablosu (Gopinath ve arkadaşları, 1987) sunuldu ve standartlara ilave edildi.

Coherent saçılmalar, buildup faktörünü etkilemediği düşüncesinden hareketle ilk yapılan hesaplamalarda ihmal edilmişti. Çünkü bu saçılmayla enerji değişimi olmuyor ve sadece doğrultusunda ufak bir değişiklik meydana geliyordu. Fakat birkaç yüz keV'in altında, özellikle yüksek atom sayılı maddeler için fotonun büyük bir açıyla düzgünce saçılması ihtimali yükselmektedir (Hirayama ve Trubey, 1988). Düzgün saçılmalardan dolayı buildup faktörlerinin düzeltilmesi için, yeni değerler (Subbaiah ve arkadaşları, 1989) de standartlara eklenmiştir.

Goldstein ve Wilkins verilerinde sadece Compton saçılmasına uğrayan fotonları hesaba katmışlardı. Morris (1973), momentler hesaplama kodunda, ikincil fotonlar olarak anihilasyon fotonlarının katkısını da ilave etti. Bremsstrahlung ve floresan radyasyonlarını hesaba katmak için Subbaiah, ASFIT kodunda (Subbaiah ve arkadaşları, 1982; Subbaiah ve Natarajan, 1987) ve Takeuchi-Tanaka, PALLAS kodunda (Takeuchi ve Tanaka, 1984b, 1985; Takeuchi ve arkadaşları, 1981; Tanaka ve Takeuchi, 1986) değişiklikler yaptılar. EGS4 kodu, (Nelson ve arkadaşları, 1985) burada bahsedilen bütün ikincil fotonları hesaba katmıştır.

Son 40 yılı aşkın süredir gamma ışını buildup faktörü çalışmalarında hayli çaba gösterilmiştir. Japon Atom Enerjisi Kurumu, Tanaka önderliğindeki

Gamma Işını Buildup Faktörü Çalışma Grubu 1950 'den, Nisan 1987 'ye kadar yayımlanmış gamma ışını buildup faktörü verilerinin ayrıntılı bir literatür taramasını yaptılar (Tanaka ve arkadaşları, 1988).

Son yıllarda ise, Chen ve Faw, kurşun, beton, demir ve su üzerine dik olarak gelen yüksek enerjili gammalar ve değişik açılarla gelen gammalar için buildup değerlerini hesapladılar (Chen ve Faw, 1993,1994). Ayrıca Faw ve Shultis tarafından, 10-100 MeV fotonlar için hava içerisinde soğurulan doz buildup faktörleri, Monte Carlo yöntemiyle elde edilmiştir (Faw ve Shultis, 1993). Hirayama ve arkadaşları kurşun için Monte Carlo yöntemiyle elde ettikleri buildup faktörlerinin diğer metodlarla elde edilenlerle bir karşılaştırmasını yaptılar ve iyi uyuştuklarını gösterdiler (Hirayama, 1990). Atom numarası küçük olan materyaller ve düşük enerjiler için Harima ve arkadaşları tarafından yapılan çalışma ile, coherent saçılmanın ihmal edilmesinin buildup verilerinde hatalara sebep olduğu ortaya konmuştur (Harima ve arkadaşları, 1991). Kitsos ve arkadaşları alüminyum, demir, kurşun ve su için coherent ve incoherent saçılmaları içeren gammalar için nokta izotropik buildup faktörlerini elde ettiler (Kitsos ve arkadaşları, 1994). Su, demir ve kurşun ortamlarında düşük enerjili fotonlar için, lineer kutuplanmanın ve Doppler genişlemesinin buildup faktörü üzerinde ki etkileri Namito ve arkadaşları tarafından incelenmiştir (Namito ve arkadaşları, 1995). Atom numarası düşük olan materyallerde lineer kutuplanma ve yüksek atom numaralı materyaller de ise Doppler genişlemesi daha etkili olmaktadır.

## 2. RADYASYONUN MADDE İLE ETKİLEŞİMİ

### 2.1. AĞIR YÜKLÜ PARÇACIKLARIN MADDE İLE ETKİLEŞİMİ

#### 2.1.1. Yüklü Parçacıkların Enerji Kaybı Mekanizmaları

Yüklü parçacıkların, herhangi bir materyalden etkileşme yapmadan geçme olasılığı sıfırdır. Yüklü parçacıklar, ortamı meydana getiren atomların negatif yüklü elektronlarıyla ve pozitif yüklü çekirdekleriyle Coulomb etkileşmesi yaparlar ve sürekli olarak enerji kaybederek, belli bir mesafe sonunda dururlar.

##### 2.1.1.1. Coulomb Etkileşmeleri

Hızlı, yüklü parçacık, atomik elektronlarla veya atom çekirdekleriyle etkileşebilir. Elektronlarla olan etkileşim sayısı, çekirdeklerle olan etkileşimlerden çok fazla olduğu için elektronlarla olan Coulomb etkileşimini inceleyeceğiz.

Bir zaman aralığı içerisinde, hareket eden yüklü parçacıktan Coulomb kuvvetinin etkisiyle elektrona enerji aktarılabilir. Bağlı, atomik elektron, kuantize durumda olduğu için yüklü parçacığın geçişi iyonlaşmaya veya uyarılmaya sebep olacaktır. Elektron atomu terk edecek kadar yeterli enerjiye sahip olduğu zaman iyonlaşma meydana gelir ve elektron  $(KE)_e$  kinetik enerjisi ile serbest hale geçer;

$$(KE)_e = (\text{parçacık tarafından verilen enerji}) - (\text{iyonlaşma potansiyeli})$$

Kopan bu elektron, hareket eden başka bir yüklü parçacık gibi davranır ve yeterince yüksek enerjili ise başka atomların da iyonlaşmasına sebep olabilir. Etkileşimler sonucu kinetik enerjisini kaybedecek ve sonuçta duracaktır.

İyonlaşma sonrası geride elektrondan daha ağır pozitif bir iyon kalır. Bu iyonun hareketi elektrondan daha yavaş olacağı için bir elektron tutarak nötürleşecektir.

Elektron, yeterli enerjiye sahip olduğu zaman, daha yüksek enerjili boş bir orbital durumuna geçebilir. Bu uyarılma durumunda elektron hala atoma bağlıdır fakat ilk enerji seviyesi olan E1'den E2 enerji seviyesine çıktığı için atom uyarılmıştır. Bu elektron  $10^{-8}$ - $10^{-10}$  s mertebesinde çok kısa bir zaman periyodu içerisinde tekrar düşük enerjili duruma geçer. Eğer E2'den E1 seviyesine düşmüş ise E2-E1 enerjisi x-ışını olarak salınır.

İyonlaşma ve uyarılmadaki çarpışmalar esnek değildir. Yüklü bir parçacık çekirdeklerle veya elektronlarla esnek çarpışmalar da yapabilir. Böyle durumlarda gelen parçacık lineer momentum ve kinetik enerjinin korunumu için gerekli enerjiyi kaybeder. Esnek çarpışmalar, yüklü parçacıkların enerji kaybı için önemli değildir.

#### 2.1.1.2. Elektromagnetik Radyasyon Salınımı (Bremsstrahlung)

Hızlanan veya yavaşlayan her serbest parçacık kinetik enerjisinin bir kısmını elektromagnetik radyasyon olarak kaybeder. Bu radyasyon bremsstrahlung olarak adlandırılır. Bu tek enerjili bir radyasyon değildir. Burada salınan fotonlar, sıfır ile parçacığın maksimum kinetik enerjisi arasında enerjilere sahip fotonlardır. Bremsstrahlung salınımı, sadece kuantum mekaniği ile değil, klasik fizikle de belirtilmektedir. Teoriye göre, hızlandırılmış yüklü parçacığın yaydığı enerjinin şiddeti, parçacığın ivmesinin karesiyle doğru orantılıdır. Atom numarası Z olan belli bir materyal içinde hareket eden M kütleli ve ze yüklü bir parçacıkla materyalin bir çekirdeği arasındaki Coulomb kuvveti  $F \approx \frac{zeZe}{r^2}$  ve parçacığın ivmesi  $a = \frac{F}{M} \approx \frac{zZe^2}{M}$  dir. Dolayısıyla salınan radyasyonun şiddeti I;

$$I \propto a^2 \approx \left( \frac{zZe^2}{M} \right)^2 \approx \frac{z^2Ze^2}{M^2} \quad (2.1)$$

dir. Yani;

i) aynı ortamda hareket eden iki parçacıktan hafif olanı ağır olandan daha fazla miktarda bremsstrahlung salar,

ii) parçacık, atom numarası (Z) yüksek olan materyallerde düşük olanlardakinden daha fazla bremsstrahlung salar.

Kurşun gibi, atom numarası yüksek olan maddelerde bremsstrahlung daha etkilidir. Bremsstrahlung şeklinde kinetik enerji kaybı elektronlar için daha önemlidir.

### 2.1.2. Ağır Parçacıkların Enerji Kaybı

Ağır, yüklü parçacıklar ( $Z \leq 2$ ,  $A \leq 4$ : p, d, t,  $\alpha$ ) bir çarpışmada enerjilerinin azbir kısmını kaybederler ve elektronlar tarafından fazla saptırılamazlar, bu yüzden hemen hemen bir doğru boyunca hareket ederler. Tek bir çarpışmanın incelenmesiyle enerji kaybını hesaplamak mümkün değildir. Bunun yerine birim yolda kaybedilen ortalama enerji hesaplanır. Ağır, yüklü parçacıklar p, d, t ve  $\alpha$  için iyonlaşma ve uyarılma ile birim yoldaki ortalama enerji kaybı (MeV/m);

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi r_0^2 z^2 \frac{mc^2}{\beta^2} NZ \left[ \ln \left( \frac{2mc^2}{I} \beta^2 \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (2.2)$$

dır. Burada

$$r_0 = 2.818 \times 10^{-15} \text{ m (klasik elektron yarıçapı)}$$

$$\gamma = (T - Mc^2)^{-1/2} = 1/(1 - \beta^2)^{1/2}$$

$T = (\gamma - 1)Mc^2$  (kinetik enerji)

$M =$  parçacığın durgun kütlesi

$\beta = v/c$ ,  $c = 3 \times 10^8$  m/s

$N =$  parçacığın hareket ettiği ortamdaki atom yoğunluğu (atom/m<sup>3</sup>)

$Z =$  materyalin atom numarası

$z =$  gelen parçacığın yükü

$I =$  materyalin ortalama uyarılma potansiyeli

Durdurucu güç parçacığın hızına bağlı fakat kütlesine bağlı değildir. Parçacığın yükünün karesiyle ve materyalin yoğunluğuyla doğru orantılıdır.

## 2.2. BETA PARÇACIKLARININ MADDE İLE ETKİLEŞİMİ

### 2.2.1. Elektron ve Pozitronların Enerji Kaybı

Yüklü bir parçacık, materyal içerisinde hareket ederken pek çok atoma Coulomb kuvvetleri uygular. Herbir atom, farklı iyonlaşma ve uyarılma potansiyellerinde yığınla elektrona sahiptir. Bu yüzden de gelen yüklü parçacık milyonlarca etkileşimde bulunur. Herbir etkileşimi incelemek mümkün olmamaktadır. Çoğunlukla etkileşimler atomik elektronlarla olur ve elektron veya pozitron, bir çarpışmada bütün enerjisini kaybedebilir. Çünkü; iki eşit kütle çarpışmaktadır. Dolayısıyla gelen elektron veya pozitron kinetik enerjisinin çoğunu kaybedecek ve geniş açılarla saçılabilecektir. Bunun sonucunda da zig-zag bir yol izleyecektir. İyonlaşma-uyarılma sonucu durdurucu güç, yani elektron ve pozitronun bu şekilde birim yoldaki ortalama enerji kaybını veren bağıntılar aşağıda gösterilmiştir.

Elektron için;

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi_0^2 z^2 \frac{mc^2}{\beta^2} NZ \left\{ \ln \left( \frac{\beta\gamma\sqrt{\gamma - 1}mc^2}{I} \right) + \frac{1}{2\gamma^2} \left[ \frac{(\gamma - 1)^2}{8} + 1 - (2\gamma^2 + 2\gamma - 1) \ln 2 \right] \right\} \quad (2.3)$$

Pozitron için;

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi r_0^2 z^2 \frac{mc^2}{\beta^2} NZ \left\{ \ln \left( \frac{\beta \gamma \sqrt{\gamma - 1} mc^2}{I} \right) + \frac{\beta}{24} \left[ 23 + \frac{14}{\gamma - 1} + \frac{10}{(\gamma - 1)^2} + \frac{4}{(\gamma - 1)^3} \right] + \ln 2 \right\} \quad (2.4)$$

Pozitron ve elektron için  $dE/dx$  değerleri çok az farklılık gösterirler. Kinetik enerjileri düşük olduğu zaman elektronunki daha büyük, 2000 keV civarında eşit ve yüksek kinetik enerjilerde ise pozitronun  $dE/dx$  değerleri daha büyüktür.

Bremsstrahlung ışıması sonucu meydana gelen enerji kaybını hesaplamak çok daha çapraşıktır. Bu şekilde radyasyon salınması elektron ve pozitronlar için önemli olduğundan bir yaklaşım geliştirilmiştir.  $T$  (MeV) kinetik enerjili elektronların veya pozitronların atom numarası  $Z$  olan bir materyal içerisinde hareket ederken, bremsstrahlung radyasyonu salarak uğrayacağı enerji kaybı  $(dE/dx)_{rad}$  iyonlaşma ve uyarılma ile oluşan enerji kaybına  $(dE/dx)_{ion}$  bağlı hesaplanmaktadır. Bunu veren bağıntı ise,

$$\left( \frac{dE}{dx} \right)_{rad} = \frac{ZT}{750} \left( \frac{dE}{dx} \right)_{ion} \quad (2.5)$$

dir. Parçacık yavaşlayınca  $T$  azalır ve buna bağlı olarak  $(dE/dx)_{rad}$  de azalır. Dolayısıyla elektronlar veya pozitronlar için toplam durdurucu gücü de aşağıdaki bağıntı ile elde edilecektir,

$$\left( \frac{dE}{dx} \right)_{tot} = \left( \frac{dE}{dx} \right)_{ion} + \left( \frac{dE}{dx} \right)_{rad} = \left( 1 + \frac{ZT}{750} \right) \left( \frac{dE}{dx} \right)_{ion} \quad (2.6)$$

### 2.2.2. Beta Parçacıklarının Geçişi

Beta ( $\beta$ ) parçacıklarının sıfırdan maksimum ( $E_{max}$ ) kinetik enerji değerine kadar sürekli bir enerji spektrumları vardır. Aşağıdaki eşitlik, belli bir kalınlık sonunda ortamdaki geçen parçacık sayısını vermektedir.

$$N(t) = N(0)e^{-\mu t} \quad (2.7)$$

$\mu$  : kütle soğurma katsayısı ( $m^2/kg$ ). Deneysel olarak maksimum beta enerjisi arasındaki bağıntı  $\mu = 1.7E_{\max}^{-1.14}$  'dır.  $t$  ise kalınlıktır.

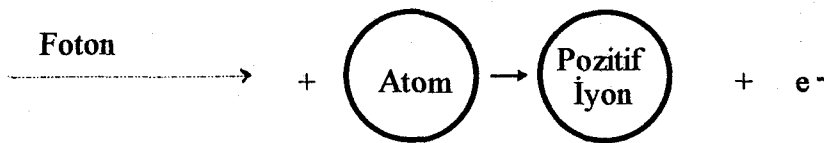
## 2.3. GAMMALARIN MADDE İLE ETKİLEŞİMİ

### 2.3.1. Etkileşme Türleri

Radyasyon zırhlaması konusunda yapılan incelemelerde daha çok 10 keV ile 10 MeV arası enerjilere sahip fotonlar önemlidir. Bu enerji aralığı için fotoelektrik etki, çift oluşumu ve Compton saçılması, etkileşimin baskın olan mekanizmalarıdır. Düşük foton enerjilerinde en baskın olanı fotoelektrik etkidir. Çift oluşumu sadece yüksek enerjili fotonlar için önemlidir. Orta düzey enerjilerde Compton saçılması baskındır. Coherent (Rayleigh) saçılma ile beraber anihilasyon ve florasan radyasyonunu da hesaba katarak daha hassas bir zırh analizi yapılabilir.

#### 2.3.1.1. Fotoelektrik Etki

Fotoelektrik etki, fotonun atomla etkileşiminde görülür (şekil 2.1) ve etkileşim sonucu fotoelektron salınır. Bu salınan fotoelektronlar en çok atomun  $K$ -kabuğuna ait elektronlardır. Geride kalan atomun uyarılmasıyla momentum korunur. Elektronun bağlanma enerjisinden ( $E_b$ ) fazla olan foton enerjisi elektronla uyarılan ortam arasında dağılmasına rağmen, bu enerjinin hemen hemen hepsi fotoelektronun kinetik enerjisi olarak kabul edilmektedir. Dolayısıyla  $T=E-E_b$  dir.



Şekil 2.1: Fotoelektrik Olayı



$K$ -kabuğu bağlanma enerjileri ( $E_K$ ) hidrojende 13.6 eV'dan demirde 116 keV 'a varıncaya kadar çeşitlilik göstermektedir. Foton enerjisi  $E_K$  dan az ise sadece  $L$  ve daha yüksek kabuk elektronları fotoelektrik etkileşime uğrayabilir.

Foton enerjisi düştüğü için, fotoelektrik tesir kesiti  $E=E_K$  oluncaya kadar artış göstermekte, bu noktada ise kesikli aralıklarla düşmektedir (şekil.1 de kurşundaki  $K$  'kenarı'nı gösterilmektedir).  $E$  daha düşerken, ilk  $L$  kenarına ulaşmıncaya kadar tesir kesiti artar, burda enerji tekrar düşer, sonra birdaha yükselir ve bu şekilde kalan kenarlar için devam eder. Tesir kesiti  $E^{-n}$  ile orantılı olarak değişim göstermektedir, düşük enerjilerde ( $E \leq 150$  keV)  $n \approx 3$  ve yüksek enerjilerde ( $E \geq 5$  MeV)  $n \approx 1$  dir. Atomik tesir kesiti  $Z^m$  nin büyüklüğüne bağlı olarak değişir. Burada  $m$  ise  $E=100$  keV de 4 civarından  $E=3$  MeV de 4.6 ya kadar çeşitli değerler almaktadır. Fotoelektrik etkinin daha fazla olduğu enerji bölgeleri için kaba bir yaklaşımla fotoelektrik tesir kesiti:

$$\sigma_{ph}(E) \propto \frac{Z^4}{E^3} \quad (2.8)$$

dir. Elektron başına ortalama tesir kesiti ise

$$e\sigma_{ph}(E) = Z^{-1}\sigma_{ph}(E) \quad (2.9)$$

dir.

Ağır çekirdekler de fotoelektrik etkileşimlerin %80 'i genellikle bir  $K$ -kabuk elektronunun saçılmasıyla sonuçlanır, hafif çekirdeklerde ise fotoelektrik etkileşimlerin tamamını  $K$ -kabuk elektronları oluşturur. Sonuç olarak bu yaklaşım ağır çekirdekler için daha sık yapılmaktadır. Bu çekirdekler için toplam fotoelektrik tesir kesiti  $K$ -kabuk elektronlarınınkilerden 1.25 kat fazladır.

Fotoelektronun geride bıraktığı boşluk dışarıdaki bir kabuktan gelecek başka bir elektronla doldurulacağı için, ya florasan  $X$ -ışınları ya da Auger

elektronları salınabilir. X-ışını salınması ihtimali florasan oluşumuyla verilmektedir. K-kabuğu için florasan oluşumu ihtimali  $Z=8$  için 0.005 den  $Z=90$  için 0.965 e yükselmektedir. Çeşitli enerji değerlerine sahip X-ışınları salınabilmesine rağmen, genel olarak fotoelektronun bağlanma enerjisine eşit enerjide bir X-ışını veya Auger elektronu salındığı yaklaşımı yapılabilmektedir.

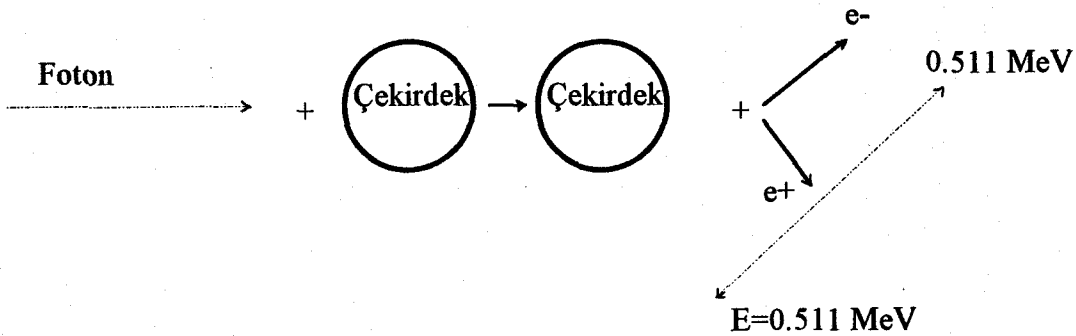
### 2.3.1.2. Çift Oluşumu

Fotonla çekirdek etkileşiminde görülür (şekil 2.2). Çift oluşumu olayında, gelen foton tamamen soğurulur ve o bölgede bir pozitron-elektron çifti meydana gelir. Buna çekirdek boşluğundaki şiddetli elektrik alanı sebep olur ve foton,  $2m_e c^2$  ( $=1.02$  MeV) eşik enerjisine sahiptir. Bir elektronun elektrik alanı da (triplet production) buna sebep olabilir, ancak bu çok düşük bir ihtimaldir. Bu olay için eşik enerjisi  $4m_e c^2$  dir. Biz burada nükleer çift oluşumu olayını tartışacağız.

