

**T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**GAMMA-IŞINI YIĞILMA FAKTÖRLERİNİN ÇOK ELEMENTLİ
ORTAMLARDA İNCELENMESİ**

Nİİ KÜÇÜK

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

BURSA 2004

T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

GAMMA-IŞINI YIĞILMA FAKTÖRLERİNİN
ÇOK ELEMENTLİ ORTAMLARDA İNCELENMESİ

Nil KÜÇÜK

DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

Bu tez 19/01/2004 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oybirliği/oy çokluğu ile kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Gökay KAYNAK (Danışman)

Prof. Dr. Ahmet CENGİZ

Prof. Dr. Güneş TANIR

Yrd. Doç. Dr. Osman BİZİM

Yrd. Doç. Dr. Orhan GÜRLER



ÖZET

Bu çalışmada, silindir geometrili sekiz farklı ortamın (parafin, polietilen, gliserin, su, alüminyum, tuz, kükürt, bakır) simetri merkezine yerleştirilen 10 μCi 'lik ^{137}Cs noktasal gamma kaynağı için, 2"x2" 'lik NaI(Tl) detektörlü spektrometre ile ortamda saçılmış ve saçılmamış gammaların toplam spektrumları deneysel olarak elde edilmiştir. Bununla birlikte, ortam yokken noktasal kaynaktan yayınlanan gammalara ait standart spektrum da deneysel olarak bulunmuş ve hem ortama bağlı hem de standart spektrumlar yardımıyla tüm ortamlarda yığılma faktörleri hesaplanmıştır.

Deneysel düzeneğin, Monte Carlo yöntemiyle yazılmış bir bilgisayar programıyla benzetişimi yapılmış ve bu yöntemle de her bir ortamın yığılma faktörleri hesaplanmıştır. Hesaplanan bu değerlerin deneysel olarak elde edilen yığılma faktörü değerleri ile uyumlu olduğu görülmüştür. Daha sonra Monte Carlo yöntemi ile, 0.015-1.0 MeV enerji bölgesinde, bir ortalama serbest yolda, sekiz farklı ortamın enerji soğurma ve doz yığılma faktörleri elde edilmiştir. Ayrıca bu yöntem, deneysel çalışma imkanı vermeyen yedi farklı biyolojik ortama (kolesterol, klorofil, hemoglobin, adale, doku, hücre, kemik) da uygulanmış ve bu biyolojik ortamların 0.015-1.0 MeV enerji bölgesinde, bir ortalama serbest yolda, enerji soğurma ve doz yığılma faktörleri hesaplanmıştır. Tüm ortamların efektif atom numarası ise interpolasyon yöntemiyle hesaplanarak, bu ortamlar için enerji soğurma, doz yığılma faktörlerinin foton enerjisi ve ortamın efektif atom numarası ile değişimleri incelenmiştir.

INVESTIGATION OF GAMMA-RAY BUILDUP FACTORS IN MULTI-ELEMENT MEDIUMS

ABSTRACT

In this study, the total spectrums of gamma-rays collided and uncollided in the medium were obtained experimentally with 2"x2" NaI(Tl) detector for the 10 μ Ci ^{137}Cs point gamma source which is placed within eight different cylindrical geometry of symmetry center which have mediums (paraffin, polythene, glycerin, water, aluminum, salt, sulfur, copper). However, the standard spectrum obtained from the gamma-rays which was emitted from the point source has been obtained experimentally without the medium. Then the buildup factors were calculated for all mediums using spectrums both the standard and the non-standard which depends on the medium.

The experimental arrangement has been simulated with a Monte Carlo computer program. The buildup factors for each medium have been calculated using this method. It has been seen that the calculated values are in good agreement with the buildup factors obtained experimentally. Then the energy absorption buildup factors and the dose buildup factors of eight different mediums have been calculated for one mean free path in the energy region 0.015-1.0 MeV using Monte Carlo method. Moreover, this method has also been applied to seven different biological mediums (cholesterol, chlorophyll, hemoglobin, muscle, tissue, cell, bone), which is impossible to experimental study. The energy absorption buildup factors and the dose buildup factors of these biological mediums have been calculated for one mean free path in the energy region 0.015-1.0 MeV. The effective atomic numbers of all mediums have been calculated by application of the interpolation method. Also the energy absorption buildup factors and the dose buildup factors of all mediums have been determined the variations with photon energy and the effective atomic number of the media.

KEYWORDS

Gamma-rays; Buildup factors; Point isotropic source; Energy spectrum; Monte Carlo method.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa No
ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
İÇİNDEKİLER.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	x
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xiii
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL BİLGİLER.....	4
2.1. GAMMA IŞINLARININ MADDE İLE ETKİLEŞMELERİ.....	4
2.2. TESİR KESİTİ	6
2.2.1. Diferansiyel Tesir Kesiti.....	8
2.2.2. Karışım Kuralı.....	12
2.2.3. Ortalama Serbest Yol.....	13
2.3. GAMMA IŞINLARININ SOĞURULMASI.....	15
2.4. ETKİLEŞME ÇEŞİTLERİ.....	17
2.4.1. Fotoelektrik Olay.....	19
2.4.2. Çift Oluşum Olayı.....	24
2.5. GAMMA IŞINLARININ SAÇILMASI.....	27
2.5.1. Koherent Saçılma.....	27
2.5.2. İnkoherent Saçılma.....	29
2.6. ZAYIFLAMA KATSAYILARI.....	35
2.7. EFEKTİF ATOM NUMARASI.....	42
2.8. RADYASYON DOZU VE BİRİMLERİ.....	46
2.9. YIĞILMA FAKTÖRÜ.....	50
2.10. RADYASYON DETEKSİYONU.....	61
2.10.1. Sintilasyon Sayaçları.....	62
2.10.2. Detektör Özellikleri.....	66
2.10.2.1. Ayırma Gücü.....	66
2.10.2.2. Cevap Fonksiyonu.....	66

Değişiminin İncelenmesi.....	118
4.2. Yığılma Faktörlerinin Efektif Atom Numarasıyla	
Değişiminin İncelenmesi.....	121
KAYNAKLAR.....	125
EKLER.....	129
EK-1. KOORDİNAT DÖNÜŞÜMLERİ.....	129
EK-2. GAUSS DAĞILIMININ ÖRNEKLENMESİ.....	136
EK-3. BİLGİSAYAR PROGRAMI AKIŞ DİYAGRAMLARI.....	138
TEŞEKKÜR	
ÖZGEÇMİŞ	



SİMGELER DİZİNİ

A	: Hedef maddenin atom ağırlığı, yüzey alanı
A_i	: i 'nci elementin atom ağırlığı
b	: Barn ($=10^{-24}$ cm ²)
β	: Işık hızı biriminde elektronun hızı
$B(E, \mu x)$: Yığılma faktörü (B)
$B_N(E, \mu x)$: Sayısal yığılma faktörü (B_N)
$B_{en}(E, \mu x)$: Enerji yığılma faktörü (B_E)
$B_a(E, \mu x)$: Enerji soğurma yığılma faktörü (B_A)
$B_D(E, \mu x)$: Doz yığılma faktörü (B_D)
c	: Işık hızı
ΔE	: Enerji spektrumundaki bir fotopikin yarı yüksekliğindeki tam genişlik
$d\Omega$: Birim katı açısı
$\frac{d\sigma_e^{Th}}{d\Omega}$: Elektron başına diferansiyel Thomson saçılma tesir kesiti
$\frac{d\sigma_e^{KN}}{d\Omega}$: Elektron başına diferansiyel Klein-Nishina tesir kesiti
e	: Elektron yükü
E_0	: Kaynaktan yayınlanan fotonların enerjisi
E_γ	: Soğurulan foton enerjisi
E_b	: Bağlanma enerjisi
E_k, E_e	: Elektronun kinetik enerjisi
E_+	: Pozitronun kinetik enerjisi
$E_{çek.}$: Geri tepen çekirdeğin kinetik enerjisi
f	: Etkin alan kesri
$F(q, Z)$: Atomik form faktörü
ϕ	: Açıklık (azimüt) açısı
$\phi(E)dE$: Ele alınan noktada, enerjisi E ile $E+dE$ arasında olan gamma fotonlarının akısı
$\phi_0(E_0)$: Ele alınan noktada saçılma yapmamış gamma fotonlarının akısı

h	: Planck sabiti
h_d	: Detektörün yüksekliği
h_{dk}	: Detektör-kaynak uzaklığı
h_o	: Soğurucu ortamın yüksekliği
h_{od}	: Soğurucu ortam-detektör uzaklığı
I_0	: Soğurucu ortama gelen gamma demeti şiddeti
I	: x kalınlığında soğurucu ortamı geçmiş gamma demeti şiddeti
κ	: Çift oluşum için tesir kesiti
ℓ	: Serbest yol
λ_i	: Bileşikteki i 'ninci elementin kesirsel elektron sayısı
m_e	: Elektronun duygun kütlesi
m_1	: Fotoelektrik etkileşme için efektif atom numarasının kuvveti
m_2	: Koherent saçılma için efektif atom numarasının kuvveti
m_3	: İnkoherent saçılma için efektif atom numarasının kuvveti
μ	: Toplam lineer zayıflama katsayısı (cm^{-1})
μ_ρ	: Kütle zayıflama katsayısı (cm^2/g)
$\mu_{en}(E)$: Ortamın lineer enerji soğurma katsayısı
$\mu_{en}^{hava}(E)$: Havanın lineer enerji soğurma katsayısı
μ_C	: Compton saçılması için lineer zayıflama katsayısı
μ_f, τ	: Fotoelektrik tesir kesiti
μ_a / ρ	: Kütle soğurma katsayısı
μ_{tr} / ρ	: Kütle enerji-aktarma katsayısı
μ_{en} / ρ	: Kütle enerji-soğurma katsayısı
\dot{n}	: cm^3 'deki atom sayısı
n_a	: Atom numarası Z olan bir elementin gram başına elektronlarının sayısı
n_0	: Bileşiğin gram başına elektronlarının sayısı
n_s	: Savaşta sayılan gamma ışını sayısı
N_g	: Kütle elektron yoğunluğu
N_A	: Avogadro sayısı
N_{fe}	: Fotoelektrik pulsu sayısı

N_C	: Compton pulsu sayısı
ν_0	: Eşik frekansı
\vec{p}	: Gelen fotonun momentumu
\vec{p}'	: Saçılan fotonun momentumu
\vec{p}_e	: Geri tepen elektronun momentumu
P_f	: Fotoelektrik olma olasılığı
P_C	: Compton saçılması olma olasılığı
P_φ	: Çift oluşum olma olasılığı
q	: 0-1 arasında düzgün dağılımlı gelişigüzel sayı
r_e	: Elektronun klasik yarıçapı
r_d	: Detektörün yarıçapı
ρ	: Hedef maddenin yoğunluğu
R	: Toplam detektör cevabı
R_U	: Verilen durumda detektörün cevabı
R_o	: Soğurucu ortamın yarıçapı
$S(q,Z)$: İnkohherent saçılma fonksiyonu
Σ	: Makroskopik tesir kesiti
σ	: Mikroskopik tesir kesiti
σ_e	: Elektron başına tesir kesiti
σ_a	: Atomik tesir kesiti
σ_e^{Th}	: Toplam Thomson saçılma tesir kesiti
σ_e^{KN}	: Toplam Klein-Nishina tesir kesiti
$\sigma_a^{koh}(Z,E)$: Atom başına toplam koherent saçılma tesir kesiti
$\sigma_a^{inkoh}(Z,E)$: Atom başına toplam inkohherent saçılma tesir kesiti
σ_{koh}	: Koherent tesir kesiti
σ_{inkoh}	: İnkohherent tesir kesiti
$\sigma_{f.n.}$: Fotonükleer tesir kesiti
T	: Dönüşüm matrisi
θ	: Kutup açısı, sapma açısı

V	: Puls boyu
Ω	: Katı açısı
W_i	: i 'nci elementin bileşikteki ağırlık oranı
\bar{x}	: Ortalama serbest yol
Z	: Atom numarası
$\bar{Z}, Z_{eş.}$: Efektif atom numarası
\bar{Z}_1	: Fotoelektrik etkileşme için efektif atom numarası
\bar{Z}_2	: Koherent saçılma için efektif atom numarası
\bar{Z}_3	: İnkohherent saçılma için efektif atom numarası

KISALTMALAR

ED	: Enerji Dozu
ID	: İyon Dozu
REP	: Röntgenin Fiziksel Eşdeğeri
RBE	: Bağlı Biyolojik Etkinlik
QF	: Kalite Faktörü
DE	: Doz Eşdeğeri

ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa No
Şekil 2.1. İnce bir hedef levhanın üzerine düşen parçacık demetinin davranışı....	6
Şekil 2.2. Foton demetinin θ açısında $d\theta$ aralığına diferansiyel saçılması.....	9
Şekil 2.3. Gamma ışınlarının şiddetindeki azalmayı gösteren deneysel düzenek...	15
Şekil 2.4. Üç gamma ışını etkileşme işlemi ve bunların baskın olduğu bölgeler..	17
Şekil 2.5. Fotoelektrik olayın şematik gösterimi.....	19
Şekil 2.6.(a) Alüminyum ortamında soğurma katsayılarının foton enerjisiyle değişimi.....	22
Şekil 2.6.(b) Kurşun ortamında soğurma katsayılarının foton enerjisiyle değişimi.....	22
Şekil 2.6.(c) Adale ortamında soğurma katsayılarının foton enerjisiyle değişimi.....	23
Şekil 2.7. Fotoelektronların açısal dağılımı.....	24
Şekil 2.8. Çift oluşum olayının şematik gösterimi.....	25
Şekil 2.9.(a) Compton saçılmasının şematik gösterimi.....	31
(b) Compton saçılmasındaki geometrik ilişki.....	31
Şekil 2.10. Compton saçılmasında saçılan fotonların açısal dağılımları.....	34
Şekil 2.11. Koherent (σ_{koh}) saçılma, inkoherent (σ_{inkoh}) saçılma, fotoelektrik (τ), çift oluşum (κ) ve fotonükleer reaksiyonlar ($\sigma_{f.n.}$) için tesir kesitlerine göre kütle zayıflama katsayısı (μ/ρ), kütle soğurma katsayısı (μ_a/ρ), kütle enerji-aktarma katsayısı (μ_{tr}/ρ), kütle enerji-soğurma katsayısı (μ_{en}/ρ)'nun şematik gösterimi.....	36
Şekil 2.12.(a). İyi geometri.....	50
Şekil 2.12.(b). Kötü geometri.....	51
Şekil 2.13. Detektör davranışının zayıflama uzaklığına bağlı grafiği.....	53
Şekil 2.14. Su ortamında doz yığılma faktörünün enerji ile değişimi.....	55
Şekil 2.15. Kurşun ortamında doz yığılma faktörünün enerji ile değişimi.....	55
Şekil 2.16. Kılıflanmış bir NaI(Tl) kristali.....	63
Şekil 2.17. Sintilasyon detektöründe fotoelektronların çoğaltılması.....	65

Şekil 2.18. Gamma ışınlarının detektör materyalinde oluşturabildiği olaylar.....	67
Şekil 2.19. Tek enerjili gamma ışınları için cevap fonksiyonu.....	70
Şekil 3.1. Gelişigüzel sayı eksenine n tane sonuç bölgesinin yerleştirilmesi.....	72
Şekil 3.2. Reddetme yöntemi ile örneklenmek istenen $f(x)$ dağılımı ve $r(x)$ düzgün dağılımı.....	75
Şekil 3.3. Reddetme yöntemi ile örneklenmek istenen $f(x)$ dağılımı ve $r(x)$ reddetme fonksiyonu.....	76
Şekil 3.4. Deneysel düzeneğin şematik gösterimi.....	81
Şekil 3.5. Spektrometre sisteminin blok diyagramı.....	82
Şekil 3.6. Doğrudan gelen fotonlara ait standart deneysel spektrum.....	83
Şekil 3.7. Su için elde edilen deneysel spektrum.....	84
Şekil 3.8. Parafin için elde edilen deneysel spektrum.....	84
Şekil 3.9. Enerji kalibrasyon eğrisi.....	86
Şekil 3.10. Noktasal kaynak-detektör sistemi.....	90
Şekil 3.11. Monte Carlo yönteminde kullanılan gelişigüzel sayılar ekseninde iki etkileşme bölgesinin seçimi.....	93
Şekil 3.12. Soğurucu ortamın geometrik merkezine yerleştirilen noktasal kaynak-detektör sistemi.....	96
Şekil 3.13.(a). Su ortamına bağlı, Monte Carlo yöntemiyle ve deneysel olarak bulunan spektrumların karşılaştırılması.....	107
Şekil 3.13.(b). Doğrudan gelen fotonlara ait, Monte Carlo yöntemiyle ve deneysel olarak bulunan standart spektrumların karşılaştırılması.....	108
Şekil 4.1. Çok elementli ortamlarda enerji soğurma yığılma faktörü (B_A) değerlerinin foton enerjisiyle değişimi.....	118
Şekil 4.2. Çok elementli ortamlarda doz yığılma faktörü (B_D) değerlerinin foton enerjisiyle değişimi.....	118
Şekil 4.3. Biyolojik ortamlarda enerji soğurma yığılma faktörü (B_A) değerlerinin foton enerjisiyle değişimi.....	119
Şekil 4.4. Biyolojik ortamlarda doz yığılma faktörü (B_D) değerlerinin foton enerjisiyle değişimi.....	119
Şekil 4.5. 0.015-0.10 MeV enerji bölgesinde enerji soğurma yığılma	

faktörü değerlerinin efektif atom numarasıyla değişimi.....	121
Şekil 4.6. 0.15-1.0 MeV enerji bölgesinde enerji soğurma yığılma faktörü değerlerinin efektif atom numarasıyla değişimi.....	122
Şekil 4.7. 0.015-0.10 MeV enerji bölgesinde doz yığılma faktörü değerlerinin efektif atom numarasıyla değişimi.....	123
Şekil 4.8. 0.15-1.0 MeV enerji bölgesinde doz yığılma faktörü değerlerinin efektif atom numarasıyla değişimi.....	123
Şekil E1.1. Koordinat dönüşümleri.....	129
Şekil E1.2. Üslü koordinat sisteminden XYZ koordinat sistemine dönüşüm.....	133
Şekil E3.1. Noktasal kaynak-silindirik detektör sistemi için cevap fonksiyonunu veren programın akış diyagramı.....	138
Şekil E3.2. Soğurucu ortam merkezinde noktasal kaynak-silindirik detektör sistemi için cevap fonksiyonunu veren programın akış diyagramı....	139
Şekil E3.3. Detektörde fotonların takibini veren programın akış diyagramı.....	142
Şekil E3.4.(a) Saçılma açısını örnekleyen alt programın akış diyagramı.....	143
Şekil E3.4.(b) Saçılmadan sonraki foton enerjisinin hesaplanması.....	144
Şekil E3.4.(c) Koordinat dönüşümleri alt programı akış diyagramı.....	144
Şekil E3.5. Fotonun detektöre giriş alt programı akış diyagramı.....	145
Şekil E3.6. Fotonun etkileşme noktasının detektörün içinde olup olmadığını veren alt programın akış diyagramı.....	146

ÇİZELGELER DİZİNİ

	Sayfa No
Çizelge 2.1. Temel foton etkileşmelerinin sınıflandırılması.....	18
Çizelge 2.2. Radyasyon ölçümü için nicelikler ve birimleri.....	49
Çizelge 2.3. Çok kullanılan bazı sintilatörlerin özellikleri.....	62
Çizelge 3.1. Soğurucu ortamların yoğunluk, çap ve yükseklikleri.....	78
Çizelge 3.2. Soğurucu ortamların kimyasal bileşim oranları.....	78
Çizelge 3.3. Soğurucu ortamların 0.015-1.0 MeV enerji aralığındaki efektif atom numaraları.....	80
Çizelge 3.4. 0.662 MeV’de ortamlara ait deneysel bulunmuş sayısal, enerji ve doz yığılma faktörleri.....	86
Çizelge 3.5. Soğurucu ortamlara ait Compton tesir kesiti fit sonuçları.....	87
Çizelge 3.6. Soğurucu ortamlara ait fotoelektrik tesir kesiti fit sonuçları.....	88
Çizelge 3.7. Sodyum iyodür için Compton tesir kesiti fit sonuçları.....	89
Çizelge 3.8. Sodyum iyodür için fotoelektrik tesir kesiti fit sonuçları ($E \leq 0.0332$ MeV için).....	89
Çizelge 3.9. Sodyum iyodür için fotoelektrik tesir kesiti fit sonuçları ($E > 0.0332$ MeV için).....	89
Çizelge 3.10. 0.662 MeV’de ortamlara ait deneysel ve Monte-Carlo (M.C.) yöntemiyle bulunmuş sayısal, enerji ve doz yığılma faktörleri.....	108
Çizelge 3.11. Parafin ve polietilen için Monte Carlo (M.C.) yöntemiyle bulunmuş enerji soğurma (B_A) ve doz yığılma (B_D) faktörleri.....	109
Çizelge 3.12. Gliserin ve su için Monte-Carlo (M.C.) yöntemiyle bulunmuş enerji soğurma (B_A) ve doz yığılma (B_D) faktörleri.....	110
Çizelge 3.13. Alüminyum ve tuz için Monte-Carlo (M.C.) yöntemiyle bulunmuş enerji soğurma (B_A) ve doz yığılma (B_D) faktörleri.....	110
Çizelge 3.14. Kükürt ve bakır için Monte-Carlo (M.C.) yöntemiyle bulunmuş enerji soğurma (B_A) ve doz yığılma (B_D) faktörleri.....	111
Çizelge 3.15. Biyolojik ortamların kimyasal bileşim oranları.....	112
Çizelge 3.16. Biyolojik ortamlara ait Compton tesir kesiti fit sonuçları.....	113
Çizelge 3.17. Biyolojik ortamlara ait fotoelektrik tesir kesiti fit sonuçları.....	113

Çizelge 3.18. Kolesterol ve klorofil için \bar{Z} değerleri ile Monte-Carlo (M.C.) yöntemiyle bulunmuş enerji soğurma (B_A) ve doz yığılma (B_D) faktörleri.....	114
Çizelge 3.19. Hemoglobin ve adale için \bar{Z} değerleri ile Monte-Carlo (M.C.) yöntemiyle bulunmuş enerji soğurma (B_A) ve doz yığılma (B_D) faktörleri.....	114
Çizelge 3.20. Doku, hücre ve kemik için \bar{Z} değerleri ile Monte-Carlo (M.C.) yöntemiyle bulunmuş enerji soğurma (B_A) ve doz yığılma (B_D) faktörleri.....	115
Çizelge 4.1. Su ve adale ortamı için Monte-Carlo (M.C.) yöntemiyle bulunmuş enerji soğurma (B_A) ve doz yığılma (B_D) faktörlerinin literatür değerleriyle karşılaştırılması.....	117
Çizelge 4.2. Çok elementli ortamlarda enerji soğurma (B_A) ile doz yığılma (B_D) faktörlerinin maksimum olduğu enerji değerleri.....	120
Çizelge 4.3. Biyolojik ortamlarda enerji soğurma (B_A) ile doz yığılma (B_D) faktörlerinin maksimum olduğu enerji değerleri.....	120

1. GİRİŞ

Deneysel nükleer fizik çalışmalarında, doz hesaplamalarında ve radyasyonlara karşı zırhlamada gamma ışınlarının bir ortam içindeki davranışlarının incelenmesi ve değerlendirilmesi önemlidir.

Gamma ışınlarının madde ile etkileşiminde etkin olan üç temel olay fotoelektrik etki, Compton saçılması ve çift oluşumdur. Bu etkileşmelerin tümü soğurucu nitelikte değildir. Örneğin; bir ve birden fazla Compton saçılmasına uğrayan gamma ışınları da maddeyi geçebilir ve göz önüne alınan noktadaki gamma radyasyonu akısına katkı oluşturabilir. Bu nedenle gamma ışınlarının soğurulması hesaplarında saçılan gamma ışınlarının etkisini içeren bir katsayının kullanılması gerekmektedir. Bu katsayıya "Sayısal Yığılma Faktörü" adı verilir ve göz önüne alınan noktadaki toplam (saçılan gamma radyasyonu akısı + madde ile etkileşme yapmadan gelen gamma radyasyonu akısı) gamma radyasyonu akısının, madde ile etkileşme yapmadan gelen gamma radyasyonu akısına oranı olarak tanımlanır. Sayısal yığılma faktörü için yapılan bu tanım, enerji, enerji soğurma ve doz yığılma faktörleri için de kullanılabilir. Yığılma faktörü gamma ışınlarının enerjisine, kaynağın şekline (noktasal, düzlemsel, sonsuz vb.), soğurucu maddenin atom numarasına (Z) ve geometrisine bağlıdır.

Yığılma faktörleri, gamma spektroskopisinin kullanıldığı ve sayısal sonuçların istenildiği, çeşitli çalışmalarda kullanılan önemli bir parametredir. Örneğin Sağlık Fiziği alanında, radyasyon dozları ve enerjileri kullanıldığından doz ve enerji yığılma faktörleri önemli olmaktadır. Özellikle de radyo-terapi hastaları için güvenli doz seviyelerini önceden tahmin etmede ve vücut içindeki gamma ışını yığılmasının doğru olarak belirlenmesinde kullanılmaktadırlar.

Radyasyonların, teşhis ve tedavide, sanayi ve teknolojiye, bütün nükleer güç santrallerinde kullanıldığı ve topluma çok büyük avantajlar sağladığı bilinmektedir. Ancak radyasyonların duyu organlarıyla doğrudan algılanması mümkün olmadığından, farkında olmadan ışınlanan canlılarda ciddi bedensel ve genetik hasarlara yol açabilmektedirler. Bu sebeple, reaktörlerde ve nükleer güç santrallerinde çalışan kişilerin maruz kaldıkları radyasyon dozunu azaltma ve doğru önlemler alma yollarının bulunması gerekmektedir. Radyasyon dozunu azaltmanın bir yolu radyasyon kaynağı ile bu

kaynağın sebep olduğu doza maruz kalma olasılığı olan kişiler arasına kurşun, tuğla, beton, duvar gibi zırhlanma malzemeleri yerleştirmektedir. Dolayısıyla radyasyona karşı zırhlanma ve ışınlanma çalışmalarında da yığılma faktörlerinin önemli bir parametre oldukları belirlenmiştir.

Bu konuda bir çoğu teorik olmak üzere çeşitli çalışmalar yapılmıştır, ancak sayısal yığılma faktörleri konusunda çok az deneysel çalışma bulunmaktadır. Farklı kaynak enerjileri ve ortam-kaynak uzaklıkları için yığılma faktörlerinin davranışı ortamın özellikleri hakkında bilgi verdiğinden böyle deneysel çalışmalar yapmak önemlidir.

Yığılma faktörleri konusunda ilk çalışmalar Goldstein ve Wilkins (1954) tarafından yapılmıştır. Goldstein ve Wilkins, enerji akı yoğunluğu spektrumlarından yararlanarak çeşitli maddeler için enerji ve doz yığılma faktörlerini belirlemeye çalışmışlardır. Sonraki yıllarda Taylor (1954), Berger (1956), Capo (1958) ve Hubbell (1963) bazı basit geometrik düzenler için transport teorisi ve moment metodu yardımıyla doz yığılma faktörlerini tayin etmişlerdir. Musilek ve arkadaşları (1980) geniş demetler için yığılma faktörü tayini konusunu incelemişlerdir. Hirayama (1995, 1996), Harima ve Hirayama (1993) ise EGS4 kod sistemini kullanarak yığılma faktörlerini teorik olarak hesaplamışlardır. Brar ve Mudahar (1995, 1996), Brar ve arkadaşları (1994, 1998) da 40 ortalama serbest yola kadar interpolasyon metodu kullanarak bakelite, perspex, magnox-A12, beş farklı toprak çeşidi ve HCO-materyalleri için enerji soğurma ve doz yığılma faktörlerini hesaplamışlardır.

Bu çalışmada, öncelikle deneysel olarak silindir geometrili sekiz farklı çok elementli ortam (parafin, polietilen, gliserin, su, alüminyum, tuz, kükürt, bakır) için sayısal, enerji ve doz yığılma faktörleri elde edilmiştir. Çalışmanın ikinci kısmında deney düzeneğinin, Monte Carlo yöntemiyle yazılan bilgisayar programıyla benzetişimi yapılmış ve çok elementli ortamlar için sayısal, enerji ve doz yığılma faktörleri bu program yardımıyla hesaplanmıştır. Hesaplanan bu değerlerin deneysel olarak elde edilen yığılma faktörleri ile uyumlu olduğu görülmüştür. Çalışmanın üçüncü kısmında ise Monte Carlo yöntemi, deneysel çalışma imkanı vermeyen yedi farklı biyolojik ortama (kolesterol, klorofil, hemoglobin, adale, doku, hücre, kemik) uygulanmış ve bu

ortama (kolesterol, klorofil, hemoglobin, adale, doku, hücre, kemik) uygulanmış ve bu biyolojik ortamların enerji soğurma ve doz yığılma faktörleri hesaplanmıştır. Tüm ortamların efektif atom numarası (\bar{Z}) ise interpolasyon yöntemiyle hesaplanarak, bu ortamlar için enerji soğurma, doz yığılma faktörlerinin foton enerjisine ve ortamın efektif atom numarasına bağlı değişimleri incelenmiştir. Özellikle biyolojik ortamlarda bu türlü çalışmaların azlığı çalışmamızın önemini arttırmaktadır. Böylece bu ortamlara uygulanacak olası radyasyon dozu hesaplanabilecektir.



2. KURAMSAL BİLGİLER

2.1. GAMMA IŞINLARININ MADDE İLE ETKİLEŞMELERİ

Çekirdek fiziğinde çok önemli gelişmelere yol açan radyoaktivite 1896 yılında H. Becquerel tarafından bir rastlantı sonucu keşfedildi. İçinde uranyum bulunan bir bileşiği siyah kağıda sarılı bir fotoğraf plağı üzerine bırakan Becquerel, plak üzerinde bileşikten bazı ışınlar geldiğini belirten izler gördü. H. Becquerel, Madam Curie ve E. Rutherford tarafından sürdürülen deneyler, böyle ışınlar yayınlayan yeni bir çok izotopun keşfine yol açtı. Bu olaya “radyoaktivite” ve bu tür ışınlar çıkaran kararsız elementlere de “radyoaktif elementler” adı verildi. Yoğun çalışmalar sonucu bu elementlerin, alfa (α), beta (β) ve gamma (γ) denilen üç tür ışın yayınladığı anlaşıldı. Sonradan alfaların iki elektronunu kaybetmiş helyum atomları, yani helyum çekirdekleri, betaların elektronlar ve gamma ışınlarının da fotonlar olduğu saptandı.

Bir atomdaki elektronlar, çekirdeğe olan uzaklıklarına göre değişen kesikli (kuantumlu) enerji düzeylerinde bulunurlar. Elektronlar en düşük enerji düzeyinden başlamak üzere bu enerji düzeylerini doldurur. Bu durumdaki bir atom taban enerji durumundadır. Bir elektron bir enerji düzeyinden daha üst enerji düzeyine çıkarsa atom uyarılmış olur. Atom uyarılmış durumda kısa bir süre kalabilir ve daha üst düzeydeki bir elektronun boşalan enerji düzeyini doldurmasıyla taban enerji durumuna iner. Bu geçiş sırasında, geçiş yapılan iki enerji düzeyi arasındaki enerji farkı dışarıya bir foton, yani elektromanyetik bir ışımaya şeklinde yayınlanır. Yayınlanan bu fotona X-ışını denir.

Atomların elektronlarında olduğu gibi çekirdeği oluşturan nükleonlar (proton, nötron) da çekirdekte belirli enerji düzeylerinde bulunurlar. Enerji düzeylerini en alt enerji düzeyinden başlayarak dolduran nükleonların oluşturduğu çekirdek taban enerji durumundadır. Nükleonların bir veya birkaçı buldukları enerji düzeyinden daha üst enerji düzeyine çıkarsa çekirdek uyarılmış olur. Uyarılmış çekirdek bu durumda kalamaz ve üst enerji düzeylerindeki nükleonlar tarafından boş enerji düzeyi doldurulur. Uyarılmış durumdan kurtulan çekirdek taban enerji durumuna iner. Bu geçiş sırasında enerji düzeyleri arasındaki enerji farkı foton olarak yayınlanır. Çekirdekten yayınlanan bu fotona “ γ ” ışını denir. γ ışını da X-ışını gibi elektromanyetik bir dalgadır.

Atomların çekirdek enerji düzeyleri arasındaki farklar, elektron enerji düzeyleri arasındaki farklardan yaklaşık 1000 kez daha fazladır. Bu nedenle γ ışını fotonları MeV, X-ışını fotonları ise keV mertebesinde enerji taşırlar.

Fotonlar taşıdıkları enerjii çeşitli etkileşmelerle maddesel ortamlara aktarabilirler. Çok girici özelliğe sahip olan γ ışınlarının (yani fotonların) madde ile etkileşmeleri yüklü parçacıklardan daha farklıdır. γ ışınlarının madde ile etkileşmeleri, etkileşme çeşitlerine göre,

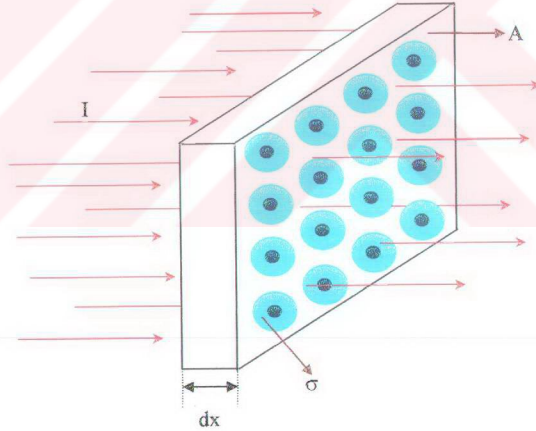
- 1- Atomun elektronu ile etkileşme,
- 2- Çekirdekle etkileşme,
- 3- Çekirdek veya elektronların etrafındaki elektrik alanla etkileşme,
- 4- Çekirdek çevresindeki mezon alanı ile etkileşme

şeklinde sınıflandırılabilirse de genelde gamma ışınlarının madde ile etkileşmelerini soğurulma ve saçılma olmak üzere iki grupta toplayabiliriz. Gammaların soğurulması ve saçılması çeşitli olaylar sonucu gözlenmekle beraber, bu olaylar içinde en büyük oranı, fotoelektrik olayı, Compton olayı ve çift oluşum olayı oluşturmaktadır. Kuantum mekaniğinde, bu olayların olma olasılığını veren ifadeler elde etmek mümkündür. Bu olasılık, tesir kesiti veya soğurma katsayısı olarak ifade edilebilir.

2.2. TESİR KESİTİ

Tesir kesiti, herhangi bir etkileşmenin meydana gelme olasılığını tanımlayan bir kavramdır. Deneysel olarak ölçülebilen, deneysel ve teorik değerleri karşılaştırılabilen bu kavram, atomik ve daha küçük boyutlardaki olayların makroskopik deneylerle ayrıntılı olarak incelenmesine olanak sağlar. Genellikle tesir kesiti σ sembolü ile gösterilir. Alan boyutundadır. Birimi cm^2 veya b (barn) ile verilir. $1\text{b} = 10^{-24}\text{cm}^2$ 'dir.

Şekil 2.1'de görüldüğü gibi I şiddetinde (cm^2 'den saniyede geçen parçacık sayısı) bir parçacık demetinin, yüzey alanı A ve kalınlığı dx olan hedef üzerine düştüğünü varsayalım. Hedefe gelen her parçacığın etkileşme yapma olasılığı yoktur. Bununla birlikte bir parçacık ince levhadan geçerken atoma çok yaklaşırsa, bu atom tarafından belli bir yakalanma şansına sahip olur. Atomu çevreleyen etkin alan σ olsun; öyle ki, gelen parçacıklardan bir tanesi bu etkin alan içine düşerse bir etkileşme meydana gelecektir. Böylece parçacık demetinde bir şiddet azalması gözlenecektir.



Şekil 2.1. İnce bir hedef levhanın üzerine düşen parçacık demetinin davranışı

Hedefte birim hacimdeki atom sayısı n olsun. Hedefin çok ince, yani bir atom kalınlığında olduğunu kabul edelim. Buna göre,

$n dx$; Hedefin birim yüzeyindeki atom sayısı

$A n dx$; A yüzeyindeki toplam atom sayısı

olur. Her bir atomun etkin alanı σ olduğuna göre, etkileşmenin olabileceği toplam etkin alan ($\sigma A n dx$) olur. Etkin alan kesri,

$$f = \frac{\text{toplam etkin alan}}{\text{toplam yüzey alanı}}$$

olarak tanımlanmaktadır ve

$$f = \frac{\sigma A n dx}{A} = \sigma n dx \quad (2.1)$$

bulunur. Bu etkin alan kesri aynı zamanda levha üzerine düşen parçacıkların I şiddetinde meydana gelen değişikliğin kesrine de eşittir. Yani,

$$f = -\frac{dI}{I} = \sigma n dx \quad (2.2)$$

dir. dI şiddeteki değişikliği (azalmayı),“-” işareti de kalınlık arttıkça şiddetin azaldığını gösterir.

$x = 0$ için $I = I_0$ olduğunu kabul edip (2.2) bağıntısının integrali alınırsa,

$$I = I_0 e^{-\sigma n x} \quad (2.3)$$

sonucuna varılır. Bu ifade bize x kalınlığını geçen parçacıkların şiddetini verir. Burada σ “mikroskopik tesir kesiti” veya kısaca “tesir kesiti” olup bir atoma aittir. Tesir kesiti göz önüne alınan etkileşmenin cinsine göre değiştiğinden her olay için ayrı bir tesir kesiti vardır. Tüm olası etkileşmelerin tesir kesiti toplamına toplam tesir kesiti denir.

Belli tür ve enerjideki bir parçacık demeti ile bombardıman edilen bir hedef maddede pek çok etkileşme olabilecektir. $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \dots, \sigma_n$ bu etkileşmeler için tesir kesitleri ise toplam tesir kesiti,

$$\sigma = \sum_{i=1}^n \sigma_i \quad (2.4)$$

olarak verilir.

Denk.(2.4)'de görüldüğü gibi toplam tesir kesiti, sadece demetten ayrılmış parçacıkların sayısını belirler. Demetten ayrılan parçacıkların yönüne ilişkin bilgi vermez. Bu nedenle diferansiyel tesir kesiti kavramı kullanılır.

2.2.1. Diferansiyel Tesir Kesiti

Gamma fotonunun madde ile etkileşmesi saçılma ise saçılan fotonlar izotropik olmayan (her yöne eşit olasılıkla olmayan) bir dağılım gösterirler ve aynı zamanda farklı açılarda farklı enerjilere sahip olurlar. Saçılan gammanın geliş doğrultusuna göre belli bir açıya saçılmasını belirleyen büyüklük “birim katı açılı başına tesir kesiti” olarak tanımlanır ve “diferansiyel tesir kesiti” diye adlandırılır.

Geliş doğrultusu ile θ açısı yapan ve saniyede $d\Omega$ katı açısına saçılan parçacıkların sayısı diferansiyel tesir kesitinden elde edilir. Diferansiyel tesir kesitini $\sigma_s(\theta, \phi)$ olarak gösterirsek,

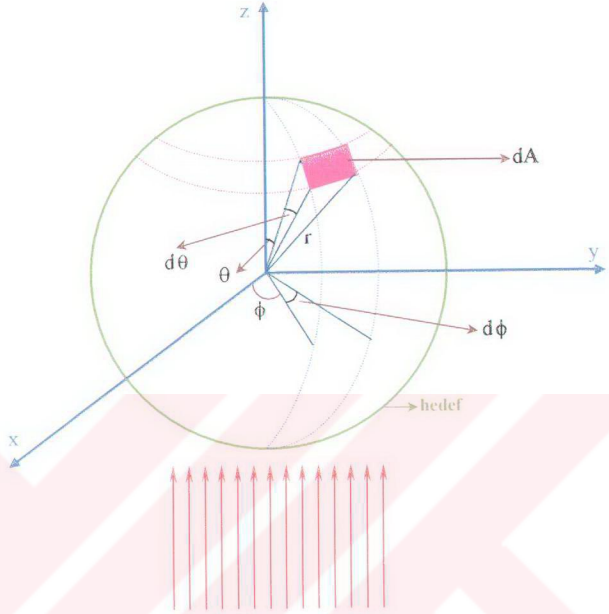
$$\sigma_s(\theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (2.5)$$

dır.

Toplam saçılma tesir kesiti ise,

$$\sigma_s = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (2.6)$$

olur. $d\Omega$ katı açısının değerini hesaplamak için Şekil 2.2.'den yararlanabiliriz.



Şekil 2.2. Foton demetinin θ açısında $d\theta$ aralığına diferansiyel saçılması $d\Omega$ katı açısının değeri.

$$d\Omega = \frac{dA}{r^2} = \frac{(r d\theta)(r \sin \theta d\phi)}{r^2} = \sin \theta d\theta d\phi \quad (2.7)$$

olarak bulunur. Toplam katı açı $d\Omega$ 'nin tüm yönelişler üzerinden integrali alınarak,

$$\Omega = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta = 4\pi \quad (2.8)$$

olarak bulunur ve

$$\frac{d\Omega}{\Omega} = \frac{dA}{r^2} \frac{1}{4\pi} = \frac{dA}{4\pi r^2} \quad (2.9)$$

elde edilir. Burada $\frac{d\Omega}{\Omega}$, Ω katı açısına yönelme olasılığıdır.

Toplam saçılma tesir kesiti σ_s , (2.6) ve (2.7) bağıntıları birleştirilerek diferansiyel tesir kesiti ile aralarındaki ilişki basit olarak,

$$\sigma_s = \int \frac{d\sigma_s(\theta, \phi)}{d\Omega} d\Omega = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi} \frac{d\sigma_s(\theta, \phi)}{d\Omega} \sin\theta d\theta \quad (2.10)$$

ifadesi ile verilir.

Hedef ya da demet polarize olmadığı zaman, spin yönleri gelişigüzel yayıldığından diferansiyel tesir kesiti ϕ 'den bağımsızdır. Bu durumda ϕ üzerinden integral alındığında,

$$\sigma_s = 2\pi \int_0^{\pi} \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \sin\theta d\theta \quad (2.11)$$

elde edilir. Burada $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$ diferansiyel tesir kesitidir.

n , cm^3 'teki atom sayısı; ρ , hedef maddenin yoğunluğu; N_A , Avogadro sayısı (6.0221367×10^{23} atom/atom-g) ve A , hedef maddenin atom ağırlığı olmak üzere,

$$n = \frac{\rho N_A}{A} \quad (2.12)$$

dır.

n ile σ 'nın çarpımına “makroskopik tesir kesiti” denir. Σ sembolü ile gösterilir ve birimi cm^{-1} olup değeri,

$$\Sigma = \sigma n$$

dir. Makroskopik tesir kesiti, maddenin 1cm^3 'teki atomların toplam tesir kesitidir. Şayet gelen parçacık demeti bir foton demeti ise, Σ yerine μ kullanılır ve lineer zayıflama katsayısı olarak adlandırılır ($\mu = \Sigma$).

Lineer zayıflama katsayısı (μ), madde içinden geçen bir fotonun, yolu üzerindeki birim uzunluk başına etkin yüzey sayısı, başka bir deyişle 1cm 'deki etkileşme yapma olasılığıdır.