Bu olaydan sonra çekirdek belirlenemeyen bir momentum, fakat bununla beraber ihmal edilebilecek kadarda küçük bir kinetik enerji kazanır. Dolayısıyla sistemin toplam enerjisinin korunumunu gösteren bağıntı :

$$T_+ + T_- = E - 2m_e c^2 \quad (2.10)$$

olacaktır. Bu eşitlikte  $T_+$  ve  $T_-$  sırasıyla pozitron ve elektronun kinetik enerjileridir. İlk yaklaşıma göre; toplam atomik çift oluşumu tesir kesiti  $Z^2$  ile



Şekil 2.2: Çift Oluşumu

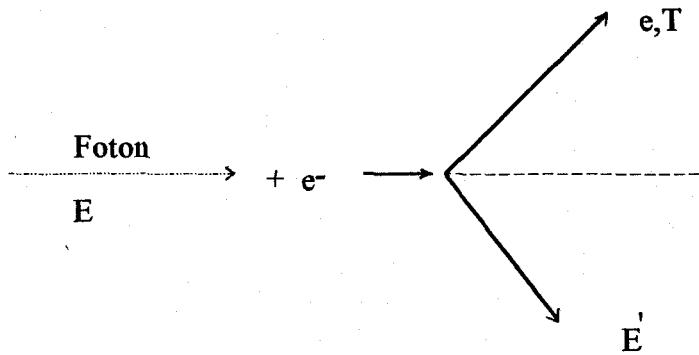
değişir. Tesir kesiti fotonun enerjisine bağlı olarak artar ve yüksek enerjilerde sabit bir değere yaklaşır. Genelde pozitronun akibeti kinetik enerjisi sıfıra düştüğünde bir elektronla etkileşimi sonucu anihilasyona uğramaktır. Anihilasyon olayı genellikle  $m_e c^2$  ( $=0.511$  MeV) enerjili zıt yönde hareket eden iki enerjinin meydana gelmesiyle neticelenir. Pozitron ve elektronun açısal dağılımları karmaşıktır ve genel olarak radyasyon zırh hesaplarında önemli değildir.

### 2.3.1.3. Compton Saçılması

Compton saçılması olayı şekil 2.3 yardımıyla açıklanmaktadır. Enerjisi  $E$  olan bir foton başlangıçta durgun olan bir elektronla etkileşmektedir. Etkileşim sonrası foton  $E'$  enerjisine sahip olmakta ve ilk doğrultusuyla  $\theta_s$  açısı yaparak hareketine devam etmektedir. Sisteme ait toplam relativistik enerjinin ve lineer momentumun korunumu prensiplerinin uygulanmasıyla aşağıdaki Compton formülü elde edilmektedir;

$$E' = \frac{E}{1 + (E/m_e c^2)(1 - \cos\theta_s)} \quad (2.11)$$

Burada  $m_e c^2$  elektronun durgun kütle enerjisidir,  $8.186 \times 10^{-14}$  J (0.511 MeV). Foton taşınım (transport) hesaplamaları enerjiden daha ziyade, bağımsız bir değişken olan dalgaboyuna bağlı olarak çıkarılmaktadır. Ayrıca bir katsayı olan  $hc/m_e c^2$  Compton dalga boyu ( $\lambda_c$ ) olarak adlandırılmakta ve değeri  $2.426 \times$



Şekil 2.3: Compton Olayı

$10^{-10}$  cm'dir. Burada  $h$  Planck sabiti  $6.624 \times 10^{-34}$  Js ve  $c$  de ışık hızı  $2.998 \times 10^{10}$  cm/s dir. Bu birimlerde,

$$\lambda \equiv \frac{m_e c^2}{E} = \frac{0.511}{E(\text{MeV})} \quad (2.12)$$

Dalga boylarına bağlı olarak düzenlenince Compton saçılması bağıntısı (denk.2.11) basitleşecektir;

$$\lambda' = \lambda + 1 - \cos\theta_s \quad (2.13)$$

Uyarılan elektronun kinetik enerjisi  $T$  hesaba alınırsa

$$\frac{m_e c^2}{T} = \lambda \left( 1 + \frac{\lambda}{1 - \cos\theta_s} \right) \quad (2.14)$$

olacaktır. Elektron ve fotonun saçılma açıları arasındaki bağıntı ise;

$$\cot\theta_e = (1 + \lambda^{-1}) \tan\left(\frac{\theta_s}{2}\right) \quad (2.15)$$

dir.  $\theta_s = \pi$  veya  $\theta_e = 0$  olduğu zaman gelen fotondan uyarılan elektrona maksimum enerji transferi olur. Bu durumlar için denk 2.13, 2.14 ve 2.15'ten,

$$(\lambda' - \lambda)_{\max} = 2 \quad (2.16)$$

$$\left(\frac{E'}{E}\right)_{\min} = \frac{\lambda}{\lambda + 2} \quad (2.17)$$

$$\left(\frac{T}{E}\right)_{\max} = \frac{2}{\lambda + 2} \quad (2.18)$$

elde edilir.

### Thomson Tesir Kesiti:

Enerjisi sıfır limitinde iken bir fotonun serbest bir elektronla saçılması, klasik radyasyon teorisiyle incelenebilir. Gelen radyasyonun elektromagnetik alanında elektron bu radyasyonun frekansıyla aynı frekansta titreşir. Böylece aynı frekansta ikinci elektromagnetik radyasyon salınır. Böyle saçılmalar Thomson saçılması olarak adlandırılır. Toplam tesir kesiti ise,

$$e\sigma_T = \frac{8}{3}\pi r_e^2 \quad (2.19)$$

$r_e$  : klasik elektron yarıçapıdır,

$$r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \quad (2.20)$$

burada  $e$  elektron yükü  $1.602 \times 10^{-19}$  C ve  $\epsilon_0$  boşluğun geçirgenliği  $8.854 \times 10^{-14}$  F/cm dir. Böylece  $r_e = 2.818 \times 10^{-13}$  cm ve  $e\sigma_T = 6.653 \times 10^{-25}$  cm<sup>2</sup> bulunur.

Kutuplanmadan gelen radyasyonun  $\theta_s$  saçılma açısı için Thomson tesir kesiti ise,

$$e\sigma_T(\theta_s) = \frac{1}{2}r_e^2(1 + \cos^2 \theta_s) \quad (2.21)$$

dir.

Incoherent (Compton) saçılma tesir kesitleri için en düşük enerji limiti olması ve atomik elektronla foton etkileşmelerinde coherent (Rayleigh) saçılma tesir kesitlerinin değerlendirmelerinde temel teşkil etmesinden dolayı Thomson tesir kesitinin bilinmesi önemlidir.

## Incoherent (Compton) Saçılma Tesir Kesitleri

Incoherent saçılma ile fotonun serbest (individual) elektronla olan etkileşmesi kastedilmektedir. Fotonun atomun bütün elektronlarıyla olan etkileşimi coherent etkileşimden bu yönüyle ayırılmaktadır. Aşağıdaki tartışmada gelen radyasyonun kutuplanmadığı kabul edilmektedir.

Serbest elektronlar için, incoherent saçılma tesir kesiti,

$$e\sigma_C(\lambda, \lambda', \theta_s) = \frac{1}{2} r_e^2 \left( \frac{\lambda}{\lambda'} \right)^2 \left[ \left( \frac{\lambda}{\lambda'} \right) + \left( \frac{\lambda'}{\lambda} \right) + (\lambda' - \lambda)(\lambda' - \lambda - 2) \right] \quad (2.22)$$
$$\times \delta(1 + \lambda - \lambda' - \cos\theta_s)$$

ile verilir.

$e\sigma_C(\lambda, \lambda', \theta_s) d\lambda' d\Omega$  ifadesi ise bize,  $\lambda$  dalga boyundaki bir fotonun elektron başına düşen tesir kesitini verecektir. Bu da  $d\Omega$  katı açısı içerisinde  $\theta_s$  saçılma açısında ve  $\lambda'$  ve  $\lambda'+d\lambda'$  aralığı içinde son dalga boyu ile ortaya çıkmaktadır. Denk.2.22 Klein ve Nishina'nın çalışmasından çıkarılmıştır (Klein ve Nishina, 1929). Polarize olmadan gelen radyasyonlar için olduğu kadar polarize durumlar için de geliştirilmiştir (Heitler, 1954 ve Evans, 1955).

Steradian başına tesir kesiti aşağıdaki denklemlerle verilmektedir;

$$e\sigma_C(\lambda, \theta_s) = \int_{\lambda}^{\lambda+2} d\lambda' e\sigma_C(\lambda, \lambda', \theta_s)$$
$$= \frac{1}{2} r_e^2 \frac{\lambda^2}{(1 + \lambda - \cos\theta_s)^2} \quad (2.23)$$
$$\times \left( \frac{\lambda}{1 + \lambda - \cos\theta_s} + \frac{1 + \lambda - \cos\theta_s}{\lambda} - \sin^2\theta_s \right)$$

Bu denklem başka bir şekilde düzenlenirse,

$$e\sigma_C(E, \theta_s) = \frac{1}{2} r_e^2 p \left[ 1 + p^2 - p(1 - \cos^2\theta_s) \right] \quad (2.24)$$

olur ve burada

$$p \equiv \frac{E'}{E} = \frac{\lambda}{1 + \lambda - \cos\theta_s} \quad (2.25)$$

dir.

$\lambda$  sonsuza giderken veya  $E$  sıfıra giderken  $P$  bire gitmekte ve denk.(2.24) ve (2.25) Thomson formülü (denk.2.21) ne indirgenmektedir. Klein-Nishina enerji saçılma tesir kesiti;

$$e\sigma_{Ce}(E, \theta_s) \equiv \frac{E'}{E} e\sigma_C(E, \theta_s) = \frac{1}{2} r_e^2 p^2 \left[ 1 + p^2 - p(1 - \cos^2 \theta_s) \right] \quad (2.26)$$

dir.

Denk.(2.23)'ün bütün doğrultularda integrali alındığı zaman toplam tesir kesiti elde edilir,

$$\begin{aligned} e\sigma_C(\lambda) &= 2\pi \int_{-1}^1 d(\cos\theta_s) e\sigma_C(\lambda, \theta_s) \\ &= \pi r_e^2 \lambda \left[ (1 - 2\lambda - 2\lambda^2) \ln\left(1 + \frac{2}{\lambda}\right) + \frac{2(1 + 9\lambda + 8\lambda^2 + 2\lambda^3)}{(\lambda + 2)^2} \right] \end{aligned} \quad (2.27)$$

### **Bağlı (Bound) Elektronlar için Incoherent Saçılma Tesir Kesitleri:**

Uyarılan (recoil) elektronun kinetik enerjisi, atomdaki bağlanma enerjisiyle karşılaştırıldığında yukardaki denklemler düşmektedir. Dolayısıyla atomsayısı yüksek olan ortamlarda, bağlanma etkilerinin düşük enerjili fotonların soğurulmasında önemli olduğu düşünülebilir. Mesela kurşunda K-kabuk elektronlarının bağlanma enerjisi 88 keV dir. Fakat böyle durumlar altında, fotonların fotoelektrik tesir kesitleri incoherent saçılma tesir kesitlerini aşmaktadır. Bu enerji bölgesinde radyasyon soğurulması daha çok fotoelektrik etkileşimlerle olur. Çoğu zırlama hesaplamalarında, elektron bağlanma etkilerinin incoherent saçılmada ihmal edilmesi o kadar önemli değildir. Şekil.5

kurşunda elektron bağlanma etkilerinin, incoherent saçılma ve fotoelektrik tesir kesitlerinin karşılaştırılmasıyla, bağıl önemi gösterilmektedir.

#### 2.3.1.4. Coherent (Rayleigh) Saçılma

Fotonların serbest (individual) elektronlarla incoherent saçılması ile bir atomun elektronları üzerinde yapacağı coherent saçılma ortaktır. Rayleigh etkileşimde uyarılan (recoil) momentumun tamamı atom tarafından alındığı için, gamma fotonunun enerji kaybı az ve saçılma açısı küçüktür. Coherent saçılma tesir kesitleri incoherent saçılma tesir kesitinden fazladır. Özellikle düşük enerjili fotonlar ve yüksek-Z değerlerine sahip materyallerde daha fazladır. Rayleigh saçılmaları foton enerjisi veya doğrultusu üzerindeki çok düşük etkiden dolayı radyasyon zırh hesaplamalarında, özellikle elektron bağlanma etkisinin gözardı edildiği zamanlar, ihmal edilmektedir.

#### 2.3.2. Foton Azalma Katsayıları

Foton lineer azalma katsayısı  $\mu$ , küçük mesafelerde bir gamma fotonunun bir birim uzaklıkta herhangi bir etkileşime uğramadan gidebilme ihtimalidir. Dolayısıyla belli bir ortam için,

$$\mu(E) = ZN_e\sigma_C(E) + N\sigma_{ph}(E) + N\sigma_{pp}(E) \quad (2.28)$$

dir. Burada N atom yoğunluğu ve ZN elektron yoğunluğudur. Buna bağlı olarak kütle azalma katsayısı ise:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\mu_C}{\rho} + \frac{\mu_{ph}}{\rho} + \frac{\mu_{pp}}{\rho} \quad (2.29)$$

dir. Rayleigh saçılma ve diğer çok düşük etkilere sahip etkileşme türleri, özellikle bu ifadeye alınmamıştır. Denk.(2.29)'de



$$\frac{\mu_C}{\rho} = \frac{Z}{a} N_A e \sigma_C(E) \quad (2.30)$$

$$\frac{\mu_{ph}}{\rho} = \frac{Z}{a} N_A \sigma_{ph}(E) \quad (2.31)$$

ve

$$\frac{\mu_{pp}}{\rho} = \frac{Z}{a} N_A \sigma_{pp}(E) \quad (2.32)$$

dir.  $N_A$  Avagadro sayısı,  $a$  ise atom ağırlığıdır. (Chilton ve arkadaşları, 1984)



### 3. BUILDUP FAKTÖRÜ

#### 3.1. GİRİŞ

Şekil 3.1'deki gibi dedektörden belli bir uzaklıktaki noktasal bir gamma kaynağı düşünelim. Dedektöre çarpan toplam gamma demeti iki bileşenden ibarettir;

1. *Saçılmayan demet* ( $I_u$ ), kaynakla dedektör arasındaki zırhın  $t$  kalınlığını herhangi bir etkileşime uğramadan geçen gammalardan ibarettir. Eğer kaynak  $S$  ( $\gamma/s$ ) salıyorsa, saçılmayan demet,

$$I_u \left( \frac{\gamma}{m^2 s} \right) = \frac{S}{4\pi r^2} e^{-\mu r} \quad (3.1)$$

2. *Saçılan demet* ( $I_s$ ), gelen fotonun saçılmaya uğrayan ve etkileşim sonucunda üretilen gammaların ( $x$ -ışınları ve anihilasyon gammaları gibi ikincil fotonlar) oluşturduğu demettir. Saçılan demetin hesaplanması önemlidir ve basit bir ifade de yoktur.

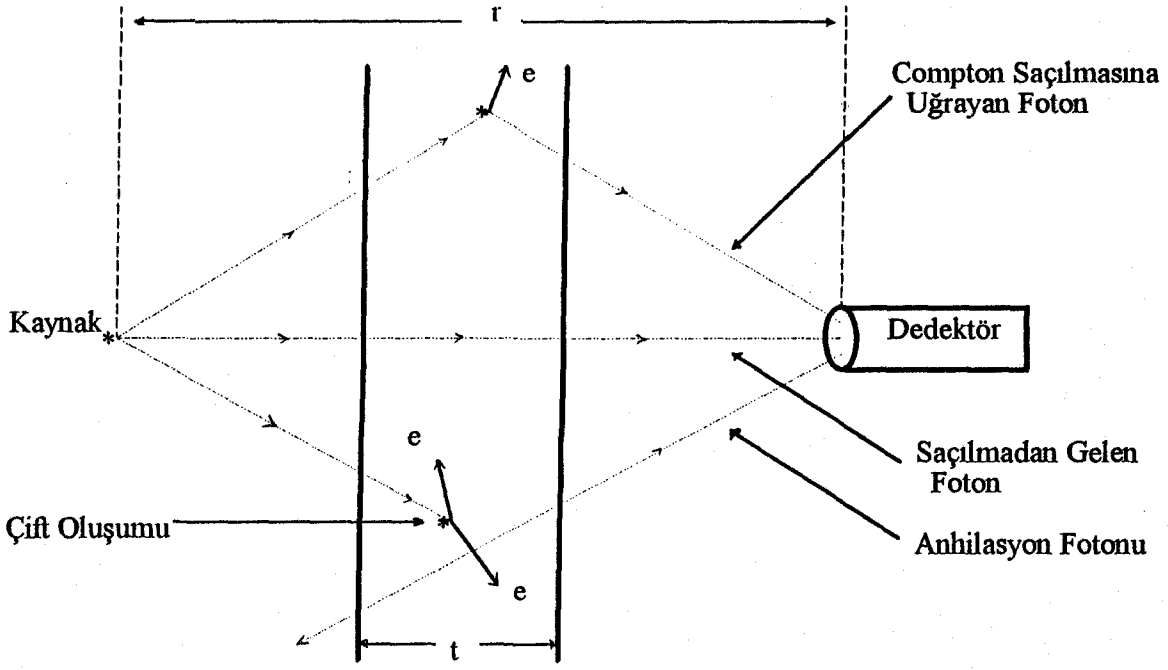
Dedektöre çarpan toplam demet,

$$I_{top} = I_u + I_s \quad (3.2)$$

dir. Burada saçılan demeti hesaplamak yerine buildup faktörüne ( $B$ ) bağlı olarak tekrar yazılabilir,

$$I_{top} = BI_u \quad (3.3)$$

Bir ortamdan radyasyon geçişinde, herhangi bir noktada belirlenen radyasyon miktarının toplam değerinin, çarpışma yapmadan o noktaya ulaşan radyasyon değerine oranı buildup faktörü olarak tanımlanır.



Şekil 3.1: Nokta kaynaktan çıkıp t kalınlığında ki zırhlıta saçılmaya uğrayarak ve herhangi bir saçılma yapmadan geçen fotonların dedektöre çarpması

Prensip olarak buildup faktörü deneyle elde edilir; fakat soğurma ve saçılma tesir kesitleri yeterli doğrulukta bilindiği için buildup faktörü alışlageldiği şekilde foton taşıma denkleminin çözümüyle elde edilebilir. Buildup faktörleri sabit değerler değildir.

### 3.2. FOTON BÜLDUP-FAKTÖR KAVRAMI

Sonsuz homojen bir ortamda, tek enerjili noktasal foton kaynağından r kadar uzaklıktaki bir dedektörün çarpışmaya uğramadan gelen fotonlara tepkisi,

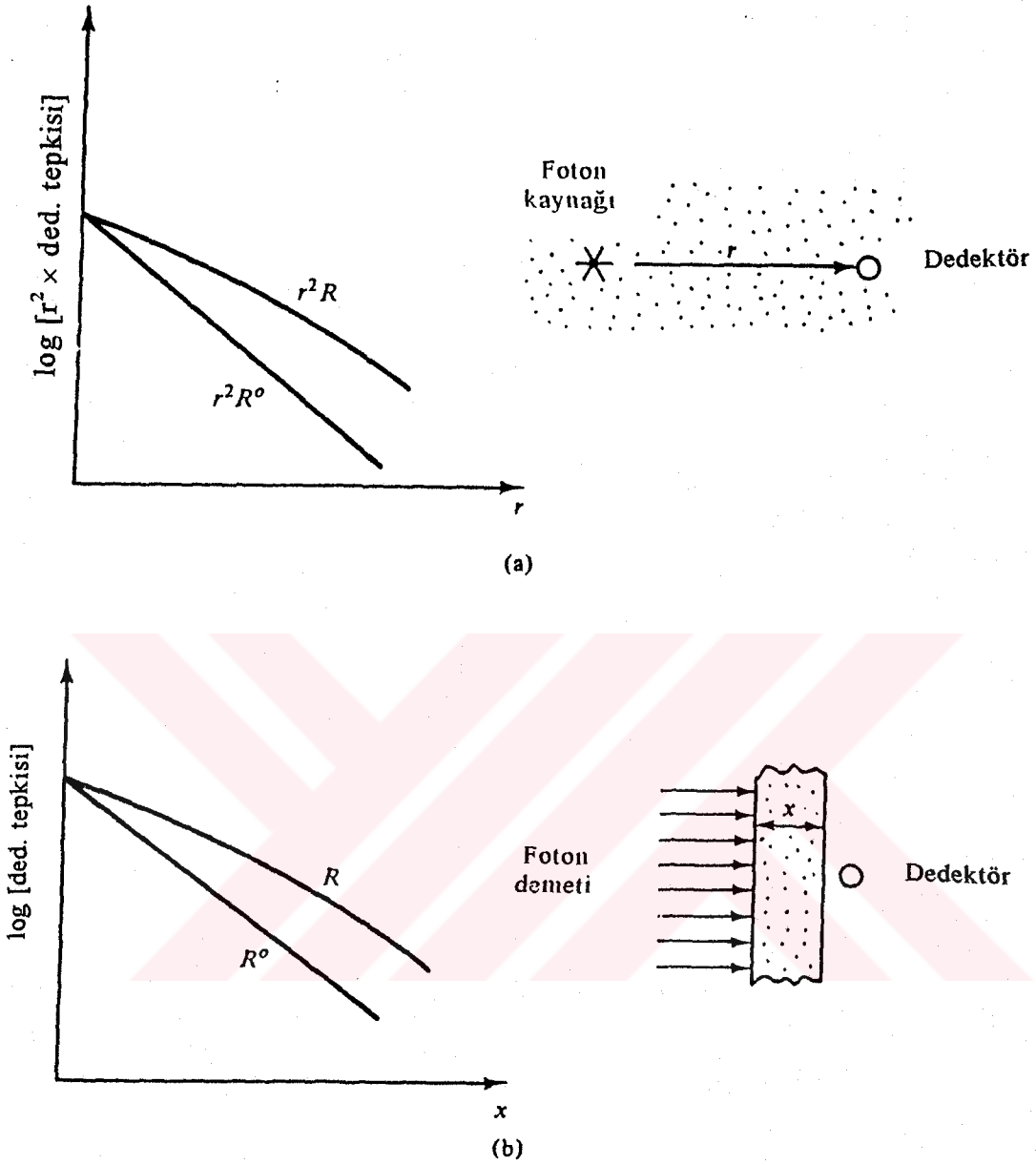
$$R^0(r) = \frac{R_1}{r^2} e^{-\mu_0 r} = \frac{\hat{R} S_p}{r^2} e^{-\mu_0 r} \quad (3.4)$$

ile verilir. Burada;

R: vakum içerisinde nokta kaynağın birim şiddetine karşı bir birim uzaklıktaki dedektörün tepkisi

$S_p$  : kaynak şiddeti (strength)

$\mu_0$  : kaynak enerji değerindeki fotonlara ait lineer azalım katsayısı



Şekil 3.2: (a) Sonsuz bir ortamda nokta kaynaktan  $r$  kadar uzakta ki dedektörün uzaklığın fonksiyonu olarak tepkisi. (b)  $x$  kalınlığındaki bir zırhın arkasında ki dedektörün paralel radyasyon demetine tepkisi.

Şekil. 1(a) bu durumu açıklamaktadır ve  $\ln(r^2 R^0)$  'nin  $r$  ye bağlı fonksiyonunun değişimini veren bir grafik gösterilmiştir, grafik  $-\mu_0$  eğimli bir doğrudur. Çarpışmaya uğramadan gelen ve saçılarak gelen fotonların hepsine dedektörün toplam tepkisi  $R$  'nin (deneysel veya uygun bir hesaplamayla ) bilindiğini kabul edelim, o zaman  $\ln(r^2 R)$  fonksiyonu bir eğri şeklindedir. Bir ortamdan radyasyonun geçişinde, herhangi bir noktada belirlenen radyasyon miktarının toplam değerinin çarpışma yapmadan o

noktaya ulaşan radyasyon değerine oranı buildup faktörü olarak tanımlandığına göre, burada R 'nin uygun değerleri için toplam tepkinin çarpışmaya uğramayan fotonlara olan tepkiye oranı  $R(r)/R^0(r)$  buildup faktörünü B(r) verecektir, böylece denk.(3.4) yeniden düzenlenirse,

$$R(r) = \frac{\hat{R} S_p}{r^2} e^{-\mu_0 r} B(r) \quad (3.5)$$

olur. Yukarda tanımlanan nokta-kaynak buildup faktörü en çok kullanılanı olmasına rağmen, buildup kavramı farklı durumlar için de kullanılabilir. Mesela şekil.1 (b) de bir yüzüne tek enerjili fotonların geniş, paralel demetinin düştüğü ve diğer yüzüne bir dedektörün konduğu düzlem plaka (slab) gösterilmektedir. Yine böyle bir ortam içinde çarpışmadan gelen fotonlara karşı dedektörün tepkisi,

$$R^0(x) = R_0 e^{-\mu_0 x} \quad (3.6)$$

dir.

$R_0$ : materyal yokken dedektörün tepkisidir. Eğer R(x) toplam dedektör tepkisi (saçılan ve saçılmayan fotonlar için) ise buildup faktörü B(x) yine  $R(x)/R_0(x)$  oranı olarak tanımlanır yani,

$$R(x) = R_0 e^{-\mu_0 x} B(x) \quad (3.7)$$

olur.  $R=BR^0$  olduğu açıktır. Demek ki çok daha pratik bir şekilde  $R^0$  hesaplamalarının kolaylığından dolayı, eğer buildup faktörü değerleri de elde edilebilirse, toplam dedektör tepkisini rahatlıkla bulabiliriz.

Saçılmaya uğrayan fotonlara olan tepki  $R^s = R - R^0 = (B-1) R^0$  olduğu kolayca gözükmektedir. Buradanda B nin asla 1 den küçük olmayacağı söylenebilir.  $R^s$  sıfır iken (şekil.1 (b) deki durum için  $x = 0$  olması halidir),  $R^0$  pozitif olduğu zaman yada  $R^0$  sonsuza giderken (şekil.1(a) daki nokta kaynak durumu için r 'nin sifira yaklaşması halidir)  $R^s$  sonlu kaldığı zamanlar, B tam 1 olabilir.

Buildup faktörleri prensip olarak deneylerle elde edilir; fakat azalma ve saçılma katsayıları bilindiği için, buildup faktörleri foton taşınma denkleminin ve tepki fonksiyonunda dedektörün  $r_d$  konumundaki foton akı yoğunluğunun çözümüyle elde edilir. Uzayda bir noktada belirlenen radyasyonun toplam değeri o noktada dedektör tepkisi  $R$  ile tesbit edilir. Akı yoğunluğu  $\phi(r,E)$  'nin dedektör tepki fonksiyonu  $R(E)$  ile çarpımıyla dedektör tepkisi  $R$ 'nin değeri hesaplanır. Burada  $r_d$  kaynaktan uzaklıktır. Böylece  $B$  'nin tanımından, özel bir durum için buildup faktörü aşağıdaki eşitlikle verilecektir;

$$B \equiv \frac{R}{R^0} = \frac{\int_0^{E_0} dE \mathcal{R}(E)\phi(r_d, E)}{\mathcal{R}(E_0)\phi^0(r_d)} \quad (3.8)$$

$\mathcal{R}(E)$  dedektör tepki fonksiyonudur.  $R^0$  ve  $\phi^0(r)$ ,  $r$  uzaklığındaki bir noktada çarpışmadan gelen aynı enerjili fotonların tepkisi ve akısıdır. Buildup faktörleri belli bir problemin ayrıntıları ve aşağıda sıralanan çeşitli parametrelerine bağlı olarak değişmektedir;

1. Soğurucu ortamın içerisindeki geçiş mesafesi: buildup faktörü değerleri  $\mu_0$  veya  $\mu_0 x$  (ortalama serbest yol) değerlerine bağlıdır,

2. Soğurucu ortamın, kaynağın ve dedektör konumunun geometrik konfigürasyonuna,

3. Temel materyaller için atomik yük sayısı  $Z$  ile açıklanan ortamın türü: bileşik ve karışımlar için ortalama etkin bir  $Z$  kullanılır,  $Z$  nin bulunmasında tek bir metod olmadığından yaklaşık değerlerdir,

4. Dedektör tepki fonksiyonu  $\mathcal{R}$ 'nin türüne ve

5. Kaynak fotonlarının enerjisi ve onların salınım doğrultusuna bağlıdır.

Bunlar buildup değerlerini etkileyen faktörlerin çok olduğunu ortaya koymaktadır. Buna rağmen buildup faktörü kavramı foton etkileşimi analizleri için fazlasıyla kullanışlı bulunmuştur.

### 3.3. BUILDUP-FAKTÖRÜ DEĞERLERİ VE EMİRİK YAKLAŞIMLAR

Hava, su, çimento, demir ve kurşun gibi homojen sonsuz ortamlardaki nokta izotropik kaynaklar için exposure ve materyal kerma (enerji transfer) buildup faktörlerine ait değerler çeşitli yayınlarda bulunabilir (Eisenhauer ve Simmons, 1975; Chilton ve arkadaşları, 1980). Materyal kerma buildup faktörleri zırh ısınması ve radyasyon tehlike hesaplamaları için kullanışlı olmasına rağmen exposure buildup faktörleri ancak biyolojik koruyucu zırhlar için nokta-kernel hesaplamalarında daha kullanışlıdır. Diğer geniş veri tabloları literatürde mevcuttur (Chilton, 1968). Bunların çoğu sonsuz ortamlar için 'momentler metoduyla' veya sınırlı ortamlar (medium boundaries) için Monte Carlo teknikleriyle hesaplanmıştır.

Değerlerin sayısını azaltmak ve hazırlanmasını, uygun analitik bir kurala oturtmak için çeşitli deneysel formüller önerilmiştir. Bunlar buildup faktörü değerlerini uzaklığın fonksiyonu olarak en az hatayla veren formüllerdir. Buildup faktörüyle ilgili iyi bir formülde en azından bellibaşlı bazı kriterlerin olması gerekir; bağımsız parametrelerin sayısı minimuma indirilmeli, formüller basit ve integrallenebilir olmalı, mesafe sıfır olduğu zaman buildup faktörü için formüller tek değer vermelidir (Fano ve arkadaşları, 1959).

Çok bilinen ve belirtilen kriterleri sağlayan buildup faktörü formülleri şunlardır;

**Taylor Formülü (Goldstein ve Wilkins, 1954)**

$$B = Ae^{-\alpha\mu_0 r} + (1 - A)e^{-\beta\mu_0 r} \quad (3.9)$$

Bu formülün avantajı exponansiyel azalın fonksiyonu içeren her nokta-öz (kernel) de kolayca uymasındır. Exposure buildup faktörü verileri için  $A$ ,  $\alpha$  ve  $\beta$  parametrelerine ait değerler yayınlarda bulunabilir (Shilton, 1968; Goldstein ve Wilkins, 1954).

Bu üç-parametrelili Taylor formülü yüksek-Z değerlerine sahip materyallerde düşük-Z'li materyallere nazaran verilere daha iyi uymaktadır. Foderaro ve Hall tarafından (Foderaro ve Hall, 1981) su için çok iyi sonuçlar veren Taylor formülü geliştirilmiştir. Bu formül ise;

$$B = \sum_{n=1}^3 A_n \exp(-\alpha_n \mu_0 r) \quad (3.10)$$

dir. Burada  $\sum_{n=1}^3 A_n = 1$  dir.  $A_n$  ve  $\alpha_n$  parametreleri için değerler yayınlarda verilmiştir. Bu formülde Taylor formülüne benzer şekilde kullanılmaktadır.

#### **Berger Formülü (Chilton, 1968; Berger, 1956)**

$$B = 1 + a\mu_0 r e^{b\mu_0 r} \quad (3.11)$$

Bu formülle yapılan hesaplamaların sonuçları nokta-öz (point-kernel) metoduyla elde edilenlerle uyuşmaktadır. Formüldeki ilk terim çarpışmayan radyasyonların katkısını gösterirken, saçılmanın etkisi ikinci terim ile belirlenmektedir. Sadece iki parametre olmasına rağmen, Taylor formülü kadar uyum göstermektedir. Berger parametrelerine ait değerler de literatürde verilmektedir.

#### **Polinom formülü (Chilton, 1968)**

$$B = \sum_{i=0}^N a_i (\mu_0 r)^i \quad (3.12)$$



Genellikle  $N=3$  tür, 20 mfp (ortalama-serbest-yol) uzunluğuna kadar verdiği sonuçlar çok iyi tutmaktadır. Yalnızca birkaç mfp uzunluklarda lineer bir yaklaşımla  $N$ 'in 1 e eşitlemesi yapılarak bir sadeleştirme sağlanır. Bu formül için parametre değerleri literatürlerde bulunabilir (Chilton, 1968; Metghachi, 1979).

Formüldeki parametreler, fotonun ilk enerjisi ( $E_0$ ) ve ortamın etkin atom numarası ( $Z$ ) nun herikisine de bağlı birer fonksiyonlardır.

### 3.4. FOTONLAR İÇİN TAŞIMA (TRANSPORT) DENKLEMİ

Foton-taşıma hesaplamalarının çoğunda olay çift diferansiyel enerji akı yoğunluğu olan  $I(r, E, \Omega) \equiv E\phi(r, E, \Omega)$  bağıntısına bağlıdır. Heriki tarafı  $E$  ile çarpılan integro-diferansiyel formundaki Boltzmann taşıma denklemi aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$\begin{aligned} \Omega \nabla I(r, E, \Omega) + \mu(r, E) I(r, E, \Omega) = \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d\Omega' \frac{E'}{E} \mu_s(r, E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) \\ \times I(r, E', \Omega') + ES(r, E, \Omega) \end{aligned} \quad (3.13)$$

$\mu$  toplam etkileşim katsayısı  $\mu_s(r, E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) dE' d\Omega'$  ise  $r$  noktasındaki  $E'$  civarında  $dE$  enerjili ve  $\Omega'$  doğrultusunda hareket eden  $E'$  enerjili gelen parçacığın birim yol uzunluğunda ürettiği  $\Omega'$  civarında  $d\Omega$  doğrultusunda ikincil fotonların muhtemel sayılarıdır ve  $S(r, E, \Omega)$  fotonların üretim oranını göstermektedir. İkincil foton üretim çekirdeği (kernel)  $\mu_s$  üç baskın foton-materyal etkileşimlerinin katkılarının toplamı olarak yazılabilir;

$$\begin{aligned} \mu_s(r, E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) = \mu_C(r, E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) \\ + \frac{1}{4\pi} \mu_{pp}(r, E') 2\delta(e - mc^2) + \frac{1}{4\pi} \mu_{ph}(r, E') N(r, E, E') \end{aligned} \quad (3.14)$$

$\mu_C$ ,  $\mu_{pp}$  ve  $\mu_{ph}$  Compton saçılımı, çift oluşumu ve fotoelektrik soğurma katsayılarıdır. Ayrıca,  $N(r, E, E')$   $r$  'de bir fotoelektrik etkileşimde soğurulan  $E'$  enerjili foton başına

salınan E civarında birim enerjideki fotonların sayısıdır. Fotonun ilk soğurulduğu noktada florasan ve anihilasyon radyasyonu izotropik olarak salındığı farzedilmektedir (Harima, 1993).



## 4. BÜİLDUP FAKTÖRÜ HESAPLAMA METODU

### 4.1. GİRİŞ

EGS (Elektron-Gamma Shower) bilgisayar kod sistemi birkaç keV 'den çeşitli TeV mertebesinde enerji değerlerine sahip olan foton ve elektronların taşınmasında Monte Carlo simülasyonu üzerine hazırlanmış genel bir pakettir. Kısaca EGS4 olarak ifade edilen kod sistemi, bunun son versiyonudur (Nelson, Hirayama ve Rogers, 1985).

Monte Carlo Metoduyla yüksek enerji şelalelerinin simülasyonunda elektronik dijital bir bilgisayarın ilk kullanımı Messel and Crawford Kod - Avustralya (1958-1970) da Butcher ile Messel ( Butcher ve Messel, 1958 ve 1960) ve Varfolomeev ile Svetlolobov (Varfolomeev ve Svetlolobov, 1959) tarafından gerçekleştirilmiştir. Bu grupların ortak çalışmalarının sonucu shower dağılım fonksiyonlarını tanımlayan tabloların geniş bir seti "shower book" (Messel ve Crawford, 1970) adındaki kitapta toplanmıştır.

Aynı dönemlerde Oak Ridge National Laboratory 'de Zerby ve Moran Monte Carlo üzerine kurulu yüksek enerji elektromagnetik şelale programı geliştirdiler; Zerby and Moran Kod - ORNL (1962-1963) (Zerby ve Moran, 1962a, 1962b ve 1963). Alsmiller ve diğer bilimadamları tarafından bu kodun değişik gelişmiş şekilleri kullanılmıştır (Alsmiller ve Moran, 1966, 1968 ve 1969, Alsmiller ve Barish, 1974 ve Alsmiller, Barish ve Dodge, 1974). SLAC 'ın ilk oluşumu süresince hayli kullanılmasına rağmen bu kodun ORNL dışında tutulmaması sonucu, şimdi ORNL araştırmacılarının çoğu elektron-foton taşınmasını içeren EGS'i kullanmaktalar.

1960'lı yılların başlarında Bonn Üniversitesi'nde H. H. Nagel doktora tezini elektron-foton Monte Carlo üzerine yazdı; Nagel Kod - Bonn (1963-1967) (Nagal ve Schlier, 1963, Nagal, 1964 ve 1965). Bu programın çeşitli versiyonları oluşturuldu. SHOWER olarak ifade edilen Nagel'in bu ilk FORTRAN IV programı daha sonra EGS3 içerisine konmuştur. 1960'lı yılların ortalarında deneysel fizikçiler için pratik bir imkan sağlamasına rağmen SHOWER sınırlı kalmıştır.

1967 ile 1974 yılları arasındaki süre içerisinde Nelson ve Stanford'daki meslekdaşları tarafından SHOWER programı üzerinde değişiklikler yapıldı, onların çabaları programı daha kullanışlı olduğu kadar hızlı bir hale getirmek içindi. Fakat yapılan bu ve diğer bütün çalışmalar kısa zamanda genelleştirilmiş bir kodun gerçekten gerekli olduğunu gösteriyordu.

EGS kod sisteminin 3. versiyonu 1972-1978 arasında yaptıkları çalışmalarla R. L. Ford ve W. R. Nelson tarafından geliştirildi. Birlikte çalışmanın tek amacı Nagel ile başlayan çalışmayı tamamen yenileştirmek idi. Program çok yönlü, ileriye dönük, tutarlı ve kolay kullanılabilir olmalı idi.

EGS3 1978 'de (Ford ve Nelson, 1978) tamamlandığında çeşitli geometrilere ve 0.1 MeV (foton) ile 1 MeV (elektron/pozitron) eşik enerjisinden birkaç bin GeV mertebesine kadar enerji şelalelerin simülasyonunu sağlayacak şekilde dizayn edildi. EGS için önışlemci olan PEGS yardımcı kod vasıtasıyla, radyasyon taşınması 100 elementin hepsi veya bunların karışım yada bileşiklerinde geçerli hale getirildi. Daha etkili şemalar sağlamak için EGS3'e SHOWER'da olmayan bazı işlemler ilave edildi. EGS3 pekçok elektromagnetik shower sayaçlarının dizaynında önemli rol oynadı.

EGS3 'nin sunulmasından sonra fotonlar için 1 keV ve elektronlar için 10 keV enerjilerine kadar limiti genişletmek gerekti. Program genel bir elektron-foton taşıma kodu olarak çok popülarite kazandı. Özellikle yüksek enerji ivmelendiricilerinde kullanmak için Nelson ve Hirayama tarafından genelleştirilmiş esnek bir EGS oluşturma çalışmaları yapılırken, Kanada'da Rogers ve meslekdaşları tarafından düşük enerjiler için önemli ve dikkate değer bir gayret vardı. Bu üç bilimadınının çalışmaları birleştirildi ve sonuç EGS4 kod sistemi oldu (Nelson, Hirayama ve Rogers, 1985). Son yıllarda EGS4'e yeni alt programlar konarak Doppler genişlemesi ve kutuplanma etkileri de incelenmektedir (Namito ve arkadaşları, 1993, 1994).

EGS hala parçacık fiziğinde ağırlıklı olarak kullanılmasına rağmen, EGS4 hastanelerde, sağlık fiziğini ve dozimetri araştırmalarını içeren organizasyonlarda yaygınlaşmaktadır.

## 4.2. COMPTON SAÇILMASINDA MONTE CARLO YÖNTEMİ

Diferansiyel ve toplam Compton saçılması tesir kesitleri Klein-Nishina formülleriyle (Klein ve Nishina, 1929) verilmektedir;

$$\frac{d\bar{\Sigma}_{\text{Comp}}(\bar{k}_0)}{d\bar{k}} = \frac{X_0 n \pi r_0^2 m}{\bar{k}_0^2} \left[ \left( \frac{C_1}{\varepsilon} + C_2 \right) / \varepsilon + C_3 + \varepsilon \right] \quad (4.1)$$

$X_0$ : radyasyon boyu (cm)

$n$ : elektron yoğunluğu (elektron/cm<sup>3</sup>)

$r_0$ : elektron yarıçapı (cm<sup>2</sup>)

$m$ : elektronun durgun enerjisi (MeV)

$\bar{k}_0$ : gelen fotonun enerjisi (MeV)

$\bar{k}$ : saçılan fotonun enerjisi (MeV)

$$\varepsilon = \frac{\bar{k}}{\bar{k}_0}$$

$$C_1 = (k'_0)^{-2}$$

$$k'_0 = \frac{\bar{k}_0}{m}$$

$$C_2 = 1 - 2(1 + k'_0) / (k'_0)^2$$

$$C_3 = (1 + 2k'_0) / (k'_0)^2$$

Compton tesir kesitini elde etmek için integrali alırsa;

$$\int_{\bar{k}_1}^{\bar{k}_2} \frac{d\bar{\Sigma}_{\text{Comp}}(\bar{k}_0)}{d\bar{k}} d\bar{k} = \frac{X_0 n \pi r_0^2 m}{k'_0} \left[ C_1 \left( \frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} \right) + C_2 \ln \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right. \\ \left. + \varepsilon_2 (C_3 + \varepsilon_2 / 2) - \varepsilon_1 (C_3 + \varepsilon_1 / 2) \right] \quad (4.2)$$

burada

$$\varepsilon_1 = \frac{\bar{k}_1}{\bar{k}_0}$$

$$\varepsilon_2 = \frac{\bar{k}_2}{\bar{k}_0}$$

$$\text{Cos}\theta = \frac{(\bar{k}_0 + m)\bar{k} - \bar{k}_0 m}{\bar{k}_0 \bar{k}} \quad (4.3)$$

buradan da aşağıdaki ifade elde edilir,

$$\bar{k} = \frac{\bar{k}_0}{1 + (1 - \text{cos}\theta)\bar{k}_0/m} \quad (4.4)$$

$\text{Cos}\theta = 1, -1$  için maksimum ve minimum değerler elde edilir,

$$\bar{k}_{\text{max}} = \bar{k}_0 \quad (4.5)$$

$$\bar{k}_{\text{min}} = \frac{\bar{k}_0}{1 + 2\bar{k}_0/m} \quad (4.6)$$

Dolayısıyla integral aralığı olarak bu maksimum ve minimum değerleri alınarak toplam Compton saçılması tesir kesiti hesaplanabilir. Saçılan bir gamma ışını modelini düşünelim. Değişken,

$$\varepsilon = \bar{k}/\bar{k}_0 \quad (4.7)$$

Maksimum ve minimum değerleri veren bağıntılardan  $\varepsilon$  nun  $(\varepsilon_0, 1)$  arasında olması gerektiği görülmektedir. Burada,

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{1 + 2\bar{k}_0/m} \quad (4.8)$$

Butcher ve Messel tarafından verilen diferansiyel tesir kesitine benzer bir form ile başlıyoruz (Butcher ve Messel, 1960),

$$\frac{d\bar{\Sigma}_{Comp}}{d\varepsilon} = \frac{X_0 n \pi r_0^2 m}{\bar{k}_0} \left[ \frac{1}{\varepsilon} + \varepsilon \left[ 1 - \frac{\varepsilon \sin^2 \theta}{1 + \varepsilon^2} \right] \right] \alpha f(\varepsilon) g(\varepsilon) \quad (4.9)$$

$(\varepsilon_0, 1)$  üzerinden  $f(\varepsilon) = \frac{1}{\varepsilon} + \varepsilon$  olarak örneklenecek ve  $g(\varepsilon) = \left[ 1 - \frac{\varepsilon \sin^2 \theta}{1 + \varepsilon^2} \right]$  bir fonksiyon olarak kullanılacaktır.  $(\varepsilon_0, 1)$  üzerinden

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{\varepsilon} + \varepsilon = \sum_{i=1}^2 \alpha_i f_i(\varepsilon) \quad (4.10)$$

$$\alpha_1 = \ln(1/\varepsilon_0), f_1(\varepsilon) = \frac{1}{\ln(1/\varepsilon_0)} \left( \frac{1}{\varepsilon} \right), \varepsilon \in (\varepsilon_0, 1) \quad (4.11)$$

$$\alpha_2 = (1 - \varepsilon_0^2)/2, f_2(\varepsilon) = \frac{2\varepsilon}{(1 - \varepsilon_0^2)}, \varepsilon \in (\varepsilon_0, 1) \quad (4.12)$$

$$f_1 \text{ için } \varepsilon = \varepsilon_0 e^{\alpha_1 \zeta} \quad (4.13)$$

burada  $\zeta$   $(0,1)$  aralığın da düzgün dağılmış rastgele (random) bir sayıdır.  $f_2$ 'yi örneklemede ise  $\varepsilon_0$ 'dan küçük olanı atmak için iki random sayıdan büyük olanı alıyoruz. Yada değişken değiştiririz.