Lineer zayıflama katsayısı, gammaların etkileştiği ortama bağlı olduğundan ortamın yoğunluğu ρ (g/cm^3) cinsinden,

$$\mu_{\rho} = \frac{\mu}{\rho} \quad (2.13)$$

olarak da yazılabilir. Bu durumda μ_{ρ} 'ya "kütle zayıflama katsayısı" denir ve bir fotonun yolu üzerindeki 1g madde başına gördüğü etkin alan olarak tanımlanır. Kütle zayıflama katsayısı,

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{\rho N_A}{A} \sigma_a \quad (2.14)$$

bağıntısı ile verilir. Z , atom numarası; σ_e , elektron başına tesir kesiti olmak üzere atom başına tesir kesiti σ_a ,

$$\sigma_a = Z \sigma_e \quad (2.15)$$

dir. Bu bağıntılardan,

$$\mu = n Z \sigma_e$$

$$\frac{\mu}{\rho} = N_A \frac{Z}{A} \sigma_e = \frac{n Z}{\rho} \sigma_e = N_g \sigma_e \quad (2.16)$$

ifadeleri elde edilir. Burada nZ , elektron yoğunluğudur ve birim hacimdeki elektronların sayısı olarak tanımlanır. N_g niceliği, kütle elektron yoğunluğudur, yani birim kütle başına elektronların sayısıdır (Jackson ve Hawkes 1981).

2.2.2. Karışım Kuralı

Eğer soğurucu ortam kimyasal bir bileşimden veya homojen bir karışımdan meydana gelmişse, kütle zayıflama katsayısı yaklaşık olarak ortamı meydana getiren elementlerin (μ/ρ) katsayılarının ağırlıklı ortalamalarından elde edilebilir (Jackson ve Hawkes 1981). Böyle bir ortamın kütle zayıflama katsayısı,

$$\frac{\mu}{\rho} = \sum_i W_i \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_i \quad (2.17)$$

bağıntısı ile bulunur. Burada $\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_i$; i 'nci elementin kütle zayıflama katsayısı ve W_i ; i 'nci elementin bileşikteki ağırlık oranıdır. $(Z_1)_{a_1}, (Z_2)_{a_2}, \dots, (Z_n)_{a_n}$, kimyasal formüllü bir bileşik için i 'nci elementin ağırlık faktörü,

$$W_i = \frac{a_i A_i}{\sum_{j=1}^n a_j A_j} \quad (2.18)$$

ile verilir. Burada A_i ; i 'nci elementin atom ağırlığıdır. Kütle elektron yoğunluğu,

$$N_g = N_A \sum_i W_i (Z_i / A_i) = \sum_i N_g^i \quad (2.19)$$

olur. Karışım kuralına göre kütle zayıflama katsayısı, denk.(2.16) ve denk.(2.19)'un alınmasıyla aşağıdaki formda da ifade edilebilir.

$$\left(\frac{\mu}{\rho} \right) = \sum_i N_g^i \sigma_{ei} = N_g \sum_i \lambda_i \sigma_{ei} \quad (2.20)$$

Burada,

$$\lambda_i = \frac{N_g^i}{\sum_{j=1}^n N_g^i} = \frac{W_i(Z_i/A_i)}{\sum_{j=1}^n W_j(Z_j/A_j)} \quad (2.21)$$

dir. Lineer zayıflama katsayısı, denk.(2.15) ve denk.(2.20)'den,

$$\begin{aligned} \mu &= \sum_i n_i \sigma_{ai} = \sum_i (n_i Z_i) \sigma_{ei} \\ &= (\rho N_g) \sum_i \lambda_i \sigma_{ei} \end{aligned} \quad (2.22)$$

olarak ifade edilebilir.

Karışım kuralı; moleküler, kimyasal ve kristal ortamın sonucuna bağlı olarak atomik dalga fonksiyonlarındaki değişmelerin herhangi bir etkisini göz önüne almaz. Hatalar, 10 keV'in üzerindeki foton enerjileri için yüzde birkaçtan daha azdır. Yine 1 keV veya absorpsiyon sınırından daha ötede, % 2'den daha az olduğu kabul edilir. Absorpsiyon sınırının yakınında kimyasal kompozisyonla değişen ince yapı göz önüne alınmalıdır. Örnek madde homojen olmasa bile, karışım kuralı bir k hacim elemanı içerisinde ortalama zayıflama katsayısını ($\bar{\mu}_k$) hesaplamada yine de kullanılabilir (Jackson ve Hawkes 1981).

2.2.3. Ortalama Serbest Yol

Hedefe giren bir parçacığın, soğurulmaya ya da saçılmaya uğramadan önce hedef ortamı içinde gidebileceği ortalama uzaklığa "ortalama serbest yol" denir. Ortalama serbest yol,

$$\bar{x} = \frac{\int_0^{I_0} x dI}{\int_0^{I_0} dI} = \frac{\int_0^{I_0} x dI}{I_0} \quad (2.23)$$

ifadesi ile verilir. (2.3) ifadesinin diferansiyeli alınırsa,

$$dI = -n \sigma I_0 e^{-n\sigma x} dx$$

elde edilir. Bu (2.23)'de yerine konursa,

$$\bar{x} = \frac{1}{I_0} \left[- \int_{\infty}^0 x n \sigma I_0 e^{-n\sigma x} dx \right] = \int_0^{\infty} n \sigma x e^{-n\sigma x} dx$$

bulunur ve $y = n \sigma x$ dönüşümü yapılarak,

$$\bar{x} = \frac{1}{n\sigma} \int_0^{\infty} y e^{-y} dy$$

elde edilir. $y = u$ ve $du = e^{-y} dy$ olarak kısmi integrasyon uygulanıp,

$$\bar{x} = \frac{1}{n\sigma} 1 \quad \rightarrow \quad \bar{x} = \frac{1}{n\sigma}$$

elde edilir. $\Sigma = \sigma n$ olduğundan $\bar{x} = \frac{1}{\Sigma}$ bulunur. Foton için Σ yerine μ alındığından,

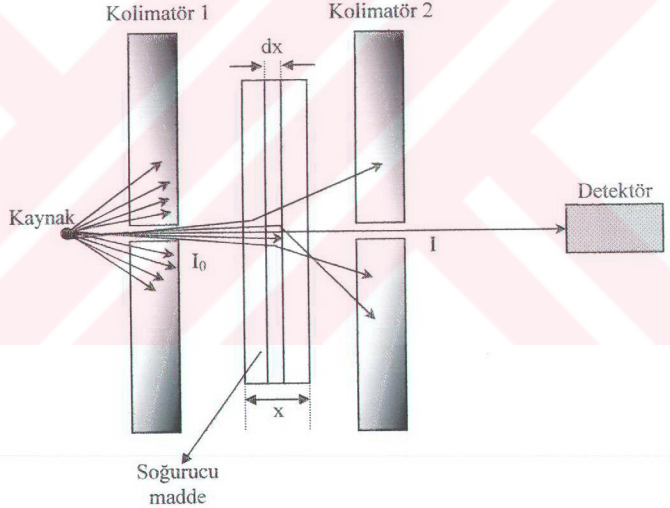
$$\bar{x} = \frac{1}{\mu} \quad (2.24)$$

sonucuna varılır. Fotonlar için ortalama serbest yol, tesir kesitinin tersine eşittir.

2.3. GAMMA IŞINLARININ SOĞURULMASI

Bir ortama gelen gamma radyasyonunun giriciliği ve yayılma özelliğinin anlaşılması bakımından en önemli nicelik zayıflama katsayısı μ' 'dür. Bu nicelik foton enerjisine ve soğurucu ortamın atom numarasına bağlıdır.

Şekil 2.3.'de görüldüğü gibi iki kolimatör (yönlendirici) arasında x kalınlığında bir soğurucu madde dilimi yerleştirilmiş olsun. Birinci kolimatör'ün arkasında bulunan monoenerjik gamma kaynağından çıkan fotonlar kolimatör ile ince demet haline getirilsin. Soğurucu madde dilimi üzerine düşen fotonların şiddeti, yani birim yüzeyden birim zamanda geçen fotonların sayısı I_0 olsun. Soğurucu madde dilimini geçen fotonlar ikinci kolimatör'de kolime edilerek I şiddetiyle detektöre ulaşsın.



Şekil 2.3. Gamma ışınlarının şiddetindeki azalmayı gösteren deneysel düzenek

Soğurucu madde dilimine gelen gamma demetinin I_0 şiddetindeki azalma iki nedenle olur:

- 1- Soğurulma,

2- Saçılma.

Demet şiddetinin dx kalınlığındaki kesirsel azalması $-dI/I$, zayıflama katsayısı μ ve dx kalınlığı ile orantılıdır. Bu ilişki,

$$-\frac{dI}{I} = \mu dx \quad (2.25)$$

biçiminde gösterilebilir. Eşitliğin integrali alındığında,

$$I(x) = I_0 \exp \left\{ - \int_0^x \mu dx \right\} \quad (2.26)$$

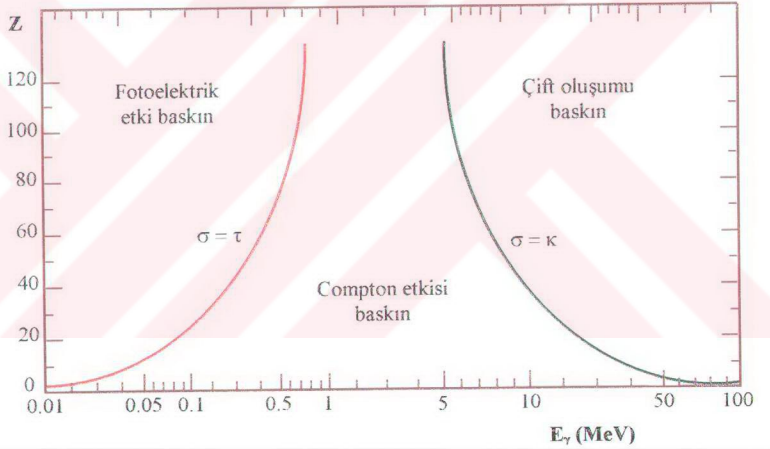
bulunur. Homojen bir ortamda (μ , x kalınlığı ile değişmiyorsa) $I(x)$,

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.27)$$

olarak elde edilir.

2.4. ETKİLEŞME ÇEŞİTLERİ

Gamma ışınları bir madde içine girdiklerinde enerjilerine bağlı olarak rastlantısal etkileşmelerle ortama enerji aktarırlar. Bu etkileşmeler Çizelge 2.1.'de verildiği gibi; soğurulma, saçılma ve çoklu-foton etkileri olarak üç grupta toplanabilir. Bir nükleer reaksiyonda yayımlanan gamma ışınları genellikle bir MeV'in kesrinden birkaç MeV'e kadar bir aralıkta enerjilere sahiptirler. Bu aralıkta fotonların madde ile etkileşerek enerji kaybettikleri üç ana işlem: fotoelektrik olay, Compton saçılması, çift oluşum olayıdır. Bu üç olayın etkili olduğu enerji aralıkları Şekil 2.4.'de gösterildiği gibi farklıdır. 0.01-~0.5 MeV enerji aralığında fotoelektrik olay, 0.10-~10 MeV enerji aralığında Compton olayı, 1.02 MeV 'den başlayarak artan foton enerjisi ile çift oluşum (elektron-pozitron çifti oluşumu) olayı etkili olmaktadır.



Şekil 2.4. Üç gamma ışını etkileşme işlemi ve bunların baskın olduğu bölgeler

Bu üç temel olayın dışında zayıflama olayına fazla katkısı olmayan diğer etkileşmeler de Rayleigh saçılması, Thomson saçılması, nükleer fotoelektrik olay, nükleer rezonans saçılması, Delbrück saçılmasıdır.

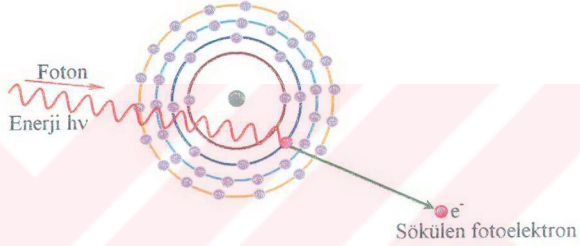
Çizelge 2.1. Temel foton etkileşmelerinin sınıflandırılması (Hubbell 1969)

Etkileşme Türü	Soğurulma (a)	Saçılma		Çoklu-Foton Etkileri (d)
		Koherent (esnek) (b)	İnkoherent (esnek olmayan) (c)	
1) Atomik elektronlar	Fotoelektrik etki $\mu_f \left\{ \begin{array}{l} \approx Z^4; (\text{düşük enerji}) \\ \approx Z^5; (\text{yüksek enerji}) \end{array} \right\}$	Rayleigh Saçılması $\sigma_R \approx Z^2$ (düşük enerji limiti)	Compton Saçılması $\sigma_C \approx Z$	İki foton Compton Saçılması $\sigma'_C \approx Z$
2) Nükleonlar	Fotonükleer reaksiyonlar $(\gamma, n), (\gamma, p), \text{ fotofisyon, vs.}$ $\sigma_{f.n.} \approx Z$ $(E \geq 10 \text{ MeV})$	Esnek nükleer saçılma $(\gamma, \gamma) \approx Z^2$	Esnek olmayan nükleer saçılma (γ, γ')	
3) Yüklü parçacıkları saran elektrik alan	1) Çekirdek alanında elektron-pozitron çifti oluşumu $\sigma_n \approx Z^2$ $(E \geq 1.02 \text{ MeV})$	Delbrück saçılması $\approx Z^4$		
	2) Elektron alanında elektron-pozitron çifti oluşumu $\sigma_e \approx Z$ $(E \geq 2.04 \text{ MeV})$			
4) Mezonlar	3) Nükleon-antinükleon çifti oluşumu $(E \geq 3 \text{ GeV})$ Fotomezon oluşumu $(E \geq 150 \text{ MeV})$	Modifiye edilmiş (γ, γ)		

“Sürekli çizgili çerçeve içindekiler, madde içinde foton zayıflamasına katkısı büyük olan etkileşmeleri; noktalı çerçeve içindekiler ise belirtilen enerji bölgelerinde toplam etkileşmeye göre katkısı %1 ya da daha az olan etkileşmeleri göstermektedir.”

2.4.1. Fotoelektrik Olay

Fotoelektrik olay düşük enerji bölgesinde etkindir. Şekil 2.5’de gösterildiği gibi, $h\nu$ enerjisi ile gelen bir foton, atomun bağlı elektronlarından biri tarafından soğurulur. Başka bir deyişle tüm enerjisini, atoma bağlı elektronlardan birine aktarır ve foton yok olur. Soğurulan fotonun (E_γ) enerjisinin bir kısmı elektronu yörüngesinden koparmaya harcanır ki, bu enerji bağlanma enerjisi (E_b) olarak bilinir. Geri kalan enerji de yayınlanan elektrona kinetik enerji (E_k) olarak aktarılır. Sökülen elektronun yerine dış tabakadan başka bir elektron geçişi olur ve X-ışını yayınlanır.



Şekil 2.5. Fotoelektrik olayın şematik gösterimi

Bu olayda enerjiler arasındaki ilişki Einstein tarafından aşağıdaki gibi verilmiştir:

$$E_\gamma = E_k + E_b \quad (2.28)$$

Burada $E_\gamma = h\nu$, $E_b = h\nu_0$ 'dir. ν_0 elektronu koparmaya yetecek en küçük frekans olup, "eşik frekansı" olarak adlandırılır.

Yayınlanan elektronun enerjisi,

$$E_k = h(\nu - \nu_0) \quad (2.29)$$

olarak elde edilir. Bu olayda meydana gelen elektronlara "fotoelektron" denir.

Fotoelektrik olayın tesir kesitinin teorik hesaplamaları, bağlı bir elektron için Dirac'ın relativistik eşitliğinin kullanılmasını gerektirir. Bu, türetmeyi güçleştirir. Fotonların farklı enerji bölgeleri için tesir kesitleri farklı araştırmacılar tarafından türetilmiştir. Şayet fotonun enerjisi relativistik etkilerin ihmal edilmesine yetecek kadar küçük ve yörünge elektronunun bağlanma enerjisinin ihmal edilmesine yetecek kadar büyük ise hesaplamalar daha kolay olacaktır. Bu durumda foton enerjisi absorpsiyon sınırına yakın olmadığı ve yayınlanan elektronun enerjisi relativistik olmadığı zaman, tesir kesitinin atom numarasına ve foton enerjisine bağlılığı genellikle $Z^5 E^{-3.5}$ olarak verilir. K-elektronunun bağlanma enerjisini ihmal etmek suretiyle, W.Heitler fotoelektrik soğurma tesir kesiti için (0.1 - 0.35 MeV aralığında) aşağıdaki ifadeyi elde etmiştir (Arya 1970):

$$\sigma_a^K = \varphi_0 Z^5 \left(\frac{1}{137} \right)^4 \sqrt{2} (n)^{3.5} \quad (2.30)$$

Burada,

$$\varphi_0 = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m_e^2 c^4} = 6.651 \times 10^{-25} \text{ (cm}^2 \text{ / elektron)} \quad (2.31)$$

ve

$$n = \frac{m_e c^2}{h\nu} \quad (2.32)$$

olup, Z soğurucunun atom numarası, e bir elektronun yükü, c ışık hızı, m_e elektronun durgun kütesidir.

(2.30) eşitliği sadece atomun K-kabuğundan elektron sökülmesine uygulanır, ki fotoelektrik soğurmanın yaklaşık yüzde sekseni burada olur. Genel olarak, σ_a aşağıdaki şekilde Z ve $h\nu$ 'ye bağlıdır.

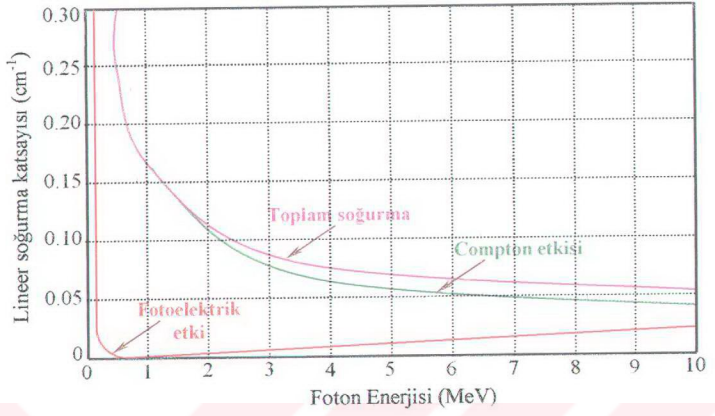
$$\sigma_a \propto Z^5 \quad (2.33a)$$

$$\sigma_a \propto \frac{1}{(h\nu)^{3.5}} \quad (2.33b)$$

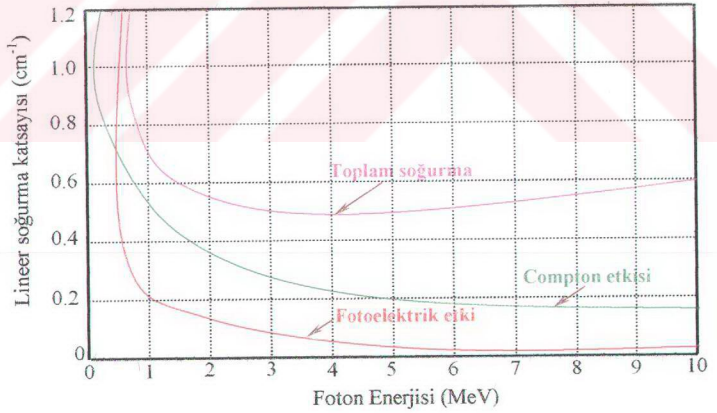
Fotoelektrik olayın oluşum olasılığı, 0.1 MeV ile 0.35 MeV enerji aralığında Z^5 ile doğru, $(h\nu)^{3.5}$ ile ters orantılı olduğu görülmektedir. Z^5 ile orantılı oluşu, verilen bir foton enerjisi için fotoelektrik soğurma olayının, kurşun gibi ağır elementlerde, alüminyum gibi hafif elementlere göre daha önemli olduğunu ortaya koymaktadır. Tesir kesitinin $(h\nu)^{3.5}$ ile ters orantılı oluşu da, fotoelektrik olayının küçük enerjilerde daha fazla olduğunu ifade eder. Ayrıca düşük atom numaralı (örneğin canlı doku gibi) maddeler için fotoelektrik soğurma yaklaşık 200 keV'in üstündeki foton enerjilerinde ihmal edilebilir. Yüksek atom numaralı maddelerde ise fotoelektrik soğurmanın 1-2 MeV'de ihmal edilebildiği söylenebilir.

Sonuç olarak, foton enerjisi yükseldikçe bu olayın tesir kesiti (olma olasılığı) küçülür. Fotonun enerjisi elektronun bağlanma enerjisinden biraz yüksek olduğunda bu olayın olma olasılığı ise en yüksektir. Enerjisi 0.5 MeV'e kadar olan fotonların madde ile etkileşmesinde en yaygın görülen olay fotoelektrik olaydır. Etkileştiği maddenin atom numarası büyüdükçe bu olayın olma olasılığı artar. Kurşun için fotoelektrik olay, 1 MeV'e kadar olan fotonlarla oluşabilir.

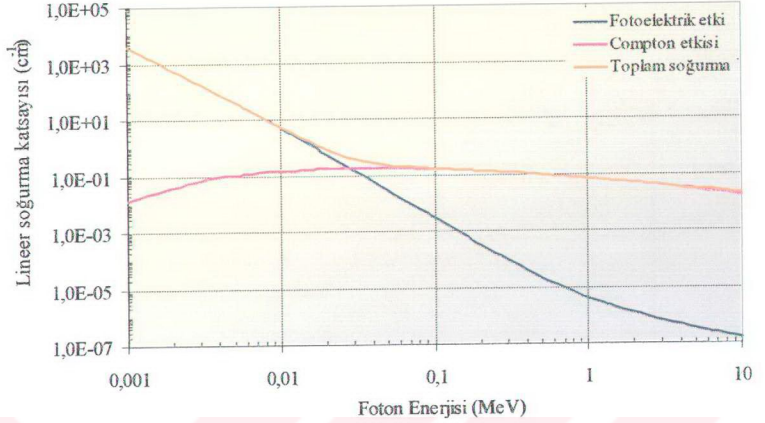
Şekil 2.6.(a), Şekil 2.6.(b) ve Şekil 2.6.(c), fotoelektrik soğurma tesir kesitinin foton enerjisinin değişimi ile toplam soğurma katsayısına katkısını göstermektedir (Ralph ve Howard 1972).



Şekil 2.6.(a) Alüminyum ortamında soğurma katsayılarının foton enerjisiyle değişimi



Şekil 2.6. (b) Kurşun ortamında soğurma katsayılarının foton enerjisiyle değişimi



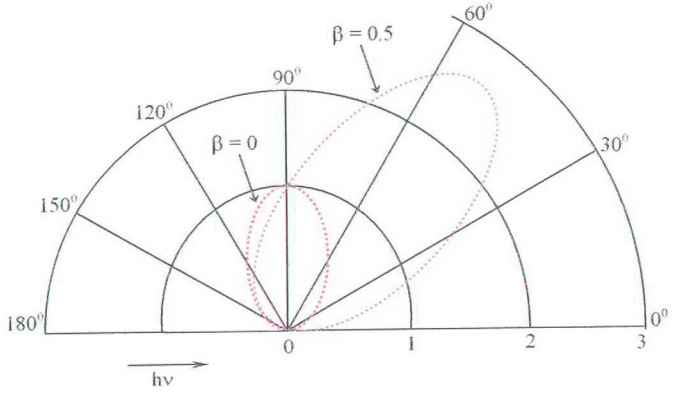
Şekil 2.6. (c) Adale ortamında soğurma katsayılarının foton enerjisiyle değişimi

Gamma ışınlarının ortaya çıkardığı fotoelektronlar, izotropik şekilde değil daha ziyade tercihli olarak gelen gamma ışınının elektrik alan vektörü yönünde yayınlanırlar. Bu, Şekil 2.7.'de gösterilmiş olup dağılımın yayınlanan elektronların hızlarına bağlı olduğunu göstermektedir. Orijinden eğriye çizilen çizginin boyu, herhangi bir θ açısında fotoelektron yayınlanması ihtimalini gösterir.

Fotoelektronların açısal dağılımları,

$$dn = \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^4} d\Omega \quad (2.34)$$

ifadesi ile verilir. Burada dn , gelen fotonla bir θ açısı yapan $d\Omega$ küçük katı açı içinde sökülen fotoelektronların sayısıdır. Sökülen elektron için $\beta = v/c$ 'dir. Düşük foton enerjilerinde paydadaki ikinci terim ihmal edilebilir ve (2.34) ifadesi $\sin^2 \theta$ dağılımı verir. Bu durumda fotonun yönü sağ açılarda bir maksimum gösterir. Şekil 2.7.'de de gösterildiği gibi foton enerjileri arttıkça açısal dağılım ileri doğru daha da maksimumu gider (Ralph ve Howard 1972).

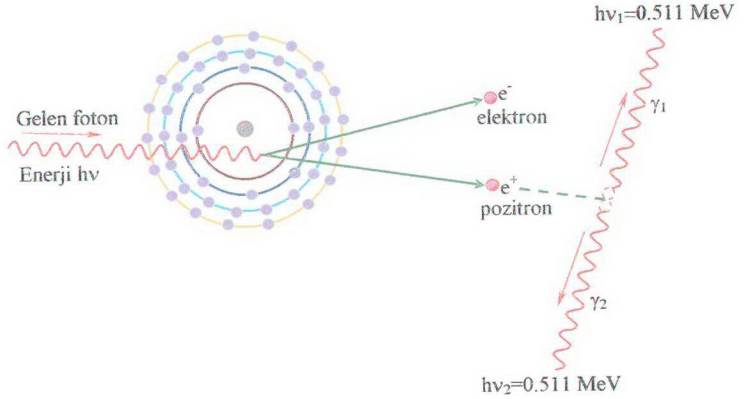


Şekil 2.7. Fotoelektronların açısal dağılımı; iki farklı hız $\beta = (v/c) = 0$ ve $\beta = 0.5$ için, bir polar diyagram şeklinde gösterilmektedir. Yarıçap vektörünün boyu θ yönündeki fotoelektron yayınlama ihtimalini göstermektedir.

Fotoelektrik olay neticesinde atomdan fırlayan fotoelektron, hafif yüklü parçacık olarak ortamda etkileşir. Etkileşimde, fotoelektron ortam atomları ile Coulomb etkileşmesi yapar; atomların iyonize veya eksite olmasına sebep olur. Eğer eksitasyon şeklinde etkileşme olmuşsa ve olay neticesinde X-ışını yayınlanmış ise, ortama aktarılan enerjinin bir kısmı X-ışınına dönüşmüş olur.

2.4.2. Çift Oluşum Olayı

Çift oluşum olayı, yüksek enerjili gamma ışınlarının madde ile etkileşmelerinde görülen bir olay çeşididir. $2m_e c^2 = 1.022$ MeV'lik eşik enerjisinden büyük enerjili bir foton, çekirdek alanında yok olup enerji vererek elektron-pozitron çiftine dönüşebilir. Foton; enerjisinin 0.511 MeV'ini elektrona, 0.511 MeV'ini de pozitrona kütle enerjisi olarak verir. Geri kalan enerji elektron ve pozitron arasında geliş güzel kinetik enerji olarak paylaşılır. Çift oluşum olayı şematik olarak Şekil 2.8.'de gösterilmiştir.



Şekil 2.8. Çift oluşum olayının şematik gösterimi

Enerjinin korunumuna göre olayın matematiksel ifadesi,

$$hv = 2m_e c^2 + E_+ + E_- + E_{\text{çek.}} \quad (2.35)$$

olarak yazılabilir. Burada hv gelen fotonun enerjisi; $2m_e c^2$, elektron ve pozitronun durgun kütleleri toplamına eşit enerji; E_+ , E_- , $E_{\text{çek.}}$ sırasıyla pozitronun, elektronun ve geri tepen çekirdeğin kinetik enerjisidir. Çekirdeğin kütlesi çok büyük olup kinetik enerjisinin çok az bir kısmını alacağından $E_{\text{çek.}}$ ihmal edilebilir. Böylece (2.35) bağıntısı,

$$hv = 2m_e c^2 + E_+ + E_-$$

halini alır ki bu da çift oluşumu için eşik enerjisinin açıkça $2m_e c^2$ yani 1.022 MeV olduğunu gösterir (Arya 1970).

Hafif yüklü parçacık alanlarında da çift oluşumu mümkün olmakla birlikte eşik enerjisi daha yüksektir. Örneğin, bir elektronun alanında çift oluşum eşik enerjisi

$4m_e c^2$ 'dir, yani gamma fotonları 2.04 MeV'den daha büyük enerjiye sahipse çift oluşumu olacaktır.

Çift oluşum halinde tesir kesitleri için teorik hesaplamalar çok daha zordur. Bu hesaplamalar H. Bethe ve W. Heitler tarafından yapılmıştır. Bu olaya ait atom başına tesir kesiti $\sigma_{\text{ik}}^c \approx Z^2 (h\nu)^b$ olarak tanımlanır (Evans 1955). Burada b pozitif bir sayı olup, foton enerjisinin farklı bölgeleri için farklı değerlere sahiptir.



2.5. GAMMA IŞINLARININ SAÇILMASI

Bir fotonun madde ile etkileşmesinin yollarından biri olan saçılma, fotonun atomun elektronları veya çekirdeği ile etkileşmesi sonucu oluşur. Saçılma basit olarak J.J.Thomson tarafından klasik elektromanyetik kurama göre açıklanmıştır. Bu kurama göre gelen fotonun enerjisi nedeni ile atomun çekirdeği ve elektronlar ivme kazanır ve her doğrultuda ışınım yaparlar. Elektronların kütlesi küçük olduğundan ivmelenme çekirdeğe göre daha fazla olur. Bu nedenle çekirdeğin ışınması ihmal edilir. Klasik elektromanyetik kurama göre J.J.Thomson, her elektronun bir saçıcı olduğunu göstermiş, her elektron için geçerli olan ve gelen fotonun dalga boyundan bağımsız bir bağıntı bulmuştur.

Atomlar hakkında bilgi edinmekte en iyi yöntemlerden biri olan saçılma olayının daha kapsamlı incelenmesi ve yorumu, dalga mekaniğinin temel alındığı teoriler tarafından yapılır.

Gamma ışınlarının madde ile etkileşmesi olaylarından biri olan saçılmayı, saçılan gamma ışınının enerjisine göre, koherent (esnek) saçılma ve inkoherent (esnek olmayan) saçılma olmak üzere iki grupta toplayabiliriz.

2.5.1. Koherent Saçılma

Enerji değişimi olmadan oluşan saçılma olayına koherent (esnek) saçılma denir. Koherent saçılmada, gelen foton ve saçılan fotonun dalga boyları aynıdır. Saçılmanın oluşumuna ve sonucuna bakarak yeni bir sınıflama yapılabilir.

i) Thomson Saçılması: Düşük enerji limitinde atomik elektronlar serbest olarak kabul edildiği zaman, atomlardan esnek saçılma Thomson saçılması adını alır. Saçılma olayını, klasik elektromanyetik kurama dayanarak açıklayan J.J.Thomson'a göre, bir foton, bir maddenin atomuna geldiğinde, atomun elektronu ile etkileşmekte ve getirdiği enerji ile elektronu titreştirmektedir. Daha sonra bu titreşim yine bir foton olarak yayınlanmaktadır. Bu olayda atomun elektronu, maddeye çarpan ve bir enerjiye sahip tüm parçacık veya ışın için bir saçıcı görevi görmektedir.

Thomson kuramına göre, gelen ışının bir kısmı, ışının dalga boyundan bağımsız olarak elektron tarafından saçılır. Saçılan ışın gelen ışınla aynı frekansa sahiptir. Elektronun klasik yarıçapı,

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.818 \times 10^{-13} \text{ cm}$$

dir ve her elektron başına diferansiyel Thomson saçılma tesir kesiti ileride gösterileceği gibi,

$$\frac{d\sigma_e^{\text{Th}}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) \quad (2.36)$$

ifadesi ile verilir. Burada θ açısı, saçılan fotonun geliş doğrultusu ile yaptığı açıdır. Toplam Thomson saçılma tesir kesiti ise,

$$\sigma_e^{\text{Th}} = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{d\sigma_e^{\text{Th}}}{d\Omega} d\Omega = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = \varphi_0 \quad (2.37)$$

değerinde elde edilir.

ii) Rayleigh (Koherent) Saçılması: Fotonların atoma sıkı bağlı elektronlar tarafından saçılması olayı olan Rayleigh saçılması, daha çok düşük enerjilerde ve ağır elementlerde etkindir. Daima küçük açılarda oluşur. Çünkü geri tepen atoma iyonizasyon veya eksitasyon olmamalıdır. Koherent saçılmanın en çok gözlenen çeşidi olduğu için Rayleigh saçılması, “koherent saçılma” olarak da adlandırılır.

Esnek saçılmada, bağlı elektronun iç enerjisinde herhangi bir değişiklik meydana gelmez ve atomun tamamı taban seviyesinde kalır. Bağlı bir elektrondan diferansiyel Rayleigh saçılma tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma_a^{\text{koh}}(\theta)}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) [F(q, Z)]^2 \quad (2.38)$$

dir. Burada $F(q,Z)$, atomik form faktörü olup gelen fotonun enerjisine ve saçıcı elementin atom numarasına bağlı olduğundan değişik ifadeleri elde edilmiştir (Hubbell ve ark. 1975).

(2.38) ifadesinin integrali alınırsa toplam koherent saçılma tesir kesiti,

$$\begin{aligned}\sigma_a^{\text{koh}}(Z, E) &= \int_0^\pi \frac{d\sigma_e^{\text{Th}}(\theta)}{d\Omega} [F(q, Z)]^2 d\Omega \\ \sigma_a^{\text{koh}}(Z, E) &= \frac{r_e^2}{2} \int_0^\pi (1 + \cos^2 \theta) [F(q, Z)]^2 d\Omega \\ \sigma_a^{\text{koh}}(Z, E) &= r_e^2 \pi \int_{-1}^{+1} (1 + \cos^2 \theta) [F(q, Z)]^2 d(\cos \theta) \\ \sigma_a^{\text{koh}}(Z, E) &= \frac{3}{8} \sigma_e^{\text{Th}} \int_{-1}^{+1} (1 + \cos^2 \theta) [F(q, Z)]^2 d(\cos \theta)\end{aligned}\quad (2.39)$$

olarak elde edilir (Hubbell 1969, Hubbell ve ark. 1975, Hubbell ve Øverbo 1979).

iii) Delbrück Saçılması: Fotonun, çekirdeğin elektromanyetik alanı içerisindeki saçılmasına Delbrück saçılması veya esnek nükleer potansiyel saçılması denir. Bu olayın etkisi oldukça küçük olduğundan deney sonuçlarında çok açık olarak gözlenmez. Bu saçılma olayının tesir kesiti Z^4 ile orantılıdır.

iv) Nükleer Rezonans Saçılması: Koherent saçılma olayı olarak gözlenen nükleer rezonans saçılma olayında çekirdek, iki enerji seviye farkına eşit enerjideki bir fotonu soğurmak suretiyle uyarılmış hale geçer. Daha sonra bu enerji geriye verilir. Bu saçılmanın tesir kesiti saçıcı maddenin atom numarasının karesi (Z^2) ile orantılıdır.

2.5.2. İnkohherent Saçılma

İnkohherent (esnek olmayan) saçılmada, gelen fotonun dalga boyu ile saçılan fotonun dalga boyu birbirinden farklıdır. Diğer bir deyişle gelen foton ile saçılan foton arasında, saçılma açısına bağlı olarak bir enerji farkı meydana gelir. Gelen foton, geliş doğrultusundan farklı bir doğrultuda, enerjisi değişmiş olarak saçılır.

İnkoherent saçılma, fotonun etkileşme alanına bağlı olarak, Compton saçılması ve esnek olmayan nükleer saçılma olarak incelenebilir. Bu olaylara ileride değinilecektir.

Genelde atomlardan esnek olmayan saçılma inkoherent saçılma olarak adlandırılmıştır. İnkoherent saçılma tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma_a^{\text{inkoh}}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_e^{\text{KN}}}{d\Omega} S(q, Z) \quad (2.40)$$

ile verilir. Burada $S(q, Z)$ “inkoherent saçılma fonksiyonu”dur ve her element için farklı değerlere sahiptir. $S(q, Z)$ inkoherent saçılma fonksiyonlarına ilişkin değerler çizelgeler halinde çeşitli araştırmacılar tarafından verilmiştir (Hubbell ve Øverbo 1979). $\frac{d\sigma_e^{\text{KN}}}{d\Omega}$, elektron başına diferansiyel Klein-Nishina tesir kesiti olduğuna göre, toplam inkoherent saçılma tesir kesiti,

$$\sigma_a^{\text{inkoh}}(Z, E) = \int \frac{d\sigma_e^{\text{KN}}}{d\Omega} S(q, Z) d\Omega \quad (2.41)$$

elde edilir ve yüksek enerjilerde,

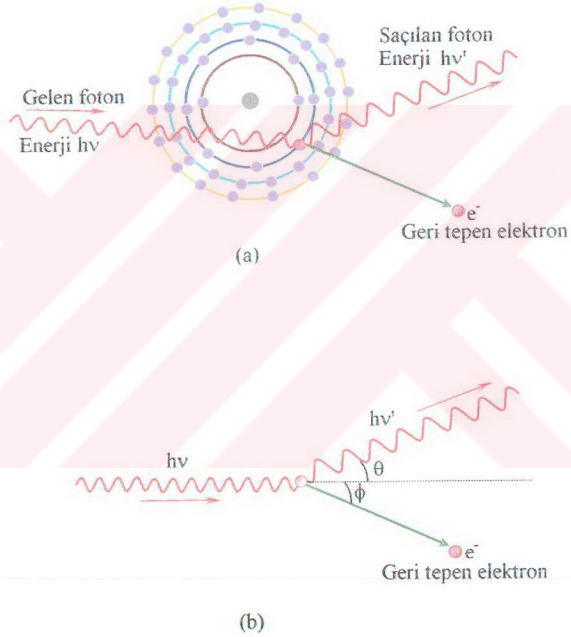
$$\sigma_a^{\text{inkoh}}(Z, E) \cong Z \sigma_e^{\text{KN}}(E) \quad (2.42)$$

dir.

i) Compton Saçılması: Compton saçılması, atomik elektronla inkoherent saçılma olup, gelen fotonun atomun zayıf bağlı veya serbest elektronlarıyla etkileşmesi sonucu oluşur. Foton, esnek olmayan çarpışma yaparak enerjisinin ve momentumunun bir kısmını elektrona verir ve daha düşük enerjili yeni bir foton olarak başka bir doğrultuda yol alır. Böylece meydana gelen elektrona “Compton elektronu”, olaya da “Compton olayı” denir. Bu etkileşmeden sonra enerjisi azalan saçılmış foton, ortam içinde ya yeni etkileşmeler (Compton saçılması, fotoelektrik olay, çift oluşumu) yapar, ya da ortamdaki kaçır. Saçılan elektron ise, ortamda yüklü bir parçacık olarak

etkileşmeler gerçekleşir, enerjisi tükeninceye değin iyonizasyon, eksitasyon yapar veya frenleme ışını oluşturur.

Şekil 2.9 'da gösterildiği gibi, $E = hv$ enerjili ve \vec{p} momentumlu bir foton, m_e durgun kütleli bir serbest elektrona çarptığında, $E' = hv'$ enerjili ve \vec{p}' momentumlu bir foton geliş doğrultusuyla θ açısı yaparak saçılır ve elektron ise E_k enerjisi ve \vec{p}_e momentumu ile ϕ açısı yaparak geri teper.



Şekil 2.9. (a) Compton saçılmasının şematik gösterimi
(b) Compton saçılmasındaki geometrik ilişki

Saçılma sonucunda foton enerjisi,

$$E' = hv' = \frac{hv}{1 + \frac{hv}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (2.43)$$

ve geri tepen elektronun kinetik enerjisi,

$$E_k = E - E' = hv - hv'$$

$$E_k = \frac{(1 - \cos\theta) \frac{(hv)^2}{m_e c^2}}{1 + \frac{hv}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (2.44)$$

olur. Elektronun kinetik enerjisi, $\cos\theta = -1$ veya $\theta = 180^\circ$ olduğunda en büyüktür ve foton geriye saçılmıştır. Elektron en az enerjii yalayıcı bir çarpışmada alır ki bu durumda foton ilk frekansı ile ileriye doğru yoluna devam eder ve elektron sıfıra çok yakın bir hızla, foton izine dik bir doğrultuda fırlatılır.

Compton saçılmasının olma olasılığı hesaplarında, serbest ve durgun elektrondan saçılmayı inceleyen Klein ve Nishina'nın kuramı uygulanır ve tesir kesiti için verilen ifade deneyle de iyi uyur.

Gelen bir fotonun, serbest bir elektrondan saçılması için diferansiyel tesir kesiti, relativistik Klein-Nishina formülü ile verilir ve değeri,

$$\frac{d\sigma_e^{KN}(\theta)}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} [1 + k(1 - \cos\theta)]^{-2} \left[1 + \cos^2\theta + \frac{k^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + k(1 - \cos\theta)} \right] \quad (2.45)$$

dır. Burada $k = \frac{hv}{m_e c^2}$ 'dir. (2.45) bağıntısı düşük enerjilerde, $k \ll 1$ için,

$$\frac{d\sigma_e^{KN}(\theta)}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2\theta) \quad (2.46)$$

değerindedir. Bu ifade daha önce (2.36)'da verilen Thomson'un klasik diferansiyel tesir kesitidir. Toplam Klein-Nishina tesir kesiti ise,

$$\sigma_e^{KN} = \int \frac{d\sigma_e^{KN}}{d\Omega} d\Omega \quad (\text{cm}^2/\text{elektron})$$

$$\sigma_e^{KN} = 2\pi r_e^2 \left[\frac{1+k}{k^2} \left[\frac{2(1+k)}{1+2k} - \frac{\ln(1+2k)}{k} \right] + \frac{\ln(1+2k)}{2k} - \frac{(1+3k)}{(1+2k)^2} \right] \quad (2.47)$$

dir.

Atoma ait elektronun serbest kabul edilmesi veya gamma enerjisinin bağlanma enerjisine göre çok büyük olması halinde serbest elektron saçılma tesir kesiti cinsinden genellikle,

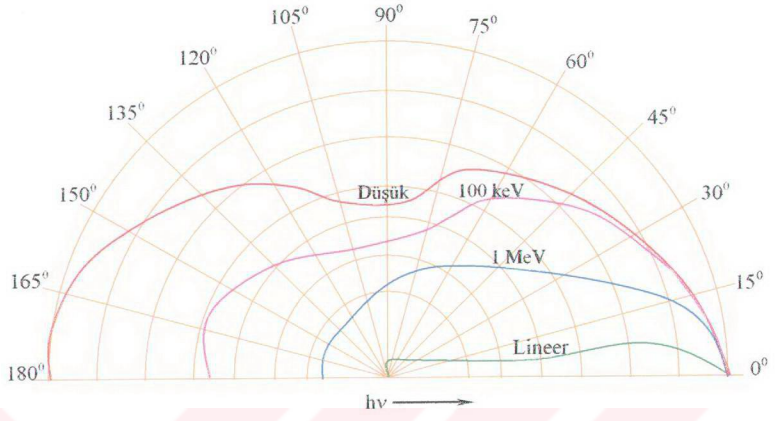
$$\sigma_{\text{comp.}} = Z \sigma_e^{KN} \quad (2.48)$$

ile verilir. (2.48) bağıntısı, Compton saçılma olayının olma olasılığının, gelen fotonun enerjisi ile orantılı olduğunu ve etkileştiği maddenin atomlarının yörünge elektronlarının sayısının arttıkça yükseldiğini gösterir. Orta enerjili fotonlar için etkileşme olasılığı en yüksek olan olay Compton olayıdır.