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{1 - \varepsilon_0} \quad (4.14)$$

Sonra uygun  $\varepsilon$  dağılımını vermek için,  $\varepsilon'$  dağılımı şöyle olmalıdır;

$$f_2'(\varepsilon') = f_2(\varepsilon) \frac{d\varepsilon}{d\varepsilon'} = \alpha_1 f_1''(\varepsilon') + \alpha_2 f_2''(\varepsilon') \quad (4.15)$$

burada

$$\alpha_1' = \frac{k_0'}{k_0' + 1}, f_1''(\varepsilon') = 2\varepsilon', \varepsilon' \in (0,1) \quad (4.16)$$

$$\alpha_2' = \frac{1}{k_0' + 1}, f_2''(\varepsilon') = 1, \varepsilon' \in (0,1) \quad (4.17)$$

bu alt dağılımlar kolayca örneklenebilir.

$g(\varepsilon)$  fonksiyonunu hesaplamak için  $\sin^2\theta$  değerini elde etmek gereklidir. Bunun için

$$t = \frac{m(1-\varepsilon)}{\bar{k}_0 \varepsilon} \quad (4.18)$$

diyelim. Sonra denk.4.3'ü kullanarak,

$$\cos\theta = \frac{(\bar{k}_0 + m)\bar{k} - \bar{k}_0 m}{\bar{k}_0 \bar{k}} = 1 + \frac{m\varepsilon - m}{\bar{k}_0 \varepsilon} = 1 - t \quad (4.19)$$

$$\sin^2\theta = 1 - \cos^2\theta = (1 - \cos\theta)(1 + \cos\theta) = t(2 - t) \quad (4.20)$$

### 4.3 COHERENT (RAYLEIGH) SAÇILMADA MONTE CARLO YÖNTEMİ

Kullanılan toplam Coherent (rayleigh) saçılma tesir kesitlerinin 1-100 arası elementler için değerleri, Storm ve Israel'in çalışmalarıyla elde edilmiştir (Storm ve Israel, 1970).



$$\bar{\Sigma}_{\text{coh,par}}(Z, \bar{k}) = \frac{N_a \rho}{M} X_0 \left( \frac{10^{21} \text{cm}^2}{\text{barn}} \right) \sigma_{\text{coh}}(Z, \bar{k}) (\text{barn}) \quad (4.21)$$

$\rho$ : materyal kütle yoğunluğu

$M$ : molekül ağırlığı

$\sigma_{\text{coh}}(Z, \bar{k})$  değerleri PEGS'de elde edilmektedir. Toplam tesir kesitini elde etmek için, bütün atomları bağımsız hareket ediyorlarmış gibi ele alıyoruz.

$$\bar{\Sigma}_{\text{coh}}(\bar{k}) = \sum_{i=1}^{N_i} p_i \bar{\Sigma}_{\text{coh,par}}(Z_i, \bar{k}) \quad (4.22)$$

$p_i$ : parçacık momentumu

Coherent saçılma açısını örneklemede diferansiyel coherent saçılma tesir kesiti şöyledir;

$$\frac{d\sigma_R(\theta)}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) [F_T(q)]^2 \quad (4.23)$$

$r_e$ : klasik elektron yarıçapı,

$F_T(q)$ : toplam moleküler form faktör.

$$[F_T(q)]^2 = \sum_{i=1}^{N_c} p_i [F(q, Z_i)]^2 \quad (4.24)$$

burada  $F(q, Z_i)$  atomik form faktörüdür ve  $q$  momentum transferi ise

$$q = 2k \sin \frac{\theta}{2} = \sqrt{2k(1 - \cos \theta)} \quad (4.25)$$

dir.  $d\Omega = 2\pi d(\cos \theta)$ 'yi kullanarak,  $\mu = \cos \theta$  ve  $q^2 = 2k^2(1 - \mu)$  alınırsa aşağıdaki ifade elde edilir,

$$\frac{d\sigma_R(q^2)}{dq^2} = \frac{\pi r_e^2}{k^2} \left( \frac{1+\mu^2}{2} \right) [F_T(q)]^2 = \frac{\pi r_e^2}{k^2} A(q_{\max}^2) \left( \frac{1+\mu^2}{2} \right) \frac{[F_T(q)]^2}{A(q_{\max}^2)} \quad (4.26)$$

burada

$$A(q_{\max}^2) = \int_0^{q_{\max}^2} [F_T(q)]^2 d(q^2) \quad (4.27)$$

Buradanda  $[F_T(q)]^2 / A(q_{\max}^2)$  bir olasık yoğunluk fonksiyonu olarak ve  $(1+\mu^2)/2$ 'yide bir indirgeme fonksiyonu olarak alabiliriz.  $q^2$  değişkenin örnekleme için ise

$$\varsigma_1 = \frac{A(q^2)}{A(q_{\max}^2)} \quad (4.28)$$

burada  $\varsigma_1$  (0,1) aralığında düzgün dağılımlı rastgele bir sayıdır ve  $q^2$ 'ye uygun  $\mu$  değeri ise,

$$\mu = 1 - \frac{q^2}{2k^2} \quad (4.29)$$

dir. Şayet aşığıdaki gibi ikinci bir sayı  $\varsigma_2$  seçilirse

$$\frac{1+\mu^2}{2} \geq \varsigma_2 \quad (4.30)$$

o zaman  $\mu$  saçılma açısı için kabul edilir. Diğer türlü  $\mu$  atılır ve örnekleme işlemi tekrarlanır. Hubbell ve Overbo tarafından hazırlanan  $F(q,Z)$  değerleri kullanılmaktadır (Hubbell ve Overbo, 1979).

## 5. SONUÇLARIN ANALİZİ

### 5.1 EGS4 İLE ELDE EDİLEN DEĞERLER

0.04 MeV ile 1.0 MeV arasında seçilen çeşitli enerji değerlerine sahip fotonların su içerisinde geçişleri incelenmiştir. EGS4 kod sistemiyle, bu fotonların su içerisinde herhangi bir etkileşme yapmadan geçenlerin oranı, Compton saçılması yaparak geçenlerin oranı ve Rayleigh saçılması yaparak geçenlerin oranı Monte Carlo Metodu kullanılarak hesaplanmıştır. Ortamın değişik kalınlıklarına karşılık gelen bu oranlar yüzde olarak ve saçılmaya uğrayarak geçen fotonlara ait enerjilerin ortalama değerleri, Tablo 5.1 den Tablo 5.16'ya kadarki tablolarda gösterilmiştir.

Tablo 5.17 ve Tablo 5.18 de Cs<sup>137</sup> ve Co<sup>60</sup> kaynaklarına ait 0.66 MeV ve 1.17 MeV enerjili fotonlar için EGS4 ile hesaplanan, değişik kalınlıklara sahip su içerisinde herhangi bir etkileşme yapmadan geçenlerin oranı, Compton saçılması yaparak geçenlerin oranı ve Rayleigh saçılması yaparak geçenlerin oranı ile geçen bu fotonların ortalama enerjileri verilmiştir.

0.04 MeV enerji değeri için kalınlığı ortalama serbest yol (mfp) olarak 1 mfp den 10 mfp'e kadar seçilmiş ve bu değerler için EGS4 ile geçiş oranları hesaplanmıştır. Bu kalınlıklardaki su içerisinde herhangi bir etkileşme yapmadan geçen 0.04 MeV enerjili fotonların oranı, Compton saçılması yaparak geçenlerin oranı ve Rayleigh saçılması yaparak geçenlerin oranı ve saçılmaya uğrayarak geçen fotonlara ait ortalama enerjileri Tablo 5.19 daki gibi elde edilmiştir. Su içerisinde 0.04 MeV enerjili fotonlar için 1.0 mfp uzunluk olarak 4.03 cm'ye karşılık gelmektedir.

Tablo 5.20-Tablo 5.23 'de ise, 0.06 MeV, 0.08 MeV, 0.10 MeV ve 0.20 MeV enerjili fotonlar için, bazı kalınlıklara sahip su ortamında ki, EGS4 Monte

Carlo Metoduyla elde edilen geçiş oranları gösterilmektedir. Bu enerjilere sahip fotonların su içerisinde 1.0 mfp'lik ortalama serbest yolları sırasıyla 5.08 cm, 5.59 cm, 5.95 cm ve 7.35 cm dir.

Tablo 5.1: 0.04 MeV enerjili fotonlar için değişik kalınlıklardaki su ortamında Compton saçılması ve Rayleigh saçılması yaparak geçenler ile herhangi bir etkileşme yapmadan geçen fotonların EGS4 ile elde edilen geçiş oranları ve ortalama enerjileri

X (cm)	Etkileşmeden Geçenler		Compton Saçılmasına uğrayanlar		Rayleigh Saçılmasına uğrayanlar	
	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)
0.5	87.15	0.04	8.28	0.037	1.40	0.039
1.0	76.04	0.04	14.88	0.037	2.73	0.039
1.5	66.00	0.04	19.46	0.037	4.49	0.039
2.0	57.89	0.04	22.65	0.036	5.50	0.038
2.5	49.86	0.04	25.02	0.036	6.66	0.038
3.0	43.48	0.04	26.63	0.036	7.88	0.038
3.5	37.34	0.04	26.86	0.036	8.80	0.037
4.0	33.01	0.04	27.18	0.036	9.11	0.037
4.5	29.48	0.04	27.10	0.036	9.39	0.037
5.0	25.21	0.04	27.43	0.036	9.74	0.037
5.5	22.11	0.04	27.20	0.036	9.60	0.037
6.0	19.13	0.04	27.36	0.036	9.70	0.037
6.5	16.53	0.04	27.27	0.036	9.69	0.036
7.0	14.72	0.04	26.52	0.036	9.62	0.036
7.5	12.64	0.04	26.13	0.036	9.56	0.036
8.0	10.91	0.04	25.47	0.036	9.35	0.036

Tablo 5.2: 0.05 MeV enerjili fotonlar için değişik kalınlıklardaki su ortamında Compton saçılması ve Rayleigh saçılması yaparak geçenler ile herhangi bir etkileşme yapmadan geçen fotonların EGS4 ile elde edilen geçiş oranları ve ortalama enerjileri

X (cm)	Etkileşmeden Geçenler		Compton Saçılmasına uğrayanlar		Rayleigh Saçılmasına uğrayanlar	
	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)
0.5	89.38	0.05	8.05	0.049	1.04	0.046
1.0	79.39	0.05	15.39	0.045	2.01	0.048
1.5	70.08	0.05	21.42	0.045	3.43	0.048
2.0	62.48	0.05	25.25	0.047	4.52	0.045
2.5	56.20	0.05	28.06	0.044	5.42	0.046
3.0	49.36	0.05	30.98	0.044	6.09	0.045
3.5	44.32	0.05	33.20	0.044	7.29	0.045
4.0	40.13	0.05	34.08	0.045	8.10	0.044
4.5	35.86	0.05	34.75	0.044	9.06	0.044
5.0	31.83	0.05	35.38	0.044	9.59	0.044
5.5	28.42	0.05	35.43	0.044	10.15	0.044
6.0	24.57	0.05	35.88	0.043	10.45	0.043
6.5	22.06	0.05	35.29	0.043	10.48	0.043
8.0	15.62	0.05	35.32	0.043	10.51	0.043

Tablo 5.3: 0.06 MeV enerjili fotonlar için değişik kalınlıklardaki su ortamında Compton saçılması ve Rayleigh saçılması yaparak geçenler ile herhangi bir etkileşme yapmadan geçen fotonların EGS4 ile elde edilen geçiş oranları ve ortalama enerjileri

X (cm)	Etkileşmeden Geçenler		Compton Saçılmasına uğrayanlar		Rayleigh Saçılmasına uğrayanlar	
	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)
0.5	90.33	0.06	8.03	0.054	0.77	0.059
1.0	81.27	0.06	15.30	0.053	1.46	0.058
1.5	72.78	0.06	21.68	0.053	2.53	0.057
2.0	65.50	0.06	26.25	0.052	3.35	0.056
2.5	59.03	0.06	30.09	0.052	4.50	0.054
3.0	53.01	0.06	33.74	0.052	5.24	0.053
3.5	47.39	0.06	37.06	0.052	6.21	0.052
4.0	42.07	0.06	39.39	0.051	7.02	0.052
4.5	38.43	0.06	40.81	0.051	7.78	0.051
5.0	35.06	0.06	40.77	0.051	8.39	0.051
5.5	31.74	0.06	41.13	0.051	9.11	0.050
6.0	28.34	0.06	41.55	0.051	9.89	0.050
6.5	25.06	0.06	42.62	0.050	10.08	0.050
7.0	22.19	0.06	42.50	0.050	10.47	0.049
7.5	20.89	0.06	41.77	0.050	10.65	0.049
8.0	18.19	0.06	42.49	0.050	11.11	0.049
8.5	16.58	0.06	42.51	0.050	10.97	0.049
9.0	14.79	0.06	41.78	0.050	11.46	0.048
9.5	13.35	0.06	41.16	0.050	11.48	0.048
10.0	11.93	0.06	40.44	0.050	11.41	0.048
10.5	10.72	0.06	39.60	0.049	11.49	0.048

Tablo 5.4: 0.07 MeV enerjili fotonlar için değişik kalınlıklardaki su ortamında Compton saçılması ve Rayleigh saçılması yaparak geçenler ile herhangi bir etkileşme yapmadan geçen fotonların EGS4 ile elde edilen geçiş oranları ve ortalama enerjileri

X (cm)	Etkileşmeden Geçenler		Compton Saçılmasına uğrayanlar		Rayleigh Saçılmasına uğrayanlar	
	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)
0.5	90.96	0.07	7.87	0.062	0.62	0.069
1.0	82.04	0.07	15.39	0.061	1.29	0.066
1.5	74.37	0.07	21.69	0.061	1.90	0.065
2.0	67.61	0.07	26.75	0.060	2.58	0.064
2.5	60.63	0.07	31.73	0.060	3.56	0.061
3.0	55.14	0.07	35.53	0.059	4.39	0.060

Tablo 5.5: 0.08 MeV enerjili fotonlar için değişik kalınlıklardaki su ortamında Compton saçılması ve Rayleigh saçılması yaparak geçenler ile herhangi bir etkileşme yapmadan geçen fotonların EGS4 ile elde edilen geçiş oranları ve ortalama enerjileri

X (cm)	Etkileşmeden Geçenler		Compton Saçılmasına uğrayanlar		Rayleigh Saçılmasına uğrayanlar	
	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)
0.5	91.39	0.08	7.64	0.069	0.57	0.079
1.0	83.39	0.08	14.76	0.069	1.11	0.076
1.5	75.65	0.08	21.22	0.068	1.70	0.074
2.0	69.01	0.08	26.82	0.067	2.11	0.072
2.5	62.90	0.08	31.39	0.067	2.95	0.070
3.0	57.41	0.08	35.30	0.066	3.75	0.068
3.5	51.81	0.08	39.57	0.066	4.13	0.066
4.0	46.81	0.08	42.70	0.065	5.04	0.065
5.0	39.20	0.08	46.73	0.065	6.38	0.064
5.5	36.52	0.08	47.76	0.064	6.78	0.063

Tablo 5.6: 0.09 MeV enerjili fotonlar için değişik kalınlıklardaki su ortamında Compton saçılması ve Rayleigh saçılması yaparak geçenler ile herhangi bir etkileşme yapmadan geçen fotonların EGS4 ile elde edilen geçiş oranları ve ortalama enerjileri

X (cm)	Etkileşmeden Geçenler		Compton Saçılmasına uğrayanlar		Rayleigh Saçılmasına uğrayanlar	
	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)
0.5	91.63	0.09	7.73	0.077	0.41	0.088
1.0	83.87	0.09	14.83	0.076	0.81	0.086
1.5	76.82	0.09	21.02	0.075	1.35	0.083
2.0	70.22	0.09	26.62	0.075	1.76	0.080
2.5	64.11	0.09	31.46	0.074	2.47	0.078
3.5	53.37	0.09	40.17	0.073	3.43	0.072
4.0	48.87	0.09	43.06	0.072	4.10	0.071
4.5	44.43	0.09	45.65	0.072	4.96	0.070
5.0	40.52	0.09	48.17	0.071	5.63	0.069
5.5	37.82	0.09	49.01	0.071	6.15	0.067

Tablo 5.7: 0.10 MeV enerjili fotonlar için değişik kalınlıklardaki su ortamında Compton saçılması ve Rayleigh saçılması yaparak geçenler ile herhangi bir etkileşme yapmadan geçen fotonların EGS4 ile elde edilen geçiş oranları ve ortalama enerjileri

X (cm)	Etkileşmeden Geçenler		Compton Saçılmasına uğrayanlar		Rayleigh Saçılmasına uğrayanlar	
	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)
0.5	91.97	0.100	7.55	0.085	0.33	0.096
1.0	84.19	0.100	14.83	0.084	0.68	0.094
1.5	77.54	0.100	20.79	0.083	1.04	0.090
2.0	71.16	0.100	26.35	0.082	1.46	0.087
2.5	65.06	0.100	31.52	0.081	1.94	0.085
3.0	59.64	0.100	36.19	0.080	2.35	0.082
3.5	54.56	0.100	40.35	0.080	2.86	0.079
4.0	50.30	0.100	43.10	0.079	3.62	0.077
4.5	46.52	0.100	45.76	0.078	4.04	0.075
5.0	41.94	0.100	48.71	0.078	4.88	0.074
5.5	39.09	0.100	50.32	0.077	5.38	0.074

Tablo 5.8: 0.20 MeV enerjili fotonlar için değişik kalınlıklardaki su ortamında Compton saçılması ve Rayleigh saçılması yaparak geçenler ile herhangi bir etkileşme yapmadan geçen fotonların EGS4 ile elde edilen geçiş oranları ve ortalama enerjileri

X (cm)	Etkileşmeden Geçenler		Compton Saçılmasına uğrayanlar		Rayleigh Saçılmasına uğrayanlar	
	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)
0.5	93.56	0.2	6.32	0.153	0.09	0.194
1.0	87.36	0.2	12.36	0.151	0.23	0.175
1.5	81.85	0.2	17.79	0.149	0.28	0.172
2.0	76.50	0.2	22.87	0.147	0.43	0.162
2.5	71.00	0.2	28.15	0.144	0.52	0.156
3.0	66.07	0.2	32.76	0.142	0.75	0.148
3.5	61.79	0.2	36.67	0.141	1.01	0.133
4.0	57.06	0.2	41.01	0.138	1.24	0.120

Tablo 5.9: 0.30 MeV enerjili fotonlar için değişik kalınlıklardaki su ortamında Compton saçılması ve Rayleigh saçılması yaparak geçenler ile herhangi bir etkileşme yapmadan geçen fotonların EGS4 ile elde edilen geçiş oranları ve ortalama enerjileri

X (cm)	Etkileşmeden Geçenler		Compton Saçılmasına uğrayanlar		Rayleigh Saçılmasına uğrayanlar	
	Oranı %	Ort. En. (MeV)	Oranı %	Ort. En. (MeV)	Oranı %	Ort. En. (MeV)
1.0	88.83	0.3	11.10	0.211	0.07	0.241
1.5	83.81	0.3	16.04	0.208	0.14	0.210
2.0	79.32	0.3	20.42	0.202	0.20	0.198
2.5	74.56	0.3	25.07	0.199	0.23	0.210
3.0	70.32	0.3	29.08	0.198	0.38	0.182
3.5	66.14	0.3	33.20	0.195	0.42	0.180
4.0	62.55	0.3	36.43	0.192	0.69	0.154

Tablo 5.10: 0.40 MeV enerjili fotonlar için değişik kalınlıklardaki su ortamında Compton saçılması ve Rayleigh saçılması yaparak geçenler ile herhangi bir etkileşme yapmadan geçen fotonların EGS4 ile elde edilen geçiş oranları ve ortalama enerjileri