Şekil 2.6.(a) ve Şekil 2.6.(b)'de gösterildiği gibi Compton etkisi enerji arttıkça fotoelektrik soğurmadan daha yavaş bir oranda düşer. Aynı zamanda bu şekiller, Compton olayı tesir kesitinin foton enerjisinin değişimi ile toplam soğurma katsayısına katkısını göstermektedir.

Ayrıca Şekil 2.10.'da Compton saçılmasında saçılan fotonların açılal dağılımları gösterilmiştir. Bu şekil momentumun korunumu gereği daha yüksek foton enerjilerinde ileri doğru saçılma olasılığının arttığını işaret etmektedir (Ralph ve Howard 1972).

ii) Esnek Olmayan Nükleer Saçılma: Esnek olmayan nükleer saçılma, fotonun atomun çekirdeği ile etkileşmesi sonucu oluşur. Bu saçılmanın katkısı oldukça küçüktür.



Şekil 2.10. Compton saçılmasında saçılan fotonların açısıl dağılımları

2.6. ZAYIFLAMA KATSAYILARI

Atomik etkileşmelerin meydana gelme olasılıkları zayıflama katsayısı adını verdiğimiz bir temel fizik tanımına dayalı olarak elde edilebilir. Burada koherent (σ_{koh}) saçılma, inkoherent (σ_{inkoh}) saçılma, fotoelektrik (τ), çift oluşum (κ) ve fotonükleer reaksiyonlar ($\sigma_{f.n.}$) için tesir kesitlerine göre kütle zayıflama katsayısı (μ/ρ), kütle soğurma katsayısı (μ_a/ρ), kütle enerji-aktarma katsayısı (μ_{tr}/ρ), kütle enerji-soğurma katsayısı (μ_{en}/ρ)'yu şematik olarak gösterip açıklamaya çalışacağız.

1. Kütle Zayıflama Katsayısı (μ/ρ):

Fotonun yolu üzerinde, bir gram madde başına gördüğü etkin elektron alanı “kütle zayıflama katsayısı” olarak tanımlanır (veya tek bir nükleer parçacığın, kalınlığının g/cm^2 biriminde verildiği bir ortamda etkileşme adedi olarak tanımlanır).

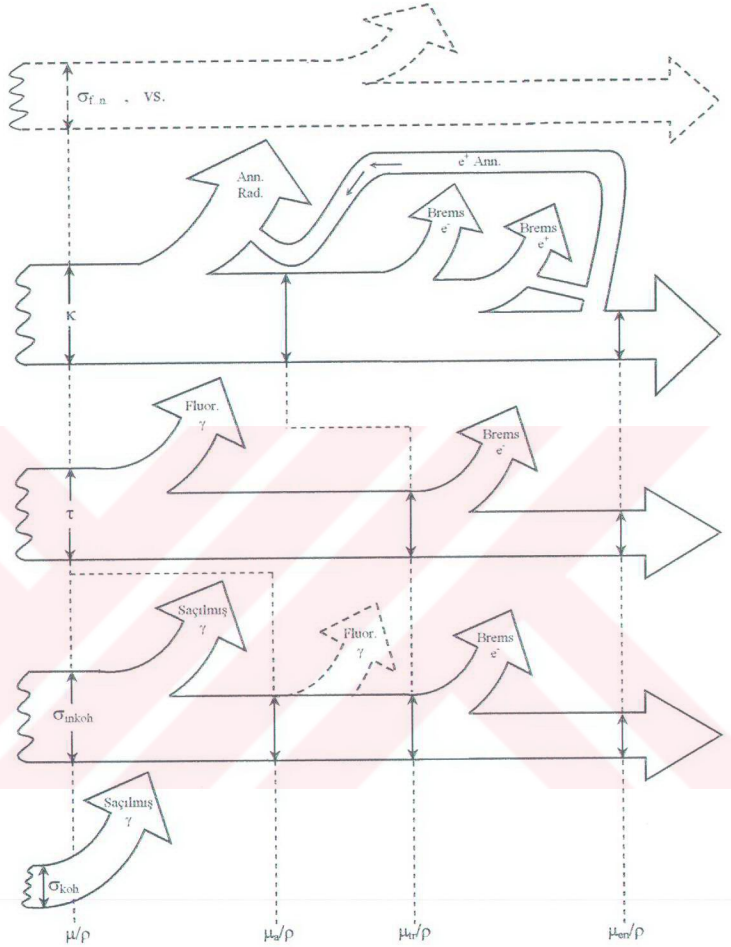
Kütle zayıflama katsayısı (μ/ρ) ile atom başına toplam tesir kesiti arasında,

$$\mu/\rho = \sigma(N_A/A) \quad (2.49)$$

bağıntısı vardır. Toplam tesir kesiti σ , temel foton etkileşmelerine ait tesir kesitlerinin toplamı şeklinde yazılabilir.

$$\sigma = \sigma_{koh} + \sigma_{inkoh} + \tau + \kappa + \sigma_{f.n.} \quad (2.50)$$

Burada sırasıyla (σ_{koh}) ve (σ_{inkoh}), koherent (Rayleigh) ve inkoherent (Compton) saçılma tesir kesitleridir. (τ) fotoelektrik tesir kesiti, (κ) elektron-pozitron çift oluşum tesir kesiti ve ($\sigma_{f.n.}$) fotonükleer tesir kesitidir. Denk.(2.50)'nin sağ tarafındaki toplamda görülen foton etkileşme tesir kesitlerinin her biri Şekil 2.11.'in sol tarafında şematik olarak gösterildiği gibi geniş bir ok işaretinin temel boyutu olarak alınmıştır.



Şekil 2.11. Koherent (σ_{koh}) saçılma, inkoherent (σ_{inkoh}) saçılma, fotoelektrik (τ), çift oluşum (κ) ve fotonükleer reaksiyonlar ($\sigma_{f.n.}$) için tesir kesitlerine göre kütle zayıflama katsayısı (μ/ρ), kütle soğurma katsayısı (μ_a/ρ), kütle enerji-aktarma katsayısı (μ_{tr}/ρ), kütle enerji-soğurma katsayısı (μ_{en}/ρ)'nun şematik gösterimi (Hubbell 1999)

Soldan sağa doğru hareket eden bu okların her biri bir etkileşme işlemini gösterir. Bu tesir kesitleri, gammanın enerjisine ve maddenin cinsine şiddetle bağlıdır. Tesir kesitlerinin bu bağımlılıklarını içeren pek çok çalışma mevcuttur ve bu bağıllık için analitik ifadeler vardır.

Fotonükleer tesir kesiti, Hayward, Fuller ve arkadaşları, Berman ve Fultz tarafından yeniden incelenmiştir (Hubbell 1977). Fotonükleer tesir kesiti, hedef çekirdeğe bağlı olarak 10-30 MeV arasındaki bazı enerjilerde σ' 'ya %5 ile %10 gibi katkıda bulunabilirler ve büyük rezonans meydana getirirler. Radyasyon fiziği çalışmaları söz konusu olduğunda, olasılığı küçük olan etkileşmelerin göz önüne alınması gerekmez. Sadece baskın etkileşmeler incelenir. Bundan dolayı (2.50) bağıntısı ile verilen toplam tesir kesiti sadece baskın etkileşmeler dikkate alınarak aşağıdaki şekilde daha basit bir ifadeyle tanımlanabilir.

$$\sigma = \sigma_{\text{koh}} + \sigma_{\text{inkoh}} + \tau \quad (2.51)$$

Madde içinden geçmekte olan bir gamma yaptığı etkileşmeler sonucunda olayın cinsine bağlı olmak üzere enerjisinin tümünü veya bir kısmını ortamdaki elektrona verir ve elektrona aktarılan enerji elektron etkileşmesi sonucunda ortama aktarılmış olur. Elektronların madde ile etkileşmesinde temel olaylar iyonizasyon, eksitasyon ve Bremsstrahlung (frenleme) olaylarıdır. Bu nedenle elektron vasıtasıyla ortama aktarılan enerji ortam atomlarının iyonizasyonuna, eksitasyon sonucunda meydana gelen X-ışını oluşumuna ve Bremsstrahlung olayı sonucu yine X-ışınına dönüşür. Compton olayında ise bu olaylara ilave olarak saçılan gamma nedeniyle bir kısım gamma enerjisi saçılan gamma enerjisine dönüşür. Ayrıca çift oluşum olaylarında meydana gelen elektron-pozitron çiftinin etkileşmeleri sırasında yine ortam atomlarının iyonizasyonuna, eksitasyon ve Bremsstrahlung olayları sonucunda yayınlanan X-ışınlarına enerji aktarılır. Bunun yanı sıra enerjisini tüketip durgun hale gelen pozitronun, bir elektrona birleşip yok olma olayı sonucunda enerjileri 0.511 MeV'lik iki foton yayınlanmasıyla enerjisinin bir kısmı yok olma fotonları şekline dönüşür.

Radyasyon fiziğinde üzerinde çalışılan esas konulardan biri radyasyonların bir ortama aktardıkları enerji ve bu enerjinin neye dönüştüğüdür. Bu nedenle gammanın

yaptığı her bir olayda enerji dağılımının bilinmesi doz ve yığılma faktörlerinin hesaplanması yönünden önem taşır. Gammanın yapacağı etkileşmelerde enerji dağılımını aşağıdaki şekilde yazmamız mümkündür:

$$\text{Fotoelektrik olay} \quad : E_{\gamma} = E_{fe} + E_{\beta} + E_{\beta'}$$

$$\text{Compton olayı} \quad : E_{\gamma} = E_{Ce} + E_{CB} + E_{CF} + E_{C'}$$

$$\text{Çift oluşum olayı} \quad : E_{\gamma} = E_{\varphi e} + E_{\varphi B} + E_{\varphi F} + E_{\varphi A}$$

Olaylardaki E_{fe} , E_{Ce} , $E_{\varphi e}$: elektrona aktarılan kinetik enerji, E_{β} , E_{CB} , $E_{\varphi B}$: Bremsstrahlung enerjisi, $E_{\beta'}$, E_{CF} , $E_{\varphi F}$: Flüoresans ışın enerjisi, $E_{C'}$: saçılan fotonun enerjisi, $E_{\varphi A}$: Annihilation (yok olma fotonunun) enerjisidir.

Bir ortam içinde enerji soğurulması denince, foton enerjisinin ikincil elektronunun kinetik enerjisine dönüşmesi kastedilir. Bu kinetik enerji ortam içinde ısı yolu ile kaybolur. İlk çarpışmadan sonra oluşan ikincil fotonlar tarafından ortamdan alınıp götürülen enerjiler, enerji soğurulmasını azaltırlar.

İkincil foton denildiğinde, sadece ilk çarpışmalar sonucunda ortamdaki kaçan fotonlar değil, fotoelektrik olay sonucunda oluşan fluoresans ışınları (FLUOR. γ), Bremsstrahlung ($e^{-}e^{+}$ BREMSS.) ve yok olma ışınları (ANN.RAD.) da anlaşılır. Geri kalan kesirsel foton enerjisinin göz önüne alınan hacim içinde çeşitli yüklü parçacık-enerji azalması mekanizmaları yoluyla depolanmaya hazır olduğu kabul edilir. Şekil 2.11.'de görüldüğü üzere, yukarıya doğru dallanan oklar, ikincil fotonların oluşumunda, ilgililenilen hacimde başlangıç foton enerji kaybının kesrini gösterecek şekilde çizilmiştir.

Kütle zayıflama katsayısı; μ_C , μ_t ve μ_k sırasıyla üç temel olaya ait gram başına Compton, fotoelektrik ve çift oluşum olayı yapma olasılıkları olmak üzere,

$$\mu/\rho = (\mu_C/\rho) + (\mu_t/\rho) + (\mu_k/\rho) \quad (2.52)$$

şeklinde yazılabilir. (μ/ρ) parametresi olay çeşidine bakılmaksızın gammanın etkileşme adedini belirtir. Fakat bu etkileşimde ortama aktarılan enerjiyi ve enerji dağılımını vermez. Bu nedenle, özellikle radyasyon fiziğinde yaygın olarak kullanılan, ortama aktarılan enerjinin dağılımını veren kütle zayıflama katsayıları tanımlanmıştır. Bunlar, (μ_a/ρ) , (μ_{en}/ρ) , (μ_{tr}/ρ) 'dur. Doz soğurma hesabında, elde edilebilir enerji için çeşitli yaklaşımlar göz önüne alınarak tanımlanan ; (μ_a/ρ) , (μ_{en}/ρ) ve (μ_{tr}/ρ) katsayılarından her biri kütle zayıflama katsayısı (μ/ρ) gibi aynı boyutlara sahiptir. Fakat Şekil 2.11.'de şematik olarak gösterildiği gibi kısa çizgileri birleştirmek suretiyle ikincil foton enerji kayıplarının açıkça belirtilmiş bir bileşimi göz önüne alınır ki, bu da kesirsel olarak enerjideki azalmayı gösterir.

2. Kütle Soğurma Katsayısı (μ_a/ρ) :

Enerjinin tümünün aktarılıp aktarılmadığına bakılmaksızın ortamda radyasyonun soğurulması şeklinde meydana gelen olay olma tesir kesitidir. Sadece Compton saçılmasına uğramış fotonların kaçmaları göz önüne alınır ve buna göre,

$$\mu_a/\rho \Rightarrow hv - \text{Compt.}$$

$$\mu_a/\rho = (\mu/\rho) - (\mu_c/\rho)(1 - f_c) \quad (2.53)$$

bağıntısıyla verilir. Burada f_c , Compton olayı sonucunda ortalama olarak elektrona

foton tarafından aktarılan enerjinin kesridir ve $f_c = \frac{\sigma_{ac}}{\sigma_c}$ şeklinde ifade edilir.

3. Kütle Enerji-Aktarma Katsayısı (μ_{tr}/ρ) :

Bir gammanın, ortama yakın çevre şartı olmaksızın tüm enerjisini aktaracak şekilde olay olma tesir kesitidir. Şekil 2.11.'de kısa çizgileri birleştirmek suretiyle gösterilmiştir. İlk etkileşme sonucunda oluşan fluoresans, saçılan foton ve yok olma sonucunda oluşan fotonların götürdükleri her tür enerji, ele alınan ortam için kayıptır. Bremsstrahlung sonucu ortamdaki kaçan enerji göz önüne alınmaz. Buna göre,

$$\mu_{tr}/\rho \Rightarrow hv - (\text{Compt.} + \text{Fluo.} + \text{Anh.})$$

$$\mu_{tr} / \rho = (\mu_{at} / \rho) + (\mu_{ac} / \rho) + (\mu_{ak} / \rho) \quad (2.54)$$

bağıntısı ile verilir. Burada,

$$\mu_{at} / \rho = (\mu_{\tau} / \rho) \left(1 - \frac{\delta}{hv} \right)$$

ve $\frac{\delta}{hv}$ fluoresans yolu ile ortamdan uzaklaşan foton enerjisi oranıdır. Ayrıca,

$$\mu_{ac} / \rho = (\mu_c / \rho) \left(\frac{E_c}{hv} \right)$$

$$\mu_{ak} / \rho = (\mu_k / \rho) \left(1 - \frac{2m_e c^2}{hv} \right)$$

dür.

4. Kütle Enerji-Soğurma Katsayısı (μ_{en} / ρ):

Bir gammanın etkileştiği yakın çevreye tüm enerjisini aktaracak şekilde olay olma tesir kesitidir. Elektronla aktarılan her tür enerji göz önüne alınır, foton dozimetri problemlerinde daha kullanışlı olmaktadır. μ_{tr} / ρ ile aralarında,

$$\mu_{en} / \rho = (\mu_{tr} / \rho)(1 - G) \quad (2.55)$$

ilişkisi vardır (Hubbell 1977). Burada G, ikincil elektronun madde içinde Bremsstrahlung yolu ile kaybettikleri enerji oranıdır.

$$\mu_{en} / \rho \Rightarrow hv - (\text{Compt.} + \text{Fluo.} + \text{Anh.} + \text{Brems.})$$

şeklinde de gösterilebilir.

Kütle enerji- soğurma katsayısı, etkileşme sonucunda yüklü parçacığa kinetik enerji olarak aktarılan foton enerjisinin ortalama oranıdır.

Yüklü parçacığa aktarılan kinetik enerji yaklaşık olarak soğurucuya, onun boyutlarına, foton enerjisine ve diğer faktörlere bağlıdır.

Kütle enerji-soğurma katsayısı, göz önüne alınan ortam hacminin,

a) Yüklü parçacığın yol uzunluğuna göre daha büyük olması veya komşu hacim ile yük dengesinin olması halinde,

b) İkincil fotonların yol uzunluklarına göre daha küçük olması halinde

hesaplanır.



2.7. EFEKTİF ATOM NUMARASI

Efektif atom numarası (\bar{Z}), biyolojik dokular gibi karmaşık ortamlarda X ve γ ışınlarının zayıflamasını yorumlamada kullanılan uygun bir parametre olarak tanımlanır. Özellikle de radyoloji ve nükleer tıp alanında, yığılma ve doz hesaplamalarında önemli olmaktadır. Bir çok yazar bazı çok elementli materyaller ve biyolojik ortamların efektif atom numaralarını içeren çalışmalarını yayınlamışlardır (Jayachandran 1971, Thirumala ve ark.1985, Yang ve ark. 1987, Mudahar ve Sahota 1988, El-Kateb ve Abdul-Hamid 1991, Mudahar ve Singh 1991, Bhandal ve ark. 1992, Bhandal ve Singh 1993a, Bhandal ve Singh 1993b, Özyol 1994, Koç ve Özyol 2000). Bu çalışmalardan, (\bar{Z})'nin doğruluğunun her bir elementin tesir kesitlerinin doğruluğuna, bileşik materyallerin elementlerinin ağırlık faktörlerine ve uygulanan metoda bağlı olduğu sonucu çıkarılabilir.

Bu incelemelerin ışığı altında, genellikle efektif atom numarasının elde edilişi, istenen enerji bölgesinde her bir elementin atom numaralarının kütle zayıflama katsayısı ile değişimine bir kuvvet serisi teklif etmek ve uygun sayıda parametre fit etmek, daha sonra bu denklemi kullanarak bileşik ortamların bilinen zayıflama katsayılarına karşılık gelen eşdeğer atom numarasının hesaplanması yolu ile yapılır. Her bir elementin kütle zayıflama katsayıları elde edilebilir olduğundan bu yöntem efektif atom numarasının hesaplanmasında kolay bir çözüm sağlar.

Genellikle atom başına tesir kesitinin Z^m ile doğru orantılı olduğu kabul edilir. Burada m, göz önüne alınan etkileşmenin tipine ve foton enerjisine bağlı bir katsayıdır. Buna göre herhangi bir foton etkileşmesi için bir elementin atom başına tesir kesiti,

$$\sigma_a = K(E) Z^m \quad (2.56)$$

şeklinde ifade edilebilir. Bir doku için m değerleri, fotoelektrik etki için 4-5; koherent Rayleigh saçılması için 2-3; inkohherent Compton saçılması için ≈ 1 ve çift oluşum için 1-2 arasında değerler almaktadır. K(E), verilen bir foton enerjisinde etkileşme tipine bağlı olarak değişen bir parametredir. 0.015-1.0 MeV enerji bölgesinde çift yaratılma olayı meydana gelmez. Fakat diğer üç etkileşmenin (fotoelektrik etki, koherent Rayleigh

saçılması, inkoherent Compton saçılması) toplam etkileşme içinde önemli katkıları vardır. Bu sebepten üç etkileşmeye göre toplam foton etkileşmesi için bir efektif atom numarasının tanımlanması uygundur.

Bir element için kütle zayıflama katsayısı,

$$\frac{\mu}{\rho} = \sigma_a \left(\frac{N_A}{A} \right) = K(E) Z^m \left(\frac{N_A}{A} \right) = K(E) n_a Z^{m-1} \quad (2.57)$$

ile verilir. Burada $n_a = Z(N_A / A)$, atom numarası Z olan bir elementin gram başına elektronların sayısıdır.

Eğer soğurucu ortam kimyasal bir bileşik veya homojen bir karışımdan oluşmuşsa, kütle zayıflama katsayısı karışım kuralı kullanılarak elde edilebilir. Böylece, bileşiğin efektif atom numarası \bar{Z} ile temsil edilirse, Denk.(2.57)'ye benzer şekilde bir bileşik için kütle zayıflama katsayısı,

$$\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{\text{bil.}} = K(E) n_0 \bar{Z}^{m-1} \quad (2.58)$$

şeklinde yazılabilir. Burada n_0 , bileşiğin gram başına elektronların sayısıdır. m_1 ve m_2 sırasıyla fotoelektrik etkileşme ve koherent saçılma için efektif atom numaralarının kuvvetlerini gösteriyorsa, bir bileşik için toplam kütle zayıflama katsayısı,

$$\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{\text{bil.}} = n_0 \left[K_1(E) \bar{Z}_1^{m_1-1} + K_2(E) \bar{Z}_2^{m_2-1} + \sigma_e^{\text{KN}} \right] \quad (2.59)$$

bağıntısı ile verilir.

Fotoelektrik etki için efektif atom numarası (\bar{Z}_1) ve koherent saçılma için efektif atom numarası (\bar{Z}_2) ,

$$\bar{Z}_1 = \left[\sum_i \lambda_i Z_i^{m_1-1} \right]^{1/(m_1-1)} \quad (2.60a)$$

ve

$$\bar{Z}_2 = \left[\sum_i \lambda_i Z_i^{m_2-1} \right]^{1/(m_2-1)} \quad (2.60b)$$

ile verilir. Burada λ_i , bileşikteki i 'nci elementin kesirsel elektron sayısıdır. Şayet koherent saçılmadan dolayı katkı küçükse, karışım sadece \bar{Z} efektif atom numarası ile karakterize edilebilir. Fakat Denk.(2.59)'daki inkoherent tesir kesiti terimi serbest elektron durumunda veya gamma enerjisinin elektron bağlanma enerjisine göre çok daha büyük olması halinde geçerlidir. Dolayısıyla bağlanma etkisi de göz önüne alınarak bir bileşik için toplam kütle zayıflama katsayısı Koç ve Özyol (2000) tarafından aşağıdaki şekilde ifade edilmiştir.

$$\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{\text{bil.}} = n_0 \left[K_1(E) \bar{Z}_1^{m_1-1} + K_2(E) \bar{Z}_2^{m_2-1} + K_3(E) \bar{Z}_3^{m_3-1} \right] \quad (2.61)$$

Burada \bar{Z}_3 inkoherent saçılma için efektif atom numarasıdır. Biyolojik ortamlarda kısmi foton etkileşmeleri için efektif atom numaraları, (2.61) ifadesindeki her etkileşmeye ait terimlerin ayrı ayrı ele alınmasıyla ve hesaplanacak olan $(\mu/\rho)_{\text{bil.}}$, $K(E)$, n_0 ve m değerlerinin kullanılmasıyla ilgilenilen enerji aralığında tayin edilebilmektedir. Ayrıca kısmi ve toplam etkileşmeler için efektif atom numaraları arasında aşağıdaki formül türetilmiştir.

$$K_1(E) \bar{Z}^{m_1} + K_2(E) \bar{Z}^{m_2} + K_3(E) \bar{Z}^{m_3} = K_1(E) \bar{Z}_1^{m_1} + K_2(E) \bar{Z}_2^{m_2} + K_3(E) \bar{Z}_3^{m_3} \quad (2.62)$$

Burada \bar{Z} toplam efektif atom numarasıdır. Bağintıya Newton-Raphson metodunun uygulanmasıyla toplam efektif atom numarası tayin edilebilmektedir (Koç ve Özyol 2000).

Karışım ve bileşiklerin eşdeğer atom numaralarının hesaplanmasında kullanılan bir diğer yöntem ise interpolasyon yöntemi olup tüm materyallerin eşdeğer atom

numaraları aşağıdaki interpolasyon formülüyle hesaplanabilmektedir (Brar ve Mudahar 1996).

$$Z_{\text{eş.}} = \frac{Z_1 (\log R_2 - \log R) + Z_2 (\log R - \log R_1)}{\log R_2 - \log R_1} \quad (2.63)$$

Burada R_1 ve R_2 belli bir enerjideki cm^2/g biriminde elementlere ait Compton zayıflama katsayıları ($\mu_{\text{comp.}}$) ile toplam zayıflama katsayıları ($\mu_{\text{top.}}$) arasındaki oranlardır ($\mu_{\text{comp.}}/\mu_{\text{top.}}$). Z_1 ve Z_2 sırasıyla R_1 ve R_2 oranlarına karşılık gelen elementlere ait atom numaralarıdır. R ise belli bir enerjide verilen bir materyal için ($\mu_{\text{comp.}}/\mu_{\text{top.}}$) oranıdır.

($\mu_{\text{comp.}}/\mu_{\text{top.}}$) oranları basit bir bilgisayar programı yardımıyla hesaplanarak materyaller için $Z_{\text{eş.}}$ değerleri tayin edilebilmektedir. Bu yöntem efektif atom numarasının hesaplanmasında kolay ve çabuk bir çözüm vermektedir. Dolayısıyla bu çalışmada ortamlara ait efektif atom numaralarının elde edilmesinde bu yöntem tercih edilmiştir.

2.8. RADYASYON DOZU VE BİRİMLERİ

Bir radyasyonun etkisi, kendisini soğuran ortama verdiği enerji ile orantılıdır. Soğurulan enerji, soğurucu ortamın kütesine göre dikkate alınır ve böylece maddenin birim kütlesi başına iyonlaştırıcı radyasyon tarafından depo edilen enerji “Enerji Dozu” olarak tanımlanır. Yani enerji dozu,

$$\begin{aligned} \text{Enerji Dozu} &= (ED) \\ &= (\text{Soğurulan Enerji}) / (\text{Soğurucu Kütle}) \\ &= W/m \end{aligned} \quad (2.64)$$

şeklinde verilir. Enerji dozunun SI sisteminde birimi [J/kg] 'dır. Genellikle radyoaktivite söz konusu olunca ve enerji dozundan da bahsediliyor ise, bu J/kg 'a “Gray” denir, “Gy” ile kısaltılır ve kilogram başına madde tarafından 1 Joule enerji soğurulmasına eşittir. Hala bir çok günümüz radyologları tarafından eski bir birim olan “Rad”, (rad = radiation absorbed dose, rad = rd), kullanılmaktadır. Rad, 1 gram madde tarafından 100 erg'lik enerji soğurulmasına eşittir. Enerji dozunun yeni birimi “Gray = Gy” olduğuna göre, bu yeni birim ile eski birim arasındaki ilişki,

$$100 \text{ rd} = 1 \text{ Gy} \quad (2.65)$$

dir.

Nükleer radyasyonların ortak bir özelliği etkileştikleri atomları iyonlaştırma yetenekleridir. Bu nedenle nükleer radyasyonlara sık sık iyonlayıcı radyasyonlar denilmektedir. Dolaylı olarak iyonlaşmaya sebep olan gamma ışınları havadaki atomlarla değişik işlemlerle (Compton saçılması, fotoelektrik olay, elektron-pozitron çift oluşumu) bir çok kez etkileşirler ve her etkileşimde yeteri kadar yüksek enerjili serbest elektronlar yaratılır. Bu ikincil elektronlar da iyonlaşma (ve ilave elektronlar) meydana getirebilirler. Havanın verilen bir m kütesinde oluşan iyonlardaki toplam q elektrik yükü, “İyon Dozu” olarak tanımlanır ve gamma ışınlarının enerjileri ve kaynakların aktiflikleri tamamen farklı olsa bile, aynı dozu oluşturan gamma ışını kaynakları aynı şiddette kabul edilir. Bu durumda iyon dozu,

$$\begin{aligned}
\text{İyon Dozu} &= (ID) \\
&= (\text{Yük}) / (\text{Kütle}) \\
&= q / m \quad \quad \quad [C/kg] \quad \quad \quad (2.66)
\end{aligned}$$

şeklinde ifade edilir.

Eğer bir iyon çifti meydana getirmek için aktarılması gereken ortalama enerji biliniyor ise (W_i); iyon dozu ile enerji dozu arasında, birinden diğerine dönüşecek şekilde hesaplamalar yapılabilir. Bu durumda,

$$\begin{aligned}
\text{Enerji Dozu} &= ED \\
&= W_i (ID / e) \quad \quad \quad (2.67)
\end{aligned}$$

bağıntısı geçerlidir. Burada $e = 1.602 \times 10^{-19}$ C olan elementer yüküdür.

Röntgen (R), 0°C ve 760 mmHg basınçta 0.001293 gram havada 1 esyb'lik elektrik miktarı değerinde her iki işaretli iyonlar meydana getiren X veya gamma radyasyonu miktarıdır. Bu tanıma göre Röntgen bir radyasyon birimi değildir. Çünkü bir ışın demetindeki foton sayısını ve bunların enerjilerini göstermez. Sadece adı geçen radyasyonun 1cm^3 havadaki etkisini belirtir. Her cm^3 havada radyasyon sebebiyle meydana gelen her iki işaretli bütün iyonların taşıdığı yükün 1 esyb değerinde olduğu tespit edildiği vakit, bu hacimdeki havanın 1 röntgenlik X veya gamma radyasyonuna maruz kaldığı sonucuna varılır. 1 röntgenlik X veya gamma radyasyonuna maruz kalan havanın her gramında 87.7 erg'lik enerji soğurumu olacağı kolaylıkla gösterilebilir. Fakat, farklı atom numaralı ve yoğunluklu maddelerde aynı miktardaki radyasyon için, hacim birimi başına soğurulan enerji miktarı farklı olacaktır. Örneğin yumuşak dokuda, dokunun gramı başına soğurulan enerji 98 erg'dir.

Röntgen sadece, kuantum enerjileri belirli bir aralıkta bulunan X-ışınlarına ve γ radyasyonuna uygulanır. Bununla beraber, dokudaki iyonizasyon fotonlardan başka alfa parçacıkları, beta parçacıkları, nötronlar ve protonlar gibi diğer radyasyonlar vasıtasıyla da meydana getirilebilir. Bu sebepten "röntgenin fiziksel eşdeğeri (REP)" ifade

edilmiştir. “REP”, dokunun gramı başına 93 erg’lik bir enerji soğurması meydana getiren herhangi bir iyonlayıcı radyasyon dozu olarak tanımlanır. Röntgen gibi REP’de, soğurma dozu birimi değildir.

Biyolojik bakımdan, farklı tiplerdeki iyonlayıcı radyasyonların meydana getirdikleri etkilerin aynı olmadığını yapılan deneyler ve sonuçları göstermiştir. Radyasyonun sadece soğurulan enerji sebebiyle bir sistemde değişikliğe sebep olabileceği düşünülebilir. Bununla beraber, biyolojik etki iyonlayıcı tanecığın izi boyunca serbest bıraktığı enerjinin uzaysal dağılımına bağlı olabilir. Bunun için biyolojik etki, radyasyonun tipine ve kalitesine bağlı olur. Eşit değerlerde enerji soğurumları veren farklı tiplerdeki radyasyonlar aynı biyolojik etkiler meydana getirmeyebilirler.

Bazı radyasyonlar enerjilerini oldukça uzun bir yol boyunca aktarırlar, öyle ki küçük bir aralıkta (örneğin tipik bir insan hücresinin büyüklüğünde) oldukça az enerji aktarılır; β ve γ ışınları bu tip radyasyona örnektir. Örneğin α parçacıkları gibi diğer tip radyasyonlar enerjilerini çok hızlı kaybederler ve çok kısa bir yol boyunca tüm enerjilerini aktarırlar. Hücrenin 1 rad’lık α radyasyonundan hasar görme olasılığı 1 rad’lık γ radyasyonuna göre çok daha fazladır. Bu farklılıkların nicel olarak belirlenebilmesi için belirli bir radyasyon dozunun aynı biyolojik etkiyi yaratan X-ışını dozuna oranı olarak tanımlanan bağlı biyolojik etkinlik (RBE=Relative Biological Effectiveness) kavramı kullanılır. Dolayısıyla belirli tipteki bir radyasyonun biyolojik etkisi, sadece soğurma dozuna değil aynı zamanda radyasyonun RBE değerine de bağlıdır. RBE değerleri α radyasyonu için 1’den 20’ye kadar değişir. RBE, ölçülmesi oldukça zor bir nicelik olduğundan onun yerine, birim mesafede aktarılan enerjiye göre belirli bir radyasyon tipi (ve enerji) için kalite faktörü (QF) kullanılır. Birim uzunluk başına nispeten az enerji aktaran radyasyonların (β ve γ ’lar) QF’leri 1 civarındadır, birim uzunluk başına daha fazla enerji aktaran radyasyonların (α ’lar) QF’leri 20’ye kadar değişir.

Belirli bir radyasyonun biyolojik sistem üzerindeki etkisi radyasyonun ED enerji dozu (veya soğurulan doz) ve QF kalite faktörüne bağlıdır. Doz eşdeğeri DE, bu iki niceliğin çarpılmasıyla elde edilir.

$$DE = ED \times QF$$

(2.68)

Enerji dozu ED, rad cinsinden ölçüldüğünde doz eşdeğeri, rem (roentgen equivalent man) cinsinden ölçülür. Rem, röntgenin insan için eşdeğeridir, insana veya memelilere verildiği zaman 1 rad'lık X veya gamma radyasyonu dozuna biyolojik olarak eşdeğer olan herhangi bir iyonlayıcı radyasyon dozu olarak tanımlanır. ED için SI sisteminde gray kullanılırsa doz eşdeğeri birimi Sievert (Sv)'dir. Daha önce 1Gy = 100 rad verildiğinden 1Sv = 100 rem olarak alınır. O halde Sievert dolayısı ile rem, bir ışın türünün biyolojik etkinliğini belirtmek için bir ölçüdür. Eğer karışık bir ışın radyasyonunun biyolojik etkisini tanımlamak istersek, enerji dozu değeri Gray yerine Sievert alınmalıdır.

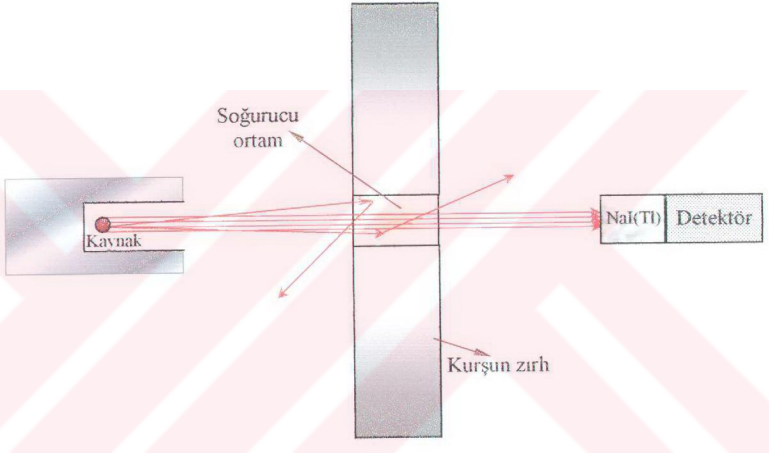
O halde radyasyonun "şiddetinin" tanımlanmasında, yalnız bozunma hızının (aktiflik) sayılması veya yaşayan sistemlerdeki etkisinin (doz eşdeğeri) ölçülmesinden hangisini isteyeceğimize bağlı olarak birçok farklı yol vardır. Çizelge 2.2.'de bu değişik ölçümler ile bu ölçümlerin ifade edildiği geleneksel ve SI birimlerinin bir özeti verilmiştir (Caner 1996, Krane 2001).

Çizelge 2.2. Radyasyon ölçümü için nicelikler ve birimleri

Nicelik	Ölçüm	Geleneksel Birim	SI Birimi
Aktiflik	Bozunma hızı	Curie (Ci)	Becquerel (Bq)
Doz	Havadaki iyonlaşma	Röntgen (R)	Kilogram başına Coulomb(C/kg)
Soğurulan Doz (ED)	Enerji soğurulması	rad	Gray (G)
Doz Eşdeğeri (DE)	Biyolojik etkinlik	rem	Sievert (Sv)

2.9. YIĞILMA FAKTÖRÜ

Gamma ışını soğurma deneyleri, “dar demet geometrisi” yada “iyi geometri” olarak anılan geometride yapılır. İyi geometride (Şekil 2.12a) madde ortamını geçerken saçılan fotonlar demetten ayrılır ve detektöre ulaşamaz. Detektöre sadece madde ile etkileşme yapmadan geçen fotonlar ulaşır. Bu geometride maddeyi geçtikten sonraki gamma ışını demetinin şiddetindeki azalma (2.27) eşitliği ile verilir. Bu üstel zayıflama bağıntısı, uygun geometri koşullarında, yani dar kolime edilmiş (paralel hale getirilmiş) gamma ışınlarının ince bir soğurucu tabakadan geçmesi halinde uygulanır.

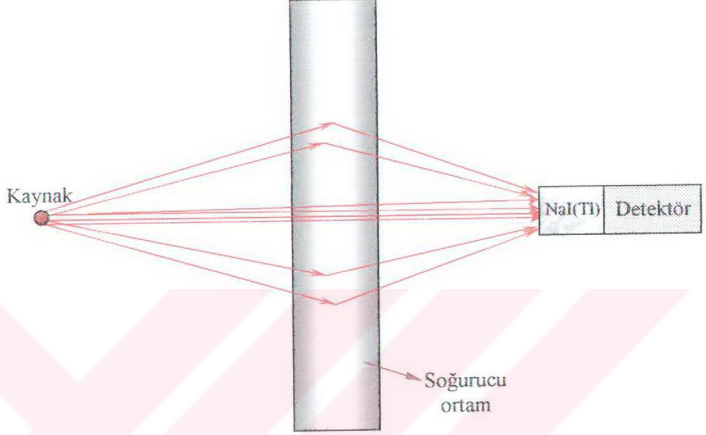


Şekil 2.12. (a). İyi geometri

Uygun geometriyle nadiren karşılaşılır. Pratik uygulamalarda çoğunlukla karşılaşılan “geniş demet” yada “kötü geometri” olarak bilinen geometride (Şekil 2.12b) ise madde ortamını geçerken saçılan fotonlar ortamdan ayrılmadıklarından, yeni saçılmalarla madde ortamından geçip detektöre ulaşabilirler. Bu durumda madde ortamından geçtikten sonraki gamma ışınlarının şiddeti, (2.27) eşitliği ile bulunan şiddetten büyük olacaktır. Bu nedenle (2.27) eşitliği ile verilen şiddet ifadesinin düzeltilmesi gerekir. Böylece (2.27) eşitliği;

$$I = I_0 B(E, \mu x) e^{-\mu x} \quad (2.69)$$

şeklini alır. Buradaki düzeltme katsayısı $B(E, \mu x)$ 'e “Yığılma Faktörü” adı verilir. Sonuç olarak, uygun ve çok daha karmaşık geometrideki gamma ışınlarının zayıflaması arasındaki bu farklılık yığılma faktöründe yansıtılır.



Şekil 2.12. (b). Kötü geometri

$$B = \frac{\text{Gözlenen Toplam Etki}}{\text{Doğrudan Doğruya Geçen Radyasyon Etkisi}}$$

$$B = 1 + \frac{\text{Saçılan Radyasyonların Etkisi}}{\text{Doğrudan Doğruya Geçen Radyasyon Etkisi}} \quad (2.70)$$

Buradaki etki sözcüğü ile gamma ışınlarının sayıları, enerjileri veya dozu kastedilmektedir. Her biri için yığılma faktörleri sırası ile sayısal, enerji, enerji soğurma ve doz yığılma faktörü olarak ifade edilebilir.

Sayısal yığılma faktörü, ele alınan noktadaki toplam radyasyon akısının, kaynaktan doğrudan gelenlerin akısına oranıdır ve E_0 enerjili bir gamma demeti için sayısal yığılma faktörü,

$$B_N(\mu x, E_0) = \frac{\int_0^{E_0} \varphi(E) dE}{\varphi_0(E_0)} \quad (2.71)$$

ifadesi ile verilir. Burada E_0 ; kaynaktan yayınlanan fotonların enerjisi, $\varphi(E)dE$; ele alınan noktada enerjisi E ile $E+dE$ arasında olan birim yüzeyden birim zamanda geçen gamma fotonlarının sayısı, $\varphi_0(E_0)$; ele alınan noktada saçılma yapmamış gamma fotonlarının akısıdır.

Enerji yığılma faktörü, bir ortamda saçılma yapmış ve saçılma yapmamış gamma radyasyonunun enerji akısının aynı ortamda saçılma yapmamış radyasyonun enerji akısına oranıdır ve

$$B_{em}(\mu x, E_0) = \frac{\int_0^{E_0} \varphi(E) E dE}{\varphi_0(E_0) E_0} \quad (2.72)$$

ifadesi ile verilir.

Enerji soğurma (enerji depolama) yığılma faktörü, soğurucu ortamda birim hacimde soğurulan belli bir enerjinin, aynı ortamda saçılma yapmamış radyasyonun soğurulan belli bir enerjisine oranıdır ve

$$B_a(\mu x, E_0) = \frac{\int_0^{E_0} \varphi(E) \mu_{en}(E) E dE}{\varphi_0(E_0) \mu_{en}(E_0) E_0} \quad (2.73)$$

ifadesi ile verilir.

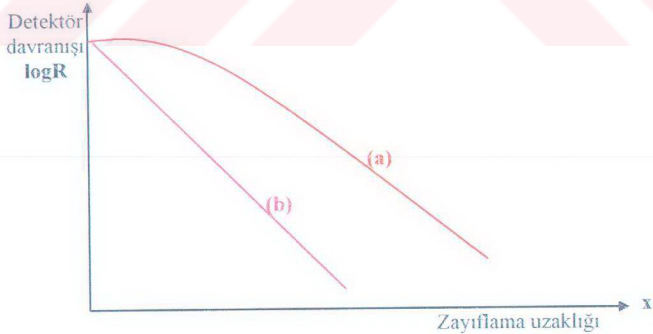
Doz yığılma faktörü, enerji soğurma yığılma faktörünün özel bir durumudur. Soğurucu ortam hava alındığında doz yığılma faktörü,

$$B_D(\mu x, E_0) = \frac{\int_0^{E_0} \varphi(E) \mu_m^{\text{hava}}(E) E dE}{\varphi_0(E_0) \mu_m^{\text{hava}}(E_0) E_0} \quad (2.74)$$

ifadesi ile verilir. Burada $\mu_m(E)$ ortamın ve $\mu_m^{\text{hava}}(E)$ havanın lineer enerji soğurma katsayılarını göstermektedir (Broder ve ark. 1970).

Yığılma Faktörü, toplam detektör cevabının (a) hiç çarpışma yapmamış fotonlara karşı gösterilen detektör cevabına (b) oranı ile belirlenir (Şekil 2.13). Genel halde detektör çarpışma yapmayan fotonların yanında diğerlerini de kaydeder. Bu durumda detektöre doğru saçılan fotonlarla birlikte çarpışma yapmayan fotonlar da kaydedildiğinden detektörün sayısı normalden daha büyük olur. Gerçek değer şu faktörlere bağlıdır:

- Foton enerjisine (E_0),
- Kaynaktan çıkan fotonların açısal dağılımlarına,
- Kaynağın geometrik şekline,
- Soğurucu maddenin atom numarasına (Z) ve kalınlığına,
- Soğurucu maddenin geometrisine,
- Kaynak ve detektörün geometrik ilişkisine,
- Detektörün verdiği cevabın verimine ve tipine.