X (cm)	Etkileşmeden Geçenler		Compton Saçılmasına uğrayanlar		Rayleigh Saçılmasına uğrayanlar	
	Oranı %	Ort. En. (MeV)	Oranı %	Ort. En. (MeV)	Oranı %	Ort. En. (MeV)
1.0	90.17	0.4	9.82	0.263	0.01	0.400
1.5	85.58	0.4	14.33	0.260	0.09	0.237
2.0	80.94	0.4	18.92	0.254	0.13	0.225
2.5	77.39	0.4	22.42	0.249	0.15	0.247
3.0	72.57	0.4	27.10	0.244	0.22	0.249
3.5	69.17	0.4	30.32	0.241	0.39	0.206
4.0	65.84	0.4	33.57	0.240	0.41	0.199
4.5	62.23	0.4	36.80	0.238	0.67	0.185
5.0	58.49	0.4	40.38	0.235	0.76	0.173
5.5	55.03	0.4	43.69	0.230	0.85	0.141

Tablo 5.11: 0.50 MeV enerjili fotonlar için değişik kalınlıklardaki su ortamında Compton saçılması ve Rayleigh saçılması yaparak geçenler ile herhangi bir etkileşme yapmadan geçen fotonların EGS4 ile elde edilen geçiş oranları ve ortalama enerjileri

X (cm)	Etkileşmeden Geçenler		Compton Saçılmasına uğrayanlar		Rayleigh Saçılmasına uğrayanlar	
	Oranı %	Ort. En. (MeV)	Oranı %	Ort. En. (MeV)	Oranı %	Ort. En. (MeV)
0.5	95.32	0.5	4.68	0.322	0.0	0.0
1.0	91.09	0.5	8.89	0.312	0.02	0.292
1.5	86.79	0.5	13.16	0.307	0.05	0.206
2.0	82.69	0.5	17.20	0.303	0.10	0.250
2.5	78.72	0.5	21.13	0.295	0.13	0.246
3.0	74.78	0.5	24.97	0.293	0.18	0.296
3.5	71.59	0.5	28.05	0.288	0.27	0.269
4.0	68.33	0.5	31.14	0.285	0.40	0.230



Tablo 5.12: 0.60 MeV enerjili fotonlar için değişik kalınlıklardaki su ortamında Compton saçılması ve Rayleigh saçılması yaparak geçenler ile herhangi bir etkileşme yapmadan geçen fotonların EGS4 ile elde edilen geçiş oranları ve ortalama enerjileri

X (cm)	Etkileşmeden Geçenler		Compton Saçılmasına uğrayanlar		Rayleigh Saçılmasına uğrayanlar	
	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)
0.5	95.69	0.599	4.31	0.375	0.0	0.0
1.0	91.62	0.599	8.38	0.363	0.0	0.0
1.5	87.83	0.599	12.14	0.354	0.03	0.244
2.0	84.02	0.599	15.88	0.350	0.09	0.265
2.5	79.98	0.6	19.87	0.342	0.12	0.248
3.0	77.03	0.6	22.81	0.337	0.13	0.256
3.5	73.19	0.6	26.53	0.332	0.20	0.281
4.5	67.00	0.6	32.39	0.326	0.41	0.207
5.0	64.14	0.6	34.99	0.324	0.58	0.204

Tablo 5.13: 0.70 MeV enerjili fotonlar için değişik kalınlıklardaki su ortamında Compton saçılması ve Rayleigh saçılması yaparak geçenler ile herhangi bir etkileşme yapmadan geçen fotonların EGS4 ile elde edilen geçiş oranları ve ortalama enerjileri

X (cm)	Etkileşmeden Geçenler		Compton Saçılmasına uğrayanlar		Rayleigh Saçılmasına uğrayanlar	
	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)
0.5	96.03	0.700	3.97	0.414	0.0	0.0
1.0	92.25	0.700	7.75	0.405	0.0	0.0
1.5	88.24	0.700	11.73	0.401	0.03	0.265
2.0	84.69	0.700	15.21	0.395	0.09	0.232
2.5	81.06	0.700	18.78	0.388	0.14	0.198
3.0	78.22	0.700	21.56	0.378	0.17	0.222
3.5	74.54	0.700	25.26	0.376	0.17	0.266
4.0	71.62	0.700	28.05	0.368	0.24	0.217
4.5	68.79	0.700	30.85	0.366	0.25	0.249
5.0	66.35	0.700	33.05	0.365	0.38	0.209
5.5	63.56	0.700	35.54	0.361	0.58	0.191

Tablo 5.14: 0.80 MeV enerjili fotonlar için değişik kalınlıklardaki su ortamında Compton saçılması ve Rayleigh saçılması yaparak geçenler ile herhangi bir etkileşme yapmadan geçen fotonların EGS4 ile elde edilen geçiş oranları ve ortalama enerjileri

X (cm)	Etkileşmeden Geçenler		Compton Saçılmasına uğrayanlar		Rayleigh Saçılmasına uğrayanlar	
	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)
0.5	96.32	0.799	3.68	0.465	0.0	0.0
1.0	92.65	0.799	7.34	0.446	0.01	0.183
1.5	88.88	0.799	11.10	0.441	0.02	0.227
2.0	85.34	0.799	14.58	0.440	0.07	0.198
2.5	82.09	0.799	17.80	0.433	0.10	0.196
3.0	79.08	0.799	20.77	0.421	0.12	0.172
3.5	76.32	0.799	23.53	0.414	0.10	0.175
4.0	73.48	0.799	26.26	0.409	0.17	0.171
4.5	70.86	0.799	28.75	0.408	0.27	0.176
5.0	68.12	0.799	31.50	0.40	0.25	0.187
5.5	65.59	0.799	33.72	0.399	0.43	0.176
6.0	63.16	0.799	35.98	0.396	0.51	0.174
6.5	60.58	0.799	38.41	0.391	0.56	0.159



Tablo 5.15: 0.90 MeV enerjili fotonlar için değişik kalınlıklardaki su ortamında Compton saçılması ve Rayleigh saçılması yaparak geçenler ile herhangi bir etkileşme yapmadan geçen fotonların EGS4 ile elde edilen geçiş oranları ve ortalama enerjileri

X (cm)	Etkileşmeden Geçenler		Compton Saçılmasına uğrayanlar		Rayleigh Saçılmasına uğrayanlar	
	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)
0.5	96.46	0.899	3.54	0.504	0.0	0.0
1.0	93.04	0.899	6.95	0.488	0.01	0.190
1.5	89.54	0.899	10.44	0.481	0.02	0.135
2.0	86.68	0.899	13.28	0.483	0.04	0.256
2.5	83.31	0.899	16.61	0.476	0.08	0.217
3.0	79.98	0.899	19.92	0.463	0.09	0.137
3.5	77.58	0.899	22.29	0.451	0.12	0.134

Tablo 5.16: 1.0 MeV enerjili fotonlar için değişik kalınlıklardaki su ortamında Compton saçılması ve Rayleigh saçılması yaparak geçenler ile herhangi bir etkileşme yapmadan geçen fotonların EGS4 ile elde edilen geçiş oranları ve ortalama enerjileri

X (cm)	Etkileşmeden Geçenler		Compton Saçılmasına uğrayanlar		Rayleigh Saçılmasına uğrayanlar	
	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)
0.5	96.6	1.0	3.4	0.543	0.0	0.0
1.0	93.35	1.0	6.64	0.534	0.01	0.345
1.5	89.97	1.0	10.01	0.525	0.02	0.224
2.0	87.19	1.0	12.77	0.520	0.04	0.274
2.5	83.89	1.0	16.02	0.519	0.09	0.226
3.0	80.85	1.0	19.08	0.505	0.06	0.112
3.5	78.24	1.0	21.61	0.492	0.12	0.128
4.0	75.77	1.0	24.07	0.486	0.12	0.125
4.5	72.63	1.0	27.14	0.477	0.17	0.198
5.0	70.64	1.0	28.98	0.478	0.26	0.204
5.5	68.50	1.0	31.04	0.474	0.33	0.210
6.0	66.03	1.0	33.3	0.465	0.45	0.200
6.5	63.55	1.0	35.69	0.463	0.49	0.178

Tablo 5.17: 0.66 MeV enerjili fotonlar için değişik kalınlıklardaki su ortamında Compton saçılması ve Rayleigh saçılması yaparak geçenler ile herhangi bir etkileşme yapmadan geçen fotonların EGS4 ile elde edilen geçiş oranları ve ortalama enerjileri

X (cm)	Etkileşmeden Geçenler		Compton Saçılmasına uğrayanlar		Rayleigh Saçılmasına uğrayanlar	
	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)
0.5	95.88	0.659	4.12	0.400	0.0	0.0
1.0	92.04	0.659	7.96	0.389	0.0	0.0
1.5	88.09	0.659	11.87	0.382	0.04	0.256
2.0	84.48	0.659	15.41	0.376	0.10	0.240
2.5	80.73	0.659	19.07	0.371	0.17	0.235
3.0	78.01	0.659	21.78	0.360	0.18	0.245
3.5	74.24	0.659	25.51	0.355	0.19	0.285
4.0	71.48	0.659	28.14	0.353	0.25	0.228
4.5	68.36	0.660	31.15	0.349	0.31	0.258
5.0	65.46	0.66	33.84	0.348	0.43	0.205

Tablo 5.18: 1.17 MeV enerjili fotonlar için değişik kalınlıklardaki su ortamında Compton saçılması ve Rayleigh saçılması yaparak geçenler ile herhangi bir etkileşme yapmadan geçen fotonların EGS4 ile elde edilen geçiş oranları ve ortalama enerjileri

X (cm)	Etkileşmeden Geçenler		Compton Saçılmasına uğrayanlar		Rayleigh Saçılmasına uğrayanlar	
	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)
0.5	96.85	1.169	3.15	0.613	0.0	0.0
1.0	93.88	1.169	6.11	0.598	0.01	0.190
1.5	90.83	1.169	9.16	0.591	0.02	0.281
2.0	87.58	1.169	12.39	0.580	0.04	0.204
2.5	84.94	1.169	14.97	0.584	0.08	0.253
3.0	82.38	1.169	17.55	0.576	0.09	0.232
3.5	79.77	1.169	20.12	0.567	0.10	0.130
4.0	77.57	1.169	22.27	0.546	0.14	0.142
4.5	74.68	1.169	25.15	0.543	0.15	0.125
5.0	72.05	1.169	27.67	0.535	0.19	0.112

Tablo 5.19: 0.04 MeV enerjili fotonlar için değişik kalınlıklardaki su ortamında Compton saçılması ve Rayleigh saçılması yaparak geçenler ile herhangi bir etkileşme yapmadan geçen fotonların EGS4 ile elde edilen geçiş oranları ve ortalama enerjileri

mfp	Etkileşmeden Geçenler		Compton Saçılmasına uğrayanlar		Rayleigh Saçılmasına uğrayanlar	
	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)
0.5	57.59	0.04	22.73	0.037	5.50	0.038
1.0	32.76	0.04	27.38	0.036	9.09	0.037
2.0	10.73	0.04	25.42	0.035	9.27	0.036
3.0	3.70	0.04	20.49	0.035	7.43	0.035
4.0	1.23	0.04	18.78	0.035	5.54	0.035
5.0	0.43	0.04	17.63	0.035	4.76	0.034
6.0	0.13	0.04	16.91	0.035	4.50	0.034
7.0	0.03	0.04	16.75	0.035	4.22	0.034
8.0	0.01	0.04	16.60	0.035	4.14	0.034
9.0	0.00	0.00	16.52	0.035	4.10	0.034
10.0	0.00	0.00	16.53	0.035	4.07	0.034

Tablo 5.20: 0.06 MeV enerjili fotonlar için değişik kalınlıklardaki su ortamında Compton saçılması ve Rayleigh saçılması yaparak geçenler ile herhangi bir etkileşme yapmadan geçen fotonların EGS4 ile elde edilen geçiş oranları ve ortalama enerjileri

mfp	Etkileşmeden Geçenler		Compton Saçılmasına uğrayanlar		Rayleigh Saçılmasına uğrayanlar	
	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)
0.5	58.62	0.06	30.18	0.052	4.67	0.054
1.0	34.67	0.06	40.82	0.051	8.58	0.051
2.0	11.60	0.06	40.23	0.050	11.32	0.048

Tablo 5.21: 0.08 MeV enerjili fotonlar için değişik kalınlıklardaki su ortamında Compton saçılması ve Rayleigh saçılması yaparak geçenler ile herhangi bir etkileşme yapmadan geçen fotonların EGS4 ile elde edilen geçiş oranları ve ortalama enerjileri

mfp	Etkileşmeden Geçenler		Compton Saçılmasına uğrayanlar		Rayleigh Saçılmasına uğrayanlar	
	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)
0.5	59.46	0.08	34.02	0.067	3.40	0.069
1.0	35.84	0.08	48.07	0.064	6.95	0.063

Tablo 5.22: 0.10 MeV enerjili fotonlar için değişik kalınlıklardaki su ortamında Compton saçılması ve Rayleigh saçılması yaparak geçenler ile herhangi bir etkileşme yapmadan geçen fotonların EGS4 ile elde edilen geçiş oranları ve ortalama enerjileri

mfp	Etkileşmeden Geçenler		Compton Saçılmasına uğrayanlar		Rayleigh Saçılmasına uğrayanlar	
	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)
0.5	59.81	0.1	35.99	0.08	2.36	0.082

Tablo 5.23: 0.20 MeV enerjili fotonlar için değişik kalınlıklardaki su ortamında Compton saçılması ve Rayleigh saçılması yaparak geçenler ile herhangi bir etkileşme yapmadan geçen fotonların EGS4 ile elde edilen geçiş oranları ve ortalama enerjileri

mfp	Etkileşmeden Geçenler		Compton Saçılmasına uğrayanlar		Rayleigh Saçılmasına uğrayanlar	
	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)	Oranı %	Ort.En. (MeV)
0.5	60.25	0.2	37.92	0.14	1.20	0.131

## 5.2 HESAPLANAN LİNEER AZALMA KATSAYILARI

Tablo 5.1-5.16'da verilen Monte Carlo tekniğiyle elde edilmiş olan geçiş oranlarından herhangi bir etkileşme yapmadan geçenlerin oranları kullanılarak su içerisinde 0.04-1.00 MeV enerjili fotonlara ait lineer azalma katsayıları hesaplanmıştır. Her kalınlık için ayrı ayrı hesaplanıp ortalama değerleri alınmıştır. Bu sonuçlar Tablo 5.24 deki gibi tablo haline getirilmiştir. Tabloda bu çalışmada elde edilen değerlerle, 1982'de Hubble tarafından elde edilen değerler gösterilmektedir. Hesaplanan sonuçlar daha öncekilerle çok iyi uyuşmaktadır.

Tablo 5.17 ve Tablo 5.18'de verilen 0.66 MeV ve 1.17 MeV enerjili fotonların herhangi bir etkileşme yapmadan geçenlerinin oranları kullanılarak su içerisinde bu enerjiler için lineer azalma katsayıları hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar Tablo 5.25 de verilmiştir. Tabloda bu çalışmada bulunan lineer azalma katsayılarıyla, daha önce hesaplanmış olan ve deneyle elde edilen değerler birlikte gösterilmektedir. Hesaplanan sonuçlar daha öncekilere yakın değerlerdir. 0.66 MeV için %6.4'lük bir sapma görülmekte iken 1.17 MeV için %7.7'lik bir sapma görülmektedir. 1.17 MeV enerjili fotonlar için Tufail ve

arkadaşları tarafından yapılan deneysel çalışmada tek kanallı analizörle (SCA) elde edilen değer 0.06 dır (Tufail ve arkadaşları, 1994).

Tablo 5.24: 0.04-1.00 MeV enerjili fotonlar için suya ait azalma katsayıları

Enerji (MeV)	Azalma Katsayısı	Diğer Çalışmalar <sup>a</sup>
	$\mu$	$\mu$
0.04	0.2758	0.2668
0.05	0.2313	0.2262
0.06	0.2113	0.2055
0.07	0.1965	0.
0.08	0.1851	0.1835
0.09	0.1777	
0.10	0.1711	0.1707
0.20	0.1360	0.1370
0.30	0.1163	0.1187
0.40	0.1050	0.1061
0.50	0.0952	0.0968
0.60	0.0880	0.0895
0.70	0.0826	
0.80	0.0772	0.0786
0.90	0.0727	
1.00	0.0631	0.0707

a. Hubble, 1982.

Tablo 5.25: 0.66 MeV ve 1.17 MeV enerjili fotonlar için suya ait azalma katsayıları

Enerji (MeV)	Azalma Katsayısı	Deneysel	Diğer Çalışmalar <sup>a</sup>
	$\mu$	$\mu$	$\mu$
0.66	0.0842	0.09 <sup>a</sup>	0.09 <sup>b,c</sup>
1.17	0.0646	0.07 <sup>a</sup>	0.07 <sup>b,c</sup>

a. Tufail, 1994.

b. Jaeger, 1968.

c. Kaplan, 1989.

### 5.3 HESAPLANAN BUILDUP FAKTÖRÜ DEĞERLERİ

Tablo 5.1-5.16'da verilen EGS4 Monte Carlo Metoduyla elde edilmiş olan geçiş oranları kullanılarak, su için 0.04-1.00 MeV arasında düşük enerjili fotonların çeşitli kalınlıklardaki buildup faktörleri hesaplanmıştır. Bu sonuçlar Tablo 5.25, 5.26, 5.27 ve 5.28 deki gibidir. Tablolar da ki buildup faktörü değerleri coherent (Rayleigh) saçılması ve incoherent (Compton) saçılması içeren değerlerdir. 1.0 MeV'den düşük enerjili fotonlar için etkin olan saçılmalar Rayleigh ve Compton saçılmalarıdır.

**Tablo 5.25: 0.04-0.08 MeV enerjili fotonların farklı kalınlıklardaki su için EGS4 ile elde edilen buildup faktörleri**

Kalınlık (cm)	0.04 MeV	0.05 MeV	0.06 MeV	0.07 MeV	0.08 MeV
0.5	1.111	1.101	1.097	1.093	1.089
1.0	1.231	1.219	1.206	1.203	1.190
1.5	1.362	1.354	1.332	1.317	1.302
2.0	1.486	1.476	1.451	1.433	1.419
2.5	1.635	1.595	1.585	1.582	1.545
3.0	1.793	1.751	1.735	1.723	1.680
3.5	1.955	1.913	1.913		1.843
4.0	2.099	2.015	2.103		2.019
4.5	2.237	2.221	2.264		
5.0	2.474	2.412	2.402		2.354
5.5	2.664	2.603	2.582		2.493
6.0	2.937	2.885	2.815		
6.5	3.235	3.074	3.102		
7.0	3.455		3.387		
7.5	3.823		3.509		
8.0	4.191	3.934	3.946		
8.5			4.225		
9.0			4.599		
9.5			4.943		
10.0			5.346		
10.5			5.765		

**Tablo 5.26: 0.09-0.40 MeV enerjili fotonların farklı kalınlıklardaki su için EGS4 ile elde edilen buildup faktörleri**

Kalınlık (cm)	0.09 MeV	0.10 MeV	0.20 MeV	0.30 MeV	0.40 MeV
0.5	1.088	1.085	1.068	1.125	1.109
1.0	1.186	1.184	1.144	1.193	1.168
1.5	1.291	1.281	1.220	1.259	1.235
2.0	1.404	1.390	1.304	1.339	1.291
2.5	1.529	1.514	1.403	1.418	1.376
3.0	1.816	1.646	1.507	1.508	1.443
3.5	1.965	1.791	1.609	1.593	1.516
4.0	2.139	1.928	1.740		1.602
4.5	2.327	2.070			1.703
5.0	2.458	2.277			1.809
5.5		2.424			

**Tablo 5.27: 0.50-0.90 MeV enerjili fotonların farklı kalınlıklardaki su için EGS4 ile elde edilen buildup faktörleri**

Kalınlık (cm)	0.50 MeV	0.60 MeV	0.70 MeV	0.80 MeV	0.90 MeV
0.5	1.049	1.045	1.041	1.038	1.036
1.0	1.097	1.091	1.084	1.079	1.074
1.5	1.152	1.138	1.133	1.125	1.116
2.0	1.209	1.190	1.180	1.171	1.153
2.5	1.270	1.249	1.233	1.218	1.200
3.0	1.336	1.365	1.277	1.264	1.250
3.5	1.395	1.489	1.341	1.309	1.288
4.0	1.461	1.554	1.395	1.359	
4.5			1.452	1.409	
5.0			1.503	1.466	
5.5			1.568	1.520	
6.0				1.577	
6.5				1.643	

Tablo 5.28: 1.00 MeV, 1.17 MeV ve 0.66 MeV enerjili fotonların farklı kalınlıklardaki su için EGS4 ile elde edilen buildup faktörleri

Kalınlık (cm)	1.0 MeV	1.17 MeV	0.66 MeV
0.5	1.035	1.032	1.042
1.0	1.071	1.065	1.086
1.5	1.111	1.101	1.135
2.0	1.146	1.141	1.183
2.5	1.192	1.177	1.238
3.0	1.236	1.214	1.281
3.5	1.277	1.253	1.346
4.0	1.319	1.288	1.397
4.5	1.376	1.338	1.460
5.0	1.413	1.386	1.523
5.5	1.457		
6.0	1.511		
6.5	1.569		

#### 5.4 HESAPLANAN COMPTON SAÇILMA AÇILARI

Tablo 5.29: 0.05 MeV, 0.1 MeV, 0.5 MeV ve 1.00 MeV enerjili fotonların su içerisinde Compton saçılması yapanların saçılma açıları

E (MeV)	E/E	Cos $\theta_s$	$\theta_s$
0.05 MeV			
0.045	0.90	-0.13	97.8
0.044	0.88	-0.39	113.2
0.043	0.86	-0.66	131.6
0.10 MeV			
0.085	0.85	0.09	84.4
0.084	0.84	0.03	88.5
0.083	0.83	-0.05	92.7
0.082	0.82	-0.12	96.9
0.081	0.81	-0.19	101.5
0.080	0.80	-0.28	106.1
0.079	0.79	-0.36	110.9
0.078	0.78	-0.44	116.2
0.077	0.77	-0.53	121.8
0.50 MeV			
0.322	0.644	0.44	64.2
0.312	0.624	0.38	67.4
0.307	0.614	0.36	69.1
0.303	0.606	0.34	70.4
0.295	0.590	0.29	73.2
0.293	0.586	0.28	73.9
0.288	0.576	0.25	75.7
0.285	0.57	0.23	76.8
1.00 MeV			
0.543	0.543	0.57	55.3
0.534	0.534	0.55	56.4
0.525	0.525	0.54	57.5
0.520	0.520	0.528	58.1
0.519	0.519	0.526	58.2
0.505	0.505	0.49	60.1
0.492	0.492	0.47	61.8
0.486	0.486	0.46	62.6
0.477	0.477	0.439	63.9
0.478	0.478	0.442	63.8
0.474	0.474	0.43	64.3
0.465	0.465	0.412	65.7
0.463	0.463	0.407	65.9

İlk enerjisi  $E$  olan gammaların, su içerisinde de Compton saçılmasına uğrayan fotonlarının ortalama enerji değerleri  $E'$  kullanılarak, çeşitli enerjiler için, Compton saçılma açılarının değerleri hesaplanmıştır. 0.05 MeV, 0.1 MeV, 0.5 MeV ve 1.0 MeV ilk enerjili fotonların, su içerisinde Compton saçılmasına uğrayarak geçenlerin ortalama enerjilerinin ilk enerjilerine oranlarıyla birlikte, elde edilen saçılma açıları ve bu açıların kosinüs değerleri Tablo 5.29'da gösterilmiştir.