Şekil 2.13. Detektör davranışının zayıflama uzaklığına bağlı grafiği

(a) Toplam detektör davranışı

(b) Çarpışma yapmamış fotonlara karşı gösterilen detektör davranışı

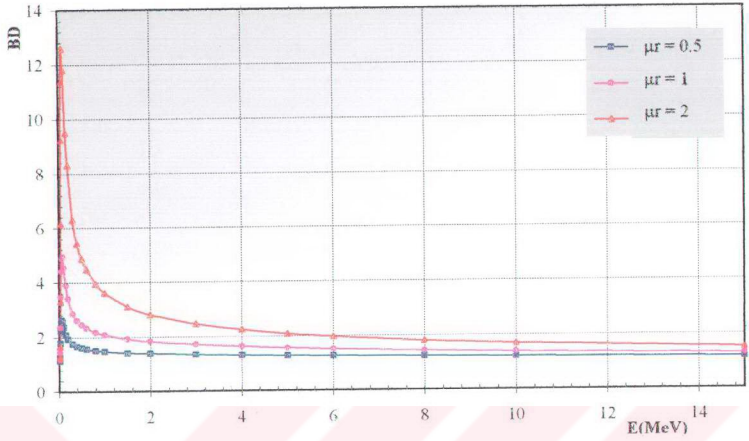
Çarpışma yapmamış fotonlara ait olan detektör cevabı toplam detektör cevabını verecek şekilde basit bir hesaplama ile bulunabilir. R ile gösterilen toplam detektör cevabı,

$$R = B R_U = B R_0 \exp(-\mu x) \quad (2.75)$$

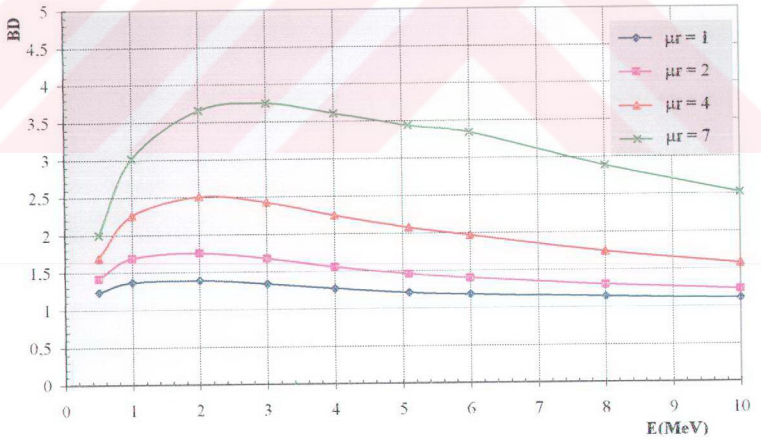
ile verilir. Burada B: yığılma faktörü, R_U : verilen durumda detektörün cevabı, R_0 : soğurucu ortam bulunmadığında ortaya çıkan detektör cevabı, x: soğurucu ortam kalınlığıdır. Toplam ve çarpışma yapmayan fotonlara ait detektör cevapları ortamın kalınlığının fonksiyonudur. Çarpışma yapmayan fotonlara ait cevap Şekil 2.13.'deki grafik üzerinde doğru çizgidir. Toplam cevap eğrisinin tam şekli yukarıda listelenen faktörlerle değişir ve genel olarak Şekil 2.13.'de gösterilen eğri gibidir.

Yığılma Faktörleri, ortamın radyasyonu zayıflatma özelliğini ifade etmenin bir yolu olup uygulamada saçılmalardan oluşan etkiyi göz önünde bulundurmamak için kullanılırlar. Noktasal bir kaynak için;

- 1- Soğurucu ortamın kalınlığı büyüdükçe, saçılma yapmış gamma ışınlarının sayısı artacağından, yığılma faktörü de artar.
- 2- Yığılma faktörünün ortam kalınlığına bağlı olarak artışı küçük Z değerlerinde daha hızlı olur. Çünkü yığılma faktörünü belirleyen Compton saçılması küçük Z değerlerinde daha etkindir (Şekil 2.14 ve Şekil 2.15).
- 3- Hafif elementlerde enerji azaldıkça Compton tesir kesiti artacağından, yığılma faktörü de hızla artar.
- 4- Ağır elementlerde ise, düşük enerjilerde fotoelektrik olay daha etkindir. Bu nedenle yığılma faktörü düşük enerjilerde küçüktür ve enerji arttıkça yığılma faktörü de artar.



Şekil 2.14. Su ortamında doz yığılma faktörünün enerji ile değişimi



Şekil 2.15. Kurşun ortamında doz yığılma faktörünün enerji ile değişimi

Yığılma faktörlerinin duyarlılığı bir şekilde hesabı için kullanılan yöntemlerden birisi, doğrudan doğruya geçen ve saçılıp gelen gamma ışınlarına ait akı değerlerinin toplamının Boltzmann transport bağıntısı yardımıyla bulunması ve bu çözümün Lambert'in üstel kanunu yardımıyla hesaplanan doğrudan doğruya geçen gamma ışınlarına ait akı değerine bölünmesinden ibarettir.

Aşağıda görüleceği gibi, sonuçlar, çeşitli matematik bağıntılarla uyum sağlar. Yani $B(\mu r)$ değerleri, diğer hesaplamaları kolaylaştırıcı bir matematik formda yazılabilirler.

Yapılan çalışmalarda kaynak geometrisine, fotonların izotropik veya izotropik olmayan şekilde yayınlanmalarına, radyasyon enerjisine, soğurucu ortamın azaltma ve soğurma katsayılarına ve ortamın geometrisine bağlı olarak yığılma faktörleri hesaplanmıştır.

Nokta kaynak-sonsuz ortam için hesaplanan yığılma faktörü değerlerinin ampirik formüllerle ifade edilmesi konusunda çeşitli çalışmalar yapılmıştır. Bu formüller yardımıyla verilerin derlenip toparlanması, değişkenlere göre interpolasyon yapma zorunluluğunun giderilmesi gibi üstünlükler sağlanabilir. Aşağıda bu bağıntılardan birkaçı verilmiştir:

1. Lineer Formül:

$$B(\mu r) = 1 + k(\mu r) \quad (2.76)$$

Bu formül, genellikle birkaç ortalama serbest yol uzunluğu civarındaki çok sınırlı uzaklıklar için geçerlidir. k sabitinin değeri, $B(\mu r = 1) = B(1)$ olmak üzere, $k=B(1)-1$ ile verilir (Chilton 1965).

2. Berger Formülü:

$$B(\mu r) = 1 + a \mu r \exp(b \mu r) \quad (2.77)$$

Bu formüldeki a ve b katsayıları, ışınlama, enerji akısı ve enerji depolama yığılma faktörleri için gamma ışını enerjisine ve ortama bağlı olarak hesaplanmış ve tablolar halinde verilmiştir (Berger 1956).

3. Capo Formülü:

$$B = \sum_{i=0}^3 \beta_i (\mu r)^i \quad \text{ve} \quad \beta_i = \sum_{j=0}^4 C_{ij} (1/E)^j \quad (2.78)$$

bağıntılarıyla verilen Capo formülü, hem uzaklık hem de gamma ışını enerjisi cinsinden polinomial açılımı sağlar. Böylece, enerjiye ve uzaklığa göre interpolasyon zorunluluğu ortadan kalkar. Formüldeki tüm katsayılar tablolar halinde verilmiştir (Capo 1958).

4. Taylor Formülü:

$$B(\mu r) = A_1 \exp(-\alpha_1 \mu r) + (1 - A_1) \exp(-\alpha_2 \mu r) \quad (2.79)$$

ifadesi ile verilir. İfadedeki boyutsuz parametreler, gamma fotonlarının enerjisine, zayıflatıcı ortamın özelliklerine, sistemin geometrisine ve göz önüne alınan yığılma faktörünün çeşidine bağlıdır. A ve α parametreleri şilt uygulamalarında kullanılan çeşitli maddeler için grafiklerle gösterilmiştir (Taylor 1954).

5. Küçük μx değerleri için yığılma faktörü:

$$B(\mu x, E_0) = 1 + \beta(E_0) \mu(E_0)x \quad (2.80)$$

ifadesi ile verilir. $\beta(E_0)$, radyasyonun enerjisi, ortamın geometrisi ve özellikleriyle belirlenir.

6. Büyük μx değerleri için yığılma faktörü:

$$B = \beta(E_0) (\mu x)^\alpha \quad (2.81)$$

ifadesi ile verilir. (2.79)-(2.81) ifadelerinde verilen parametreler μx 'den bağımsız olarak seçilirler. Bu yaklaşık formüller, özellikle geometrinin zayıflama üzerine etkisini belirlemek için uygundur.

7. G-P Formülü:

Harima ve arkadaşları (1986) tarafından ANSI (1991) verileri için geliştirilmiş bir formüldür.

$$B(E, x) = 1 + \frac{(b-1)(K^x - 1)}{K-1} \quad K \neq 1 \quad \text{için}$$

$$B(E, x) = 1 + (b-1)x \quad K = 1 \quad \text{için} \quad (2.82)$$

burada

$$K(E, x) = cx^a + d \frac{\tanh(x/X_k - 2) - \tanh(-2)}{1 - \tanh(-2)}, \quad (2.83)$$

$$x \leq 40$$

dir. x ; kaynak-detektör uzaklığı, $K(E,x)$; doz çarpım faktörü ve b, c, a, X_k, d ; G-P formülüne ait parametrelerdir.

Genel olarak gamma ışınları yığılma faktörlerini tayin etmek için amaçlanan deneyler kolay değildir. Deneysel çalışmalarda bazı güçlüklerle karşılaşılması sebebiyle birçok hesaplama yöntemleri geliştirilmiştir. Bu uygulanan yöntemlerin başlıcaları şunlardır:

1. Monte Carlo Yöntemi
2. Nokta-Kernel Yöntemi
3. Moment Yöntemi
4. Asimptotik Yöntem
5. Ard Arda Saçılma Yöntemi

Bunlardan en çok Monte Carlo hesaplama yöntemleri kullanılmaktadır (Shin ve Hirayama 1994, Hirayama 1995, Brar ve Mudahar 1995a,b).

Monte Carlo yöntemi, gamma ve diğer nükleer parçacıkların madde ile etkileşmesinin incelenmesinde kullanılan önemli bir hesaplama tekniğidir. Çalışmanın teorik kısmında yığılma faktörleri Monte Carlo yöntemi kullanılarak hesaplandığından bu yöntemle ilerde ayrıntılı bir şekilde değinilecektir.

Nokta-Kernel yöntemi: Bütün genişletilmiş radyasyon kaynakları, izotropik nokta kaynakların bileşimi şeklinde düşünülebilir. Bu yüzden, bir detektörün genişletilmiş bir kaynağa karşı gösterdiği davranış fonksiyonu, bu kaynağı oluşturan nokta kaynaklar için bulunan davranış fonksiyonlarının integrasyonu ile elde edilebilir. Bu, Nokta-Kernel yönteminin özünü oluşturur.

Nokta-Kernel yöntemi, kaynak ve detektör noktaları arasındaki Kernel'e (yani bir Green fonksiyonuna) dayanır. Kernel, homojen bir ortamdaki E enerjili ve S(E) şiddetli nokta izotropik bir kaynaktan çıkan hiç çarpışma yapmamış gamma fotonlarına ait akıyı göz önüne alarak kurulur.

Çarpışma yapmamış foton akısı,

$$\varphi_0(r, E) = S(E) \frac{\exp[-\mu(E)r]}{4\pi r^2} \quad (2.84)$$

bağıntısı ile verilir. Bu bağıntı, r uzaklığında bulunan noktadaki toplam gamma fotonu akısını, tüm etkileşmeler soğurma işlemi olduğu taktirde belirler ve uygulamada, saçılmalardan oluşacak katkıyı göz önünde bulundurmak için B "Yığılma Faktörü"nü kullanır ve toplam akı yoğunluğu,

$$\begin{aligned} \varphi(r, E) &= B(\mu_r, E) \varphi_0(r, E) \\ &= B(\mu_r, E) S(E) \frac{\exp[-\mu(E)r]}{4\pi r^2} \end{aligned} \quad (2.85)$$

olarak yazılabilir. E enerjili nokta bir kaynaktan çıkan toplam doz oranı veya doz,

$$D(r, E) = B_D(\mu_r, E) S(E) \frac{\exp[-\mu(E)r]}{4\pi r^2} \quad (2.86)$$

ifadesiyle verilir. Burada B_D doz yığılma faktörüdür.

Bu yöntemle, radyasyonun cinsine, enerjisine ve kaynak-detektör arasındaki ortamın bileşimine bağlı olan detektörün gösterdiği davranış fonksiyonu yardımıyla, detektörün bulunduğu yerde, radyasyona ait “ışınlama hızı”, “soğurulan doz hızı”, “miktar akısı” veya “enerji akısı” gibi nicelikler elde edilebilir. Yararlı bir yöntemdir ve doğru bir şekilde uygulandığı zaman gamma radyasyonu için oldukça iyi sonuçlar verir. Ancak tüm şilt problemlerinin çözümünde kullanılamaz (Jaeger ve ark. 1968, Harima 1993).

Moment yöntemi (veya polinom yöntemi): Madde veya uzaydan geçen gamma fotonlarının geçişini tanımlayan Boltzmann denklemini çözmek için kullanılan yarı-sayısal bir tekniktir. Bu yöntem önce Spencer ve Fano tarafından önerilmiş ve daha sonra sonsuz homojen ortam için diferansiyel enerji dağılımı ve yığılma faktörlerini elde etmek için Goldstein ve Wilkins tarafından kapsamlı bilgisayar programlarında kullanılmıştır.

Asimptotik yöntem: İncelenen ortamın kalınlığı on beş ortalama serbest yoldan daha büyük olduğunda yığılma faktörlerini hesaplamak için kullanılan bir yöntemdir.

Ard arda saçılma yöntemi: Bir engel üzerine gamma fotonunun eğimli düşmesi durumunda yığılma faktörünü hesaplamak için kullanılan bir yöntemdir (Jaeger ve ark. 1968).

2.10. RADYASYON DETEKSİYONU

Radyasyon deteksiyonunun konusu, iyonlayıcı radyasyonun varlığının, şiddetinin, enerjisinin ve radyasyona bağlı diğer özelliklerin belirlenmesini içerir. Genellikle radyasyonun ölçülme işlemine deteksiyon, kullanılan araçlara da algılayıcı ya da sayaç (detektör) denir. İyonlayıcı radyasyonların ölçülmesinin esası, iyonlayıcı radyasyonlar ile madde arasındaki etkileşmeye dayanır. Yani madde içinden bir etki meydana getirmeden geçen radyasyonu değil, o maddenin atomları ile etkileşen radyasyonları ölçmek mümkündür. Bu etkileşme biyolojik, fiziksel veya kimyasal bir etkileşme olabilir. Prensip, bu üç etkileşmeden herhangi birisi, söz konusu noktadaki radyasyonun büyüklüğünün ölçülmesinde kullanılabilir. Mesela, iyonlayıcı radyasyonların deride meydana getirdiği eritem (kızarma) derinin aldığı radyasyon miktarının bir ölçüsüdür. Eritem, bulunan ilk radyasyon deteksiyon metodudur. Bugün bile eritem, iyonlayıcı radyasyonların meydana getirdiği zararların son derece önemli bir göstergesidir. Fotoğraf emülsiyonları kullanılarak, kimyasal etkiler radyasyon deteksiyonunda kullanılır. Filimler, iyonlayıcı radyasyonlara maruz bırakıldıktan sonra banyo edildiğinde filmin üzerinde meydana gelen kararmalar radyasyon miktarının bir ölçüsüdür.

Genelde, algılama ve ölçme cihazları, radyasyonun bu cihaz içindeki ortamda meydana getirdiği iyonlaşmanın ölçülmesi esasına dayanır. Bu cihazların birbirinden farklılığı, iyonlaşma ortamlarının çeşidi ile iyonlaşmayı gösterme metodlarından kaynaklanır. İyonlayıcı radyasyonlar için en çok kullanılan radyasyon algılama ve ölçme ortamları; gazlar, fotoğrafik emülsiyonlar, parıldama fosforları, kimyasal bozulma ortamları, luminesans ortamlardır. Bu ortamlar kullanılarak yapılan sayaçlar, ölçülmek istenen niceliğe ve radyasyonun türüne göre çeşitlilik gösterirler. Sayaçların “elektroskop” gibi en ilkel sayaç tipinden değişik çalışma ilkelerine göre düzenlenmiş “iyonizasyon odası”, “orantılı sayaç”, “Geiger-Müller sayacı”, “sis odası”, “difüzyon odası”, “kabarık odası”, “nükleer emülsiyon”, “katı hal sayacı”, “kivılcım odası”, “sintilasyon sayacı” gibi en gelişmiş sayaç tipine kadar değişik çeşitleri bulunmaktadır.

Çalışmada sintilasyon sayacı kullanılmıştır. Bu nedenle sintilasyon sayaçlarının genel yapısının ve çalışma prensibinin açıklanmasında yarar vardır.

2.10.1. Sintilasyon Sayaçları

Sintilasyon sayaçları, iyonlayıcı parçacıkların bir ortam içerisinde geçerken ortamı uyarma özelliğine dayanarak çalışırlar. Uyarılan atom taban düzeyine dönerken sintilasyon (ışık) oluşturur. Yüksek parçacıkların oluşturduğu uyarma sonucu görünür ışık veren kristallere veya amorf (biçimsiz) saydam maddelere sintilatör denir. Sintilasyon sayacının çalışma ilkesi, sintilatörde radyasyon tarafından uyarılma sonucu oluşan görünür ışığın, kristale optik bağ ile bağlanmış fotoçoğaltıcı tüpte elektrik pulsuna dönüştürülerek sayılmasıdır. Böylece sintilatörde uyarma sonucu görünür ışık oluşturan tüm nükleer parçacıklar sayılabilir.

En yaygın olan CsI ve NaI gibi katı sintilatörlerin yanında, plastik ve sıvı sintilatör tipleri de vardır. Çok kullanılan bazı sintilatörlerin özellikleri Çizelge 2.3.'de verilmiştir.

Çizelge 2.3. Çok kullanılan bazı sintilatörlerin özellikleri (Krane 2001)

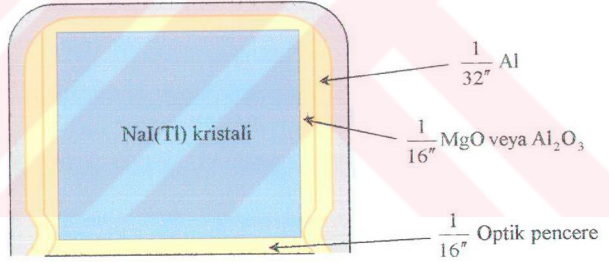
Adı	Tip	Yoğunluk (g/cm ³)	Kırılma İndisi	Maksimum Yayınlanma Dalga boyu (nm)	Bağlı Çıkış*	Zaman Sabiti (ns)
Antrasen	Katı organik	1.25	1.620	447	0.43	30
Pilot B	Plastik (katı organik)	1.03	1.580	408	0.30	1.8
NE 213	Sıvı organik	0.87	1.508	425	0.34	3.7
NaI(Tl)	İnorganik kristal	3.67	1.850	410	1.00	230
CsF	İnorganik kristal	4.11	1.480	390	0.05	5

*Bağlı çıkış, foton soğurulması ve ışık çıkışı için tipik verimi içerir.

Sayaçta kullanılacak olan sintilasyon maddesinde (sintilatörde) bazı özellikler aranır. Nükleer parçacığın enerjisinin görünür ışık radyasyonunun enerjisine dönüşümü için yüksek verim, görünür ışık radyasyonuna ait ışığı geçiricilik, görünür ışık radyasyonu için kısa bozunma zamanı ve mevcut fotokatotların cevaplarının sintilasyonun spektral dağılımı ile uyumu bu özelliklerden birkaçıdır. Bu özellikleri en iyi sağlayanlardan biri, Talyum (Tl) ile aktive edilmiş NaI kristalidir. NaI(Tl) kristalleri gammalara karşı çok duyarlı olmaları ve onların enerjileri ile orantılı bozunma zamanı verimlerinden dolayı, yalnız gamma sayımları için değil, daha önemlisi gamma enerji spektrumu analizlerinde kullanılmaktadırlar.

NaI kristali içersine % 0.1 oranında Talyum ilave edilerek kristalin sintilasyon verimi artırılır. NaI(Tl)'un sintilasyon verimi (kristale giren radyasyonun enerjisi başına oluşan ışık fotonu enerjisi) % 12 civarındadır. Sintilasyon sayaçlarının sayma verimleri (sayma hızının, radyoaktif kaynağın parçalanma hızına oranı) ise, kristalin büyüklüğüne, şekline ve kaynak ile kristal arasındaki geometriye bağlıdır.

Sintilatörler, mekanik dış etkilere karşı ve çevre ışığın kontrolü için bir koruyucu ile kaplanırlar. Şekil 2.16.'da MgO veya Al_2O_3 kılıf ile çevrilmiş, ışığın fotokatoda geçişi için optik pencere bağlantısı yapılmış bir NaI(Tl) kristali görülmektedir. Sintilatör nem çekici olduğundan optik bağlantı yapılan yüzü (optik pencere) camla, diğer tüm çevresi alüminyum levha ile kaplıdır. Koruyucu levhanın iç yüzü ışık yansıtıcısı işlevi gören MgO ya da Al_2O_3 ile kaplıdır. Sintilatörü saran kılıf, detektöre giren gamma ışınlarının şiddetinde bir miktar azalmaya neden olur ve detektör verimini çok az düşürür. Ancak bu etki çok düşük düzeyde olduğundan çalışmada göz önüne alınmamıştır.



Şekil 2.16. Kılıflanmış bir NaI(Tl) kristali

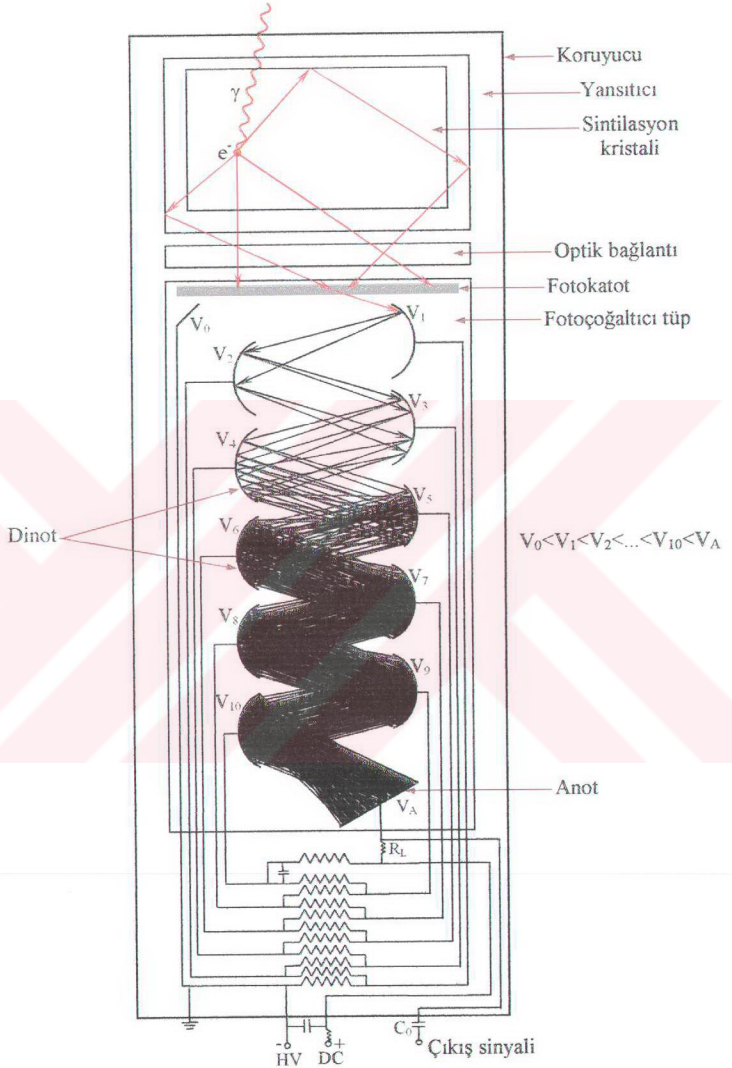
Yüklü bir parçacığın madde içerisinde enerjisini yitirmesi genellikle iyonlaşma ya da uyarma şeklinde gerçekleşir. İyonize olmuş atomlarda elektron eksikliği vardır. Bu elektron boşluğunun madde içindeki serbest elektronlar tarafından doldurulması, elektron boşluğunun enerji düzeyine eş düzeyli enerjide bir foton yayınlanmasına neden olur. Sintilatörde bu foton enerjisi göze görünen bölgededir. Yüklü parçacığın sintilatörde oluşturacağı iyon çifti sayısı, giren parçacığın enerjisi ve dolayısıyla ışık

şiddeti ile orantılı olduğundan sintilatör kullanılarak yapılan sayımlarda parçacıkların enerjiye bağlı dağılımları elde edilebilir.

Sintilasyon detektöründe fotoelektronların çoğaltılması Şekil 2.17.'de gösterilmiştir. Bir sintilatör ile bir fotoçoğaltıcı tüp optik bir ortam aracılığıyla uyumlu bir biçimde bağlanarak bir sintilasyon detektörü oluşturulur. Fotoçoğaltıcı tüp bir fotokatot ile 10 veya 14 tane dinot (çoğaltıcı) denen bir dizi elektrottan meydana gelir. Dinotlar, bir yüksek voltaj kaynağı tarafından üretilen bir voltaj zinciri ve voltaj bölücüleriyle birleştirilirler. Komşu dinotlar arasındaki potansiyel farkı yaklaşık 100 V'dur. Dinotlar ikincil elektron yayınlanmasının yüksek olasılıklı olduğu bir maddeden yapılırlar.

Sintilatörde yüklü parçacıkların iyonizasyonundan oluşan mor ışık optik bağlantı aracılığıyla fotokatot üzerine düşürülür. Optik bağlantı sintilatör ve fotokatot arasındadır. Işığın sintilatörden kaçmasını engellemek ve fotokatoda düzgün olarak gelmesini sağlamak için kullanılır. Fotokatottan sökülen elektronlar ışığın şiddeti, dolayısıyla yüklü parçacığın enerjisi ile orantılıdır. Elektrotlar arasına uygulanan aşamalı gerilim nedeniyle fotokatotta oluşan elektronlar sırasıyla birinci elektrota varıncaya kadar elektriksel alanda hızlanır ve sahip olduğu enerjinin tümünü elektrottan elektronların koparılmasına harcar; sökülen elektronlar ikinci elektroda varıncaya değin elektriksel alanda yeniden hızlanarak ikinci elektroda çarparlar ve tüm enerjilerini bu elektrottan elektronların koparılmasına harcarlar. Böylece elektronlar birbirini izleyen her bir ardışık elektrot çifti arasında hızlandırılır, çarptırılır ve çoğaltılır. Çoğaltılmış ve hızlandırılmış elektronlar anot (toplayıcı elektrot) aracılığıyla toplanarak bir gerilim pulsu üretilmiş olur.

Çok çeşitli fotoçoğaltıcı tüpler kullanılır; tüp seçimi, fiziksel boyut, gelen farklı dalga boylu radyasyonlara fotokatodun cevabı, fotokatodun duyarlılığı, kazanç, gürültü seviyesi ve zamanlama karakteristikleri gibi parametreler göz önüne alınarak yapılır. Fotoçoğaltıcı tüpün yerin manyetik alanından etkilenmemesi için dışı bir perdeleyici ile sarılır.



Şekil 2.17. Sintilasyon detektöründe fotoelektronların çoğaltılması

2.10.2. Detektör Özellikleri

2.10.2.1. Ayırma Gücü

Detektörün saydığı aynı enerjili fotonların spektrometrede gözlenen enerjileri aynı değerli değildir. Spektrometreyi oluşturan basamakların her birinden gelen istatistiksel sapmalar nedeniyle fotonların enerji dağılımı yaklaşık Gauss eğrisi gibidir. Yani spektrum üzerindeki fotopik çizgisinin genişlemesi, hem sintilatörden çıkan ışıktaki düzensiz değişim hem de fotoçoğaltıcı tüpteki her bir dinotta oluşan fotoelektronların sayısından ileri gelmektedir. Gauss eğrisinin genişliği spektrometrenin ayırt etme kabiliyetinin bir ölçüsüdür. Ayırma gücünün tayininde genellikle fotopiklerden yararlanır. Ayırma gücü, enerji spektrumundaki bir fotopikin yarı yüksekliğindeki tam genişliğin (ΔE), fotopik enerji değerine (E_γ) oranı olarak tanımlanır ve

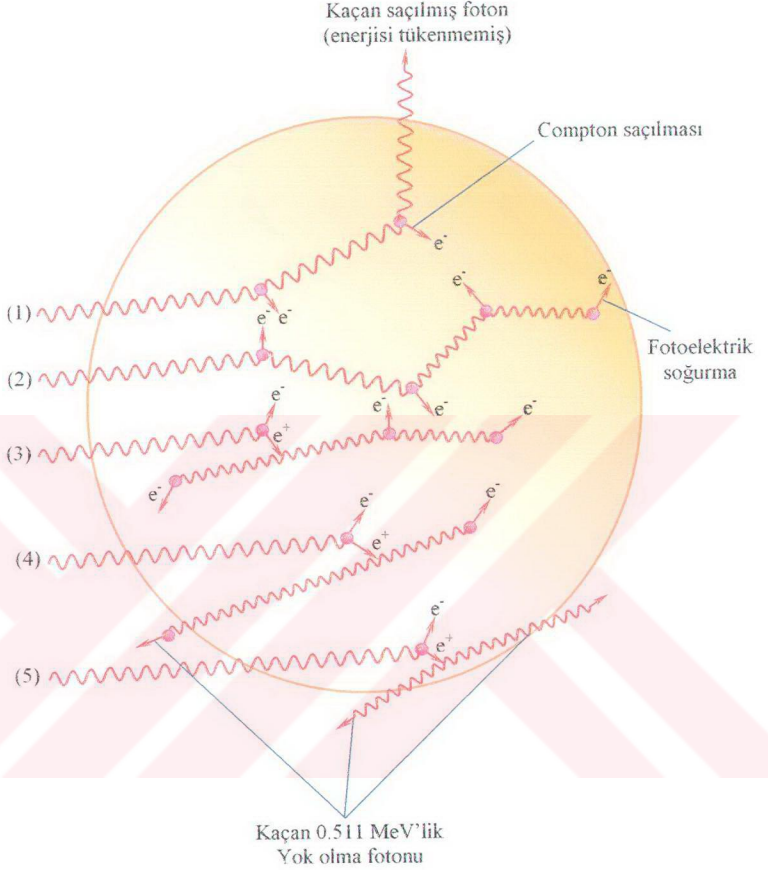
$$R = \frac{\Delta E}{E_\gamma} \times 100\% \quad (2.87)$$

bağıntısı ile verilir. ^{137}Cs radyoizotopunun 0.662 MeV enerjili gammaları için ayırma gücü, düz kristaller için %7 ile %9 arasında, kuyu tipi kristaller içinse %10 ile %12 arasında değişmektedir.

2.10.2.2. Cevap Fonksiyonu

Gamma ışınlarının detektör ortamına aktardığı enerjiye bağlı olarak foton sayısının değişimine “cevap fonksiyonu” veya “gamma ışını spektrumu” denir.

Gamma ışınlarının detektör materyaline girdiğinde oluşturabildiği işlemlerin bazıları Şekil 2.18.'de gösterilmiştir.



Şekil 2.18. Gamma ışınlarının detektör materyalinde oluşturabildiği olaylar
 (1) Foton, birkaç kez Compton saçılması yapar ve enerjisinin tamamını kaybetmeden önce detektörü terk eder. (2) Foton, pek çok Compton saçılmasından sonra fotoelektrik soğurma yapar ve enerjisinin tamamını kaybeder. (3) Çift oluşumunu, pozitron yok olması, Compton saçılması ve fotoelektrik soğurma takip eder ve yine enerjisinin tamamı aktarılır. (4) Yok olma fotonlarından biri detektörü terk eder ve gamma ışınları 0.511 MeV'lik enerjisinin tamamını kaybeder. (5) Yok olma fotonlarının her ikisi de detektörü terk ederken 1.022 MeV'lik enerjiyi detektör materyaline aktarır. (4) ve (5)'deki işlemler sadece gamma ışını enerjisinin 1.022 MeV'den daha büyük olduğu durumlarda meydana gelir.

Bu işlemler sırasında meydana gelen fotoelektrik olay, Compton saçılması ve çift oluşumu olaylarının her birinde serbest elektronlar oluşur. Oluşan serbest elektronlar detektör içerisinde yüklü parçacıklar gibi sayılırlar.

Her üç olayda da kristale aktarılan enerji ile puls boyu orantılıdır. Dolayısıyla cevap fonksiyonlarının şekli gamma enerjisine bağlı olarak karakteristik bir farklılık gösterir.

a) Fotoelektrik Olay

Fotoelektrik olayda gamma ışını, enerjisinin tamamını (E_γ) ortama aktararak yok olur. E_γ enerjisi, bağlanma enerjisi (E_b) ile elektronun kinetik enerjisine (E_c) dönüşür.

$$E_\gamma = E_b + E_c \quad (2.88)$$

Elektron kazanmış olduğu E_c kinetik enerjisi ile sintilatör ortamında pek çok sayıda uyardıya neden olur ve enerjisini bu yolla yitirir. Fotoelektrik olay sonucunda uyarılan ilk atom dahil tüm uyarılmış atomlar görünür ışık salarak taban enerji seviyesine dönerler. Oluşan ışık fotonları fotoçoğaltıcı tüp yardımı ile puls haline sokulur. Meydana gelen bu pulsun boyu (V), gamma enerjisi (E_γ) ile orantılıdır. Orantı sabiti k ile gösterilirse bu ilişki,

$$V = k E_\gamma \quad (2.89)$$

şeklinde olur.

Sayaçta sayılan gamma ışını sayısı n_s , fotoelektrik olma olasılığı P_{fe} ile gösterilirse oluşan fotoelektrik pulsu sayısı N_{fe} ,

$$N_{fe} = n_s P_{fe} \quad (2.90)$$

kadar olur. Dolayısıyla detektörde sayılan N_{fe} adet kE_γ gerilim değerinde fotoelektrik pulsu vardır.

b) Compton Saçılması

Gamma ışını, sintilatör içerisinde bulunan ortamdaki elektronlarla bir ya da defalarca Compton saçılması yapabilir. Tek bir Compton olayında E_γ enerjisine sahip gamma ışını E'_γ enerjisi ile saçılır ve serbest elektron $E_e = E_\gamma - E'_\gamma$ kadar bir kinetik enerji kazanmış olur. Detektör içinde bütün açılarda saçılma olacağından, saçılan elektronun enerji aralığı $\theta = 0^\circ$ için 0° 'dan $\theta = 180^\circ$ için $2E_\gamma^2 / (m_e c^2 + 2E_\gamma)$ 'ya kadar değişir. Bu elektronların hepsi detektörde soğurulabilir ve detektörün enerji spektrumunun Compton bölgesine katkıda bulunabilirler. Compton bölgesi sıfırdan Compton sınırı olarak bilinen bir maksimuma kadar uzanır. Detektörde oluşan pulsun boyu, $E_e = E_\gamma - E'_\gamma$ enerji değeri ile orantılı olacaktır.

Defalarca Compton saçılması yapan bir foton, her saçılmadan sonra, enerjisinin bir kısmını kaybeder ve serbest elektron üretilir. Enerjisini kaybeden foton Compton saçılmasına devam eder ve sonunda enerjisi o kadar azalır ki fotoelektrik soğurma meydana gelerek yok olur ya da enerjisinin belli bir kısmını ortamda bırakarak kristalin kenarına çok yaklaşır kristalin dışına çıkar. Foton defalarca Compton saçılması yapıp ortamdan kaçmışsa, ortama $E_1 + E_2 + E_3 + \dots + E_i$ şeklinde tek bir enerji aktarılır.

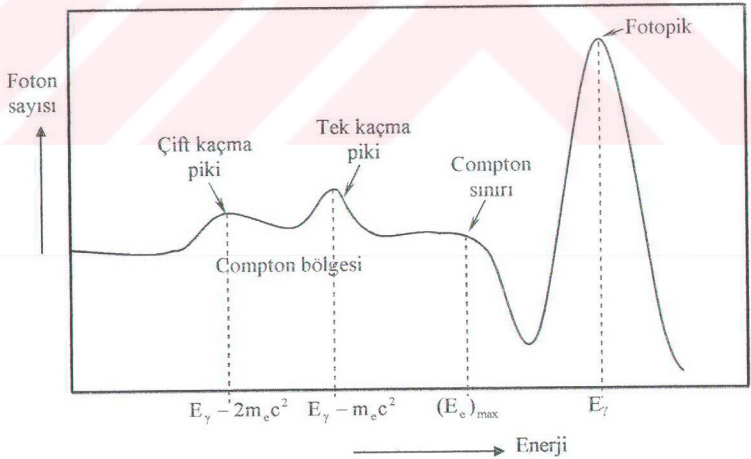
P_C Compton saçılması olma olasılığı olmak üzere detektörde sayılan n_s fotondan oluşan Compton pulsu sayısı N_C ,

$$N_C = n_s P_C \quad (2.91)$$

adet olur. N_C tane pulsun enerjisi tek değildir. Pulsun boyu enerjiye bağlı olarak $k(0) < V < k(E_e)_{\max}$ arasında değişir. Tam bir fotoelektrik soğurmaya karşılık gelen fotopik (tam enerji piki) ve Compton sürekli bölgesi Şekil 2.19.'da gösterilmiştir.

c) Çift Oluşum Olayı

Gelen foton enerjisinin 1.022 MeV'den daha büyük değerlerinde elektron-pozitron çifti oluşumu kendini gösterir. Bu olayda elektron ve pozitron, $E_\gamma - 2m_e c^2$ 'lik bir toplam kinetik enerji ile yaratılmış olur. Pozitron durgun halde kararsız olduğu için çok kısa bir zamanda elektrona birleşir ve her birinin enerjisi $m_e c^2 = 0.511$ MeV olan zıt doğrultuda iki tane yok olma fotonu meydana getirir. Bu yok olma fotonlarının her ikisi de sayaç içinde soğurulursa, fotopike E_γ tam enerjili bir puls eklenir. Bu durumda oluşacak puls boyu $E_e^- + E_e^+ + 2m_e c^2$ ile orantılı olur ($V = kE_\gamma$). Yok olma fotonlarından bir tanesi sayaçtan dışarı kaçarsa, sayaçta kalan enerji $E_\gamma - m_e c^2$ 'dir ve böylece "tek kaçma piki" adı verilen $E_\gamma - m_e c^2$ enerjili bir puls ortaya çıkar [$V = k(E_\gamma - m_e c^2)$]. Yok olma fotonlarının her ikisi de sayaçtan dışarı kaçarsa, ilk fotonun sayaçta bıraktığı enerji $E_\gamma - 2m_e c^2$ olur ve "çift kaçma piki" adı verilen zirve bu enerjideki atmalardan meydana gelir [$V = k(E_\gamma - 2m_e c^2)$]. Tek ve çift kaçma pikleri Şekil 2.19.'da gösterilmiştir.



Şekil 2.19. Tek enerjili gamma ışınları için cevap fonksiyonu

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. MONTE CARLO BENZETİŞİM YÖNTEMİ

Monte Carlo benzetişim yöntemi, istatistik teknikler kullanarak bir deneyi veya olayı sayısal olarak taklit etmektir. Bu yöntemle olasılıklara bağlı yapısı nedeniyle "Monte Carlo Yöntemi" denilmektedir. Monte Carlo yönteminde, tahmine dayalı ya da bazı istatistiksel karakterler taşıyan doğal bir olay yerine, matematiksel karakterli bir model alınarak istatistiksel işlemler aracılığıyla fiziksel bir olay bilgisayar ortamında taklit edilebilir ve istenilen değerler hesaplanabilir.

Yapılan çalışmalar, karmaşık belirli problemlerin çözümü için Monte Carlo yönteminin uygun bir yol olduğunu göstermiştir. İncelenen problem, genelde sonucu analitik olarak hesaplanamayacak denli karmaşık sistemler içerebilir. Sistemdeki gelişigüzel ve olaya birçok farklı fiziksel olayın karışması çözümsüzlüğe neden olabilir. Bu durumda probleme kuramsal çözüm, Monte Carlo yöntemi ile mümkün olabilir. Olaya katılan her fiziksel olaya ilişkin olasılık yasaları biliniyorsa, her olayın katkısı Monte Carlo örnekleme yöntemleri kullanılarak hesaplanır ve sonuçta tüm olayların katkısı ile oluşan sıklık dağılımı elde edilir.

Günümüzde modern bilgisayarların gelişimi ile Monte Carlo yöntemi fiziğin hemen hemen tüm dallarında geniş uygulama alanı bulmuştur. Örneğin Nükleer fizikte alfa, beta, gamma ve diğer nükleer parçacıkların madde ile etkileşiminin incelenmesinde kullanılmaktadır.

Temel Monte Carlo İlkesi ve Reddetme Yöntemi Cengiz (1991) tarafından aşağıdaki gibi özetlenmiştir:

3.1.1. Temel Monte Carlo İlkesi

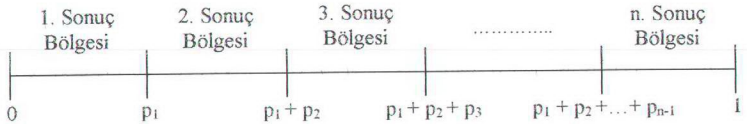
Belli bir ölçme veya deneyde elde edilen değerler bir gelişigüzel sayı kümesi oluşturur. Gelişigüzel sayılar kümesinde herhangi bir sayının gelme olasılığı diğer sayıların gelme olasılığından farklı olabilir. Olasılıklar aynı ise böyle bir kümeye düzgün dağılımlı gelişigüzel sayılar kümesi denir. Sayısal olarak bir deneyi veya olayı taklit etmek için, 0-1 arasında değerler alan düzgün dağılımlı gelişigüzel sayıları

kullanarak, ele alınan olayla ilgili olasılık dağılımına sahip, belli bir a-b aralığında değerler alan gelişigüzel sayılar üretmek gereklidir. Yöntemin hatasız işlemesi için 0-1 aralığında gerçekten eşit olasılıklarla gelen gelişigüzel sayılar elde edilmesi önemlidir. 0-1 aralığında düzgün dağılımlı gelişigüzel sayılar kısaca gelişigüzel sayı olarak isimlendirilir ve q ile gösterilir. Bu sayılar bir bilgisayar programı ile türetilir. Bu çalışmada, "Turbo Basic" programının hazır gelişigüzel sayı (random) fonksiyonu kullanılmıştır.

Yukarıda belirtildiği gibi Monte Carlo yönteminin temelinde belirli olasılık dağılımına sahip gelişigüzel bir değişkenin değerlerini örnekleme işlemi vardır. Bu işlem akışını bir örnekle açıklamakta yarar vardır.

Belli bir ölçme veya deneyi bir olay olarak isimlendirelim. Herhangi bir olayın belli olasılıklarla meydana gelen çeşitli sonuçları vardır. Bu sonuçlar da ayrı ayrı birer olay olarak düşünülebilir. Örneğin, fotonun bir ortamda etkileşmesi bir olay; fotoelektrik olay, Compton saçılması ve elektron-pozitron çifti oluşumu da bu olayın birer sonucudur. Bu üç sonuç da birer olaydır. Örneğin, Compton saçılması bir olay, bu olayda fotonun belli bir açıya saçılması bu olayın bir sonucudur.

Bir olayda n tane sonuç ve bu sonuçların meydana gelme olasılıkları p_1, p_2, \dots, p_n olsun. Gelişigüzel sayılar kullanarak bu olayı taklit etmek isteyelim. Gelişigüzel sayı eksenini Şekil 3.1'de görüldüğü gibi n tane bölgeye ayrılabilir. Her bir bölgenin genişliği, o sonucun ortaya çıkma olasılığı kadar olsun.



Şekil 3.1. Gelişigüzel sayı eksenine n tane sonuç bölgesinin yerleştirilmesi

Şekil 3.1.'de sonuç bölgelerine ayrılmış gelişigüzel sayı ekseninde, p_1 olasılıkla belirlenen miktar 1. sonuç, p_2 olasılıkla belirlenen miktar 2. sonuç, p_3 olasılıkla belirlenen miktar 3. sonuç, \dots, p_n olasılıkla belirlenen miktar da n . sonuç olarak

ayrılmış olur. Böylece, türetilen bir gelişigüzel sayı (q) hangi sonuç bölgesine düşerse, olayda o sonucun meydana geldiği kabul edilir. Yani,

$$0 < q < p_1 \quad \text{ise 1. sonuç,}$$

$$p_1 \leq q < p_1 + p_2 \quad \text{ise 2. sonuç,}$$

.....

$$p_1 + p_2 + \dots + p_{n-1} \leq q < 1 \quad \text{ise n. sonuç}$$

meydana gelir.

Belli bir olayda x sonucunun $a \leq x \leq b$ aralığında sürekli değer aldığı ve ard arda ölçümlerde çeşitli x değerlerinin ölçülme sıklık fonksiyonunun $f(x)$ olduğunu kabul edelim.

Monte Carlo yönteminin temel ilkesi, 0-1 aralığında eşit olasılıklarla sürekli değerler alan q sayılarını kullanarak eşit olmayan olasılıklarla a - b arasında değerler alan x sayılarını üretmektir.

Olayda sonucun x ile $x+dx$ arasında bir değer alma olasılığı,

$$p(x)dx = \frac{f(x)dx}{\int_a^b f(x)dx} \quad (3.1)$$

dir. $p(x)$ fonksiyonuna “olasılık yoğunluk fonksiyonu” adı verilir. Genel olarak olasılık yoğunluk fonksiyonu,

$$\int_a^b p(x)dx = 1 \quad (3.2)$$

özelliğine sahiptir ve olasılıkların toplamının bire eşit olması koşulunu sağlar. “Toplam olasılık yoğunluk fonksiyonu” veya “olasılık dağılım fonksiyonu”,

$$P(x) = \int_a^x p(x') dx' \quad (3.3)$$

şeklinde tanımlanır. $a \leq x \leq b$ aralığındaki her x değerine karşılık $P(x)$ fonksiyonu 0-1 aralığında gelişigüzel değerler alır. $P(x)$ değerlerinin ortaya çıkma sayısı yani sıklık fonksiyonu düzgün bir dağılım gösterir. O halde $P(x)$ q 'ya eşitlenebilir:

$$P(x) = q \quad (3.4)$$

(3.1), (3.3) ve (3.4) denklemleri kullanılarak,

$$q = \frac{\int_a^x f(x') dx'}{\int_a^b f(x) dx} \quad (3.5)$$

elde edilir. Denk.(3.5) "Temel Monte Carlo İlkesi" olarak bilinir. Denk.(3.5)'den x , tersine çözümlü q 'ya bağlı olarak,

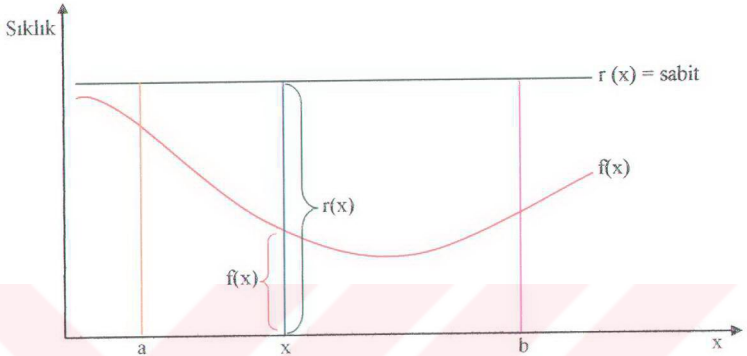
$$x = P^{-1}(q) \quad (3.6)$$

şeklinde elde edilir. Türetilen her bir q 'ya karşılık bir x değeri Denk.(3.6)'dan hesaplanır. Böylece, 0-1 arası düzgün dağılımlı q değerleri kullanılarak a - b aralığında $f(x)$ dağılımlı x değerleri elde edilir.

3.1.2. Reddetme Yöntemi

Monte Carlo yönteminin uygulanmasında harcanan bilgisayar zamanını en aza indirmek gereklidir. Bir dağılımın örneklenmesinde çoğunlukla "Temel Monte Carlo İlkesi" kullanılamaz. Bu ilke, ancak Denk.(3.5)'deki integralin analitik olarak alınabildiği ve bulunan ifadenin tersine çözümünün analitik olarak mümkün olduğu durumlarda kullanılabilir. Çoğu uygulamalarda bu şartlar sağlanamadığı için "Reddetme Yöntemi"ni uygulamak gerekir.

$a \leq x \leq b$ aralığında $f(x)$ sıklık fonksiyonu ile belirlenen bir olay "Reddetme Yöntemi" ile örneklenirse, $r(x) = \text{sabit}$ dağılımından yararlanır. Örnek olarak $f(x)$ ve $r(x) = \text{sabit}$ dağılımları Şekil 3.2.'de görüldüğü gibi olsun.



Şekil 3.2. Reddetme yöntemi ile örneklenmek istenen $f(x)$ dağılımı ve $r(x)$ düzgün dağılımı

$r(x) = \text{sabit}$ dağılımına temel Monte Carlo ilkesi kolayca uygulanır. Şekil 3.2.'de görüldüğü gibi, türetilen bir q ile $r(x)$ dağılımının örneklenmesinden elde edilen bir x değerinin sıklığı $r(x) = \text{sabit}$ 'tir. Bu sıklığın $f(x)$ olma olasılığı, $f(x)/r(x)$ 'dir. Düzgün dağılımlı olarak türetilen x değerlerinin $f(x)/r(x)$ olasılığıyla belirlenen miktarı $f(x)$ dağılımlıdır. Böylece $f(x)$ dağılımı, Şekil 3.2.'de görülen $r(x) = \text{sabit}$ dağılımının örneklenmesiyle elde edilen düzgün dağılımlı x değerlerinden, $f(x)$ ile x ekseninde kalanları kabul edilip, diğerleri reddedilerek örneklenir. Yöntemin verimi,

$$\varepsilon = \frac{\int_a^b f(x) dx}{\int_a^b r(x) dx} \quad (3.7)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Verimi yükseltmek ve fazla hesaplamalardan kurtulmak için sıklık fonksiyonu $f(x)$, maksimum değerine bölünerek $g(x) = f(x)/f(x)_{\max}$ fonksiyonu

elde edilir ve bu $g(x)$ dağılımını örten $r(x)$ dağılımı da $r(x) = 1$ şeklinde seçilir. Bu $r(x) = 1$ dağılımına temel Monte Carlo ilkesi uygulanırsa,

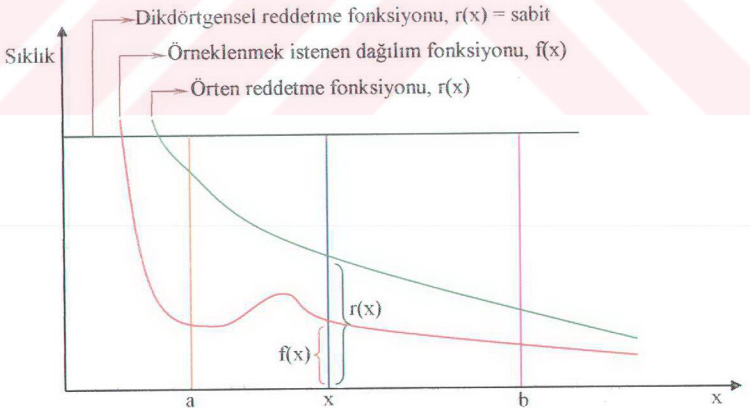
$$x = a + (b - a) q \quad (3.8)$$

ifadesi elde edilir. Bir q türetilerek Denk.(3.8)'den x değeri bulunur. Bulunan bu x değerinin sıklığının $f(x)$ olma olasılığı $g(x)/r(x) = g(x)$ 'dir. İkinci bir q türetilerek,

$$q \leq g(x) \quad (3.9)$$

şartına bakılır. Elde edilen x , bu şart sağlanırsa kabul edilir, sağlanmazsa reddedilir ve işlem tekrarlanır. Böylece düzgün dağılımlı x değerlerinden $f(x)$ dağılımlı x değerleri elde edilir.

Çoğu durumlarda reddetme yönteminin verimi çok düşük olmaktadır. Bu gibi durumlarda $r(x) = \text{sabit}$ düzgün dağılımı yerine, bu $f(x)$ dağılımını örten bir $r(x)$ dağılımı kullanılır. Düzgün dağılım $r(x)=\text{sabit}$ 'e dikdörtgenel reddetme fonksiyonu, $f(x)$ dağılımını örten herhangi bir $r(x)$ dağılımına da örten reddetme fonksiyonu adı verilir. Şekil 3.3.'de temsili $f(x)$ ve $r(x)$ dağılımları görülmektedir.



Şekil 3.3. Reddetme yöntemi ile örneklenmek istenen $f(x)$ dağılımı ve $r(x)$ reddetme fonksiyonu

Örten reddetme fonksiyonu şu özellikleri sağlamalıdır:

1. $a \leq x \leq b$ için $r(x) \geq f(x)$ olmalı,
2. $r(x)$ dağılımına temel Monte Carlo ilkesi Denk.(3.5) uygulanarak, Denk.(3.6) analitik olarak elde edilebilmelidir.

Bu iki şartı sağlayan birden fazla örten reddetme fonksiyonu varsa, bunlar arasından (3.7) bağıntısı ile tanımlanan verimi en yüksek ve en az karmaşık olanı kullanılmalıdır. Şekil 3.3.'de görüldüğü gibi $r(x)$ ile $f(x)$ eğrileri arasında kalan alan ne kadar küçükse verim de o kadar yüksek olur.

Temel Monte Carlo ilkesi Denk.(3.5), örten reddetme fonksiyonu $r(x)$ 'e uygulanarak Denk.(3.6) analitik olarak elde edilir. Bir q türetilerek Denk.(3.6)'dan bir x sayısı bulunur. Şekil 3.3.'de görüldüğü gibi bu x sayısının sıklığı $r(x)$ 'dir. Bu sıklığın $f(x)$ olma olasılığı $f(x)/r(x)$ 'tir. İkinci bir q türetilerek,

$$q \leq f(x)/r(x) \tag{3.10}$$

şartına bakılır. Bu şart sağlanırsa x kaydedilir, sağlanmazsa reddedilir ve işlem tekrarlanır. Böylece, $r(x)$ dağılımlı x değerlerinden, $f(x)$ dağılımlı x değerleri elde edilir.

Eritilmiş parafin, çapı 22 cm yüksekliği 25 cm olan silindirik geometri bir kabın içersine yarıya kadar dökülmüştür. Parafin katı hale geldikten sonra silindir yüzeyinin merkezine, 2.5 cm çapında ve 0.15 cm yüksekliğinde metal disk içinde bulunan noktasal gamma kaynağı yuva açılarak yerleştirilmiştir. Kaynağın bulunduğu silindir yüzeyinin üzerine tekrar aynı yükseklikte yeni bir parafin kalıp dökülerek istenen boyutlarda silindirik ve merkezinde noktasal bir gamma kaynağı olan soğurucu bir parafin ortamı hazırlanmıştır.

Poliyeten, yüksekliğinin tam ortasından kestirilerek iki adet silindir elde edilmiştir. Silindirlere birinin dairesel yüzünün merkezine parafinde olduğu gibi noktasal gamma kaynağı için bir yuva açılmıştır. Kaynak bu yuvaya yerleştirilmiş ve diğer silindir üzerine kapatılarak soğurucu poliyeten ortamı kullanıma hazır hale getirilmiştir. Alüminyum ve bakır da benzer şekilde hazırlanarak merkezinde gamma kaynağı olan silindirik geometri alüminyum ve bakır ortamları elde edilmiştir.

Su ortamı için, çapı 22 cm yüksekliği 25.5 cm olan silindirik bir poliyeten kabın tabanının merkezinden 12 cm yüksekliğe gamma kaynağı konularak sabitleştirilmiştir. Daha sonra poliyeten kabın içersine 24 cm yüksekliğe kadar su konulmuş ve soğurucu su ortamı oluşturulmuştur. Gliserin de aynı kabın içersinde, 9.5 cm yüksekliğe yerleştirilen gamma kaynağı için benzer şekilde hazırlanmıştır.

Tuz ve kükürt için, çapı 16.5 cm yüksekliği 15.5 cm olan silindirik geometri bir kabın tabanının tam merkezinden itibaren tuzda 6 cm, kükürte 6.25 cm yüksekliğe gamma kaynağı konulmuştur. Daha sonra kabın içersine tuz sıkıştırılarak yüksekliği 12 cm, kükürt ise yine sıkıştırılarak yüksekliği 12.5 cm olana kadar ayrı ayrı konulmuş ve böylece merkezinde noktasal bir gamma kaynağı olan soğurucu tuz ve kükürt ortamları oluşturulmuştur.

3.2.1.1. Soğurucu Ortamların Efektif Atom Numaralarının Hesaplanması

Öncelikle $Z = 4-16$ arasındaki elementler ve seçilmiş beş farklı soğurucu ortam (parafin, poliyeten, gliserin, su ve tuz) için cm^2/g biriminde Compton ($\mu_{\text{comp.}}$) ve toplam ($\mu_{\text{top.}}$) zayıflama katsayı değerleri, 0.015-1.0 MeV enerji aralığında XCOM

(Berger ve Hubbell 1987) bilgisayar programı kullanılarak elde edilmiştir. Daha sonra basit bir bilgisayar programı yardımıyla elementlerin ve soğurucu ortamların ($\mu_{\text{comp.}}/\mu_{\text{top.}}$) oranları hesaplanmıştır.

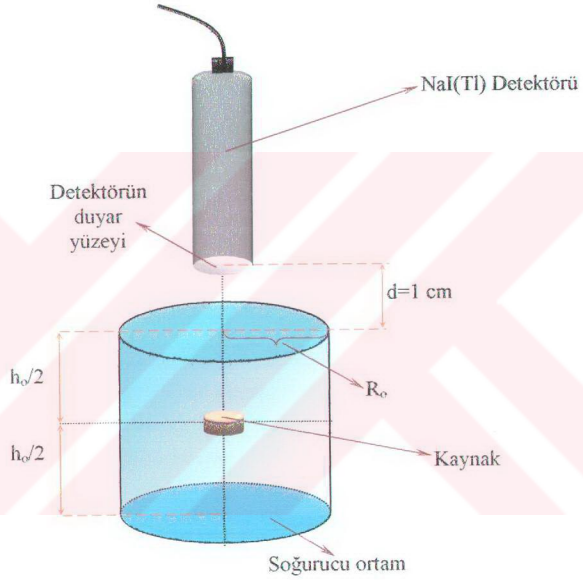
Soğurucu ortamın seçilmiş bir enerjide ($\mu_{\text{comp.}}/\mu_{\text{top.}}$) oranı, aynı enerjideki elementlerin bilinen ($\mu_{\text{comp.}}/\mu_{\text{top.}}$) oranları ile kıyaslanarak hangi iki element aralığında olduğu araştırılmıştır. Bu oranın elementlere ait iki oran arasında olduğu durumlarda soğurucu ortamın efektif atom numarası (\bar{Z}), Denk.(2.63)'deki ara değer bulma formülüne dayanan bir bilgisayar programı yardımıyla hesaplanmıştır. Soğurucu ortamların 0.015-1.0 MeV enerji aralığında hesaplanmış \bar{Z} değerleri Çizelge 3.3.'de verilmiştir.

Çizelge 3.3. Soğurucu ortamların 0.015-1.0 MeV enerji aralığındaki efektif atom numaraları

ORTAM E(MeV)	Parafin \bar{Z}	Polietilen \bar{Z}	Gliserin \bar{Z}	Su \bar{Z}	Tuz \bar{Z}
0.015	5.42	5.69	6.86	7.57	15.1
0.020	5.40	5.67	6.87	7.56	15.2
0.030	5.36	5.65	6.86	7.54	15.2
0.040	5.31	5.62	6.84	7.53	15.2
0.050	5.27	5.60	6.81	7.52	15.2
0.060	5.24	5.59	6.79	7.52	15.2
0.080	5.21	5.55	6.73	7.51	15.2
0.100	5.16	5.51	6.76	7.49	15.2
0.150	4.77	5.33	6.56	7.25	15.2
0.200	5.12	5.71	6.58	7.50	15.2
0.300	5.22	5.57	6.76	7.50	15.1
0.400	4.81	5.03	6.20	7.50	15.1
0.500	5.08	5.50	6.67	7.50	15.1
0.600	5.04	5.28	6.63	7.50	15.1
0.800	5.03	5.19	6.68	7.50	15.1
1.000	4.37	5.63	6.60	7.50	15.1

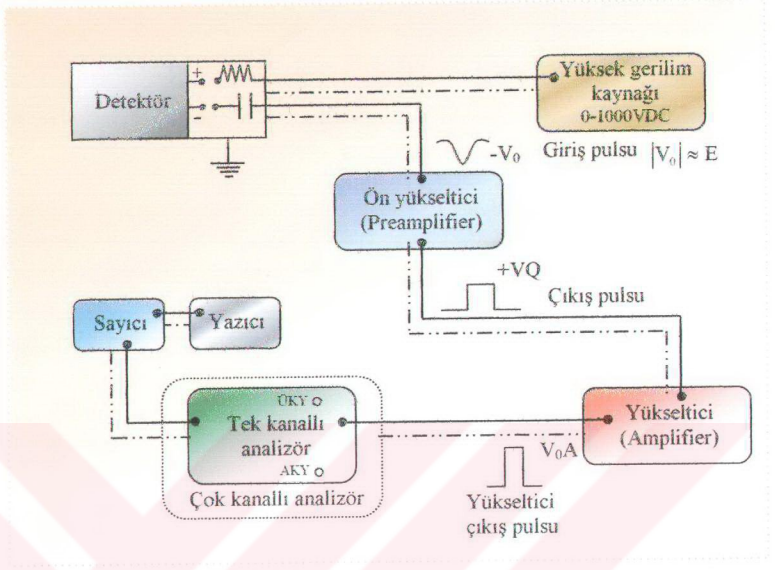
3.2.2. Deney Düzeneği ve Deneyin Yapılışı

Deney düzeneği, Şekil 3.4.'de görüldüğü gibi silindirik geometrili soğurucu ortam, silindirin merkezine yerleştirilen $10 \mu\text{Ci}$ 'lik ^{137}Cs standart noktasal bir gamma kaynağı ve soğurucu ortamdan 1 cm yukarıda, silindir eksenine üzerine düşey doğrudultuda ve duyar yüzeyi aşığıya bakacak şekilde yerleştirilen 2"x2" 'lik NaI(Tl) kristalli sintilasyon detektöründen oluşmaktadır.



Şekil 3.4. Deney düzeneğinin şematik gösterimi

Kullanılan spektrometre sistemi, 2"x2" 'lik NaI(Tl) detektörü, ön yükseltici, yükseltici, 2048 kanallı 4 bellekli Canberra MCA 40 serisi çok kanallı analizör ve yazıcıdan oluşmaktadır. Sistemin blok diyagramı Şekil 3.5.'de gösterilmiştir.



Şekil 3.5. Spektrometre sisteminin blok diyagramı

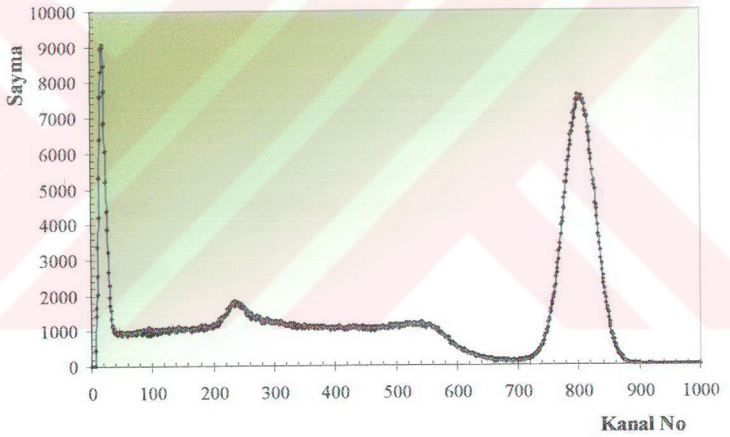
Deneysel çalışmada, standart noktasal gamma kaynağı önce soğurucu ortam yokken, detektörün duyar yüzünün merkezinden çıktığı düşünülen dikme doğrultusunda $h_0/2+d$ uzaklığına konulmuş ve ölçüm yapılarak elde edilen spektrum çok kanallı analizörün belleğine kaydedilmiştir. Geri saçılmayı azaltmak için detektör çevresinde zırhlama yapılmadığından, bu sebeple gelecek hataları önlemek için analizörün bir diğer belleğine aynı sayma süresi içerisinde doğal fon kaydedilmiştir.

Aynı noktasal gamma kaynağı bu kez Şekil 3.4.'de şematik olarak gösterildiği gibi soğurucu ortamın geometrik merkezine yerleştirilmiştir. Soğurucu ortamın geometrik merkezi, detektörün duyar yüzünün ortasından çıktığı düşünülen dikme üzerinde olacak şekilde ve soğurucu ortam ile detektörün en yakın uzaklığı $d=1$ cm tutularak ölçüm yapılmıştır. Kaynak soğurucu ortam içindeyken elde edilen spektrumun fotopik alanı, soğurucu ortam yokken kaynaktan alınan spektrumun fotopik alanına eşit olana kadar ölçüme devam edilmiş ve elde edilen ortama bağlı spektrum analizörün

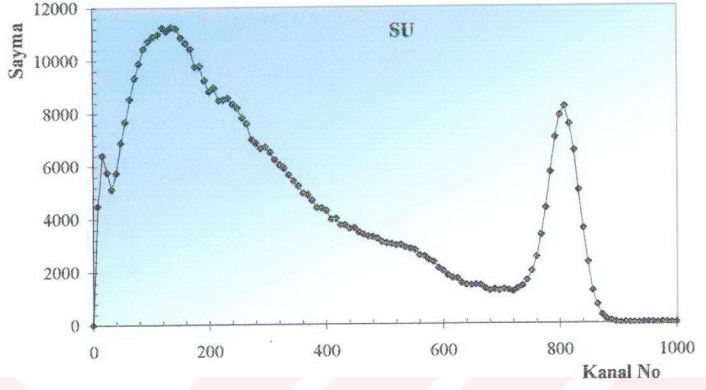
belleğine kaydedilmiştir. Aynı sayma süresi içerisinde analizörün bir başka belleğine de doğal fon kaydedilmiştir.

Soğurucu ortama bağlı ve ortam yokken kaydedilen spektrumlarda ayrı ayrı doğal fon düzeltmeleri yapılmıştır. Böylece kaynaktan doğrudan detektöre gelen fotonlara ait standart deneysel spektrum ve soğurucu ortamdan bir veya daha fazla saçılma yaparak veyahut hiç saçılma yapmadan detektöre gelen fotonlara ait toplam deneysel spektrum elde edilmiştir.

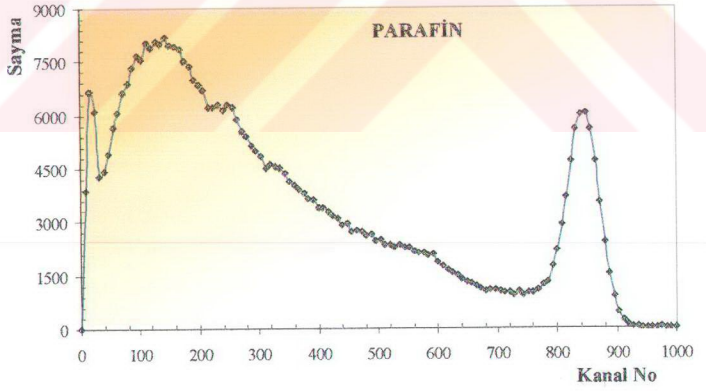
Doğrudan detektöre gelen fotonlara ait standart deneysel spektrum Şekil 3.6.'de, soğurucu ortamlardan su ve parafin için elde edilen toplam deneysel spektrumlar Şekil 3.7. ve Şekil 3.8.'de verilmiştir.



Şekil 3.6. Doğrudan gelen fotonlara ait standart deneysel spektrum



Şekil 3.7. Su için elde edilen deneysel spektrum



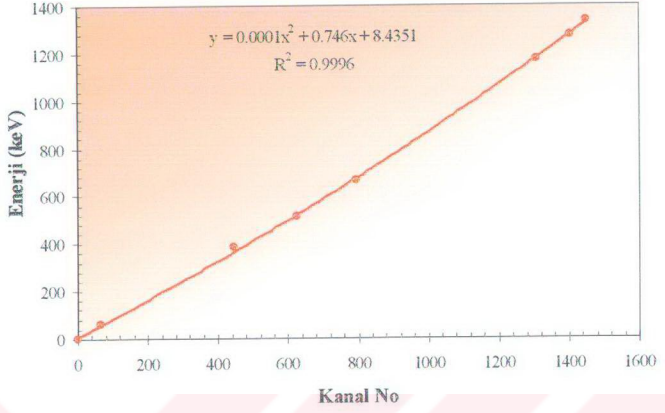
Şekil 3.8. Parafin için elde edilen deneysel spektrum

3.2.3. Soğurucu Ortamların Sayısal, Enerji ve Doz Yığılma Faktörlerinin Hesaplanması

Sayısal yığılma faktörü, ortama bağlı spektrumun toplam alanının ortam yokken alınan standart spektrumun toplam alanına oranlanmasıyla bulunur. Her bir ortam için elde edilen deneysel spektrumların toplam alanları, doğrudan gelen fotonlara ait standart deneysel spektrumların toplam alanlarına oranlanarak mevcut geometri, ortam ve kaynak enerjisi için sayısal yığılma faktörleri hesaplanmıştır.

Enerji yığılma faktörü, ortama bağlı ve standart spektrumun akı değerlerinin gamma ışını enerjisiyle çarpılmasıyla bulunur. Enerji akı değerlerini bulmak için öncelikle ortama bağlı deneysel spektrum on kanallık aralıklara bölünmüş ve her bir aralıktaki toplam sayma değerleri elde edilmiştir. Her bir aralığın hangi enerjiye karşılık geldiğini bulmak içinse sistemin enerji kalibrasyon eğrisi kullanılmıştır (Şekil 3.9.). Her bir aralıktaki akı değerleri enerji değerleriyle çarpılarak toplanmış ve ortama bağlı deneysel spektrumun toplam enerji akısı elde edilmiştir. Daha sonra aynı işlemler standart deneysel spektrum üzerinde de tekrarlanarak ortam yokken bulunan spektrumun toplam enerji akısı elde edilmiştir. Ortama bağlı spektrumun toplam enerji akısı, ortam yokken bulunan standart spektrumun toplam enerji akısı ile oranlanarak mevcut geometri, ortam ve kaynak enerjisi için enerji yığılma faktörleri hesaplanmıştır.

Doz (veya ışınlama) yığılma faktörü, ortama bağlı ve standart spektrumun akı değerlerinin gamma ışını enerjisiyle ve bu enerjiye karşılık gelen hava için bulunan μ_{en} lineer enerji soğurma katsayısıyla çarpılmak suretiyle bulunur. Bunun için ortama bağlı deneysel spektrumun akı değerleri, enerji yığılma faktöründe olduğu gibi spektrum on kanallık aralıklara bölünerek elde edilmiştir. Her bir aralıktaki akı değerleri enerjiyle ve bu enerjiye karşılık gelen hava için bulunan μ_{en} lineer enerji soğurma katsayısıyla çarpılarak toplam alınmıştır. Aynı işlemler standart deneysel spektrum üzerinde de tekrarlanmıştır. Ortama bağlı deneysel spektrum üzerinden bulunan toplam, standart deneysel spektrumundan bulunan toplama oranlanarak mevcut geometri, ortam ve kaynak enerjisi için doz yığılma faktörleri hesaplanmıştır. Hesaplama kullanılan havanın μ_{en} lineer enerji soğurma katsayıları, XCOM (Berger ve Hubbell 1987) bilgisayar programı kullanılarak elde edilmiştir.



Şekil 3.9. Enerji kalibrasyon eğrisi

Soğurucu ortamların 0.662 MeV için hesaplanan sayısal, enerji ve doz yığılma faktörleri Çizelge 3.4.'de verilmiştir.

Çizelge 3.4. 0.662 MeV'de ortamlara ait deneysel bulunmuş sayısal, enerji ve doz yığılma faktörleri

Ortam	B_N	B_E	B_D
1. Parafin	3.42	2.38	2.39
2. Polietilen	3.95	2.54	2.62
3. Gliserin	3.85	2.48	2.39
4. Su	3.52	2.36	2.22
5. Alüminyum	3.11	2.27	2.08
6. Tuz	2.08	1.78	1.58
7. Kükürt	1.94	1.69	1.51
8. Bakır	2.10	1.94	1.73

3.3. MONTE CARLO UYGULAMASI

3.3.1. Ortamların Tesir Kesitlerinin Hesabı

Monte Carlo yöntemi ile silindirik geometrili soğurucu ortamda bulunan izotropik nokta kaynaktan yayınlanan fotonların ortam içinde izlenebilmesi için ortamın Compton saçılması ve fotoelektrik olay tesir kesiti değerlerinin bilinmesi gerekir.

Çalışmada her bir ortamın tesir kesitlerine ilişkin XCOM (Berger ve Hubbell 1987) bilgisayar programı yardımıyla elde edilen (cm²/g) birimindeki sayısal veriler yoğunluk değerleri ile çarpılarak lineer zayıflama katsayısına dönüştürülmüştür.

Bu ortamlara ait Compton tesir kesiti değerleri için enerjiye bağlı,

$$\mu_c = \frac{P_1(E - P_2)}{(1 - P_3 E + P_4 E^2)} \quad (3.11)$$

fonksiyonu önerilerek 0.01-1 MeV enerji aralığında 17 nokta için, Özmutlu (1995) tarafından geliştirilmiş olan bir bilgisayar programı yardımıyla fit yapılmıştır. Burada P₁ 'ler parametreleri ve E(MeV) enerji değerlerini göstermektedir. Tüm ortamlarda elde edilen parametre değerleri Çizelge 3.5.'de verilmiştir.

Çizelge 3.5. Soğurucu ortamlara ait Compton tesir kesiti fit sonuçları

Ortam	Parametreler				
	P ₁	P ₂	P ₃	P ₄	P ₅
Su	29.89	-1.443x10 ⁻³	-105.1	318.4	1.649
Polietilen	26.52	-1.461x10 ⁻³	-98.47	321.1	1.622
Parafin	28.84	-1.714x10 ⁻³	-107.5	336.4	1.633
Gliserin	36.59	-1.245x10 ⁻³	-97.75	320.2	1.618
Tuz	55.24	9.404x10 ⁻⁴	-108.9	310.9	1.677
Kükürt	46.64	-5.612x10 ⁻⁴	-89.95	265.0	1.663
Alüminyum	68.27	8.585x10 ⁻⁴	-103.1	309.3	1.658
Bakır	138.7	1.146x10 ⁻³	-68.26	198.7	1.660

Fotoelektrik tesir kesiti değerleri içinse, enerjiye bağlı değişim çok hızlı olduğundan tesir kesiti değerleri yerine doğal logaritmalarının değerleri üzerine fit yapılmış ve

$$y_f = P_1 + P_2 E + P_3 \exp(P_4 E^P_5) \quad (3.12)$$

$$\mu_f = \exp(y_f) \quad (3.13)$$

fonksiyonu önerilmiştir. Tüm ortamlarda elde edilen parametre değerleri Çizelge 3.6.'da verilmiştir.

Çizelge 3.6. Soğurucu ortamlara ait fotoelektrik tesir kesiti fit sonuçları

Ortam	Parametreler				
	P ₁	P ₂	P ₃	P ₄	P ₅
Su	-33.43	2.002	65.42	-1.215	0.1442
Polietilen	-6.541	-8.635	15.33	-10.08	56.22
Parafin	-6.648	-8.647	15.38	-10.03	0.5601
Gliserin	-33.00	2.000	65.00	-1.235	0.1452
Tuz	-32.01	1.351	61.30	-1.055	0.1538
Kükürt	-31.91	1.386	61.36	-1.054	0.1539
Alüminyum	-31.74	1.564	62.65	-1.109	0.1502
Bakır	-4.889	-4.467	23.89	-2.758	0.3143

3.3.2. Sodyum İyodürün (NaI) Tesir Kesitlerinin Hesabı

Monte Carlo yöntemiyle fotonların detektörde izlenebilmesi için sintilatör kristali NaI'ün Compton ve fotoelektrik tesir kesitlerinin de bilinmesi gerekir.

Çalışmada NaI'ün tesir kesitlerine ilişkin XCOM (Berger and Hubbell 1987) bilgisayar programı yardımıyla elde edilen (cm²/g) birimindeki sayısal veriler yoğunluk değeri ρ=3.667 g/cm³ ile çarpılarak lineer zayıflama katsayısına dönüştürülmüştür. Bu ortama ait Compton tesir kesiti değerleri için enerjiye bağlı Denk.(3.11)'deki fonksiyon

önerilerek 0.01-1 MeV arasında 17 nokta için fit yapılmıştır. Elde edilen parametre değerleri Çizelge 3.7.'de verilmiştir.

Çizelge 3.7. Sodyum iyodür için Compton tesir kesiti fit sonuçları

Enerji aralığı (MeV) ve nokta sayısı	Parametreler				
	P ₁	P ₂	P ₃	P ₄	P ₅
0.01-1 17 nokta	39.01	-1.291x10 ⁻⁴	-53.16	1.428x10 ²	1.674

Fotoelektrik tesir kesiti içinse, enerjiye bağlı değişimi çok hızlı olduğundan tesir kesiti değerleri yerine doğal logaritmalarının değerleri üzerine Denk.(3.12) ve Denk.(3.13)'teki fonksiyon önerilerek fit yapılmıştır.

Fotoelektrik tesir kesiti fonksiyonunda, K yörünge elektronundan kaynaklanan kesiklik nedeniyle, $E \leq 0.0332$ MeV için 0.01-0.0332 MeV arasında 5 noktaya fit yapılmış ve parametreler için Çizelge 3.8.'deki değerler bulunmuştur.

Çizelge 3.8. Sodyum iyodür için fotoelektrik tesir kesiti fit sonuçları
($E \leq 0.0332$ MeV için)

Enerji aralığı (MeV) ve nokta sayısı	Parametreler				
	P ₁	P ₂	P ₃	P ₄	P ₅
0.01-0.0332 5 nokta	4.013	-52.66	8.429	-27.51	0.6941

$E > 0.0332$ MeV içinse 0.0332-1.5 MeV arasında 15 noktaya fit yapılmış ve parametreler için Çizelge 3.9.'daki değerler bulunmuştur.

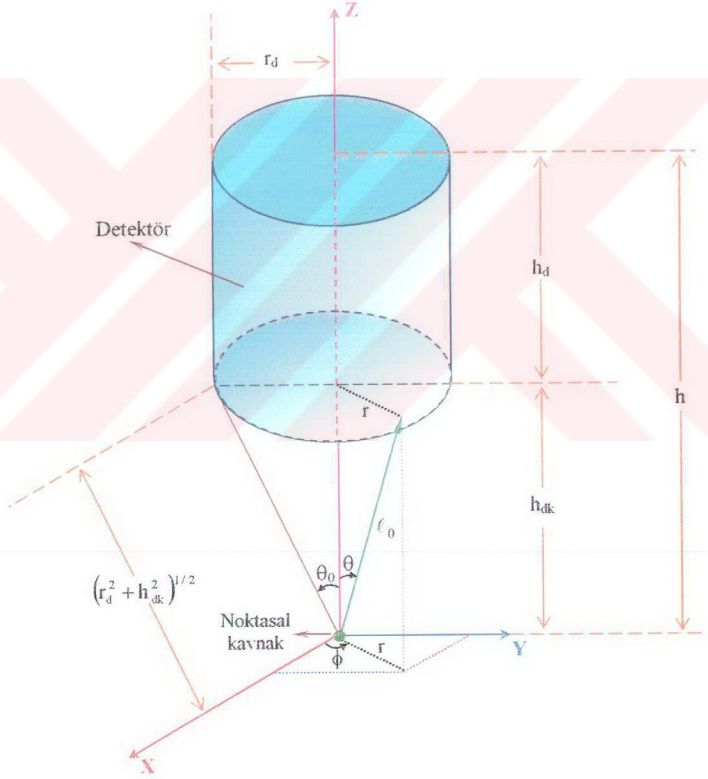
Çizelge 3.9. Sodyum iyodür için fotoelektrik tesir kesiti fit sonuçları
($E > 0.0332$ MeV için)

Enerji aralığı (MeV) ve nokta sayısı	Parametreler				
	P ₁	P ₂	P ₃	P ₄	P ₅
0.0332-1.5 15 nokta	-15.26	1.502	32.43	-1.2281	0.2709

3.3.3. Noktasal Kaynaktan Yayınlanan Fotonların Yayınlanma Doğrultularının Örneklenmesi

Noktasal kaynaktan yayınlanan fotonlar izotropik bir dağılım gösterirler. Yani birim katı açıya yayınlanan foton sayısı aynıdır.

Noktasal kaynaktan yayınlanan herhangi bir gamma fotonunun hareket doğrultusu Şekil 3.10'dan görüldüğü gibi kutupsal koordinatlarda kutup açısı " θ " ve açıklık (azimüt) açısı " ϕ " ile belirlenir. Böylece izotropik bir dağılım elde edilebilir.



Şekil 3.10. Noktasal kaynak-detektör sistemi

Kutup açısı 0'dan π 'ye, açıklık açısı ise 0'dan 2π 'ye kadar değişince tüm yönelişler bölgesi taranmış olur. Bu durumda olasılık yoğunluk fonksiyonu,

$$p(\theta, \phi) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\theta} \sin \theta \, d\theta \, d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sin \theta \, d\theta \, d\phi}$$

$$p(\theta) = \frac{2\pi \int_0^{\theta} \sin \theta \, d\theta}{4\pi} \quad (3.14)$$

elde edilir. Olasılık yoğunluk fonksiyonunun integrali alınıp toplam olasılık yoğunluk fonksiyonu 0 ile 1 arasında değişen q gibi bir gelişigüzel sayıya eşitlenerek tersine çözüldüğünde,

$$P(\theta) = \frac{1}{2} \int_0^{\theta} \sin \theta \, d\theta = q$$

$$q = \frac{1}{2} (-\cos \theta) \Big|_0^{\theta}$$

$$q = \frac{1}{2} (1 - \cos \theta) \quad (3.15a)$$

veya

$$\cos \theta = 1 - 2q \quad (3.15b)$$

elde edilir ve bu ifadeye göre $\cos \theta$ örneklenir. Denk.(3.15)'den görüldüğü gibi gamma ışınının doğrultusu ϕ 'den bağımsızdır ve izotropik nokta kaynak için gamma ışınlarının ϕ açısına göre dağılımları düzgündür. ϕ açısı 0 ile 2π arasında her değeri eşit olasılıkla alır ve

$$\phi = 2\pi q \quad (3.16)$$

ifadesi ile örneklenir.

3.3.4. Serbest Yolun Örnekleme

Gammaların belli bir ortamda etkileşme yapıncaya kadar aldıkları yol “serbest yol” olarak tanımlanır. Ortamın kalınlığı arttıkça ortamı geçen gamma şiddetinde bir azalma gözlenir. Bu değişim üsteldir ve $I = I_0 e^{-\mu x}$ ifadesiyle verilir.

Serbest yolun ℓ ile $\ell + d\ell$ arasında olma olasılığı,

$$q = \frac{\int_0^{\ell} I dx}{\int_0^{\infty} I dx} = \frac{\int_0^{\ell} I_0 e^{-\mu x} dx}{\int_0^{\infty} I_0 e^{-\mu x} dx} \quad (3.17)$$

dir ve bu ifadenin integrali alınırsa,

$$q = -\left(e^{-\mu \ell} - 1 \right) \quad (3.18)$$

elde edilir. Buradan ℓ ,

$$\ell = -\ln(1-q)/\mu \quad (3.19)$$

bulunur. $(1-q)$ değeri 0 ile 1 arasında değiştiğine göre yerine q gelişigüzel sayısı alınabilir. Böylece serbest yol,

$$\ell = -(\ln q)/\mu \quad (3.20)$$

ifadesiyle verilerle örneklenebilir.

3.3.5. Etkileşme Türünün Örnekleme

Soğurucu veya detektör ortamına giren bir gamma ışını, ℓ kadar serbest yol almışsa ve bu yolu ortam içinde sonlanmışsa etkileşme yapar. Gamma ışınının ortam içinde izlenebilmesi için etkileşme türünün örnekleme gerekir.

Gamma ışınının ortamdaki fotoelektrik tesir kesiti μ_f , Compton saçılma tesir kesiti μ_c , çift oluşum tesir kesiti μ_φ ve toplam tesir kesiti μ olsun. Toplam tesir kesitinin değeri $\mu = \mu_f + \mu_c + \mu_\varphi$ 'dir.

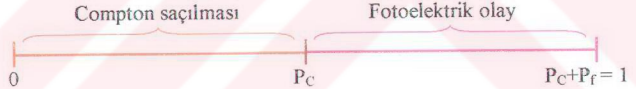
Serbest yolun sonlandığı noktadaki etkileşme olasılıkları,

$$\text{Fotoelektrik için;} \quad P_f = \frac{\mu_f}{\mu} \quad (3.21)$$

$$\text{Compton saçılması için;} \quad P_c = \frac{\mu_c}{\mu} \quad (3.22)$$

$$\text{Çift oluşum için;} \quad P_\varphi = \frac{\mu_\varphi}{\mu} \quad (3.23)$$

olur. Olasılıkların toplamı 1'dir. Gelişigüzel sayıların gelme olasılıkları aynı olacağından gelişigüzel sayılar eksenini, istenilen sırada ve P_f , P_c , P_φ büyüklüklerinde üç bölgeye ayrılabilir. Ancak çalışılan enerji aralığı 0.01-1 MeV'dir ve bu bölgede çift oluşum olayı meydana gelmediğinden gelişigüzel sayılar eksenini Şekil 3.11.'deki gibi iki bölgeye ayırmıştır.



Şekil 3.11. Monte Carlo yönteminde kullanılan gelişigüzel sayılar ekseninde iki etkileşme bölgesinin seçimi

Türetilen gelişigüzel q sayısı,

$$0 < q \leq P_c \quad \text{ise Compton saçılması,}$$

$$P_c < q \leq 1 \quad \text{ise fotoelektrik olay}$$

meydana geldiği kabul edilir.