## 5.5 TARTIŞMA

Bölüm 5.1'de ki tablolar da gösterilen, geçiş oranlarının ve ortalama enerji değerlerinin kalınlığa bağlı değişimleri grafiklerde daha açık görülmektedir. Şekil 5.1-5.3'de ki grafikler de açıkça görüldüğü gibi, su içerisinde geçen 0.1 MeV'den düşük enerjili fotonların Compton saçılması yapma olasılığı 4-5 cm'den büyük kalınlıklarda, saçılma yapmadan geçenlerin olasılığından fazladır. Saçılma yapma olasılığı kalınlıkla artmaktadır. Şekil 5.1-5.8'de ki grafiklerde coherent (Rayleigh) saçılma olasılığının yüksek enerjilerde düştüğü görülmektedir. Düşük enerjilerde daha fazladır.

Ortalama enerjilerin değişimlerini veren şekil 5.9-5.16'de ki grafiklerde Rayleigh saçılması yapan fotonların ortalama enerjilerinin değişimleri, Compton saçılması yapanların ortalama enerji değişimlerinden daha fazladır. Kalınlık arttıkça Rayleigh saçılması yapanlarla hemen hemen aynı olduğu gözlemlenmektedir.

Şekil 5.17'de çalışmada kullanılan en düşük enerji değeri olan 0.04 MeV fotonların mfp (ortalama serbest yol) cinsinden değişik kalınlıklar için geçiş oranlarının değişimi görülmektedir. Compton saçılması olasılığı 0.3'den az ama baskın olan etkileşme türüdür. Rayleigh saçılma olasılığı ise 0.1'den az ama etkilidir. 1mfp kalınlığında maksimum saçılma yapmaktadır. 5 mfp'den sonra ise saçılma yapmadan geçenlerin oranı 9 mfp'den sonra sıfırdır. Ortalama



enerjilerin değişimi ise şekil 5.18'de gösterilmektedir. İlk enerji ile geçen fotonların enerjilerinin sıfıra düştüğü yerler, saçılma yapmama olasılığının sıfır olduğu yerlerdir. Compton ve Rayleigh saçılma yapanların ortalama enerjileri birbirine yakın değişme göstermektedir.

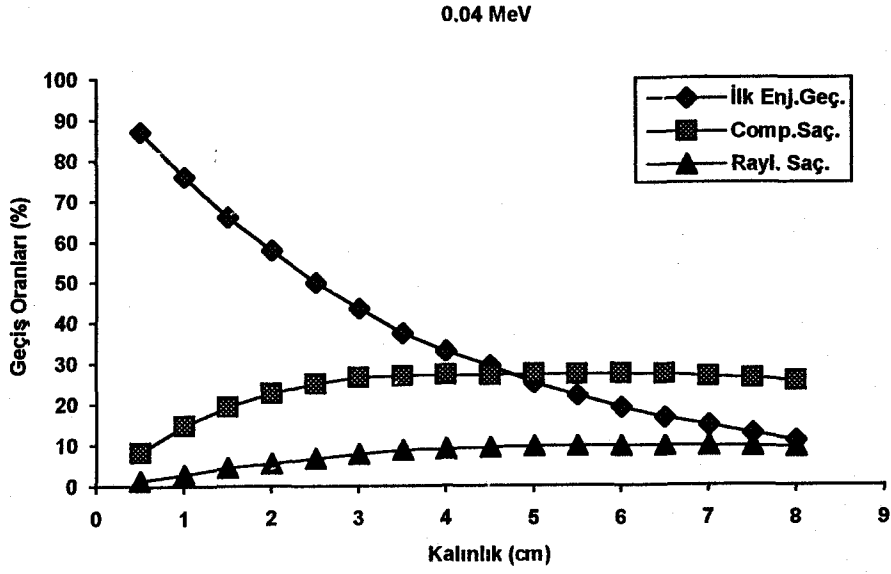
0.5 mfp için geçiş oranlarının enerji ile değişimi şekil 5.19'da verilmektedir. Su içerisinde enerji arttıkça, Compton saçılması yapma olasılığı artarken, Rayleigh saçılması yapma olasılığı azalmaktadır. Saçılma yapmama olasılığında fazla bir değişim gözükmemektedir.

Su için hesaplanan azalma katsayılarının enerjiyle değişimi, Hubble tarafından hesaplanan değerlerle, şekil 5.20'da da görüldüğü gibi, çok iyi uyuşmaktadır. Enerji arttıkça azalma katsayısının değeri düşmektedir. Tablo 5.25'de 0.66 MeV ve 1.17 MeV enerjili fotonların su için elde edilen lineer azalma katsayıları, deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Sapmalar %8'den daha azdır.

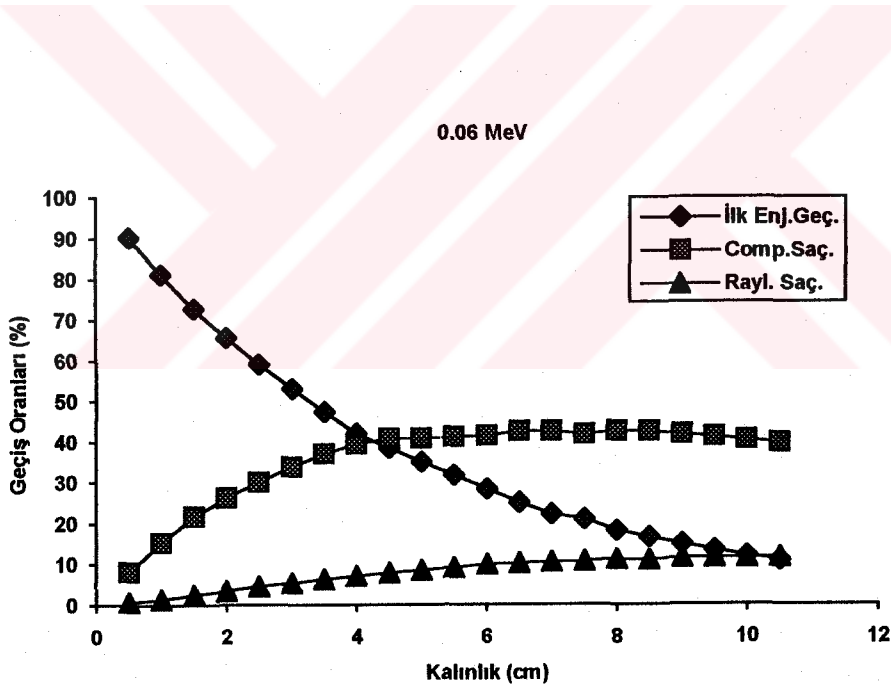
Tablo 5.26-5.29'da su için hesaplanan buildup değerleri, Rayleigh ve Compton saçılmaların herikisinde hesaba katılarak elde edilmiştir. Enerji arttıkça buildup faktörü değerleri düşmektedir. Şekil 5.21 de görüldüğü gibi, kalınlıkla artmaktadır.

Tablo 5.29 da  $E'$  ortalama enerjisiyle saçılan 0.05 MeV, 0.1 MeV, 0.5 MeV ve 1.0 MeV enerjili fotonların Compton saçılma açıları hesaplanmıştır.  $E'/E$  enerji oranının  $\cos\theta$ , değerleriyle değişimleri (şekil 5.22) daha önce hazırlanmış olan şekil 5.23'de ki grafikte uyuşmaktadır.

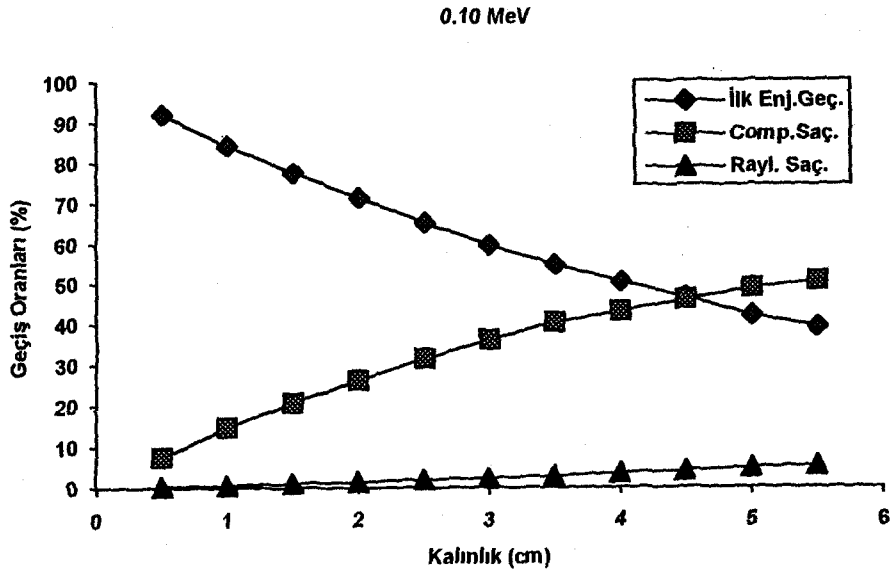




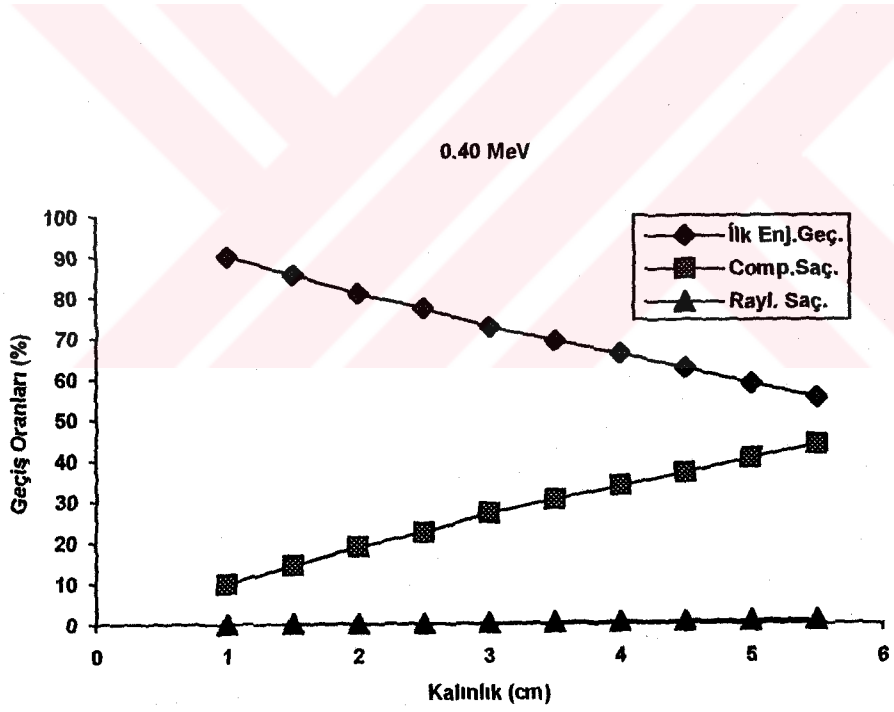
Şekil 5.1: Değişik kalınlıklardaki su ortamından 0.04 MeV enerjili fotonların geçiş oranları



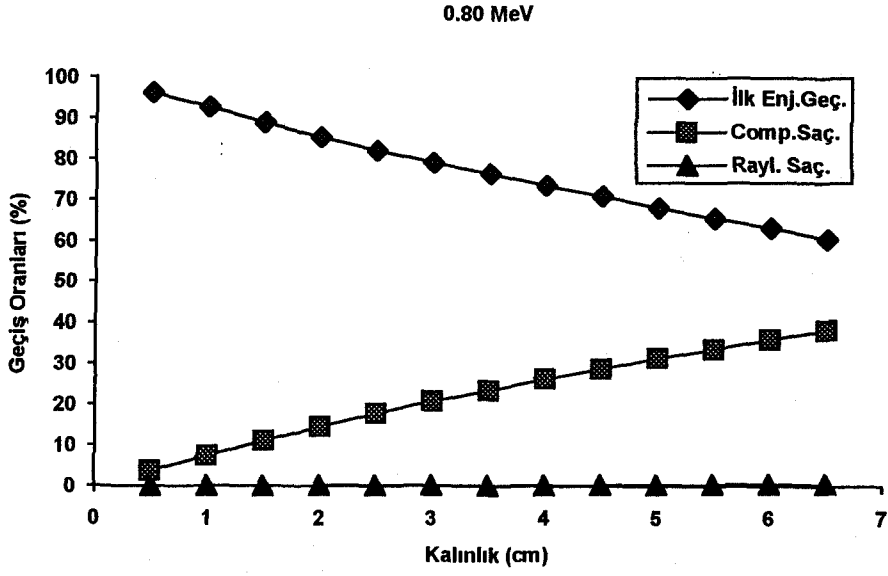
Şekil 5.2: Değişik kalınlıklardaki su ortamından 0.06 MeV enerjili fotonların geçiş oranları



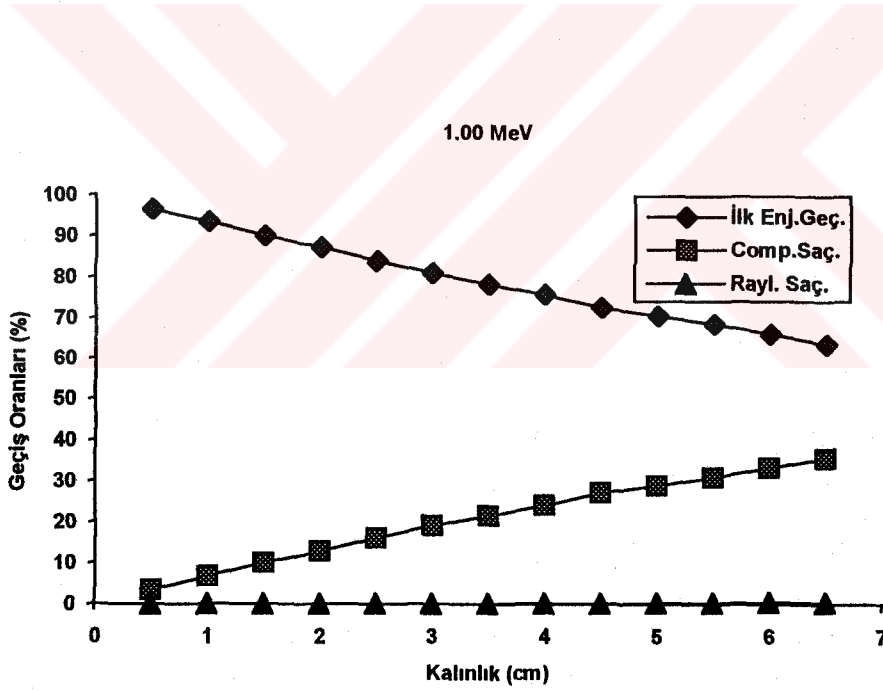
Şekil 5.3: Değişik kalınlıklardaki su ortamından 0.10 MeV enerjili fotonların geçiş oranları



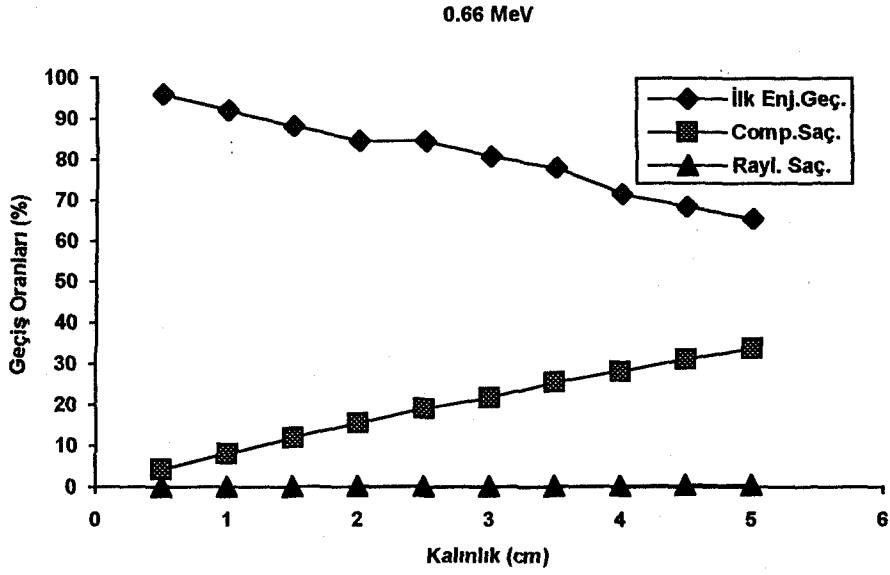
Şekil 5.4: Değişik kalınlıklardaki su ortamından 0.40 MeV enerjili fotonların geçiş oranları



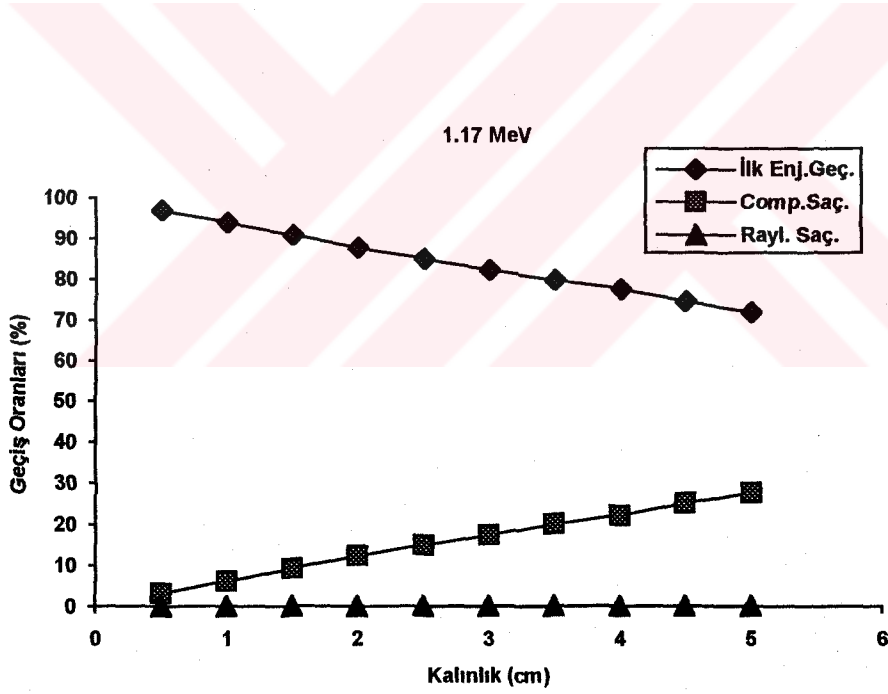
Şekil 5.5: Değişik kalınlıklardaki su ortamından 0.80 MeV enerjili fotonların geçiş oranları



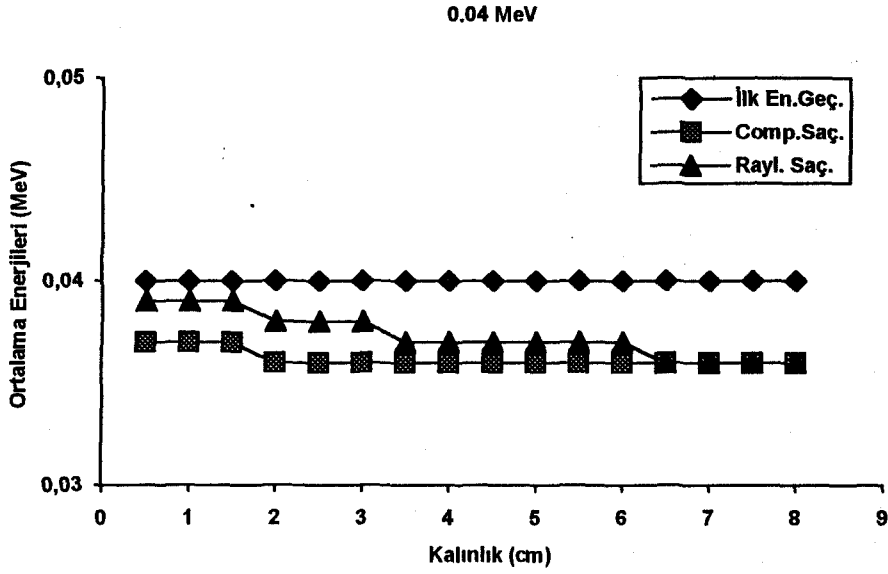
Şekil 5.6: Değişik kalınlıklardaki su ortamından 1.00 MeV enerjili fotonların geçiş oranları