3.3.6. Monte Carlo Yöntemi ile Foton Takibi

3.3.6.1. Noktasal Kaynak-Silindirik Detektör Sistemi

Şekil 3.10.'da görüldüğü gibi noktasal kaynak-detektör sisteminde kaynağın bulunduğu nokta, koordinat eksenlerinin merkezinde seçilmiştir. Kaynaktan yayınlanan gammaların detektöre ulaşabilmesi için deney düzeneğine bağlı kalınarak öncelikle $\cos\theta_0$ açısı,

$$\cos\theta_0 = \frac{h_{dk}}{(r_d^2 + h_{dk}^2)^{1/2}} \quad (3.24)$$

ifadesiyle hesaplanmıştır. Burada h_{dk} ; detektör-kaynak arasındaki uzaklık, r_d ; detektör yarıçapıdır. Kaynaktan yayınlanan gammaların hareket doğrultuları kutup açısını veren $\cos\theta = q(\cos\theta_0 - 1) + 1$ ve açıklık (azimüt) açısını veren $\phi = 2\pi q$ ifadeleriyle örneklenmiş ve gammanın doğrultman kosinüsleri (Ek-1.'de verildiği gibi),

$$\alpha = \sin\theta \cos\phi \quad (3.25a)$$

$$\beta = \sin\theta \sin\phi \quad (3.25b)$$

$$\gamma = \cos\theta \quad (3.25c)$$

ifadeleri kullanılarak hesaplanmıştır. Şekil 3.10.'dan görüldüğü gibi detektöre yönelen gamma ışınının detektöre ulaşınca kadar aldığı yol,

$$\ell_0 = \frac{h_{dk}}{\gamma} \quad (3.26)$$

eşitliğinden bulunur.

3.3.6.2. Soğurucu Ortam Merkezinde Noktasal Kaynak-Silindirik Detektör Sistemi

Soğurucu ortamın geometrik merkezine yerleştirilen noktasal kaynak-silindirik detektör sistemi için de koordinat sisteminin merkezi, kaynağın bulunduğu nokta olarak seçilmiştir.

Şekil 3.12.'de görüldüğü gibi silindir şeklindeki soğurucu ortamın merkezine yerleştirilen noktasal kaynaktan yayınlanan gammaların ilk serbest yolu (3.20), yayınlanma doğrultusu kutup açısı θ (3.15b) ve açıklık açısı ϕ (3.16) ifadeleriyle örneklenmiştir. Gammanın yayınlanma doğrultusunu belirleyen doğrultman kosinüsleri (3.25a,b,c) ifadeleriyle hesaplanarak sonlanma noktasının koordinatları,

$$X = \alpha \ell \quad (3.27a)$$

$$Y = \beta \ell \quad (3.27b)$$

$$Z = \gamma \ell \quad (3.27c)$$

ifadeleriyle bulunmuş ve sonlanma noktasının soğurucu ortamda bulunup bulunmadığı incelenmiştir. Şayet,

$$X^2 + Y^2 > R_0^2 \quad (3.28)$$

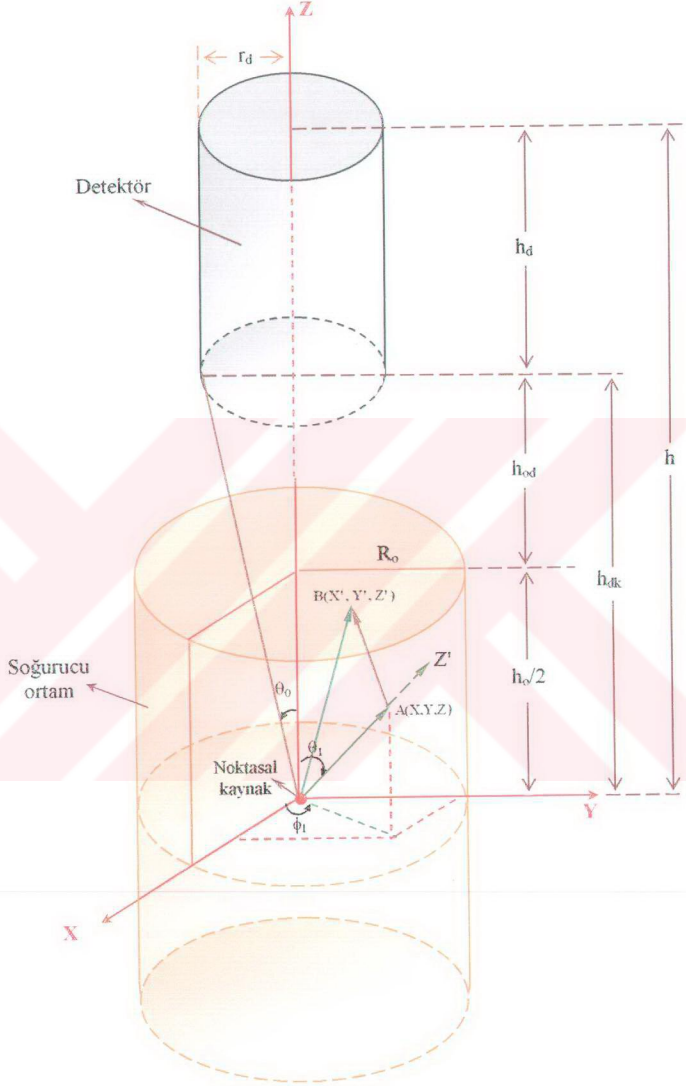
veya

$$Z > h_0 / 2 \quad (3.29)$$

veya

$$Z < -h_0 / 2 \quad (3.30)$$

koşulu sağlanmışsa gammanın hiç etkileşme yapmaksızın soğurucu ortamdan kaçtığına karar verilmiş ve foton ortam dışında izlenmeye başlanmıştır. Şayet koşul sağlanmamışsa, yani serbest yolun silindirik soğurucu ortam içinde sonlanması durumunda fotonun etkileşme türünün örneklenmesi yapılmıştır. Önce etkileşen fotonun sahip olduğu E_0 kaynak enerjisine ait tesir kesitleri, Bölüm 3.3.1.'de elde edilen parametreler kullanılarak,



Sekil 3. 12. Soğurucu ortamın geometrik merkezine yerleştirilen noktasal kaynak-detektör sistemi

$$\mu_c(\text{cm}^{-1}) = \frac{P_1(E_0 - P_2)}{(1 - P_3E_0 + P_4E_0^2)} \quad (3.31a)$$

$$\mu_f(\text{cm}^{-1}) = \exp(P_1 + P_2E_0 + P_3 \exp(P_4E_0^2)) \quad (3.31b)$$

$$\mu(\text{cm}^{-1}) = \mu_c + \mu_f \quad (3.31c)$$

ifadeleriyle hesaplanmıştır. Fotonun bu enerjiyle Compton saçılması yapma olasılığı ise tesir kesiti değerleri kullanılarak,

$$P_c = \frac{\mu_c}{\mu} \quad (3.32)$$

ifadesiyle elde edilmiştir. Çekilen bir gelişigüzel sayı, Compton saçılması yapma olasılığı P_c ile kıyaslanarak etkileşme türü örneklenmiştir. Şayet,

$$q > P_c \quad (3.33)$$

koşulu sağlanıyorsa etkileşmenin fotoelektrik olay olduğuna karar verilmiş ve fotonun tüm enerjisini ortama aktarıp yok olduğu kabul edilerek foton takibinden vazgeçilmiştir. Kaynaktan yayınlanan yeni bir foton takibine başlanmıştır.

Aksi halde olayın Compton saçılması olduğuna karar verilerek fotonun saçılma açısının örneklenmesi, saçılmadan sonraki yeni enerjisi E' ve yeni doğrultusuna ilişkin doğrultman açılarının hesaplanması yapılmıştır.

Saçılma doğrultusu kutup açısı θ' 'nin örneklenmesi Özmutlu (1992) tarafından Klein-Nishina diferansiyel tesir kesiti ifadesi temel alınarak geliştirilen örnekleme algoritması ile yapılmıştır.

$$k = \frac{E_0}{m_e c^2} = \frac{E_0 (\text{MeV})}{0.511}$$

olarak alınıp fotonun geliş doğrultusu ile yapılan saçılma kutup açısı θ' ,

$$\cos\theta' = b(k) - [b(k) + 1] (c_0 / 2)^2 \quad (3.34)$$

ve açıklık açısı ϕ' yeni bir 0-1 arasında düzgün dağılımlı gelişigüzel sayı çekilerek,

$$\phi' = 2\pi q \quad (3.35)$$

ifadeleriyle örneklenmiştir.

Fotonun saçılmadan önceki yayılma doğrultusu, ilk serbest yolun sonlanma noktası başlangıç kabul edilerek oluşturulan üslü koordinat sisteminin Z' doğrultusu olarak alınmıştır (Şekil 3.12.). Üslü koordinat sisteminde örneklenen saçılma açıları θ' ve ϕ' ile yönelme açıları α', β', γ' EK-1.'de verilen koordinat dönüşümleri kullanılarak üssüz koordinat sistemine göre olan yeni doğrultman kosinüsleri α, β, γ bulunmuş ve yeni saçılma enerjisi E' ,

$$k' = 1/(1 - \cos\theta' + 1/k) \quad (3.36)$$

$$E'(\text{MeV}) = 0.511k' \quad (3.37)$$

ifadeleriyle hesaplanmıştır.

Saçılma enerjisi E' , tesir kesiti hesaplamalarında kullanılan en küçük enerji değeri $E_{\min.} = 0.01 \text{ MeV}$ ile kıyaslanmıştır. Şayet,

$$E' < E_{\min.}$$

koşulu sağlanıyorsa fotonun tüm enerjisini ortama bıraktığı, yani ortamda soğurulduğu kabul edilerek bu fotonun takibinden vazgeçilmiş ve kaynaktan yayınlanan yeni bir foton takibine başlanmıştır. Şayet,

$$E' \geq E_{\min.}$$

koşulu sağlanıyorsa fotonun bu yeni enerjisine ait tesir kesitleri ve etkileşme olasılığı (3.31) ve (3.32) ifadeleriyle hesaplanmıştır.

Fotonun saçılmadan önceki koordinatları $X_0 = X$, $Y_0 = Y$, $Z_0 = Z$ olarak kaydedilmiştir. Fotonun yeni serbest yolu Denk.(3.20) ile örneklenerek yeni sonlanma noktasının başlangıç koordinat sistemine göre koordinatları,

$$X = X_0 + \alpha \ell \quad (3.38a)$$

$$Y = Y_0 + \beta \ell \quad (3.38b)$$

$$Z = Z_0 + \gamma \ell \quad (3.38c)$$

ifadeleriyle hesaplanmıştır.

Sonlanma noktasının (3.28, 3.29, 3.30) ifadelerine göre,

$$X^2 + Y^2 > R_0^2$$

veya

$$Z > h_0 / 2$$

veya

$$Z < -h_0 / 2$$

koşullarının gerçekleşmesi durumunda gammanın E' enerjisi ile ortamdan kaçtığı kabul edilmiştir. Etkileşme noktası ortam dışında kalan fotonun saçılma sonucu yeniden soğurucu ortama dönmeyeceği varsayılarak detektöre ulaşip ulaşmadığı kontrol edilmiştir. İstatistiği çoğaltmak içinse detektörün silindirik merkezine göre simetriği olan bölgeye varan fotonların da detektöre girdiği varsayılmıştır. Şayet koşullar sağlanmıyorsa serbest yolun ortam içinde sonlandığı kabul edilmiş ve E' enerjisine karşılık gelen tesir kesiti değerleri kullanılarak (3.33) ifadesiyle olay türü örneklenmiştir. Böylece gamma fotonu soğurucu ortam içinde soğuruluncaya, soğurucu ortamdan çıkıp detektöre varıncaya ya da enerjisi E_{min} 'dan daha küçük değer oluncaya kadar takip edilmiştir.

Noktasal kaynak-silindirik detektör ve soğurucu ortam merkezinde noktasal kaynak-silindirik detektör sistemleri için kullanılan programların akış diyagramları, Ek-3. (Şekil E3.1-2-3-4-5-6)'de alt programlarla birlikte verilmiştir.

3.3.6.2.1. Fotonların Detektöre Ulaşma Koşulları

Soğurucu ortam-silindirik detektör sisteminde ortam dışına kaçan fotonun hareket doğrusu denklemleri,

$$\frac{X - X_0}{\alpha} = \frac{Y - Y_0}{\beta} = \frac{h_0/2 - Z_0}{\gamma} = k \quad (3.39)$$

olarak yazılabilir. Fotonun hareket doğrusunun $Z = h_0/2$ düzlemini kestiği noktanın koordinatları,

$$X = X_0 + \alpha k \quad (3.40a)$$

$$Y = Y_0 + \beta k \quad (3.40b)$$

$$Z = h_0/2 \quad (3.40c)$$

dir. Fotonun detektöre yönelip yönelmeyeceğini araştırmak için,

$$X^2 + Y^2 > R_0^2 \quad (3.41)$$

koşuluna bakılır. Şayet koşul sağlanıyorsa foton detektöre yönelemeyeceğinden takipten vazgeçilir. Aksi taktirde foton detektöre yönelecektir. Dolayısıyla fotonun detektörün ön veya yan yüzünden girip giremeyeceği araştırılır.

Fotonların detektörün ön yüzünden girebilmeleri için, fotonun hareket doğrusunun $Z = h_{dk}$ düzlemini kestiği noktanın koordinatları,

$$X = X_a + \frac{\alpha}{\gamma} (h_{dk} - Z_a) \quad (3.42a)$$

$$Y = Y_a + \frac{\beta}{\gamma} (h_{dk} - Z_a) \quad (3.42b)$$

$$Z = h_{dk} \quad (3.42c)$$

olmak üzere,

$$X^2 + Y^2 < r_d^2 \quad (3.43)$$

olmalıdır. Bu koşul sağlandığında fotonun detektöre giriş noktasının koordinatları (3.42a,b,c) denklemleriyle verilir. Aksi takdirde foton detektörün ön yüzünden giremez.

Detektörün ön yüzünden giremeyen fotonlar yan yüzden girebilirler. Fotonun yan yüzden detektöre girmesi, detektörün yan yüzünü belirleyen,

$$X^2 + Y^2 = r_d^2 \quad (3.44)$$

silindirik denklemi ile fotonun hareket doğrusunun kesişmesi demektir. Fotonun hareket doğrusu denklemleri,

$$\frac{X - X_a}{\alpha} = \frac{Y - Y_a}{\beta} = \frac{Z - Z_a}{\gamma} = k \quad (3.45)$$

olarak yazılabilir. Kesim noktasını belirlemek için (3.44) ile (3.45) denklemlerinin ortak çözümü bulunur, yani silindirin denkleminde doğrunun parametrik denklemi yerine yazılarak k'ya bağlı ikinci dereceden bir denklem elde edilir.

$$(X_a + \alpha k)^2 + (Y_a + \beta k)^2 - r_d^2 = 0$$

$$(\alpha^2 + \beta^2)k^2 + 2(\alpha X_a + \beta Y_a)k + X_a^2 + Y_a^2 - r_d^2 = 0 \quad (3.46)$$

$$\text{Diskriminant, } \Delta = (\alpha X_a + \beta Y_a)^2 - (\alpha^2 + \beta^2)(X_a^2 + Y_a^2 - r_d^2)$$

olur.

- $\Delta > 0$ ise doğru ile silindirik iki farklı noktada kesişirler,
- $\Delta = 0$ ise doğru silindire teğettir, yani silindiri kesmez,
- $\Delta < 0$ ise doğru ile silindirik kesişmezler.

Ancak diskriminant sıfırdan büyük ise doğru ile silindirin kesim noktaları belirlenebilir. Kesim noktaları,

$$k_{1,2} = \frac{-(\alpha X_a + \beta Y_a) \pm \sqrt{\Delta}}{(\alpha^2 + \beta^2)} \quad (3.47)$$

dir. (3.47) denklemindeki negatif işaret daima küçük k değerini verdiğiinden,

$$k_2 = \frac{-(\alpha X_a + \beta Y_a) - \sqrt{\Delta}}{(\alpha^2 + \beta^2)}$$

değeri aranan çözümdür. Böylece detektöre yan yüzden giren fotonların koordinatları,

$$X_0 = X_a + \alpha k_2 \quad (3.48a)$$

$$Y_0 = Y_a + \beta k_2 \quad (3.48b)$$

$$Z_0 = Z_a + \gamma k_2 \quad (3.48c)$$

olur.

$$h_{dk} = h_o / 2 + h_{od} \quad \text{ve} \quad h = h_{dk} + h_d \quad \text{olmak üzere,}$$

$$Z_0 > h_{dk} \quad (3.49)$$

veya

$$Z_0 < h \quad (3.50)$$

koşulları sağlanırsa foton detektöre yan yüzden girmiş demektir. Burada h_{od} : ortalama detektör arasındaki uzaklık, h_d : detektörün yüksekliğidir.

3.3.6.3. Detektör İçinde Foton Takibi

Detektöre yönelen fotonun izlenmesi, noktasal kaynak-silindirik detektör ve soğurucu ortam merkezindeki noktasal kaynak-silindirik detektör sistemlerinde, genel olarak aynı olmakla birlikte iki değişik durumda açıklanabilir:

Noktasal kaynak-silindirik detektör sisteminde detektöre yönelen fotonun sahip olduğu kaynak enerjisi ile örneklenen doğrultuda detektöre ulaşıncaya kadar aldığı serbest yol (ℓ_0), (3.26) ifadesiyle bulunur.

Fotonun detektörün ön yüzeyine giriş noktasının koordinatları,

$$X_0 = \alpha \ell_0 \quad (3.51a)$$

$$Y_0 = \beta \ell_0 \quad (3.51b)$$

$$Z_0 = \gamma \ell_0 \quad (3.51c)$$

ifadeleriyle hesaplanmıştır. ℓ_0 yolunun sonunda detektöre ulaşmış olan fotonun sahip olduğu kaynak enerjisiyle (E_0) NaI ortamının tesir kesitleri, Bölüm 3.3.2.'de elde edilen parametreler kullanılarak (3.31a,b,c) ifadeleriyle ve fotonun bu enerji ile Compton saçılması yapma olasılığı (3.32) ifadesiyle elde edilmiştir. Detektördeki ilk serbest yol (ℓ_d) Denk.(3.20) ile örneklenecek ilk etkileşme noktasının koordinatları,

$$X = X_0 + \alpha \ell_d \quad (3.52a)$$

$$Y = Y_0 + \beta \ell_d \quad (3.52b)$$

$$Z = Z_0 + \gamma \ell_d \quad (3.52c)$$

ifadeleriyle hesaplanmış ve etkileşme noktasının detektörün içinde olup olmadığına bakılmıştır.

Soğurucu ortam merkezindeki noktasal kaynak-silindirik detektör sisteminde ise detektöre ulaşma koşullarını sağlayan fotonun hareket doğrultusunun değişmediği varsayılarak detektöre girdiğine karar verilmiştir. Fotonun sahip olduğu enerji (E) ile NaI ortamı için tesir kesitleri ($\mu_{df}, \mu_{dc}, \mu_d$) ve etkileşme olasılığı (P_{dc}) hesaplanarak etkileşme türü örneklendirilmiştir. Şayet,

$$q > P_{dc}$$

koşulu sağlanmışsa, fotonun fotoelektrik olay yaptığı ve bu durumda fotonun sahip olduğu enerjinin tümünü detektör ortamına aktarıp yok olduğu kabul edilmiştir. Fotonun detektöre bıraktığı enerji ($E_{db}=E$), detektörün ayırma gücü göz önüne alınarak Ek-2.'de verilen Gauss dağılımına dağıtılarak kaydedilmiştir. Sayma işleminden sonra kaynaktan yayınlanan yeni bir foton takibine başlanmıştır. Şayet koşul sağlanmamışsa, etkileşme türü Compton saçılması olarak belirlenmiştir. Fotonun sahip olduğu enerji ile saçılma açısı Klein-Nishina bağıntısı temel alınarak örneklendirilmiştir (Özmutlu 1992). Fotonun saçılmadan sonraki yeni enerjisi E' , (3.36) ve (3.37) bağıntıları kullanılarak hesaplanmıştır.

Saçılan fotonun yeni enerjisi (E'), en küçük enerji değeri ($E_{min.}$) ile kıyaslanmış ve saçılma enerjisinin,

$$E' < E_{min.}$$

olması durumunda, fotonun tüm enerjisini detektör ortamına bıraktığı kabul edilerek takipten vazgeçilmiştir. Fotonun detektöre bıraktığı enerji ($E_{db} = E$), detektörün ayırma gücü göz önüne alınarak Gauss dağılımına dağıtılarak kaydedilmiştir. Daha sonra kaynaktan yayınlanan yeni bir foton takibine başlanmıştır.

Saçılma enerjisinin,

$$E' \geq E_{min.}$$

olması durumunda, fotonun detektör ortamına aktardığı enerji miktarı E_{db} ,

$$E_{db} = E - E' \tag{3.53}$$

bağıntısıyla hesaplanmıştır.

Saçılan fotonun hareket doğrultusunun başlangıçtaki koordinat sistemine göre olan yeni doğrultmaları Ek-1.'de anlatıldığı gibi koordinat dönüşümü yapılarak bulunmuştur.

Saçılan fotonun yeni enerjisine (E') ait NaI ortamının tesir kesitleri, Bölüm 3.3.2.'de elde edilen parametreler kullanılarak (3.31a,b,c) ifadeleriyle ve bu enerji ile Compton saçılma yapma olasılığı (3.32) ifadesiyle elde edilmiştir. Daha sonra fotonun detektördeki yeni serbest yolu (ℓ_d) (3.20) ifadesiyle örneklenmiştir.

Fotonun detektördeki yeni serbest yolunun sonlanma noktasının başlangıç koordinat sistemine göre koordinatları, (3.38a,b,c) ifadeleriyle hesaplanmış ve sonlanma noktasının detektör içinde olup olmadığına bakılmıştır. Şayet,

$$X^2 + Y^2 > r_d^2 \quad (3.54)$$

ve

$$Z > h_{dk} + h_d \quad (3.55)$$

veya

$$Z < h_{dk} \quad (3.56)$$

koşulları sağlanıyorsa, fotonun sahip olduğu E' enerjisi ile detektörden kaçtığına karar verilmiş ve bu foton $E_{db} = E - E'$ enerjisi ile Gauss dağılımına dağıtılarak kaydedilmiştir. Daha sonra kaynaktan yayınlanan yeni bir foton takibine başlanmıştır. Şayet koşullar sağlanmıyorsa, fotonun son serbest yolunun detektör içinde sonlandığına karar verilmiş ve etkileşme türü örneklenmiştir.

Etkileşme fotoelektrik olay olarak belirlenmişse, fotonun detektöre bıraktığı enerji ($E_{db} = E$) Gauss dağılımına dağıtılarak kaydedilmiş ve kaynaktan yayınlanan yeni bir foton takibine başlanmıştır.

Etkileşme Compton saçılması olarak belirlenmişse, detektörde takip edilen bu fotonun saçılmadan sonraki doğrultu açılarının örneklenmesi, saçılma enerjisi (E'') ve koordinat dönüşümlerinin hesabı yapılmıştır. Saçılmadan önceki ve sonraki enerjiler farkı $\Delta E = E' - E''$ olacağından detektör ortamına aktarılan enerji miktarı (E_{db}),

$$E_{db} = (E - E') + \Delta E \quad (3.57)$$

bağıntısıyla hesaplanmıştır.

Fotonun Compton saçılmasından sonraki bu yeni enerjisi (E''), en küçük enerji değeri ($E_{min.}$) ile kıyaslanmış ve

$$E'' < E_{min.}$$

koşulunun sağlanması durumunda, fotonun tüm enerjisini detektör ortamına bıraktığı kabul edilerek takipten vazgeçilmiştir. Bu durumda fotonun detektöre bıraktığı enerji ($E_{db} = E$) ile sayılmış ve kaynaktan yayınlanan yeni bir foton takibine başlanmıştır.

Şayet,

$$E'' \geq E_{min.}$$

koşulunun sağlanması durumunda, bu enerjiye ilişkin NaI ortamının tesir kesitleri ve etkileşme olasılığı hesaplanarak yeni serbest yolu örneklenmiştir. Bu serbest yolun sonlanma noktasının koordinatları hesaplanmış ve sonlanma noktasının detektörün içinde olup olmadığı araştırılmıştır.

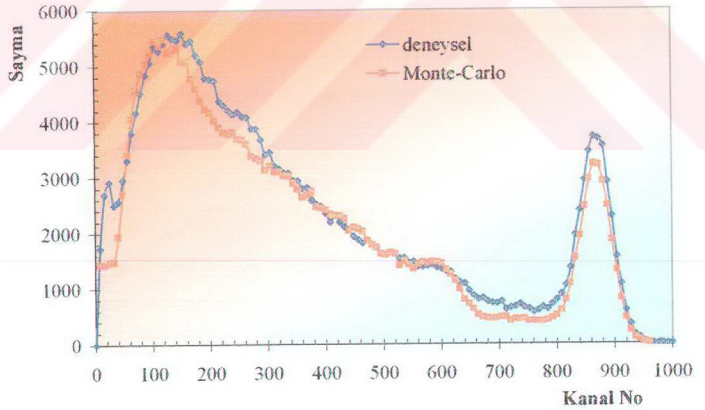
Sonlanma noktası detektör dışında kalmışsa, fotonun detektör ortamına bıraktığı enerji (3.57) ifadesiyle Gauss dağılımına dağıtılarak kaydedilmiştir. Aksi taktirde, fotonun sonlanma noktası detektör içinde kalacağından etkileşme türü örneklenmiş ve izleme işlemi sürdürülmüştür. Böylece izleme işlemine foton detektörden kaçınıncaya, soğuruluncaya ya da enerjisi $E_{min.}$ 'dan daha küçük değere ulaşıncaya kadar devam edilmiştir.

Fotonun detektörde takip edilmesinde kullanılan programın akış diyagramı Şekil E3.3.'de verilmiştir.

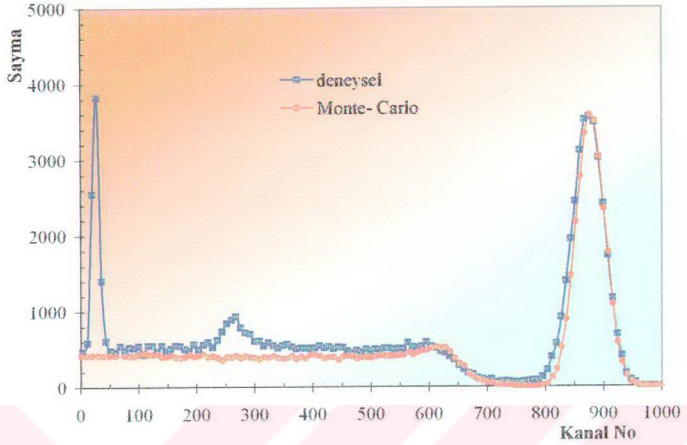
3.3.7. Monte Carlo Yöntemi ile Soğurucu Ortamların Sayısal, Enerji ve Doz Yığılma Faktörlerinin Hesaplanması

Bölüm 3.2.2.'de anlatılan deney düzeneği, Monte Carlo benzetişim yöntemiyle yazmış olduğumuz bilgisayar programıyla taklit edilmiş ve bu bilgisayar programı Çizelge 3.1.'de verilen soğurucu ortamların her birine uyarlanmıştır.

Her bir ortama ait program çalıştırılmış ve soğurucu ortam içinde bulunan izotropik noktasal kaynaktan yayınlanan fotonlar takip edilerek detektöre ulaşan fotonların detektöre bıraktıkları enerji dağılımları yani spektrumlar elde edilmiştir. Bu yolla noktasal kaynak su ortamı içindeyken elde edilen toplam spektrum ile deneysel olarak elde edilen toplam spektrumun karşılaştırılması Şekil 3.13(a).’da verilmiştir. Ayrıca ortam yokken noktasal kaynaktan hiç saçılma yapmadan doğrudan detektöre giren fotonlara ait Monte Carlo yöntemiyle ve deneysel olarak bulunmuş standart spektrumların karşılaştırılması da Şekil 3.13(b).’de verilmiştir. Karşılaştırmalı grafiklerden açıkça görüldüğü gibi deneysel olarak ve Monte Carlo yöntemiyle elde edilen spektrumlar uyum içindedirler.



Şekil 3.13(a). Su ortamına bağlı, Monte Carlo yöntemiyle ve deneysel olarak bulunan spektrumların karşılaştırılması



Şekil 3.13(b). Doğrudan gelen fotonlara ait, Monte Carlo yöntemiyle ve deneysel olarak bulunan standart spektrumların karşılaştırılması

Monte Carlo yöntemiyle bulunan ortama bağlı ve standart spektrumların toplam alanlarının oranlanması ile mevcut geometri, ortam ve kaynak enerjisi için sayısal yığılma faktörleri hesaplanmıştır. Enerji ve doz yığılma faktörleri de Bölüm 3.2.3.'de anlatıldığı gibi Monte Carlo yöntemiyle bulunan spektrumlar yardımıyla tüm soğurucu ortamlar için elde edilmiştir. 0.662 MeV kaynak enerjisi için çok elementli soğurucu ortamlara ait deneysel ve Monte-Carlo (M.C.) yöntemiyle bulunmuş sayısal, enerji ve doz yığılma faktörleri Çizelge 3.10.'da verilmiştir.

Çizelge 3.10. 0.662 MeV'de ortamlara ait deneysel ve Monte-Carlo (M.C.) yöntemiyle bulunmuş sayısal, enerji ve doz yığılma faktörleri

$\mu_r = 1$	Deney	M.C.	Deney	M.C.	Deney	M.C.
Ortam	B_N	B_N	B_E	B_E	B_D	B_D
1. Parafin	3.42	3.53	2.38	2.35	2.39	2.40
2. Polietilen	3.95	3.92	2.54	2.40	2.62	2.65
3. Gliserin	3.85	3.85	2.48	2.40	2.39	2.42
4. Su	3.52	3.58	2.36	2.34	2.22	2.27
5. Alüminyum	3.11	3.07	2.27	2.19	2.08	2.16
6. Tuz	2.08	2.45	1.78	1.67	1.58	1.92
7. Kükürt	1.94	2.60	1.69	1.78	1.51	1.99
8. Bakır	2.10	2.28	1.94	1.75	1.73	1.81

Monte Carlo yöntemiyle yazmış olduğumuz bilgisayar programı, 0.015-1.0 MeV enerji bölgesinde, bir ortalama serbest yolda, tüm soğurucu ortamlar için çalıştırılmış ve elde edilen spektrumlardan ortamların enerji soğurma (B_A) ile doz yığılma (B_D) faktörleri hesaplanmıştır. Hesaplanan değerler Çizelge 3.11.-14.'de verilmiştir.

Çizelge 3.11. Parafin ve polietilen için Monte Carlo (M.C.) yöntemiyle bulunmuş enerji soğurma (B_A) ve doz yığılma (B_D) faktörleri

$\mu_r = 1$ E(MeV)	Parafin	M.C.	M.C.	Polietilen	M.C.	M.C.
	\bar{Z}	B_A	B_D	\bar{Z}	B_A	B_D
0.015	5.42	1.60	1.58	5.69	1.50	1.49
0.020	5.40	2.36	2.31	5.67	2.15	2.11
0.030	5.36	4.34	4.25	5.65	4.05	3.90
0.040	5.31	5.39	6.36	5.62	5.24	5.85
0.050	5.27	5.69	7.80	5.60	5.64	7.29
0.060	5.24	5.36	8.23	5.59	5.39	7.74
0.080	5.21	4.63	7.79	5.55	4.74	7.33
0.100	5.16	4.08	7.85	5.51	4.18	7.00
0.150	4.77	3.55	4.71	5.33	3.60	5.40
0.200	5.12	3.24	3.90	5.71	3.19	3.80
0.300	5.22	2.74	3.15	5.57	2.77	3.15
0.400	4.81	2.51	2.87	5.03	2.54	2.86
0.500	5.08	2.43	2.68	5.50	2.44	2.67
0.600	5.04	2.36	2.55	5.28	2.37	2.55
0.800	5.03	2.19	2.36	5.19	2.19	2.35
1.000	4.37	2.09	2.23	5.63	2.09	2.22

Çizelge 3.12. Gliserin ve su için Monte-Carlo (M.C.) yöntemiyle bulunmuş enerji soğurma (B_A) ve doz yığılma (B_D) faktörleri

$\mu_r = 1$ E(MeV)	Gliserin	M.C.	M.C.	Su	M.C.	M.C.
	\bar{Z}	B_A	B_D	\bar{Z}	B_A	B_D
0.015	6.86	1.26	1.25	7.57	1.19	1.18
0.020	6.87	1.60	1.58	7.56	1.45	1.43
0.030	6.86	2.84	2.74	7.54	2.41	2.34
0.040	6.84	4.15	4.14	7.53	3.59	3.48
0.050	6.81	5.02	5.34	7.52	4.55	4.46
0.060	6.79	5.20	5.85	7.52	5.02	4.98
0.080	6.73	4.90	5.77	7.51	5.03	5.06
0.100	6.76	4.58	5.36	7.49	4.63	4.66
0.150	6.56	3.65	4.14	7.25	3.89	3.90
0.200	6.58	3.29	3.54	7.50	3.46	3.48
0.300	6.76	2.83	3.00	7.50	2.90	2.92
0.400	6.20	2.63	2.81	7.50	2.65	2.66
0.500	6.67	2.46	2.58	7.50	2.50	2.50
0.600	6.63	2.38	2.45	7.50	2.38	2.38
0.800	6.68	2.20	2.26	7.50	2.22	2.21
1.000	6.60	2.10	2.15	7.50	2.11	2.10

Çizelge 3.13. Alüminyum ve tuz için Monte-Carlo (M.C.) yöntemiyle bulunmuş enerji soğurma (B_A) ve doz yığılma (B_D) faktörleri

$\mu_r = 1$ E(MeV)	Alüminyum	M.C.	M.C.	Tuz	M.C.	M.C.
	Z	B_A	B_D	\bar{Z}	B_A	B_D
0.015	13.0	1.03	1.03	15.1	1.02	1.02
0.020	13.0	1.07	1.07	15.2	1.04	1.04
0.030	13.0	1.23	1.23	15.2	1.14	1.14
0.040	13.0	1.50	1.48	15.2	1.31	1.30
0.050	13.0	1.94	1.77	15.2	1.55	1.51
0.060	13.0	2.44	2.19	15.2	1.93	1.73
0.080	13.0	3.40	2.64	15.2	2.72	2.15
0.100	13.0	3.99	2.85	15.2	3.40	2.40
0.150	13.0	4.14	2.88	15.2	3.93	2.59
0.200	13.0	3.69	2.76	15.2	3.71	2.57
0.300	13.0	3.10	2.55	15.1	3.13	2.43
0.400	13.0	2.79	2.40	15.1	2.81	2.32
0.500	13.0	2.61	2.29	15.1	2.59	2.22
0.600	13.0	2.43	2.20	15.1	2.44	2.15
0.800	13.0	2.24	2.08	15.1	2.25	2.03
1.000	13.0	2.12	1.99	15.1	2.12	1.96

Çizelge 3.14. Kükürt ve bakır için Monte-Carlo (M.C.) yöntemiyle bulunmuş enerji soğurma (B_A) ve doz yığılma (B_D) faktörleri

$\mu_r = 1$ E(MeV)	Kükürt	M.C.	M.C.	Bakır	M.C.	M.C.
	Z	B_A	B_D	Z	B_A	B_D
0.015	16.0	1.02	1.02	29.0	1.00	1.00
0.020	16.0	1.04	1.04	29.0	1.01	1.01
0.030	16.0	1.12	1.12	29.0	1.02	1.02
0.040	16.0	1.27	1.26	29.0	1.04	1.04
0.050	16.0	1.48	1.44	29.0	1.07	1.07
0.060	16.0	1.73	1.64	29.0	1.12	1.11
0.080	16.0	2.53	1.97	29.0	1.25	1.19
0.100	16.0	3.18	2.28	29.0	1.38	1.29
0.150	16.0	3.84	2.49	29.0	2.12	1.52
0.200	16.0	3.68	2.50	29.0	2.60	1.70
0.300	16.0	3.15	2.39	29.0	2.93	1.87
0.400	16.0	2.84	2.29	29.0	2.80	1.91
0.500	16.0	2.60	2.20	29.0	2.61	1.90
0.600	16.0	2.44	2.14	29.0	2.48	1.88
0.800	16.0	2.25	2.03	29.0	2.27	1.85
1.000	16.0	2.13	1.95	29.0	2.13	1.81

Çizelge 3.10.'da görüldüğü gibi her iki yolla bulunan yığılma faktörü değerlerinin uyumlu oluşu Monte Carlo yönteminin daha karmaşık durumlarda da kullanılabilceğini göstermektedir. Dolayısıyla enerji, enerji soğurma ve doz yığılma faktörleri gibi detektöre varan fotonların enerji dağılımlarının bilinmesini gerektiren ve deneysel olarak çalışma imkanı vermeyen biyolojik ortamlar için bu faktörlerin, kullandığımız Monte Carlo yöntemi ile hesaplanmaları mümkün olacaktır.

3.3.8. Biyolojik Ortamların Özellikleri

Bir çok doku kimyasal yapı bakımından birbirinden farklı olup, bir biyolojik ortamın kimyasal yapısı genellikle biyolojik moleküller halinde verir. Fakat bu, dozimetrik hesaplamalara uygun değildir. İnsan dokuları, bu hesaplamalarda onların atomik kompozisyonları şeklinde ele alınır.

Çalışmanın üçüncü kısmında kullanılmak üzere seçilen biyolojik ortamların kimyasal bileşim oranları Çizelge 3.15.'de verilmiştir.

Çizelge 3.15. Biyolojik ortamların kimyasal bileşim oranları (Bhandal ve Singh 1993)

Z	Ortam: Sembol	Kolesterol	Klorofil	Hemoglobin	Adale	Doku	Hücre	Kemik
1	H	0.213	0.1494	0.1350	0.1020	0.1015	0.1005	0.064
6	C	0.750	0.6846	0.5099	0.1230	0.1827	0.2010	0.278
7	N	-	0.0581	0.1530	0.0350	0.0305	0.0302	0.027
8	O	0.037	0.0830	0.1950	0.7289	0.6599	0.6231	0.410
11	Na	-	-	-	0.0008	-	0.0010	-
12	Mg	-	0.0249	-	0.0002	-	0.0007	0.002
15	P	-	-	-	0.0020	0.0102	0.0102	0.070
16	S	-	-	0.0036	0.0050	-	0.0014	0.002
17	Cl	-	-	-	-	-	0.0016	-
19	K	-	-	-	0.0030	-	0.0011	-
20	Ca	-	-	-	0.00007	0.0152	0.0251	0.147
26	Fe	-	-	0.0029	-	-	0.00001	-
53	I	-	-	-	-	-	0.00014	-

3.3.9. Monte Carlo Yöntemi ile Biyolojik Ortamların Yığılma Faktörlerinin Hesaplanması

Monte Carlo benzetişim yöntemiyle yazmış olduğumuz bilgisayar programı Çizelge 3.15.'de verilen biyolojik ortamların her birine uyarlanmıştır. Bunun için Bölüm (3.3.1.)'de anlatıldığı gibi biyolojik ortamların Compton tesir kesiti değerleri için Denk.(3.11) ve fotoelektrik tesir kesiti değerleri içinse Denk.(3.12) ile Denk.(3.13) fonksiyonları önerilerek Özmutlu (1995) tarafından geliştirilmiş olan bir bilgisayar programı yardımıyla fit yapılmıştır. Biyolojik ortamlarda elde edilen Compton ve fotoelektrik tesir kesiti fit sonuçları Çizelge 3.16. ve Çizelge 3.17.'de verilmiştir.

Çizelge 3.16. Biyolojik ortamlara ait Compton tesir kesiti fit sonuçları

Ortam	Parametreler				
	P ₁	P ₂	P ₃	P ₄	P ₅
1. Kolesterol	27.36	-3.366x10 ⁻³	-84.66	269.9	1.624
2. Klorofil	25.92	-2.928x10 ⁻³	-84.70	270.1	1.628
3. Hemogloblin	25.61	-2.781x10 ⁻³	-84.73	270.1	1.629
4. Adale	24.88	-2.294x10 ⁻³	-84.76	270.2	1.631
5. Doku	24.87	-2.286x10 ⁻³	-84.76	270.1	1.631
6. Hücre	24.86	-2.258x10 ⁻³	-84.76	270.2	1.630
7. Kemik	44.10	-1.706x10 ⁻³	-85.20	267.6	1.636

Çizelge 3.17. Biyolojik ortamlara ait fotoelektrik tesir kesiti fit sonuçları

Ortam	Parametreler				
	P ₁	P ₂	P ₃	P ₄	P ₅
1. Kolesterol	-33.56	1.999	65.65	-1.272	0.1442
2. Klorofil	-33.55	2.000	65.63	-1.244	0.1431
3. Hemogloblin	-33.50	2.000	65.45	-1.215	0.1409
4. Adale	-33.43	2.002	65.42	-1.208	0.1431
5. Doku	-33.72	1.537	65.26	-1.170	0.1417
6. Hücre	-33.63	1.597	65.50	-1.160	0.1139
7. Kemik	-33.00	-0.7666	63.86	-1.065	0.1408

Biyolojik ortamlara uyarlanan bilgisayar programı, 0.015-1.0 MeV enerji bölgesinde, bir ortalama serbest yolda, her bir ortamda çalıştırılmış ve bulunan spektrumlardan enerji soğurma (B_A) ile doz yığılma (B_D) faktörleri hesaplanmıştır. Ayrıca bu ortamların \bar{Z} değerleri, Bölüm 3.2.1.1.'de anlatıldığı gibi elde edilmiş ve tüm sonuçlar Çizelge 3.18.-20.'de verilmiştir.