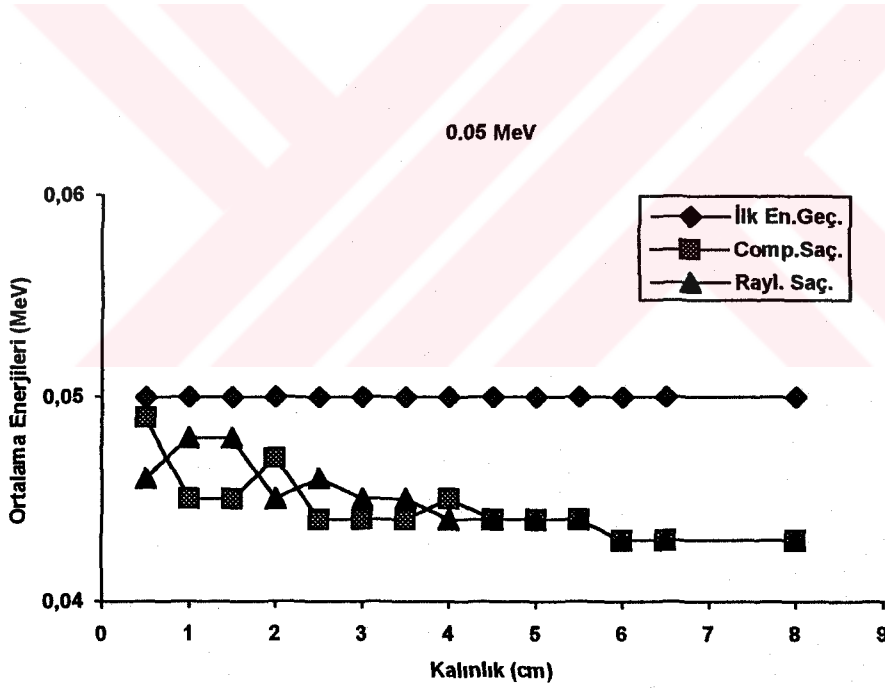
Şekil 5.7: Değişik kalınlıklardaki su ortamından 0.66 MeV enerjili fotonların geçiş oranları



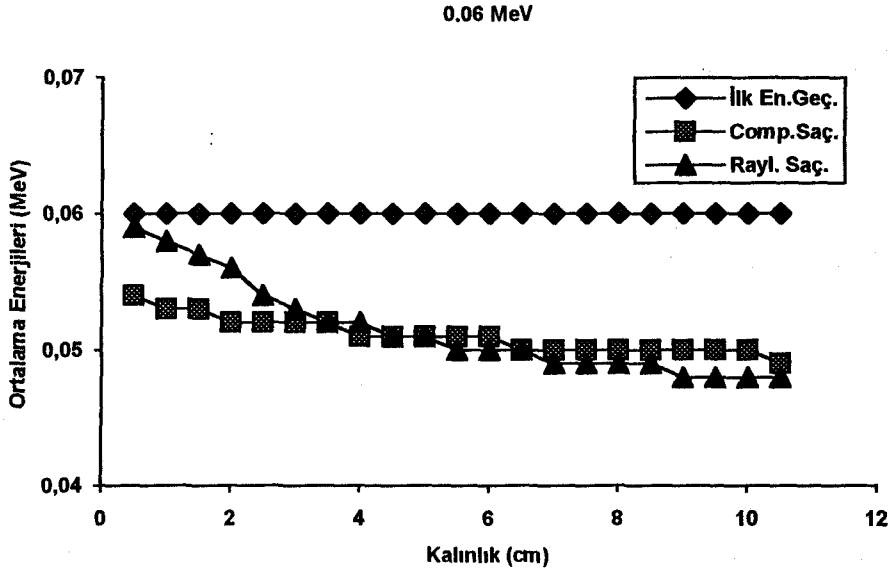
Şekil 5.8: Değişik kalınlıklardaki su ortamından 1.17 MeV enerjili fotonların geçiş oranları



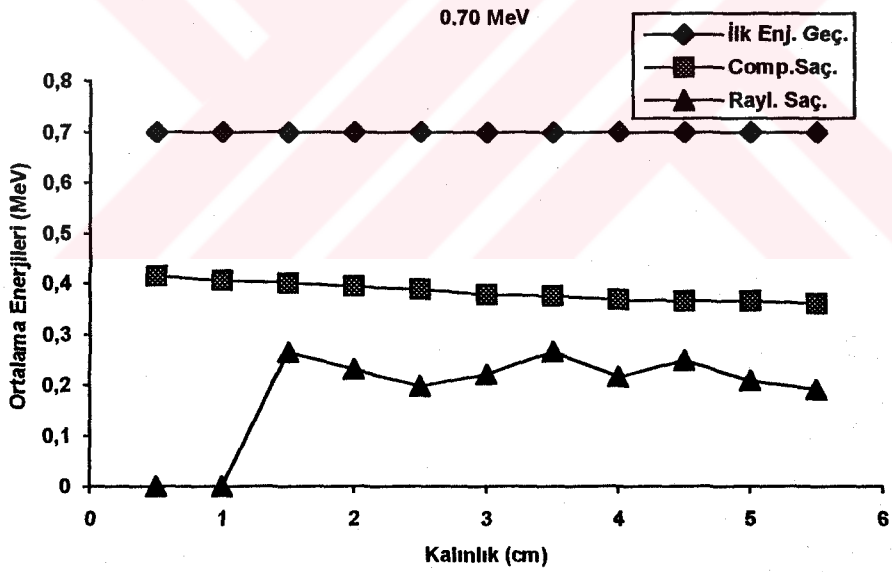
Şekil 5.9: Su içerisinde 0.04 MeV enerjili fotonların geçişlerinde saçılmaya uğrayan fotonların ortalama enerjilerinin kalınlıkla değişimi



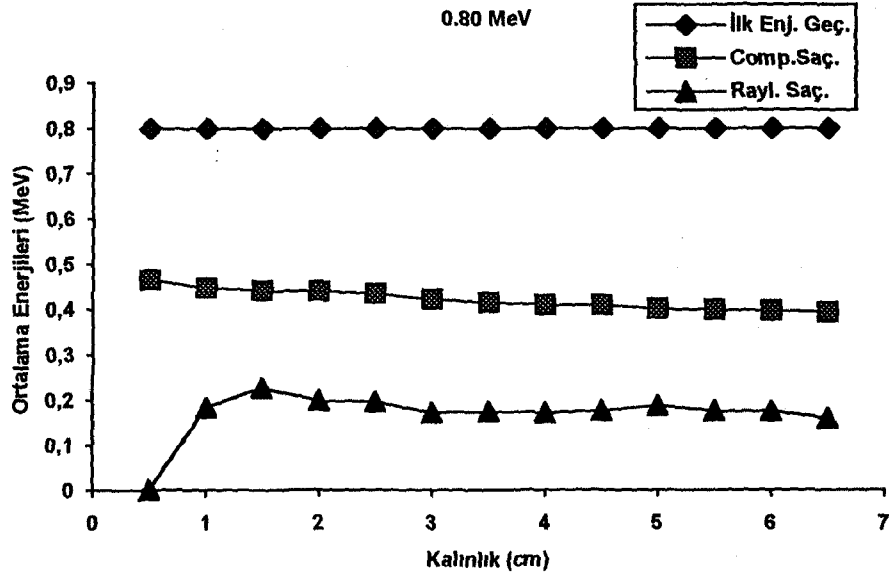
Şekil 5.10: Su içerisinde 0.05 MeV enerjili fotonların geçişlerinde saçılmaya uğrayan fotonların ortalama enerjilerinin kalınlıkla değişimi



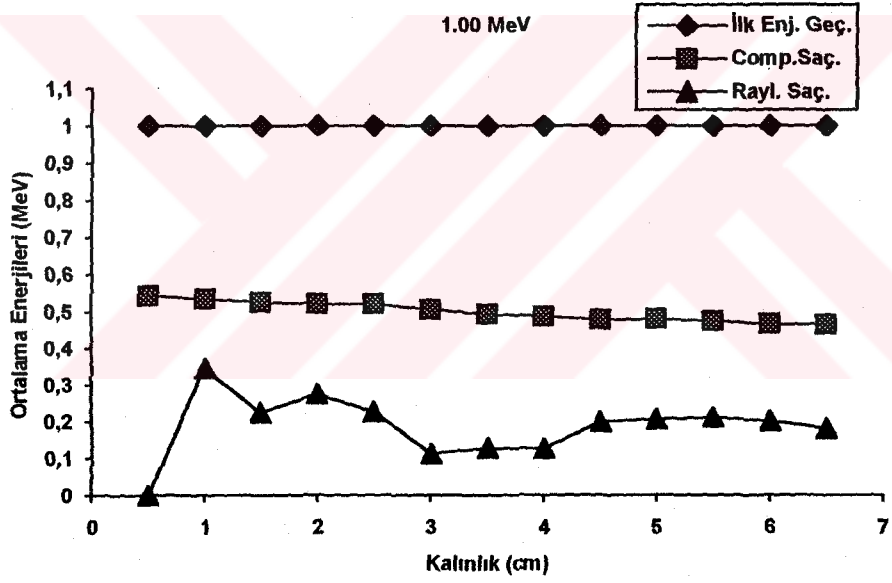
Şekil 5.11: Su içerisinde 0.06 MeV enerjili fotonların geçişlerinde saçılmaya uğrayan fotonların ortalama enerjilerinin kalınlıkla değişimi



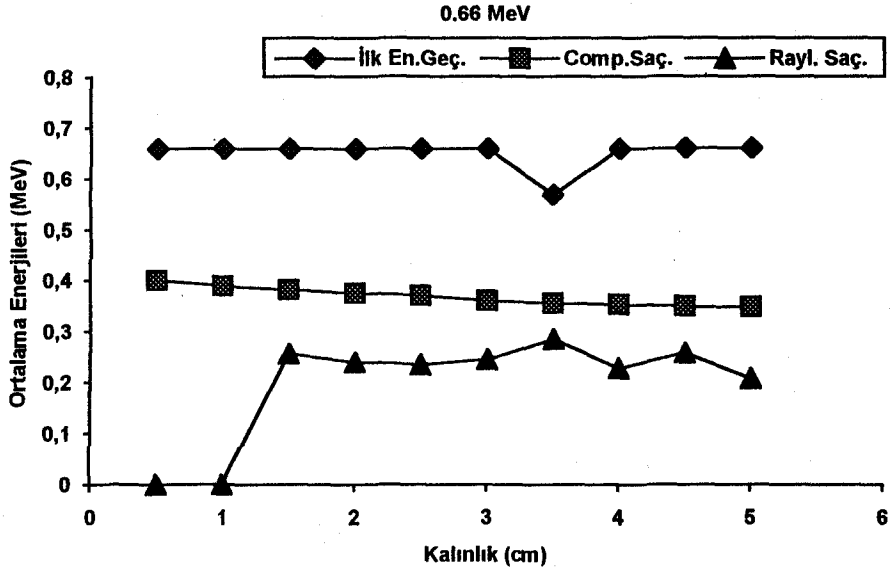
Şekil 5.12: Su içerisinde 0.70 MeV enerjili fotonların geçişlerinde saçılmaya uğrayan fotonların ortalama enerjilerinin kalınlıkla değişimi



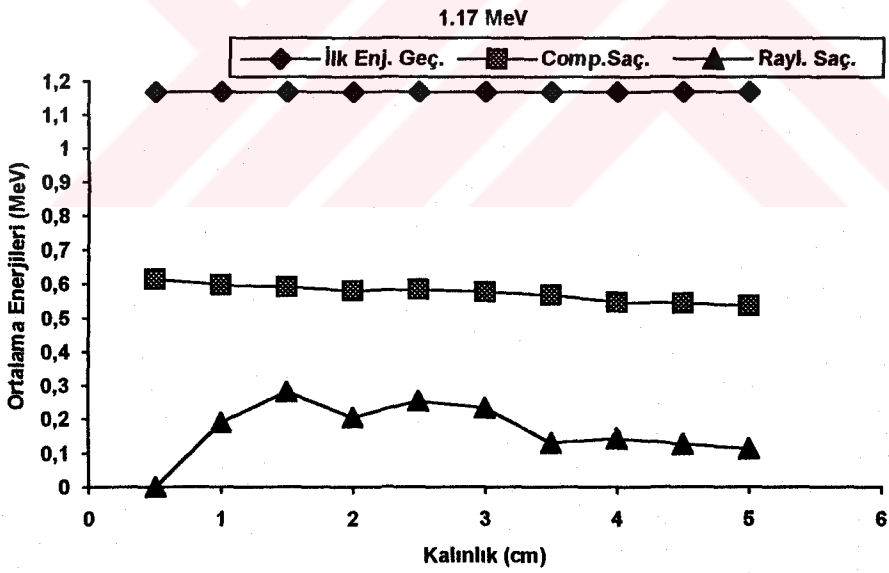
Şekil 5.13: Su içerisinde 0.80 MeV enerjili fotonların geçişlerinde saçılmaya uğrayan fotonların ortalama enerjilerinin kalınlıkla değişimi



Şekil 5.14: Su içerisinde 1.00 MeV enerjili fotonların geçişlerinde saçılmaya uğrayan fotonların ortalama enerjilerinin kalınlıkla değişimi

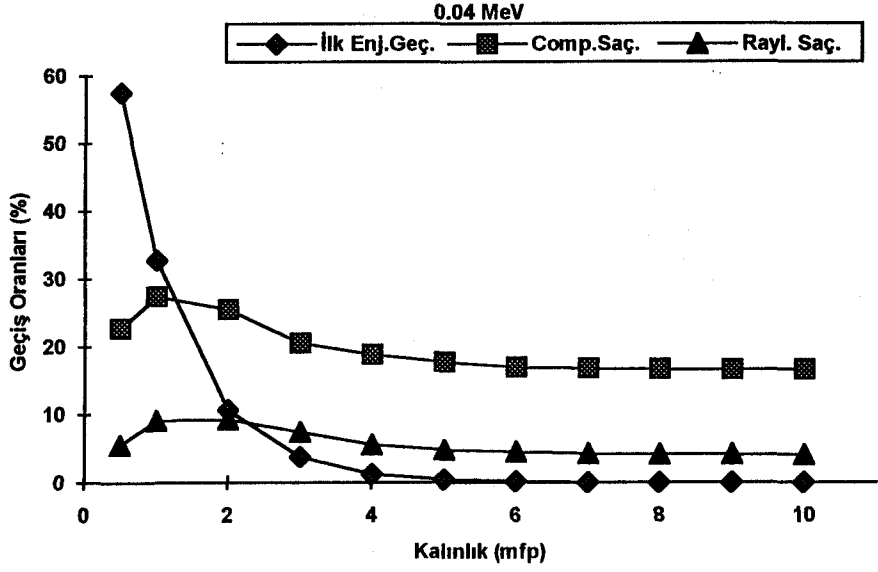


Şekil 5.15: Su içerisinde 0.66 MeV enerjili fotonların geçişlerinde saçılmaya uğrayan fotonların ortalama enerjilerinin kalınlıkla değişimi

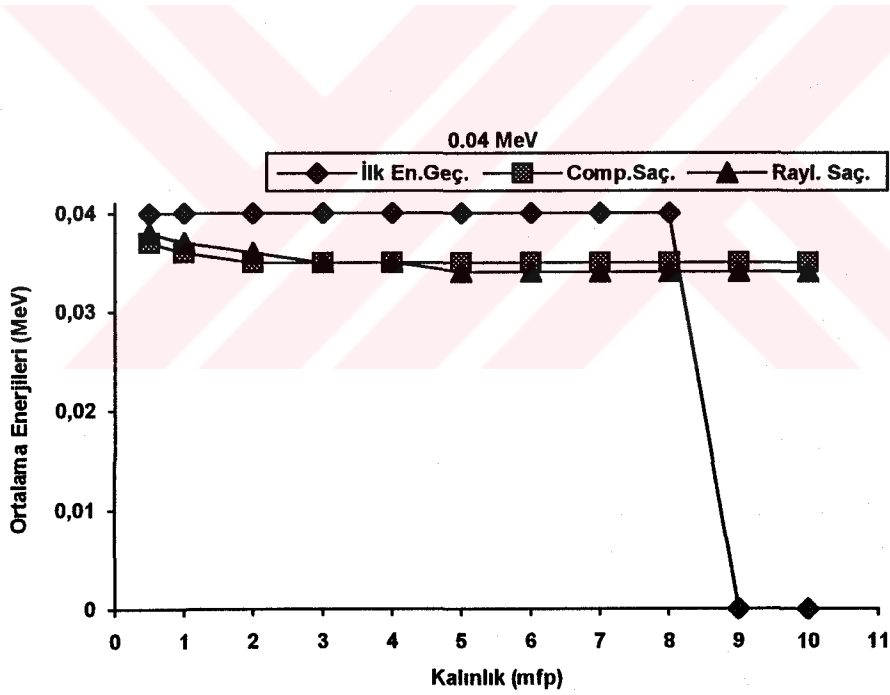


Şekil 5.16: Su içerisinde 1.17 MeV enerjili fotonların geçişlerinde saçılmaya uğrayan fotonların ortalama enerjilerinin kalınlıkla değişimi

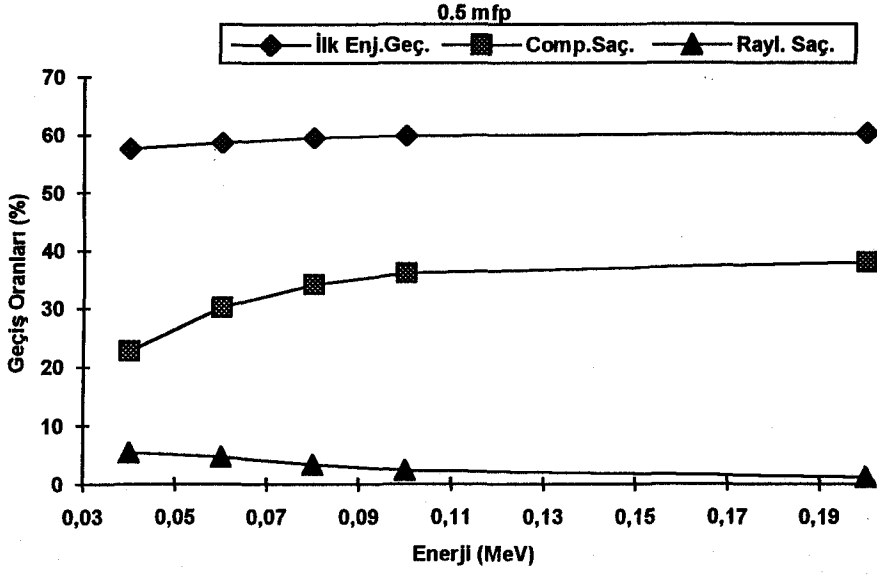




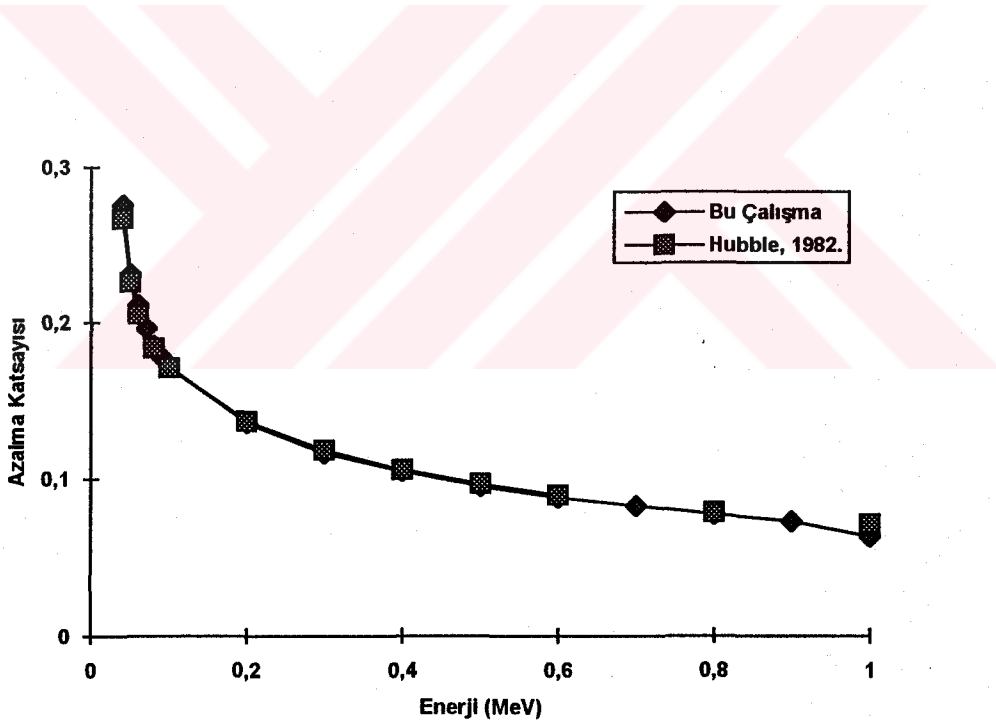
Şekil 5.17: Değişik kalınlıklardaki (mfp) su ortamından 0.04 MeV enerjili fotonların geçiş oranları