Çizelge 3.18. Kolesterol ve klorofil için \bar{Z} değerleri ile Monte-Carlo (M.C.) yöntemiyle bulunmuş enerji soğurma (B_A) ve doz yığılma (B_D) faktörleri

$\mu r = 1$ E(MeV)	Kolesterol	M.C.	M.C.	Klorofil	M.C.	M.C.
	\bar{Z}	B_A	B_D	\bar{Z}	B_A	B_D
0.015	5.37	1.62	1.59	6.10	1.38	1.37
0.020	5.38	2.37	2.32	6.15	1.85	1.82
0.030	5.38	4.32	4.22	6.15	3.56	3.37
0.040	5.42	5.33	6.17	6.23	4.80	4.94
0.050	5.43	5.67	7.55	6.24	5.42	6.29
0.060	5.52	5.39	7.84	6.24	5.35	6.77
0.080	5.50	4.72	7.40	6.31	4.88	6.33
0.100	5.50	4.18	7.02	6.50	4.49	5.54
0.150	5.50	3.58	5.13	6.50	3.64	4.17
0.200	5.50	3.21	3.83	6.50	3.27	3.57
0.300	5.50	2.76	3.15	6.50	2.82	3.05
0.400	5.50	2.58	2.85	6.50	2.62	2.77
0.500	5.50	2.44	2.67	6.50	2.46	2.60
0.600	5.50	2.38	2.54	6.50	2.38	2.47
0.800	5.50	2.19	2.33	6.50	2.20	2.28
1.000	5.50	2.09	2.22	6.50	2.10	2.16

Çizelge 3.19. Hemogloblin ve adale için \bar{Z} değerleri ile Monte-Carlo (M.C.) yöntemiyle bulunmuş enerji soğurma (B_A) ve doz yığılma (B_D) faktörleri

$\mu r = 1$ E(MeV)	Hemogloblin	M.C.	M.C.	Adale	M.C.	M.C.
	\bar{Z}	B_A	B_D	\bar{Z}	B_A	B_D
0.015	6.63	1.29	1.29	7.49	1.19	1.19
0.020	6.72	1.65	1.63	7.54	1.45	1.44
0.030	6.76	2.94	2.82	7.59	2.39	2.28
0.040	6.87	4.12	4.11	7.61	3.50	3.44
0.050	6.93	4.94	5.14	7.61	4.44	4.43
0.060	6.91	5.17	5.65	7.65	4.88	4.91
0.080	6.79	4.90	5.70	7.50	4.93	5.10
0.100	6.70	4.56	5.40	7.72	4.64	4.69
0.150	6.50	3.64	4.17	7.50	3.84	3.92
0.200	6.50	3.27	3.57	7.50	3.37	3.36
0.300	6.50	2.82	3.05	7.50	2.87	2.91
0.400	6.50	2.62	2.77	7.50	2.64	2.66
0.500	6.50	2.46	2.60	7.50	2.47	2.51
0.600	6.50	2.38	2.47	7.50	2.37	2.38
0.800	6.50	2.20	2.28	7.50	2.21	2.21
1.000	6.50	2.10	2.16	7.50	2.11	2.11

Çizelge 3.20. Doku, hücre ve kemik için \bar{Z} değerleri ile Monte-Carlo (M.C.) yöntemiyle bulunmuş enerji soğurma (B_A) ve doz yığılma (B_D) faktörleri

$\mu_r = 1$ E(MeV)	Doku	M.C.	M.C.	Hücre	M.C.	M.C.	Kemik	M.C.	M.C.
	\bar{Z}	B_A	B_D	\bar{Z}	B_A	B_D	\bar{Z}	B_A	B_D
0.015	7.91	1.16	1.16	8.32	1.14	1.14	11.5	1.04	1.04
0.020	7.99	1.36	1.36	8.44	1.32	1.32	11.7	1.10	1.10
0.030	8.09	2.14	2.03	8.56	2.01	1.91	11.9	1.31	1.30
0.040	8.15	3.14	3.06	8.69	2.86	2.79	12.1	1.64	1.62
0.050	8.14	4.08	3.97	8.79	3.69	3.57	12.1	2.18	2.06
0.060	8.21	4.61	4.47	8.78	4.28	4.09	12.2	2.70	2.40
0.080	8.10	4.91	4.73	9.09	4.63	4.19	12.2	3.69	2.88
0.100	8.28	4.62	4.37	8.67	4.60	4.21	12.4	4.15	3.00
0.150	8.50	3.94	3.75	8.50	3.94	3.75	12.6	4.12	2.94
0.200	8.50	3.41	3.25	8.50	3.41	3.25	12.8	3.68	2.78
0.300	8.50	2.92	2.83	8.50	2.92	2.83	12.5	3.08	2.57
0.400	8.50	2.66	2.60	8.50	2.66	2.60	12.5	2.77	2.42
0.500	8.50	2.49	2.45	8.50	2.49	2.45	12.5	2.58	2.30
0.600	8.50	2.37	2.34	8.50	2.37	2.34	12.5	2.42	2.21
0.800	8.50	2.22	2.17	8.50	2.22	2.17	12.5	2.24	2.09
1.000	8.50	2.11	2.08	8.50	2.11	2.08	12.5	2.12	2.00

4. SONUÇ VE TARTIŞMA

Bu çalışmada, öncelikle silindirik geometrili sekiz farklı ortamın (parafin, polietilen, su, gliserin, kükürt, tuz, alüminyum, bakır) simetri merkezine yerleştirilen 10 µCi'lik ¹³⁷Cs noktasal gamma kaynağı için, 2''x2''lik NaI(Tl) detektörlü spektrometre ile ortamda saçılmış ve saçılmamış gammaların toplam spektrumları deneysel olarak elde edilmiştir. Aynı detektör-kaynak uzaklığında ortam yokken kaynaktan yayınlanıp doğrudan detektöre gelen gammalara ait standart spektrum da deneysel olarak bulunmuş ve hem ortama bağlı hem de standart spektrumlar yardımıyla ortamlarda sayısal, enerji ve doz yığılma faktörleri hesaplanmıştır (Çizelge 3.4.).

Yığılma faktörleri konusunda çeşitli araştırmacılar tarafından yapılmış teorik çalışmalar vardır (Goldstein ve Wilkins 1954, Taylor 1954, Berger 1956, Capo 1958, Hubbell 1963, Musilek ve ark. 1980, Hirayama 1995, Harima ve Hirayama 1993, Brar ve Mudahar 1995, 1996, Brar ve ark. 1994, 1998). Ancak sayısal yığılma faktörleri konusunda çok az deneysel çalışma bulunmaktadır. Genel olarak gamma ışınları yığılma faktörlerini tayin etmek için amaçlanan deneyler kolay değildir. Deneysel çalışmalarda bazı güçlüklerle karşılaşılmasına rağmen birçok hesaplama yöntemleri geliştirilmiştir. Bunlardan en çok kullanılanı Monte Carlo yöntemi olmuştur. Yapılan çalışmalarda Monte Carlo yöntemi, özellikle radyasyon kaynaklarının ve reaktörlerin zırhlaması konularında kullanılmıştır. Bu yöntem kurşun, demir, çelik, beton, su gibi zırhlama maddeleri için uygulama alanı bulmuştur. Ancak biyolojik maddelerde Monte Carlo yöntemiyle yapılmış çalışmalara literatürde rastlanmamıştır. Dolayısıyla bu çalışmada Monte Carlo yönteminin deneysel çalışmaya imkan vermeyen biyolojik ortamların yığılma faktörlerini tayin etmekte kullanılabilmesi amaç edinilmiştir. Bunun için çalışmamızın ikinci kısmında, öncelikle deneysel koşullar göz önünde bulundurulmuş ve Monte Carlo yöntemiyle bir bilgisayar programı yazılarak deneysel düzeneğin benzetimi yapılmıştır. Daha sonra deneysel çalışmalarda kullanılan ortamların sayısal, enerji ve doz yığılma faktörleri bu program yardımıyla hesaplanmış ve deneysel olarak elde edilen sonuçlarla karşılaştırılması Çizelge 3.10.'da verilmiştir. Karşılaştırma sonucunda ortamların deneysel ve Monte Carlo yöntemiyle elde edilen yığılma faktörü değerlerinin birbirleriyle uyumlu olduğu görülmüştür. Ancak tuz ve kükürt için bulunan değerlerin farklı olduğu görülmektedir. Bunun sebebi, deneyde

kullanılan tuz ve kükürt'ün hem safsızlığından hem de nem tutucu özelliğinden ileri gelmektedir. Genel olarak her iki yolla bulunan yığılma faktörü değerlerinin birbirine uygunluğu görüldüğünden, Monte Carlo yöntemi 0.015-1.0 MeV enerji bölgesinde, bir ortalama serbest yolda, sekiz farklı ortamın enerji soğurma ve doz yığılma faktörlerini hesaplamak için kullanılmıştır. Elde edilen sonuçlar Çizelge 3.11., Çizelge 3.12., Çizelge 3.13. ve Çizelge 3.14'de verilmiştir. Çalışmamızın üçüncü aşamasında ise, Monte Carlo yöntemi ile yazılan benzetişim programı, deneysel çalışma imkanı vermeyen yedi farklı biyolojik ortama (kolesterol, klorofil, hemoglobin, adale, doku, hücre, kemik) da uyarlanmış ve program yardımıyla biyolojik ortamların 0.015-1.0 MeV enerji bölgesinde, bir ortalama serbest yolda, enerji soğurma ve doz yığılma faktörleri hesaplanmıştır. Bu biyolojik ortamlar için bulunan sonuçlar Çizelge 3.18., Çizelge 3.19. ve Çizelge 3.20.'de verilmiştir. 0.015-1.0 MeV enerji bölgesinde su ve adale ortamı için Monte-Carlo yöntemiyle bulunmuş enerji soğurma (B_A) ve doz yığılma (B_D) faktörlerinin literatür değerleriyle karşılaştırılması da Çizelge 4.1.'de verilmektedir. Karşılaştırma sonucunda, elde edilen değerlerin literatür değerleriyle uyumlu olduğu görülmektedir.

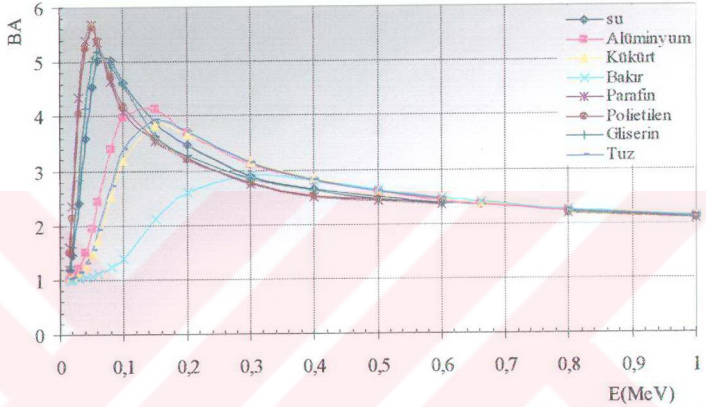
Çizelge 4.1. Su ve adale ortamı için Monte-Carlo yöntemiyle bulunmuş enerji soğurma (B_A) ve doz yığılma (B_D) faktörlerinin literatür değerleriyle karşılaştırılması

$\mu r = 1$ E(MeV)	Su			Su		Adale	
	B_A	* B_A	** B_A	B_D	* B_D	B_A	** B_A
0.015	1.19	1.19	1.19	1.18	1.18	1.19	1.18
0.020	1.45	1.45	1.45	1.43	1.43	1.45	1.43
0.030	2.41	2.43	2.34	2.34	2.35	2.39	2.30
0.040	3.59	3.58	3.50	3.48	3.47	3.50	3.41
0.050	4.55	4.51	4.30	4.46	4.42	4.44	4.33
0.060	5.02	4.94	4.87	4.98	4.90	4.88	4.80
0.080	5.03	4.93	4.85	5.06	4.95	4.93	4.83
0.100	4.63	4.52	4.46	4.66	4.55	4.64	4.46
0.150	3.89	3.91	3.69	3.90	3.89	3.84	3.72
0.200	3.46	3.42	3.27	3.48	3.42	3.37	3.28
0.300	2.90	2.84	2.82	2.92	2.85	2.87	2.84
0.400	2.65	2.60	2.59	2.66	2.61	2.64	2.60
0.500	2.50	2.45	2.44	2.50	2.44	2.47	2.44
0.600	2.38	2.34	2.33	2.38	2.33	2.37	2.33
0.800	2.22	2.18	2.18	2.21	2.17	2.21	2.18
1.000	2.11	2.08	2.07	2.10	2.08	2.11	2.08

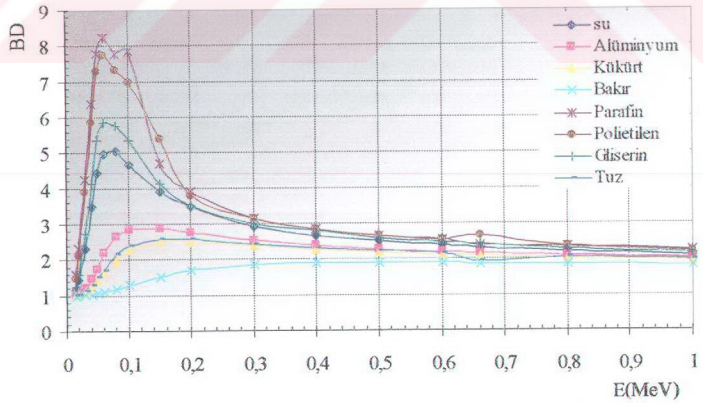
(* B_A : ANS/ANS 1991, ** B_A : Jaeger ve ark. 1968)

4.1. Yığılma Faktörlerinin Foton Enerjisiyle Değişiminin İncelenmesi

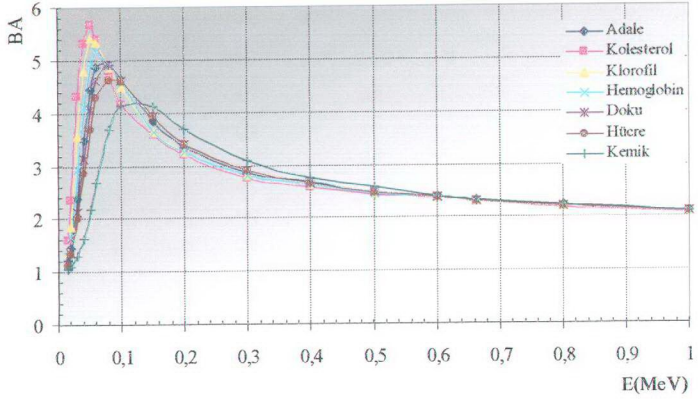
0.015-1.0 MeV enerji bölgesinde, bir ortalama serbest yolda, sekiz farklı çok elementli ve yedi farklı biyolojik ortamın Monte Carlo yöntemiyle elde edilen enerji soğurma ve doz yığılma faktörlerinin foton enerjisiyle olan değişim grafikleri Şekil 4.1., Şekil 4.2., Şekil 4.3. ve Şekil 4.4.'de gösterilmiştir.



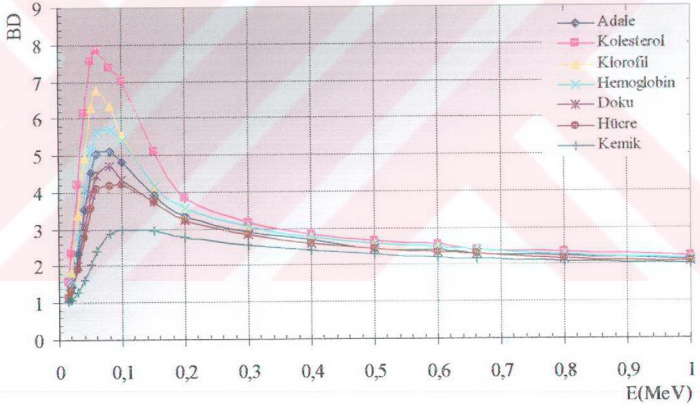
Şekil 4.1. Çok elementli ortamlarda enerji soğurma yığılma faktörü (B_A) değerlerinin foton enerjisiyle değişimi



Şekil 4.2. Çok elementli ortamlarda doz yığılma faktörü (B_D) değerlerinin foton enerjisiyle değişimi



Şekil 4.3. Biyolojik ortamlarda enerji soğurma yığılma faktörü (B_A) değerlerinin foton enerjisiyle değişimi



Şekil 4.4. Biyolojik ortamlarda doz yığılma faktörü (B_D) değerlerinin foton enerjisiyle değişimi

Bu grafiklerden görüldüğü gibi yığılma faktörleri önce artarak bir maksimum değere ulaşmakta ve daha sonra artan foton enerjisiyle azalmaya başlamaktadır. Ayrıca tüm ortamlarda yığılma faktörü değerlerinin çok düşük foton enerjilerinde oldukça küçük olduğu gözlenir. Bu durum, düşük enerjili fotonların seçilen ortamlarda

fotoelektrik yapma olasılığının daha baskın olduğu şeklinde yorumlanabilir. Çünkü düşük enerjili fotonlar ortam içine tüm enerjilerini aktararak soğurulurlar.

Çok elementli ve biyolojik ortamlarda enerji soğurma ile doz yığılma faktörlerinin maksimum olduğu enerji değerleri [$E_{\text{pik.}}(\text{MeV})$] Çizelge 4.2. ve Çizelge 4.3.'de verilmiştir. 0.05-0.4 MeV enerji bölgesinde ortamların yığılma faktörü değerlerinin maksimuma ulaşması Compton etkisinin baskın olmasından dolayıdır. Çünkü yığılma faktörünü belirleyen etkileşme Compton saçılmasıdır. Buradan, saçılma yapmış fotonların enerji spektrumuna katkısının bu şartlarda ve bu enerji bölgesinde oldukça büyük olduğu sonucuna varılabilir.

Çizelge 4.2. Çok elementli ortamlarda enerji soğurma (B_A) ile doz yığılma (B_D) faktörlerinin maksimum olduğu enerji değerleri

Ortam	\bar{Z}	$E_{\text{pik.}}(\text{MeV})$	B_A	\bar{Z}	$E_{\text{pik.}}(\text{MeV})$	B_D
1. Parafin	5.27	0.05	5.69	5.24	0.06	8.23
2. Polietilen	5.60	0.05	5.64	5.59	0.06	7.74
3. Gliserin	6.79	0.06	5.20	6.79	0.06	5.85
4. Su	7.51	0.08	5.03	7.51	0.08	5.06
5. Alüminyum	13.00	0.15	4.14	13.00	0.15	2.88
6. Tuz	15.18	0.15	3.93	15.18	0.15	2.59
7. Kükürt	16.00	0.15	3.84	16.00	0.20	2.50
8. Bakır	29.00	0.30	2.93	29.00	0.40	1.91

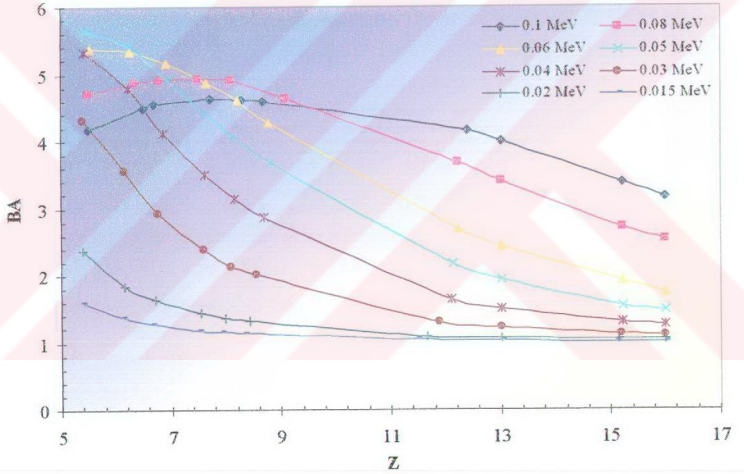
Çizelge 4.3. Biyolojik ortamlarda enerji soğurma (B_A) ile doz yığılma (B_D) faktörlerinin maksimum olduğu enerji değerleri

Ortam	\bar{Z}	$E_{\text{pik.}}(\text{MeV})$	B_A	\bar{Z}	$E_{\text{pik.}}(\text{MeV})$	B_D
1. Kolesterol	5.43	0.05	5.67	5.52	0.06	7.84
2. Klorofil	6.24	0.05	5.42	6.24	0.06	6.77
3. Hemoglobin	6.91	0.06	5.17	6.79	0.08	5.70
4. Adale	7.50	0.08	4.93	7.50	0.08	5.10
5. Doku	8.10	0.08	4.91	8.10	0.08	4.73
6. Hücre	9.09	0.08	4.63	8.67	0.10	4.21
7. Kemik	12.40	0.10	4.15	12.40	0.10	2.99

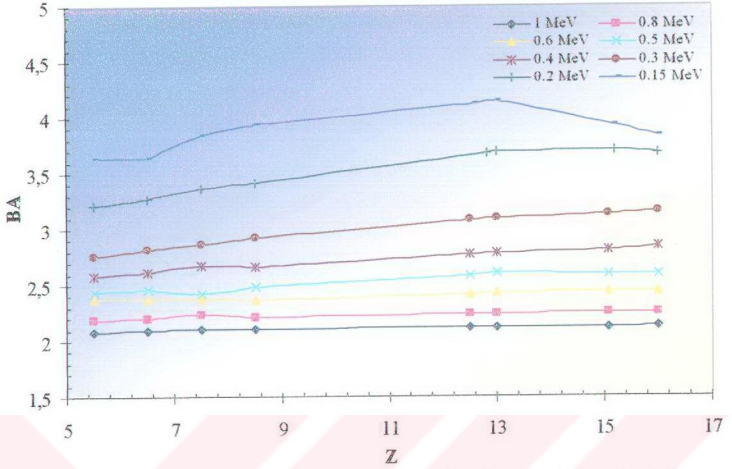
Ayrıca grafiklerden, 0.5-1 MeV enerji bölgesinde enerji soğurma ve doz yığılma faktörlerinin birbirlerine yaklaştığı görülmektedir. Bu enerji bölgesinde ortamların Compton tesir kesiti değerlerinin birbirlerine yakın olmasından dolayı, ortamların kimyasal bileşim etkilerinin hemen hemen ihmal edilebileceği söylenebilir.

4.2. Yığılma Faktörlerinin Efektif Atom Numarasıyla Değişiminin İncelenmesi

0.015-0.10 ile 0.15-1.0 MeV enerji bölgelerinde, bir ortalama serbest yolda, enerji soğurma yığılma faktörlerinin atom numarasıyla olan değişim grafikleri Şekil 4.5. ve Şekil 4.6.'da gösterilmiştir.



Şekil 4.5. 0.015-0.10 MeV enerji bölgesinde enerji soğurma yığılma faktörü değerlerinin efektif atom numarasıyla değişimi

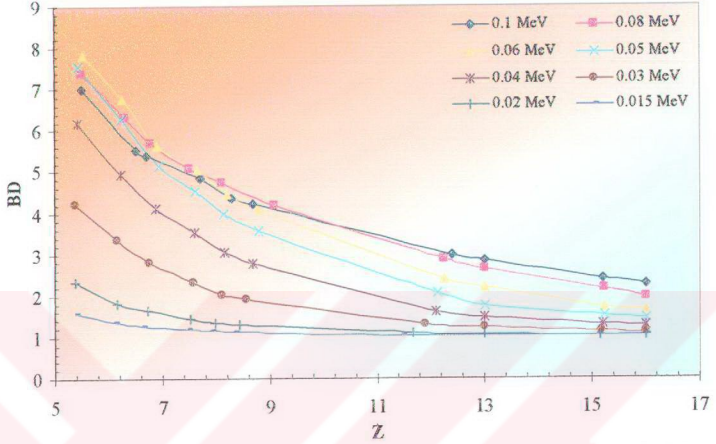


Şekil 4.6. 0.15-1.0 MeV enerji bölgesinde enerji soğurma yığılma faktörü değerlerinin efektif atom numarasıyla değişimi

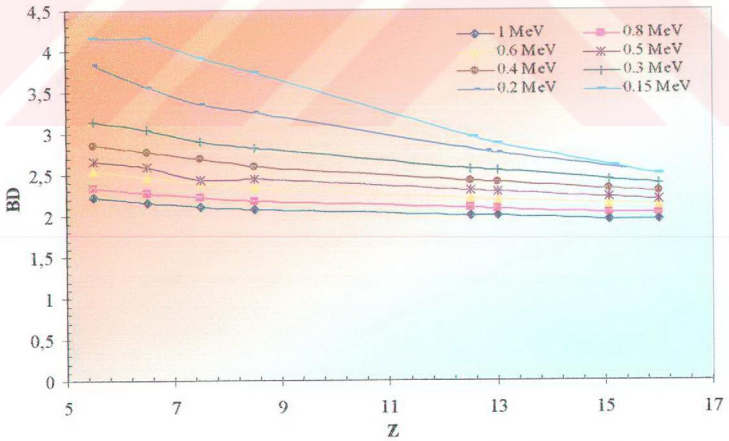
Şekil 4.5.'den görüldüğü gibi 0.015-0.10 MeV enerji bölgesinde enerji soğurma yığılma faktörü \bar{Z} değeri arttıkça belirgin bir düşme eğilimi gösterir. Bu düşüş, küçük \bar{Z} değerleri için hızlı, büyük \bar{Z} değerleri içinse daha yavaş gerçekleşir. 0.015-0.02 MeV için enerji soğurma yığılma faktörünün \bar{Z} ile değişimi diğer enerji değerlerinkinden çok daha yavaştır. Hatta \bar{Z} arttıkça enerji soğurma yığılma faktörü hemen hemen sabit kalır. Bunun sebebi küçük enerji değerlerinde ve büyük \bar{Z} değerlerinde fotoelektrik etkinin baskın olmasından ileri gelir. 0.08-0.1 MeV içinse enerji soğurma yığılma faktörünün önce yavaşça arttığı, daha sonra yaklaşık $\bar{Z} > 7.5$ olduğunda azaldığı görülmektedir.

Şekil 4.6.'dan 0.15-0.4 MeV enerji bölgesinde, bir ortalama serbest yolda, enerji soğurma yığılma faktörünün \bar{Z} arttıkça arttığı görülmektedir. Ancak bu artış enerji değerinin büyümesiyle yavaşlar. 0.5-0.6 MeV için enerji soğurma yığılma faktörünün \bar{Z} ile değişimi daha da azalır. 0.8-1 MeV içinse enerji soğurma yığılma faktörünün \bar{Z} ile değişimi hemen hemen sabit kalır. Bu, daha yüksek enerjilere doğru gidildikçe ortamın kimyasal bileşiminin, ortamın radyasyonu zayıflatma özelliği üzerindeki etkisinin hemen hemen ihmal edilebileceği şeklinde açıklanabilir.

0.015-0.10 ile 0.15-1.0 MeV enerji bölgelerinde, bir ortalama serbest yolda, doz yığılma faktörlerinin atom numarasıyla olan değişim grafikleri Şekil 4.7. ve Şekil 4.8.'de gösterilmiştir.



Şekil 4.7. 0.015-0.10 MeV enerji bölgesinde doz yığılma faktörü değerlerinin efektif atom numarasıyla değişimi



Şekil 4.8. 0.15-1.0 MeV enerji bölgesinde doz yığılma faktörü değerlerinin efektif atom numarasıyla değişimi

Grafiklerden doz yığılma faktörünün efektif atom numarasıyla (\bar{Z}) azaldığı görülmektedir. Bu azalışın küçük \bar{Z} değerleri için hızlı, büyük \bar{Z} değerleri içinse daha yavaş olduğu gözlenir. Bilindiği gibi fotonların bir ortam içindeki yığılması, enerji değerleri düştükçe ve \bar{Z} değerleri arttıkça fotoelektrik olayının daha etkin olmasından dolayı azalmaktadır.

Sonuç olarak, detektöre ulaşan fotonların enerji dağılımlarının bilinmesini gerektiren ve deneysel olarak elde edilmesi mümkün olmayan biyolojik ortamların yığılma faktörlerinin kullandığımız Monte Carlo yöntemiyle hesaplanmaları mümkündür.



KAYNAKLAR

ANSI. 1991. American National Standard Gamma-ray Attenuation Coefficients and Buildup Factor for Engineering Materials. ANSI/ANS-6.4.3.

ARYA, A.P. 1970. Fundamentals of Nuclear Physics. Allyn&Bacon Inc.

BERGER, M.J. 1956. Proc. of Shielding Symposium, Naval Radiological Defense Laboratory, USNRDL Reviews and Lectures. 29, 47 p.

BERGER, M.J. ve J.H. Hubbell. 1987. XCOM: Photon Cross Sections On A Personal Computer. NBSIR 87, 3597 p.

BHANDAL, G.S. ve ark. 1992. Determination of Effective Atomic Number and Electron Density of Some Fatty Acids by Gamma-Ray Attenuation. Appl. Radiat. Isot., 43, 10, p.1185-1188.

BHANDAL, G.S. ve K. SINGH. 1993a. Study of the Mass Attenuation Coefficients and Effective Atomic Numbers in Some Multielement Materials. Appl. Radiat. Isot., 44, 6, p.929-939.

BHANDAL, G.S. ve K. SINGH. 1993b. Effective Atomic Number Studies in Different Biological Samples for Partial and Total Photon Interactions in the Energy Region 10^{-3} to 10^5 MeV. Appl. Radiat. Isot., 44, 3, p.505-510.

BRAR, G.S. ve ark. 1994. Exposure Buildup Factors for Bakelite, Perspex and Magnox-A12 up to 40 m.f.p. Using the Interpolation Method. Radiat. Phys., 44, 5, p.459-466.

BRAR, G.S. ve G.S. MUDAHAR. 1995a. Energy and Effective Atomic Number Dependence of the Exposure Buildup Factor in Soils. Nucl. Geophys., 9, 5, p.471-480.

BRAR, G.S. ve G.S. MUDAHAR. 1995b. A study of Energy Absorption Buildup Factors in Five Different Soils. Nucl. Geophys., 9, 6, p.629-641.

BRAR, G.S. ve G.S. MUDAHAR. 1996. Energy Dependence of the Energy Absorption Buildup Factor of HCO-Materials. Radiat. Phys., 47, 6, p.795-799.

BRAR, G.S. ve ark. 1998. Variation of Buildup Factors of Soils with Weight Fractions of Iron and Silicon. Appl. Radiat. Isot., 49, 8, p.977-980.

BRODER, D.L. ve ark. 1970. Biological Shielding of Maritime Reactors, Israel Program for Scientific Translations, Ltd. IPST Cat., 5656, p.199-201.

CANER, Y. 1996. Biyofizik. Erciyes Üniversitesi, Tıp Fakültesi, Biyofizik Anabilim Dalı Yayınları; Yayın No:3. s.209-217. Kayseri.

CAPO, M.A. 1958. Polynomial approximation of Gamma Ray Buildup Factors for a Point Isotropic Source. APEX-510.

CENGİZ, A. 1991. Elektron ve β Parçacıklarının Menzil, Enerji ve Açısal Dağılımlarının Monte Carlo Yöntemi ile İncelenmesi. Doktora Tezi, Uludağ Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Bursa, s.22-27.

CHILTON, A.B. 1965. Nucleonics 23, 8, p.119-122.

EVANS, D.R. 1955. The Atomic Nucleus. Mc GRAW-Hill Book Company, Inc., 1, p.678-681, 751.

EL-KATEB, A.H. ve A.S. ABDUL-HAMİD. 1991. Photon Attenuation Coefficient Study of Some Materials Containing Hydrogen, Carbon and Oxygen. Appl. Radiat. Isot., 42, 3, 303 p.

GOLDSTEIN, H. ve J.E. WILKINS. 1954. Calculations of the Penetration of Gamma-Rays. NYO-3075. Nuclear Development Associates.

HARIMA, Y. ve ark. 1986. Validity of the Geometric-Progression Formula in Approximating Gamma-ray Buildup Factors. Nucl. Sci. Engng., 94, 24 p.

HARIMA, Y. 1993. An Historical Review and Current Status of Buildup Factor Calculations and applications, Radiat. Phys. Chem., 41, 4/5, p.631-672.

HARIMA, Y. ve H. HIRAYAMA. 1993. Detailed Behavior of Exposure Buildup Factor in Stratified Shields for Plane-Normal and Point Isotropic Sources, Including the Effects of Bremsstrahlung and Fluorescent Radiation. Nuclear Science and Engineering, 133, p.367-378.

HIRAYAMA, H. 1995. Calculation of Gamma-Ray Exposure Buildup Factors up to 40 mfp using the EGS4 Monte Carlo Code with a Particle Splitting. Journal of Nuclear Science and Technology. 32, 12, p.1201-1207.

HIRAYAMA, H. 1996. Effects of the Photon Cross Sections and Energy-Absorption Coefficients of Air to the Gamma-Ray Point Isotropic Exposure Buildup Factors. Nuclear Science and Engineering. 124, p.258-270.

HUBBELL, J.H. 1963. Dose Fields from Plane Sources Using Point-Source Data. Nucleonics. 21, 8, p.144-148.

HUBBELL, J.H. 1969. Photon Cross Sections, Attenuation Coefficients, and Energy Absorption Coefficients from 10 keV to 100 Ge., Nat. Stand. Ref. Data. Ser., Nat. Bur. Stand., 29, 22 p.

HUBBELL, J.H. ve ark. 1975. Scattering Factors and Cross Sections. J. of Phys. and Chem. Ref. Data, 4, 3 p.

- HUBBELL, J.H. 1977. Photon Mass Attenuation and Mass Energy-Absorption Coefficients for H, C, N, O, Ar, and Seven Mixtures from 0.1 keV to 20 MeV, *Radiation Research*, 70, 59 p.
- HUBBELL, J.H. ve I. ØVERBO. 1979. Relativistic Atomic Form Factors and Photon Coherent Scattering Cross Sections, *J. of Phys. and Chem. Ref. Data*, 8, 1. p.69-105.
- HUBBELL, J.H. 1999. Review of Photon Interaction Cross Section Data in the Medical and Biological Context, *Phys. Med. Biol.* 44, 13 p.
- JACKSON. D.F. ve D.J. HAWKES. 1981. X-ray Attenuation Coefficients of Elements and Mixtures, *Physics Reports (Review Section of Physics Letters)*, 70, 3, p.169-233.
- JAEGER, R.G. ve ark. 1968. *Engineering Compendium on Radiation Shielding*. 1, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New-York, p.83, 124, 212-215, 218,420-421, 423.
- JAYACHANDRAN, C.A. 1971. Calculated Effective Atomic Number and Kerma Values for Tissue-Equivalent and Dosimetry Materials. *Physics Med. Biol.*, 16, 4, 617p.
- KRANE, K.S. 2001. *Nükleer Fizik I. Çeviri Editörü: Başar Şarer. s.184-188. Palme Yayıncılık, Ankara.*
- KOÇ, N. ve H. ÖZYOL. 2000. \bar{Z} -Dependence of Partial and Total Photon Interactions in Some Biological Samples. *Radiation Physics and Chemistry*. 59, p.339-345.
- MUDAHAR, G.S. ve H.S. SAHOTA 1988. Effective Atomic Number Studies in Different Soils for Total Photon Interaction in the Energy Region 10-5000 keV. *Appl. Radiat. Isot.*, 39, 12, 1251 p.
- MUDAHAR, G.S. ve M. SINGH. 1991. Energy Dependence of the Effective Atomic Number of alloys. *Appl. Radiat. Isot.*, 42, 6, 509 p.
- MUSILEK, L. ve ark. 1980. Empirical Formulae for Build-up Factor Calculations in Wide Conical Gamma-Ray Beams. *Int. Jour. Of App. Rad. And Isot.* 31, p.623-627.
- MUSILEK, L. ve ark. 1980. The Use of the Monte Carlo Method for the Calculation of Build-up Factors in Wide Conical Gamma-Radiation Beams. *Nuclear Instruments and Methods*. 174 p.
- RALPH, E.L ve L.A. HOWARD. 1972. *Nuclear Radiation Physics, Fourth Edition*, p.236-243.
- SHIN, K. ve H. HIRAYAMA. 1994. A New Approximating Model for Gamma-Ray Build-up Factors of Stratified Shields. *Nuclear Science and Engineering*. 118, p.91-102.
- TAYLOR, J.J. 1954. Application of Gamma Ray Buildup Data to Shield design, WAPD-RM-217.

THIRUMALA ve ark. 1985. Interaction of Low-Energy Photons with Biological Materials and the Effective Atomic Number. *Medical Physics*. 12, 6, p.745-748.

ÖZMUTLU ve ark. 1987. NaI(Tl) Detektörünün Gamma Cevap Fonksiyonlarının Monte Carlo Yöntemi ile Elde Edilmesi. *Bilgisayar Benzetişim Yöntemlerinin Fizik ve Mekanik Problemlerine Uygulanması Sempozyumu*, İstanbul, s.159-174.

ÖZMUTLU, E.N. 1992. Sampling of Angular Distribution in Compton Scattering. *Appl. Radiat. Isot.*, 43, 6, p.713-715.

ÖZMUTLU, E.N. 1995. Emin Özmutlu ile özel görüşmeler.

ÖZYOL, H. 1994. Studies on the Effective Atomic Numbers of Some Human Tissues in the Energy Region 15-100 keV. *Radiat. Phys. Chem.*, 44, 6, p.576-577.

YANG, N.C. ve ark. 1987. Effective Atomic Number for Low-Energy Total Photon Interactions in Human Tissues. 14, 5, p.759-766.

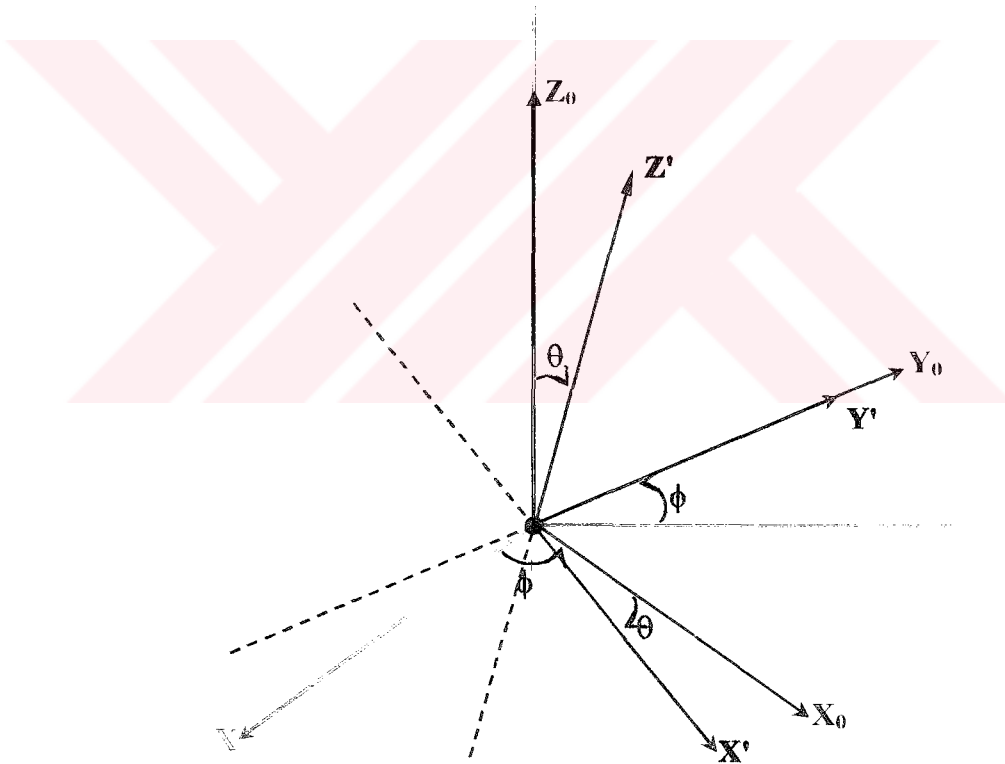


EKLER

EK-1. KOORDİNAT DÖNÜŞÜMLERİ

Çalışmada gerek noktasal kaynak ile silindirik detektör, gerekse silindirik ortam merkezinde noktasal kaynak ile silindirik detektör düzeneklerinde gamma takibi için noktasal kaynağın bulunduğu yer, kartezyen koordinat eksenlerinin başlangıç noktası olarak kabul edilmiştir. Koordinat sisteminin Z eksenini, silindirik detektörün tabanından geçen simetri eksenini ile çakışık olarak seçilmiştir.

Şekil E1.1.'de görüldüğü gibi XYZ koordinat sistemi Z eksenini etrafında ϕ açısı kadar döndürülürse $X_0Y_0Z_0$ koordinat sistemi elde edilir.



Şekil E1.1. Koordinat dönüşümleri

XYZ koordinat sisteminin birim vektörleri sırasıyla i, j, k ve $X_0Y_0Z_0$ koordinat sisteminin birim vektörleri sırasıyla i_0, j_0, k_0 olsun. i_0 birim vektörünün X, Y, Z eksenini ile yaptığı açının kosinüsleri,

$$\alpha_1 = \cos(i_0, i) = \cos \phi \quad (\text{E1.1a})$$

$$\alpha_2 = \cos(i_0, j) = \cos\left(\frac{\pi}{2} - \phi\right) = \sin \phi \quad (\text{E1.1b})$$

$$\alpha_3 = \cos(i_0, k) = 0 \quad (\text{E1.1c})$$

j_0 birim vektörünün X, Y, Z eksenine ile yaptığı açının kosinüsleri,

$$\beta_1 = \cos(j_0, i) = \cos\left(\frac{\pi}{2} + \phi\right) = -\sin \phi \quad (\text{E1.2a})$$

$$\beta_2 = \cos(j_0, j) = \cos \phi \quad (\text{E1.2b})$$

$$\beta_3 = \cos(j_0, k) = 0 \quad (\text{E1.2c})$$

k_0 birim vektörünün X, Y, Z eksenine ile yaptığı açının kosinüsleri,

$$\gamma_1 = \cos(k_0, i) = 0 \quad (\text{E1.3a})$$

$$\gamma_2 = \cos(k_0, j) = 0 \quad (\text{E1.3b})$$

$$\gamma_3 = \cos(k_0, k) = 1 \quad (\text{E1.3c})$$

şeklindedir ve bunlara doğrultman kosinüsleri denir. i_0, j_0, k_0 birim vektörleri,

$$i_0 = \alpha_1 i + \alpha_2 j + \alpha_3 k \quad (\text{E1.4a})$$

$$j_0 = \beta_1 i + \beta_2 j + \beta_3 k \quad (\text{E1.4b})$$

$$k_0 = \gamma_1 i + \gamma_2 j + \gamma_3 k \quad (\text{E1.4c})$$

eşitlikleriyle belirlenir. Bu eşitlikler matris çarpımı olarak,

$$\begin{bmatrix} i_0 \\ j_0 \\ k_0 \end{bmatrix} = A \begin{bmatrix} i \\ j \\ k \end{bmatrix} \quad (\text{E1.5})$$

şeklinde gösterilebilir. Burada A matrisi,

$$A = \begin{bmatrix} \alpha_1 & \alpha_2 & \alpha_3 \\ \beta_1 & \beta_2 & \beta_3 \\ \gamma_1 & \gamma_2 & \gamma_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \phi & \sin \phi & 0 \\ -\sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{E1.6})$$

şeklindedir. \mathbf{i} , \mathbf{j} , \mathbf{k} vektörlerini ϕ açısı ve \mathbf{i}_0 , \mathbf{j}_0 , \mathbf{k}_0 birim vektörleri cinsinden,

$$\begin{bmatrix} \mathbf{i} \\ \mathbf{j} \\ \mathbf{k} \end{bmatrix} = A^{-1} \begin{bmatrix} \mathbf{i}_0 \\ \mathbf{j}_0 \\ \mathbf{k}_0 \end{bmatrix} \quad (\text{E1.7})$$

olarak yazılır. Burada A^{-1} matrisi A matrisinin tersidir ve

$$A^{-1} = \begin{bmatrix} \alpha_1 & \beta_1 & \gamma_1 \\ \alpha_2 & \beta_2 & \gamma_2 \\ \alpha_3 & \beta_3 & \gamma_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \phi & -\sin \phi & 0 \\ \sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{E1.8})$$

şeklinde verilir. $X_0Y_0Z_0$ koordinat sistemi Y_0 ekseninde θ açısı kadar döndürülürse birim vektörleri \mathbf{i}' , \mathbf{j}' , \mathbf{k}' olan $X'Y'Z'$ koordinat sistemi elde edilir (Şekil E1.1.). Yeni koordinat sisteminden $X_0Y_0Z_0$ koordinat sistemine dönüşüm Denk.(E1.7)'ye benzer şekilde,

$$\begin{bmatrix} \mathbf{i}_0 \\ \mathbf{j}_0 \\ \mathbf{k}_0 \end{bmatrix} = B^{-1} \begin{bmatrix} \mathbf{i}' \\ \mathbf{j}' \\ \mathbf{k}' \end{bmatrix} \quad (\text{E1.9})$$

eşitliği ile gösterilir. Burada B^{-1} matrisi, A^{-1} matrisinin elde edilmesine benzer şekilde, $X'Y'Z'$ koordinat sistemi ile $X_0Y_0Z_0$ koordinat sistemi arasında,

$$B^{-1} = \begin{bmatrix} \cos \theta & 0 & \sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{bmatrix} \quad (\text{E1.10})$$

şeklinde oluşturulur. Denk.(E1.9), Denk.(E1.7)'de yerine konursa,

$$\begin{bmatrix} \mathbf{i} \\ \mathbf{j} \\ \mathbf{k} \end{bmatrix} = \mathbf{A}^{-1} \mathbf{B}^{-1} \begin{bmatrix} \mathbf{i}' \\ \mathbf{j}' \\ \mathbf{k}' \end{bmatrix} \quad (\text{E1.11})$$

eşitliği elde edilir. Bu denklem $X'Y'Z'$ koordinat sisteminden XYZ koordinat sistemine dönüşüm denklemidir. Burada $\mathbf{T} = \mathbf{A}^{-1} \mathbf{B}^{-1}$ matrisine dönüşüm matrisi denir ve dönüşüm matrisi,

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} \cos \phi \cos \theta & -\sin \phi & \cos \phi \sin \theta \\ \sin \phi \cos \theta & \cos \phi & \sin \phi \sin \theta \\ -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{bmatrix} \quad (\text{E1.12})$$

veya doğrultman kosinüsleri cinsinden,

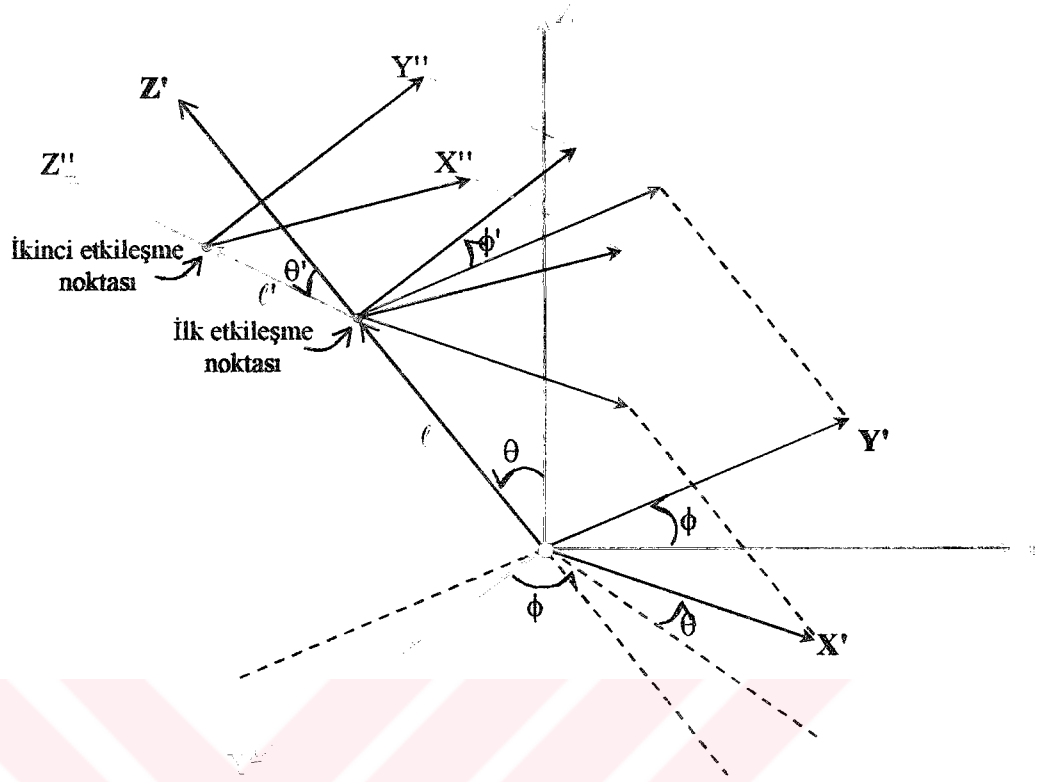
$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} \frac{\alpha \gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}} & \frac{-\beta}{\sqrt{1-\gamma^2}} & \alpha \\ \frac{\beta \gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}} & \frac{\alpha}{\sqrt{1-\gamma^2}} & \beta \\ -\sqrt{1-\gamma^2} & 0 & \gamma \end{bmatrix} \quad (\text{E1.13})$$

ile verilir. $X'Y'Z'$ koordinat sistemindeki bir noktanın XYZ koordinat sistemindeki yeri,

$$\begin{bmatrix} \mathbf{X} \\ \mathbf{Y} \\ \mathbf{Z} \end{bmatrix} = \mathbf{T} \begin{bmatrix} \mathbf{X}' \\ \mathbf{Y}' \\ \mathbf{Z}' \end{bmatrix} \quad (\text{E1.14})$$

eşitliği ile bulunur. Gammaların hareket doğrultuları Z' ekseni olarak seçilir ve Y' ekseni XY düzlemine paraleldir.

$X = 0, Y = 0, Z = 0$ noktasından yayınlanan bir gammanın hareket doğrultusu θ ve ϕ açıları ile belirlenir. Gammanın ilk etkileşme noktası Z' ekseni üzerinde ℓ serbest yolun belirlenmesiyle bulunur. $X'Y'Z'$ koordinat sisteminde ilk etkileşme noktasının koordinatları $X' = 0, Y' = 0, Z' = \ell$ olsun (Şekil E1.2.).



Şekil E1.2. Üslü koordinat sisteminden XYZ koordinat sistemine dönüşüm

XYZ koordinat sisteminde ilk etkileşme noktasının koordinatları Denk. (E1.14)'e göre,

$$\begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \phi \cos \theta & -\sin \phi & \cos \phi \sin \theta \\ \sin \phi \cos \theta & \cos \phi & \sin \phi \sin \theta \\ -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \ell \end{bmatrix} \quad (\text{E1.15})$$

$$X = (\cos \phi \sin \theta) \ell \quad (\text{E1.16a})$$

$$Y = (\sin \phi \sin \theta) \ell \quad (\text{E1.16b})$$

$$Z = (\cos \theta) \ell \quad (\text{E1.16c})$$

olarak bulunur. Burada,

$$\alpha = \cos \phi \sin \theta \quad (\text{E1.17a})$$

$$\beta = \sin \phi \sin \theta \quad (\text{E1.17b})$$

$$\gamma = \cos\theta \quad (\text{E1.17c})$$

gammanın XYZ koordinat sistemindeki kutup açısı θ ve açıklık (azimüt) açısı ϕ 'ye bağlı doğrultman kosinüsleridir. Gammmanın ilk etkileşme noktasının koordinatları,

$$X = \alpha \ell \quad (\text{E1.18a})$$

$$Y = \beta \ell \quad (\text{E1.18b})$$

$$Z = \gamma \ell \quad (\text{E1.18c})$$

ifadeleriyle hesaplanır.

Gammaların saçılmadan önceki yayınlanma doğrultusu, Şekil E1.2.'de görüldüğü gibi ilk etkileşme noktası başlangıç kabul edilerek oluşturulan üslü koordinat sisteminin Z' doğrultusu olarak kabul edilmiştir. İlk etkileşme noktasını başlangıç kabul eden yeni koordinat sisteminde saçılan gammmanın saçılma doğrultusu θ' , ϕ' açılarıyla belirlenir. Üslü koordinat sisteminde saçılan gammmanın doğrultman kosinüsleri,

$$\alpha' = \cos\phi' \sin\theta' \quad (\text{E1.19a})$$

$$\beta' = \sin\phi' \sin\theta' \quad (\text{E1.19b})$$

$$\gamma' = \cos\theta' \quad (\text{E1.19c})$$

olur. Saçılan gammmanın XYZ koordinat sistemindeki doğrultman kosinüsleri T dönüşüm matrisi kullanılarak,

$$\begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{bmatrix} = T \begin{bmatrix} \alpha' \\ \beta' \\ \gamma' \end{bmatrix} \quad (\text{E1.20})$$

eşitliği ile hesaplanır. Gammmanın ikinci etkileşme noktası saçılma doğrultusu üzerinde ℓ' serbest yolunun belirlenmesiyle bulunur. İkinci etkileşme noktasının XYZ koordinat sistemindeki yeri XYZ koordinat sisteminde Denk.(E1.20) ile hesaplanan doğrultman kosinüsleri kullanılarak,

$$X = X_1 + \alpha \ell' \quad (\text{E1.21a})$$

$$Y = Y_1 + \beta \ell' \quad (\text{E1.21b})$$

$$Z = Z_1 + \gamma \ell' \quad (\text{E1.21c})$$

ifadeleriyle hesaplanır. Burada X_1 , Y_1 , Z_1 ilk etkileşme noktasının XYZ koordinat sistemindeki koordinatlarıdır. Üslü koordinat sisteminde saçılan gammanın saçılma doğrultusu Z' eksenini seçilir. İkinci etkileşme noktasını başlangıç kabul eden yeni üslü koordinat sistemi $X''Y''Z''$ koordinat sistemidir. Üçüncü ve daha sonraki etkileşme noktalarının XYZ koordinat sistemindeki yeri, üslü koordinat sisteminden yukarıda açıklandığı gibi XYZ koordinat sistemine dönüştürülerek bulunur.



EK-2. GAUSS DAĞILIMININ ÖRNEKLENMESİ

NaI(Tl) detektörlü gamma ışınları spektrometresi ile tek enerjili fotonlar sayılırken spektrumdaki tüm enerji pikinin şekli yaklaşık olarak bir gauss eğrisidir.

Normal dağılım olarak da adlandırılan gauss dağılımı bir e_x değişkeni için,

$$f(e_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(e_x - \bar{e}_x)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (\text{E2.1})$$

ifadesiyle verilir. \bar{e}_x ortalama değeri ve σ standart sapmalı normal dağılım için,

$$\sigma = \frac{\Delta E}{2\sqrt{2\ln 2}} \quad (\text{E2.2})$$

olarak verilir. Burada ΔE , detektörün ayırma gücüdür.

2"x2"lik NaI(Tl) detektör ortamına aktarılan E_b enerjisine bağlı olarak ayırma gücü, Özmutlu ve ark. (1987) tarafından deneysel olarak elde edilen noktalar üzerine bir fonksiyon fit edilerek bulunmuştur. Bulunan ayırma gücü ifadesi,

$$\frac{\Delta E}{E_b} = 0.1023 \exp(-0.59 E_b) + \frac{0.0011}{E_b^{1.314}} \quad (\text{E2.3})$$

dir.

Gauss dağılımı örnekleme işleminde, önce detektör ortamına aktarılan E_b enerjisine bağlı olarak ayırma gücü (E2.3) ifadesiyle ve standart sapma ise (E2.2) ifadesiyle hesaplanır. Daha sonra gauss dağılımlı gelişigüzel sayılar,

$$e_x = \sin 2\pi q_1 \sqrt{-2 \ln q_2} \quad (\text{E2.4})$$

ifadesiyle elde edilerek, E_b ortalama değeri ve σ standart sapmalı,

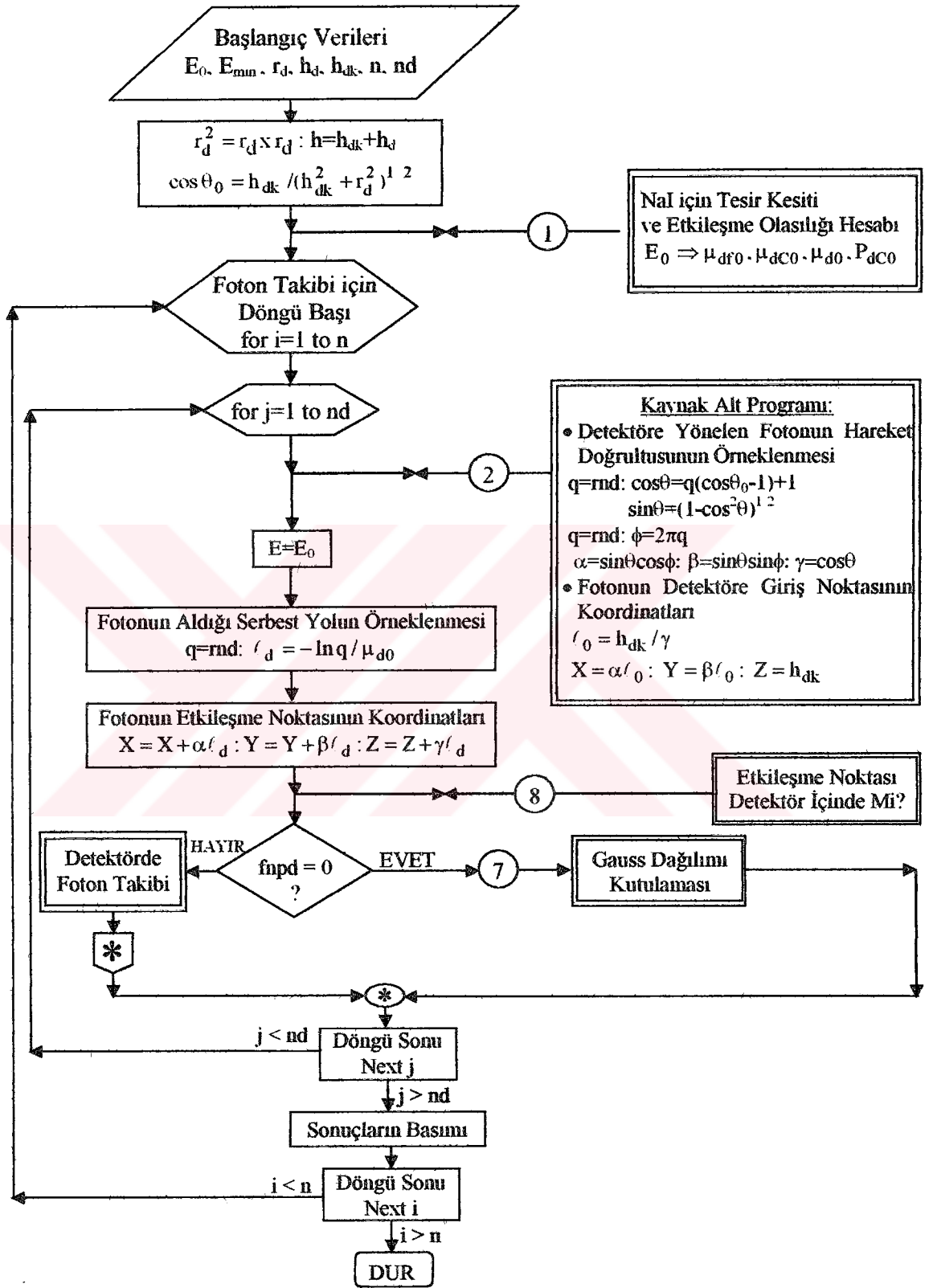
$$EE_b = \sigma e_x + E_b \quad (\text{E2.5})$$

enerji değerleri bulunur. Burada q_1 ve q_2 , 0-1 arasında gelişigüzel sayılardır.

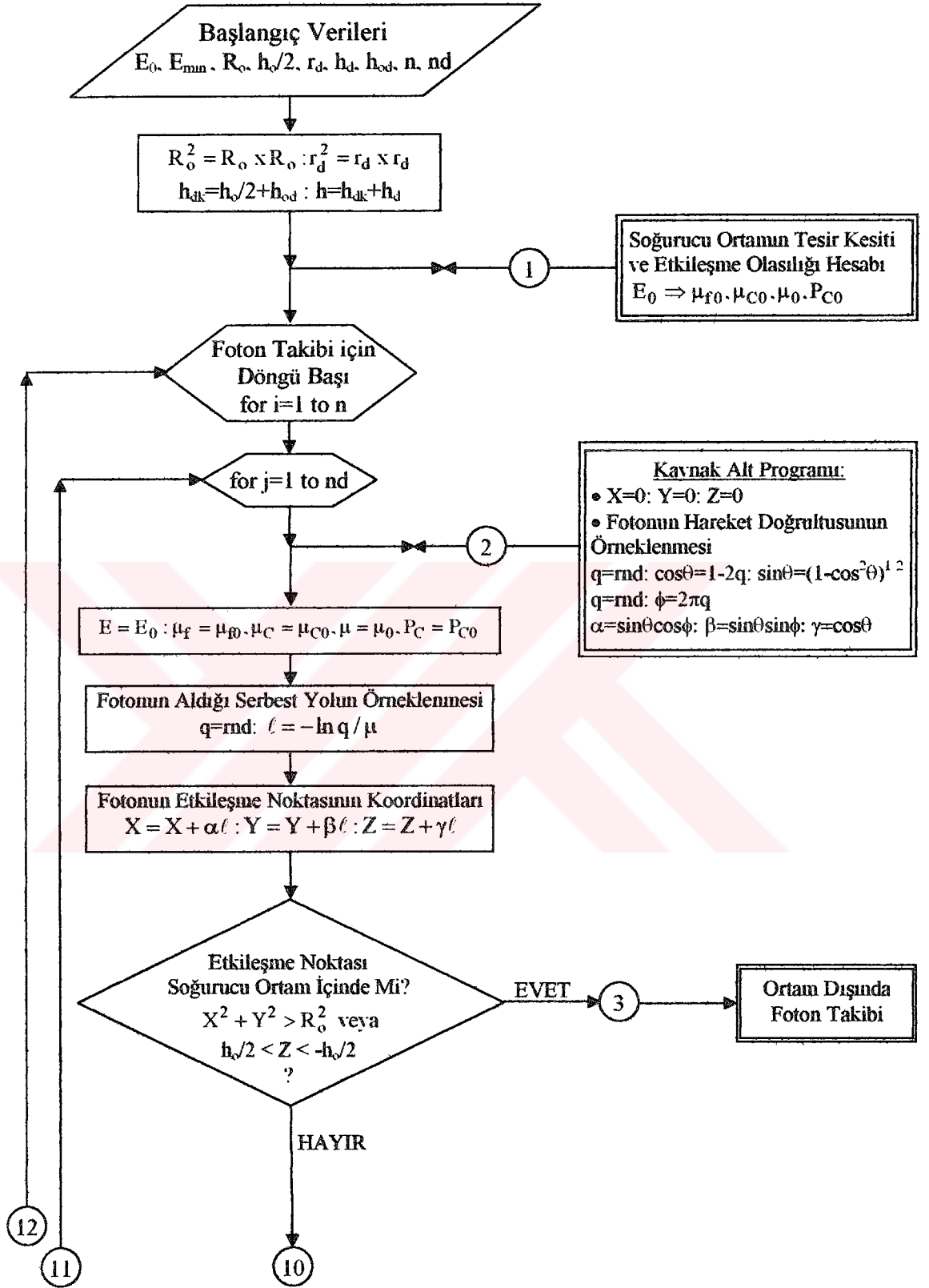
Böylece detektörde E_b kadar enerji bırakmış bir fotonun sayılması sırasında, foton E_b enerjisi ile sayılmak yerine fotonun enerjisinin ne olacağı detektörün ayırma gücü hesaba katılarak belirlenmiş olur.



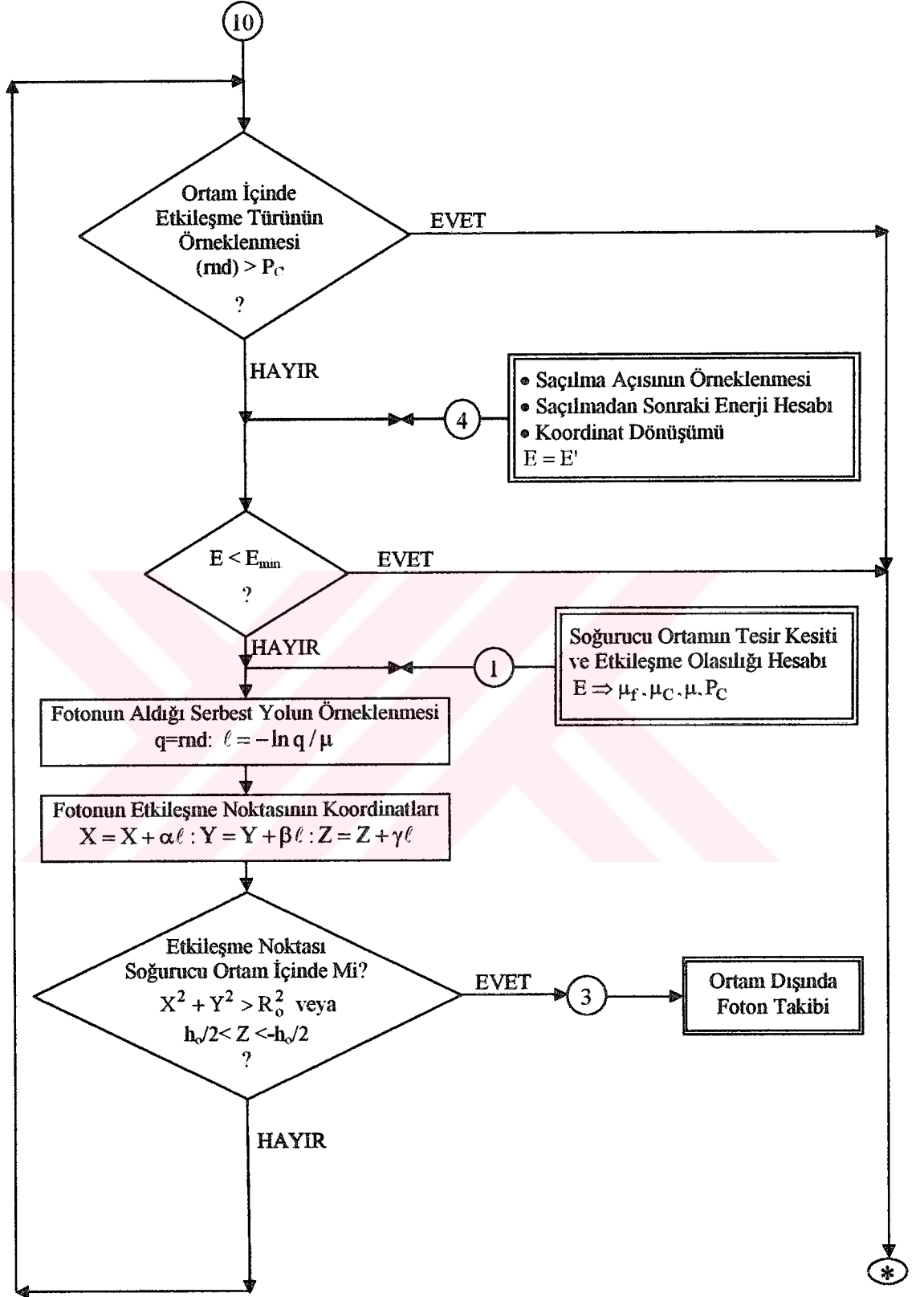
EK-3. BİLGİSAYAR PROGRAMI AKIŞ DİYAGRAMLARI



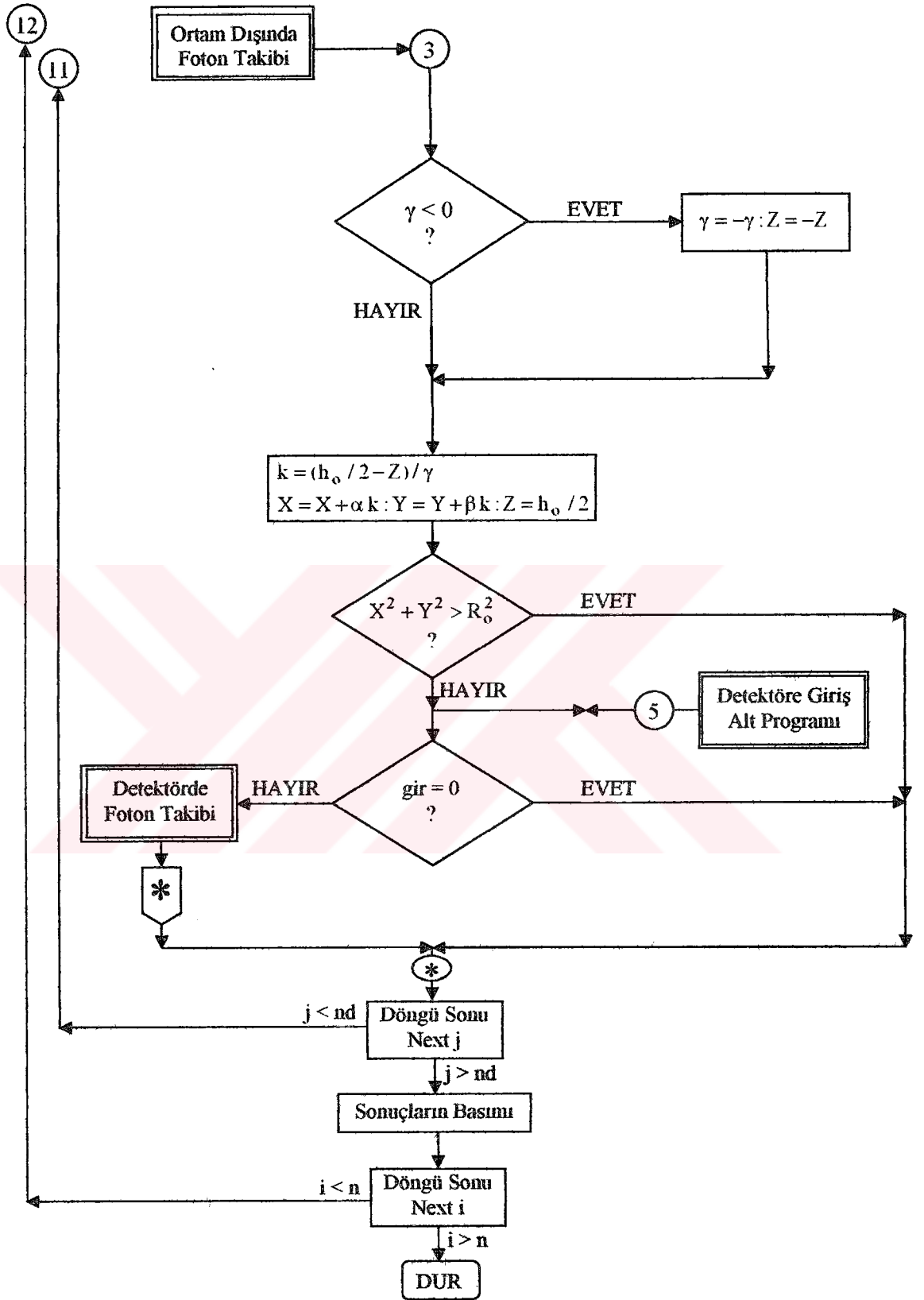
Şekil E3.1. Noktasal kaynak-silindirik detektör sistemi için cevap fonksiyonunu veren programın akış diyagramı



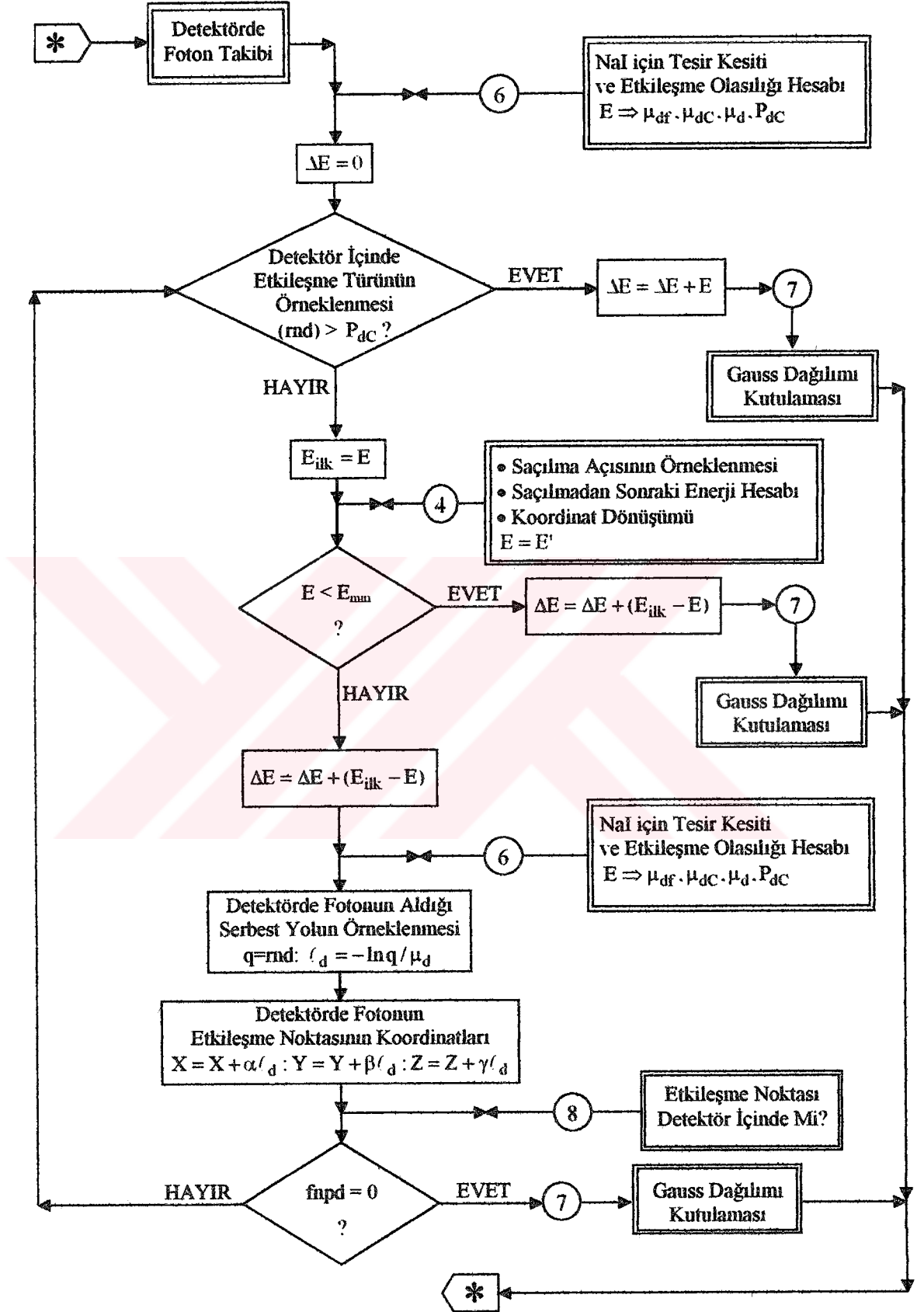
Şekil E3.2. Soğurucu ortam merkezinde noktasal kaynak-silindirik detektör sistemi için cevap fonksiyonunu veren programın akış diyagramı



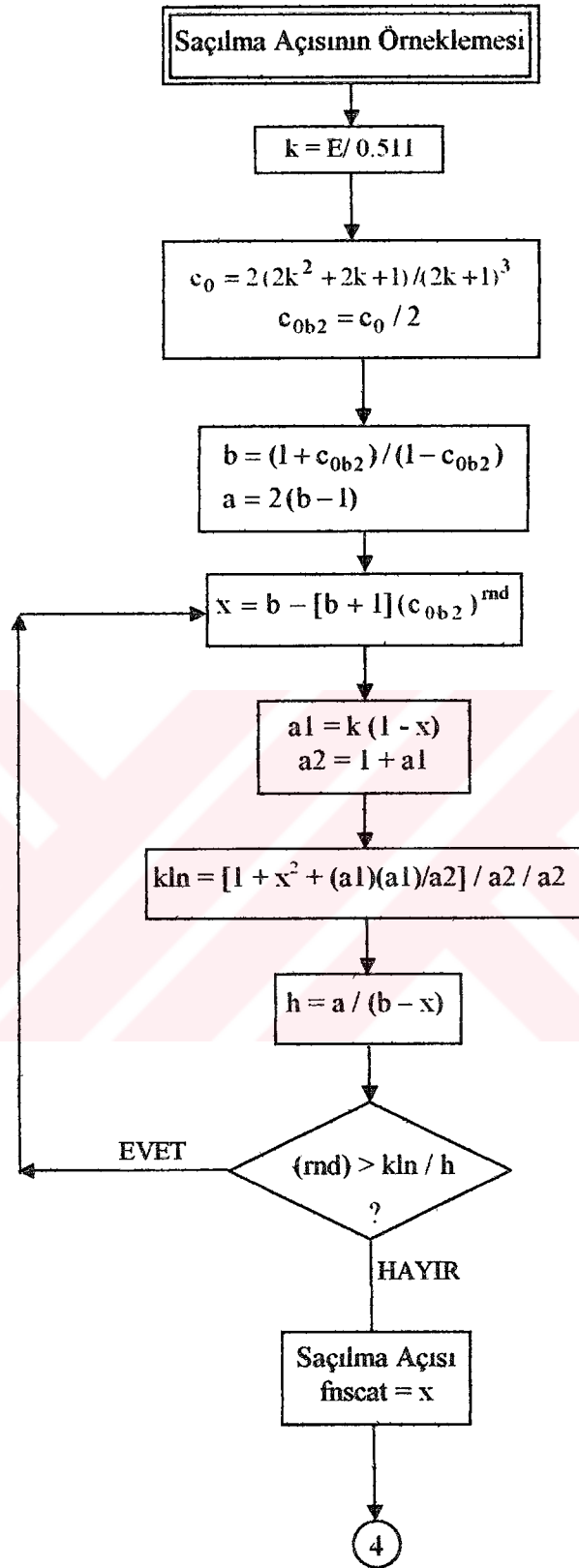
Şekil E3.2. (Devam) Soğurucu ortam merkezinde noktasal kaynak-silindirik detektör sistemi için cevap fonksiyonunu veren programın akış diyagramı



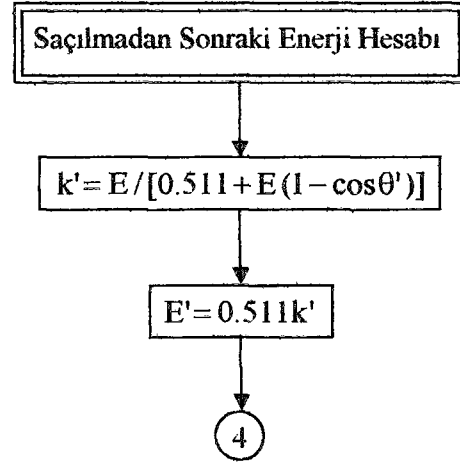
Şekil E3.2. (Devam) Soğurucu ortam merkezinde noktasal kaynak-silindirik detektör sistemi için cevap fonksiyonunu veren programın akış diyagramı



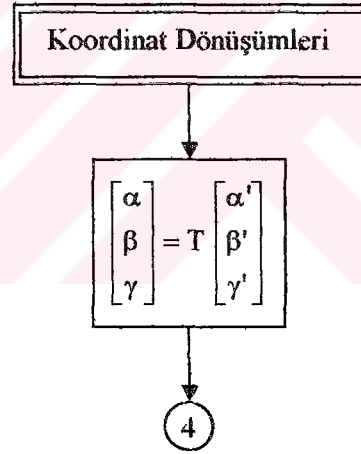
Şekil E3.3. Detektörde fotonların takibini veren programın akış diyagramı



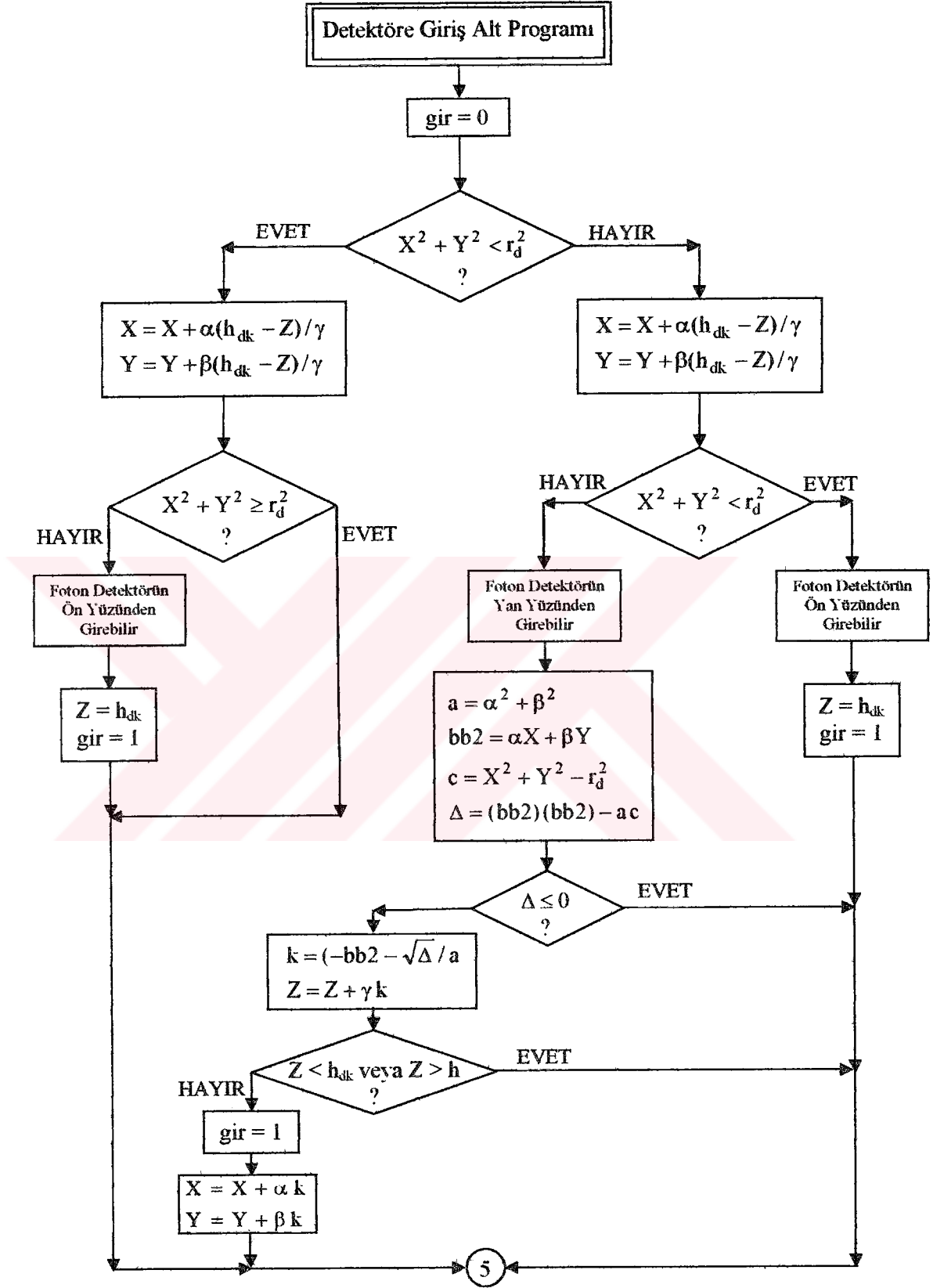
Şekil E3.4.(a) Saçılma açısını örnekleyen alt programın akış diyagramı



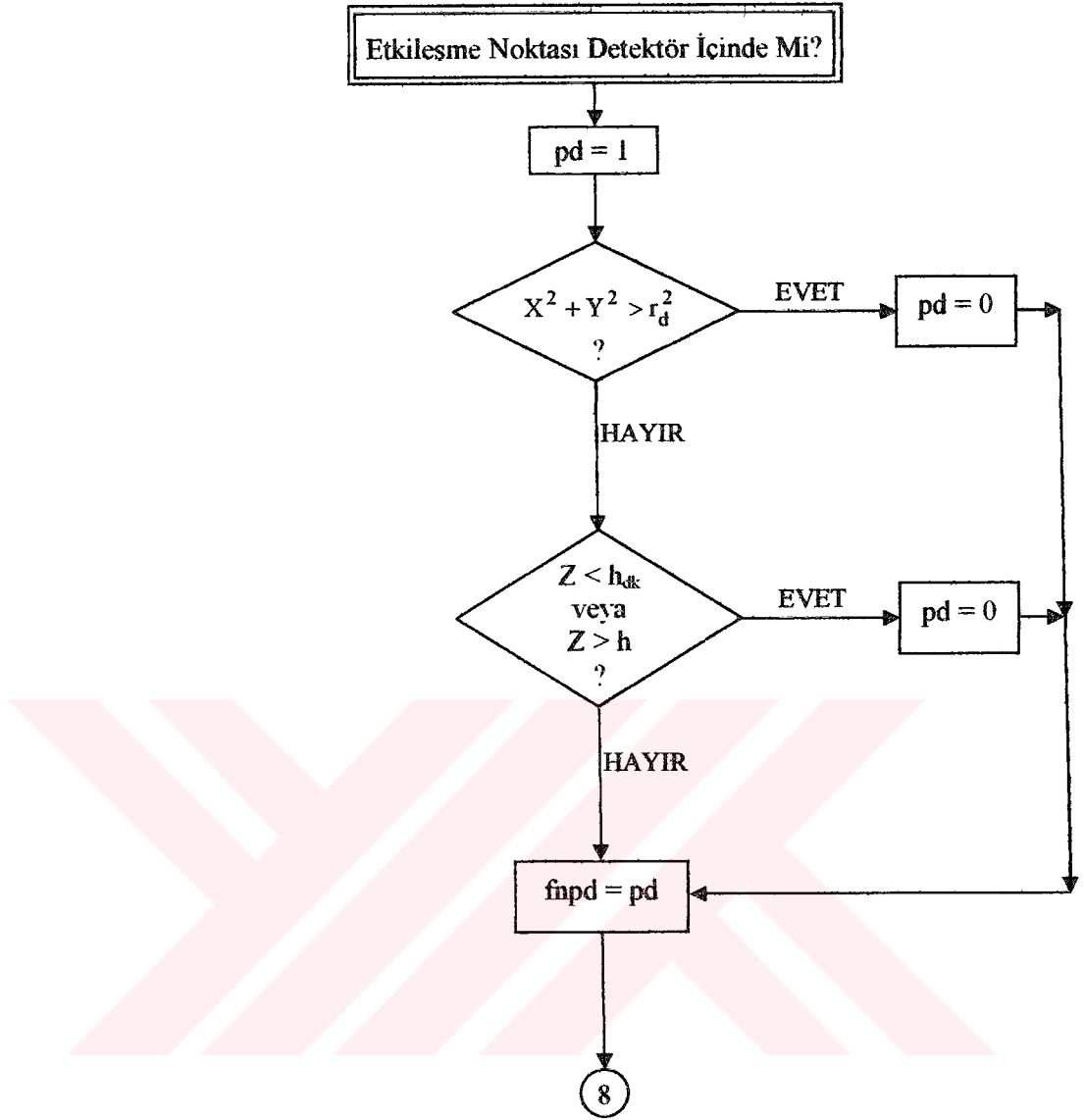
Şekil E3.4.(b) Saçılmadan sonraki foton enerjisinin hesaplanması



Şekil E3.4.(c) Koordinat dönüşümleri alt programı



Şekil E3.5. Fotonun detektöre giriş alt programı akış diyagramı



Şekil E3.6. Fotonun etkileşme noktasının detektörün içinde olup olmadığını veren alt programın akış diyagramı

TEŞEKKÜR

Bilgi, tecrübe ve yapıcı eleştirileriyle çalışmamın zenginleşmesini sağlayan emekli danışman hocam sayın Prof. Dr. Haldun ÖZYOL'a, değerli bilgileriyle daima yol gösteren ve yardımcı olan yeni danışman hocam sayın Prof. Dr. Gökay KAYNAK'a, Monte Carlo yöntemine ilişkin bilgilerimi temellendiren ve yardımlarını hiç esirgemeyen sayın Prof. Dr. Emin ÖZMUTLU'ya, ayrıca sayın Prof. Dr. Ahmet CENGİZ'e, sayın Yrd. Doç. Dr. İlhan TAPAN'a, sayın Yrd. Doç. Dr. Osman BİZİM'e ve her türlü desteğini gördüğüm eşim Arş.Gör. Dr. İlker KÜÇÜK'e en içten duygularıyla teşekkür ederim.



ÖZGEÇMİŞ

1970 yılında Bandırma'da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Türkiye'nin çeşitli il ve ilçelerinde yaptıktan sonra, 1989 yılında U.Ü. Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'ne girdi. 1993 yılında mezun olarak yine aynı yıl U.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda yüksek lisans öğrenimine başladı. Aynı zamanda Fizik Bölümüne Araştırma Görevlisi olarak atandı. 1996'da yüksek lisans çalışmasını bitirip Doktora öğrenimine başladı. Halen U.Ü. Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde Araştırma Görevlisi olarak çalışmaktadır.