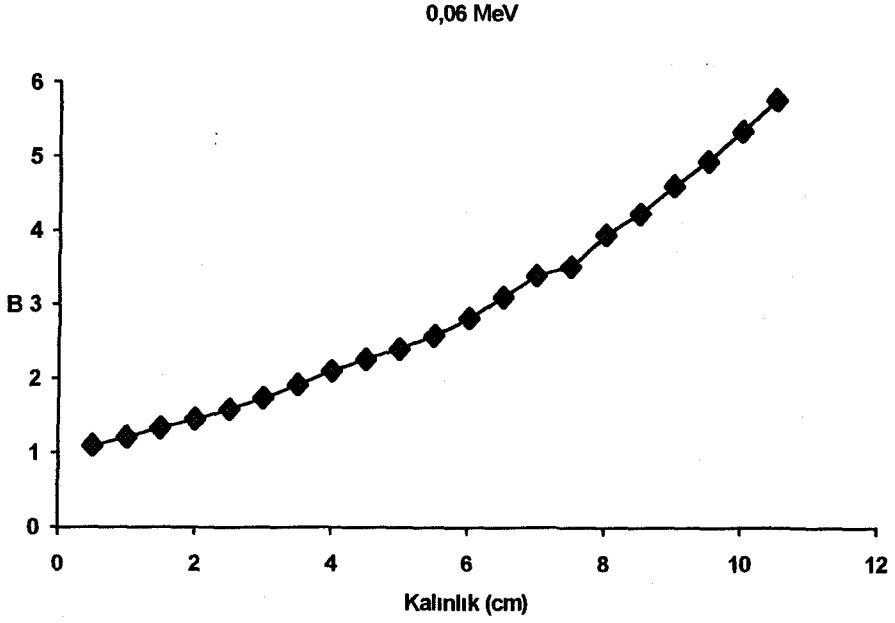
Şekil 5.18: Su içerisinde 0.04 MeV enerjili fotonların geçişlerinde saçılmaya uğrayan fotonların ortalama enerjilerinin kalınlıkla (mfp) değişimi



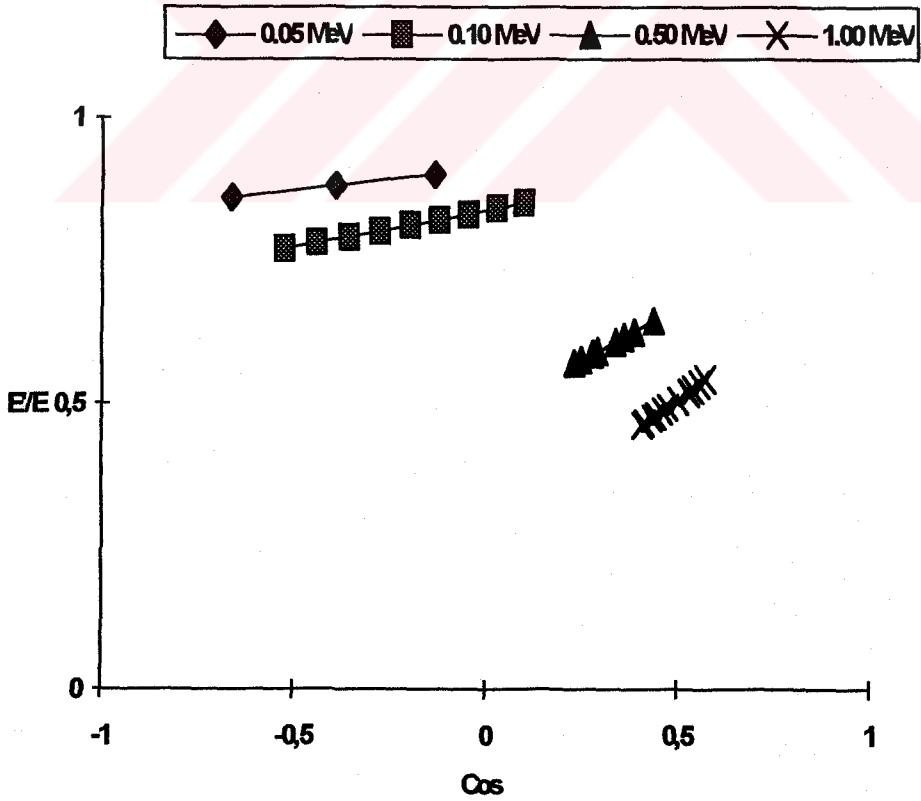
Şekil 5.19: Ortalama serbest yol kalınlığındaki su ortamından çeşitli enerji değerlerindeki fotonların geçiş oranları



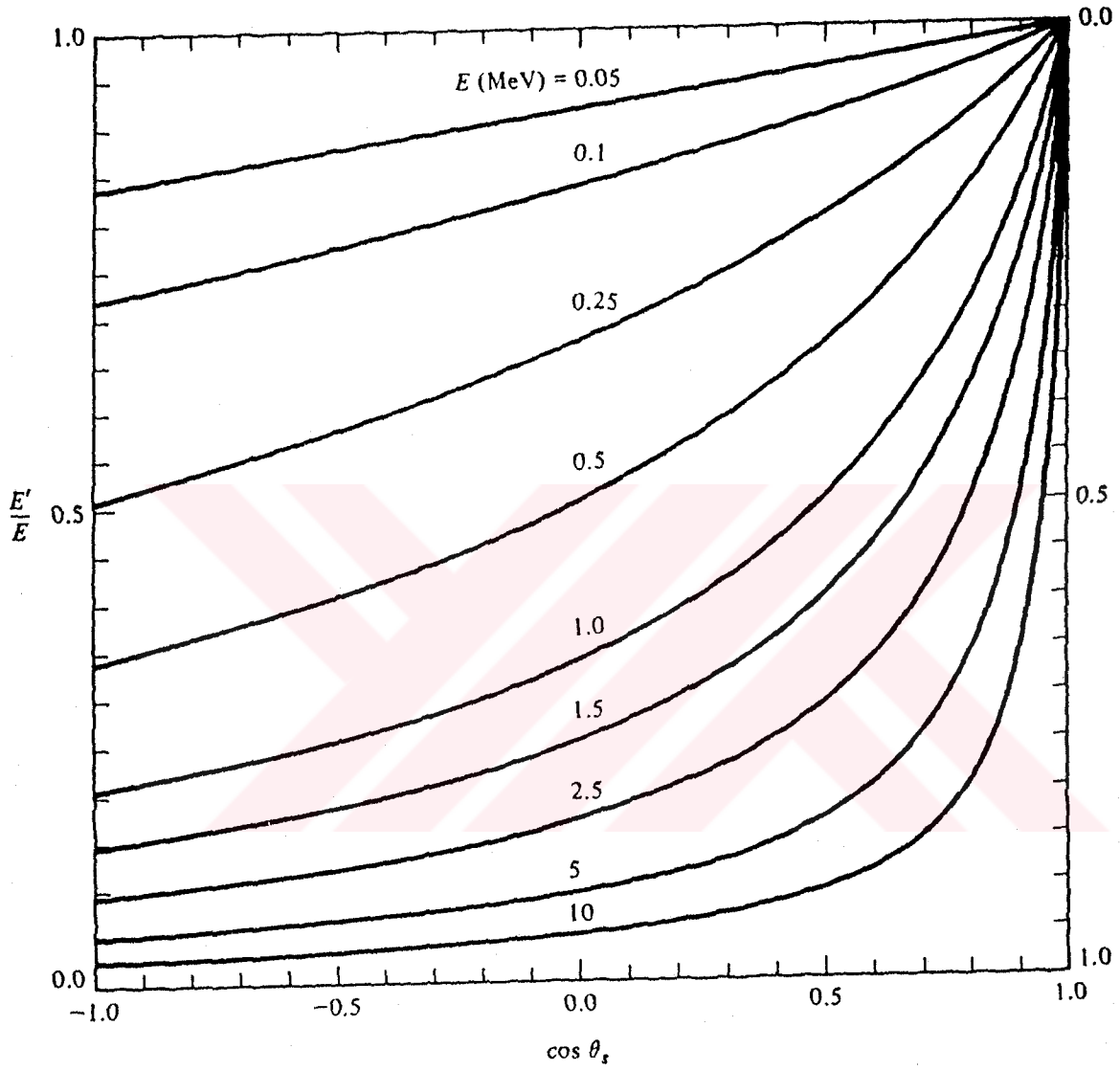
Şekil 5.20: Suyu ait azalma katsayılarının enerji ile değişimi



Şekil 5.21: Su için hesaplanan çeşitli enerjilerdeki fotonların buildup faktörlerinin kalınlıkla değişimi



Şekil 5.22: 0.05 MeV, 0.10 MeV, 0.50 MeV ve 1.00 MeV enerjili fotonların su içerisinde yaptığı Compton açıları ile saçılan fotonun ortalama enerjisinin ilk enerjilerine oranıyla değişimi



Şekil 5.23: 10.0 MeV'den düşük enerjili fotonların Compton saçılmasına uğrayanlarının  $E'$  enerjileri ile saçılma açıları arasında ki ilişki

## 6. SONUÇ

Radyasyon zırh analizleri için, buildup faktörü hesaplamalarında Monte Carlo Yöntemi yaygın olarak kullanılmaktadır. Gammaların madde ile etkileşiminin de, daha çok incoherent (Compton) saçılması hesaba katılmakta coherent (Rayleigh) saçılmalar ihmal edilmektedir. Düşük enerjiler de coherent saçılmanın etkili olmasından dolayı, EGS4 (Elektron Gamma Shower) kod sisteminde, Rayleigh saçılmasında hesaba katılmaktadır.

Bu çalışma da, EGS4 Monte Carlo yöntemiyle, düşük enerjili fotonların su içerisinde geçiş oranları hesaplanmıştır. 1.0 MeV'den düşük enerjiler için Rayleigh ve Compton saçılmalarını içeren buildup faktörleri elde edilmiştir. Ayrıca azalma katsayıları ve Compton saçılma açıları da hesaplanmıştır. Sonuçlar daha önceki çalışmalarla uyusmaktadır.

Yeni çalışmalarda, radyasyon zırhlanmasında kullanılan farklı materyaller, çeşitli elementler, karışım ve bileşikler için düşük enerjili fotonların malzemeye etkileşiminde, coherent saçılmanın hesaba katıldığı araştırmalar yapılabilir.

## KAYNAKLAR

- Alsmiller R. G. ve Moran H. S. (1966) "Electron Photon Cascade Calculations and Neutron Yields from Electrons in Thick Targets," Oak Ridge National Laboratory Report Number ORNL-TM-1502.
- Alsmiller R. G. ve Moran H. S. (1968) "The Electron Photon Cascade Induced in Lead by Photons in the Energy Range 15 to 100 MeV," Oak Ridge National Laboratory Report Number ORNL-TM-4192.
- Alsmiller R. G. ve Moran H. S. (1969) "Calculation of the Energy Deposited in Thick Targets by High Energy (1 GeV) Electron-Photon Cascades and Comparison with Experiment," *Nucl. Sci. Eng.* **38**, 131.
- Alsmiller R. G. ve Barish J. (1974) "Energy Deposition by 45 GeV Photons in H, Be, Al, Cu, and Ta," Oak Ridge National Laboratory Report Number ORNL-TM-4933.
- Alsmiller R. G., Barish J. ve Dodge S. R. (1974) "Energy Deposition by High Energy Electrons (50 to 200 MeV) in Water," *Nucl. Instr. Meth.* **121**, 161.
- Berger M. J. (1956) "Effects of Boundaries and Inhomogeneities on the Penetration of Gamma Radiation," Report NBS-4942, U.S. National Bureau of Standards, Washington, D.C.
- Butcher J. C. ve Messel H. (1958) "Elektron Number Distribution in Electron Photon Shower in Air and Aluminium Absorbers," *Phys. Rev.* **112**, 2096.
- Butcher J. C. ve Messel H. (1960) "Elektron Number Distribution in Electron Photon Shower in Air and Aluminium Absorbers," *Nucl. Phys.* **20**, 15.

- Chen M. F. ve Faw R. E. (1993) "Buildup Factors for High Energy Gamma Rays Normally Incident on Slabs of Lead, Iron, Concrete, and Water," *Radiat. Prot. Dosi.* **50**, 31.
- Chen M. F. ve Faw R. E. (1994) "Buildup Factors for Gamma Rays Obliquely Incident on Slab Shields of Concrete, Iron, and Lead," *Radiat. Prot. Dosi.* **51**, 27.
- Chilton A. B. (1968) "Buildup Factor," in *Engineering Compendium on Radiation Shielding*, Vol. I, R. G. Jaeger (ed.), Springer-Verlag, New York, Sec. 4.3, 1.2.
- Chilton A. B., Eisenhauer C. M. ve Simmons G. L. (1980) "Photon Point Source Buildup Factors for Air, Water, and Iron," *Nucl. Sci. Eng.* **73**, 97-107.
- Chilton A. B., Shultis J. K. ve Faw R. E. (1984) *Principles of Radiation Shielding* Prentice-Hall, Inc., New Jersey.
- Eisenhauer C. M. ve Simmons G. L. (1975) "Point Isotropic Buildup Factors in Concrete," *Nucl. Sci. Eng.* **56**, 263-270.
- Evans R. D. (1955) *The Atomic Nucleus*, McGraw-Hill, New York.
- Fano U. (1953) "Gamma-Ray Attenuation, Part II-Analysis of Penetration," *Nucleonics* **11**, 55.
- Fano U., Spencer L. V. ve Berger M. J. (1959) "Penetration and Diffusion of X Rays," in *Handbuch der Physik*, Vol. 38/2, S. Flügge (ed.), Springer-Verlag, Berlin, 660-817.
- Faw R. E. ve Shultis J. K. (1993) "Absorbed-Dose Buildup Factors in Air for 10- to 100-MeV Photons," *Nucl. Sci. Eng.* **114**, 76.

- Foderaro A. ve Hall R. J. (1981) "Application of Three-Exponential Representation of Photon Buildup Factors to Water," *Nucl. Sci. Eng.* 74, 74-78.
- Goldstein H. ve Wilkins J. E., Jr. (1954) "Calculations of the Penetration of Gamma Rays," NDA/AEC Report NYO-3075, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C.
- Gopinath D. V., Subbaiah A. ve Trubey D. K. (1987) "Gamma Ray Transport in a Shield-Tissue Composite System and Buildup Factor Implications," *Nucl. Sci. Eng.* 97, 362.
- Harima Y., Tanaka S., Sakamoto Y. ve Hirayama H. (1991) "Development of New Gamma Ray Buildup Factor and Application to Shielding Calculations," *J. Nucl. Sci. Technol.* 28, 74.
- Harima Y. (1993) "An Historical Review and Current Status of Buildup Factor Calculations and Applications," *Radiat. Phys. Chem.* 41, 631.
- Heitler W. (1954) *The Quantum Theory Of Radiation*, 3rd ed., Oxford University Press, Oxford.
- Hirayama H. ve Trubey D. K. (1988) "Effects of Incoherent and Coherent Scattering on the Exposure Buildup Factors of Low-Energy Gamma Rays," *Nucl. Sci. Eng.* 99, 145.
- Hirayama H., Tanaka S., Sakamoto Y., Subbaiah K. V ve Harima Y. (1990) "A Comparison of Gamma Ray Point Isotropic Buildup Factors Including Fluorescence and Bremsstrahlung in Lead Using Discrete Ordinates and Point Monte Carlo Methods," *J. Nucl. Sci. Technol.* 27, 524.



- Hubbell J. H. (1982) "Photon Mass Attenuation and Energy Absorption Coefficients from 1 keV to 20 keV," *Int. J. Appl. Radiat. Isotopes* **33**, 1269.
- Jaeger R. G. (1968) *Engineering Compendium on Radiation Shielding* Vol. 1-3, Verlag, New York.
- Kaplan M. F. (1989) *Concrete Radiation Shielding*, John Wiley & Sons, New York.
- Kitsos S., Assad A., Diop C. M. ve Nimal J. C. (1994) "Determination of Point Isotropic Buildup Factors of Gamma Rays Including Incoherent and Coherent Scattering for Aluminum, Iron, Lead, and Water," *Nucl. Sci. Eng.* **117**, 47.
- Klein O. ve Nishina Y. (1929) *Z. Phys.* **52**, 853.
- Messel H. ve Crawford D. F. (1970) *Electron Photon Shower Distribution Function*, Pergamon Press, Oxford.
- Metghalchi M. (1979) "On the Polynomial Form of Gamma Ray Buildup Factor Functions," *Nucl. Sci. Eng.* **70**, 207.
- Morris E. E. (1973) "Moments Method Calculation of Buildup Factors for Point Isotropic Monoenergetic Gamma-Ray Sources at Depths Greater Than 20 mean-free-paths," *Nucl. Sci. Eng.* **50**, 32.
- Nagel H. H. (1965) "Elektron Photon Kaskaden in Blei: Monte Carlo Rechnungen für Primärelektronenergies zwischen 100 und 1000 MeV," *Z. Phys.* **186**, 319.

- Nagel H. H. ve Schlier C. (1963) "Berechnung von Electron Photon Kaskaden in Blei für eine Primarenergie von 200 MeV," *Z. Phys.* 174, 464.
- Nagel H. H. ve Schlier C. (1964) "Die Berechnung von Electron Photon Kaskaden in Blei mit Hilfe der Monte Carlo Methode," Inaugural Dissertation zur Erlangung des Doctorgrades der Hohen Mathematisch Naturwissenschaftlichen Fakultät der Rheinischen Freidrich Wilhelms Universität zu Bonn.
- Namito Y., Ban S. Ve Hirayama H. (1993) "Implementation of Linearly Polarized Photon Scattering into the EGS4 code," *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res.* 332, 277.
- Namito Y., Ban S. Ve Hirayama H. (1994) "Implementation of Doppler Broadening of a Compton Scattered Photon into the EGS4 code," *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res.* 349, 489.
- Namito Y., Ban S. Ve Hirayama H. (1995) "Effects of Linear Polarization and Doppler Broadening on the Exposure Buildup Factors of Low-Energy Gamma Rays," *Nucl. Sci. Eng.* 120, 199.
- Nelson W. R., Hirayama H. ve Rogers D. W. O. (1985) "EGS4 Code System," SLAC-265, Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, California.
- Storm E. ve Israel H. I. (1970) "Photon Cross Sections from 1 KeV to 100 MeV for Elements  $Z=1$  to  $Z=100$ ," *Atom. Dat. Nucl. Dat. Tabl.* 7, 565.
- Subbaiah K. V. ve Natarajan A. (1987) "Effect of Fluorescence in Deep Penetration of Gamma Rays," *Nucl. Sci. Eng.* 96, 330.

- Subbaiah K. V., Natarajan A. ve Gopinath D. V. (1989) "Impact of Coherent Scattering on the Spectra and Energy Deposition of Gamma Rays in Bulk Media," *Nucl. Sci. Eng.* **101**, 352.
- Subbaiah K. V., Natarajan A., Gopinath D. V. ve Trubey D. K. (1982) "Effect of Fluorescence, Bremsstrahlung and Annihilation Radiation on the Spectra and Energy Deposition of Gamma Rays in Bulk Media," *Nucl. Sci. Eng.* **81**, 172.
- Takeuchi K. ve Tanaka S. (1981) "PALLAS-PL, SP-Br, a Code for Direct Integration of Transport Equation in One Dimensional Plane and Spherical Geometries," JAERI-M 9695, Japon Atomic Energy Research Institute.
- Takeuchi K. ve Tanaka S. (1984a) "PALLAS-1D(VII). A Code for Direct Integration of Transport Equation in One Dimensional Plane and Spherical Geometries," JAERI-M 84-214.
- Takeuchi K. ve Tanaka S. (1985) "Point Isotropic Buildup Factors of Gamma Rays Including Bremsstrahlung and Annihilation Radiation for Water, Concrete, Iron and Lead," *Nucl. Sci. Eng.* **90**, 158.
- Tanaka S. ve Takeuchi K. (1986) "Detailed Investigation of the Buildup Factors and Spectra for Point Isotropic Gamma-Ray Sources in the Vicinity of the K Edge in Lead," *Nucl. Sci. Eng.* **93**, 376.
- Tanaka S., Harima Y., Hirayama H., Ban S., Nakamura T., Kosako T., Uwamino Y., Hashikura H., Kanai Y., Kawai M., Tanaka S. ve Sakamoto Y. (1988) "Annotated Bibliography and Discussion of Gamma-Ray Buildup Factors," *Int. J. Appl. Radiat.* **39**, 241.

- Trubey D. K. (1983) "Standard Reference Data for Gamma-Ray Transport in Homogeneous Media," In *Proc. 6th Int. Conf. Radiation Shielding*, s.1241.
- Tsoufanidis N. (1983) *Measurement and Detection of Radiation Hemisphere* Publishing Corporation, New York.
- Tufail M., Abbas M., Mirza S. M., Mahmood A. B. ve Zafar M. S. (1994) "Determination of Gamma Ray Attenuation Coefficients for Various Materials," *Turk. J. Nucl. Sci.* 19.
- Varfolomeev A. A. ve Svetlobov I. A. (1959) "Monte Carlo Calculations of Electromagnetic Cascade with Account of the Influence of the Medium on Bremsstrahlung," *Soviet Physics JETP* 36, 1263.
- White G. R. (1950) "The Penetration and Diffusion of  $^{60}\text{Co}$  Gamma-Rays in Water Using Spherical Geometry," *Phys. Rev.* 80, 154.
- Zerby C. D. ve Moran H. S. (1962a) "Studies of the Longitudinal Development of High Energy Electron Photon Cascades Showers in Copper," Oak Ridge National Laboratory Report Number ORNL-3329.
- Zerby C. D. ve Moran H. S. (1962b) "A Monte Carlo Calculation of the Three Dimensional Development of High Energy Electron Photon Cascades Showers," Oak Ridge National Laboratory Report Number ORNL-TM-422.
- Zerby C. D. ve Moran H. S. (1963) "Studies of the Longitudinal Development of High Energy Electron Photon Cascades Showers," *J. Appl. Phys.* 34, 2445.

## **ÖZGEÇMİŞ**

1971 yılında Çayıralan'da doğdum. 1982'de Kaletepe Köyü İlkokulu'ndan, 1988'de Pazarören-Mimarsinan Öğretmen Lisesi'nden ve 1993'de Orta Doğu Teknik Üniversitesi Eğitim Fakültesi Fizik Öğretmenliği Bölümü'nden mezun oldum. 1994 bahar döneminde Celal Bayar Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'ne kaydoldum. Temmuz 1994'den buyana Celal Bayar Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde Araştırma Görevlisi olarak çalışmaktayım.

