

EGE ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

(DOKTORA TEZİ)

**PLANAR GÖRÜNTÜLEMEDE (^{201}Tl)
SAÇILMA DÜZELTME TEKNİKLERİNİN
UYGULANMASI**

Ercan TURAN

Nükleer Bilimler Anabilim Dalı

Bilim Dalı Kodu: 622.01.01

Sunuş Tarihi: 16.05.2007

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Günseli YAPRAK

Bornova-İZMİR

Sayın **Ercan Turan** tarafından **DOKTORA TEZİ** olarak sunulan **“Planar Görüntülemeye (²⁰¹Tl) Saçılma Düzeltme Tekniklerinin Uygulanması”** başlıklı bu çalışma E.Ü. Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliği ile E.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Eğitim ve Öğretim Yönergesi'nin ilgili hükümleri uyarınca tarafımızdan değerlendirilerek savunmaya değer bulunmuş ve 16.05.2007 tarihinde yapılan tez savunma sınavında aday oybirliği/oyçokluğu ile başarılı bulunmuştur.

Jüri Üyeleri:

İmza

Jüri Başkanı :

Raportör Üye:

Üye :

Üye :

Üye :

ÖZET**PLANAR GÖRÜNTÜLEMEDE (^{201}Tl) SAÇILMA DÜZELTME
TEKNİKLERİNİN UYGULANMASI**

TURAN, Ercan

Doktora Tezi, Nükleer Bilimler Anabilim Dalı
Tez Danışmanı: Doç.Dr. Günseli Yaprak

Mayıs 2007, 181 sayfa

Gama kameralarının sınırlı sistem rezolüsyonu, görüntülerin saçılmış foton içermesine neden olarak kalitatif ve kantitatif görüntü kalitesini düşürmektedir. Bu doğrultuda, saçılma problemi nükleer tıp bünyesinde yaygın olarak kullanılan ^{201}Tl ve $^{99\text{m}}\text{Tc}$ gibi düşük enerjili radyoizotoplar için büyük önem taşımakta ve saçılma düzeltme tekniklerinin uygulanmasını zorunlu kılmaktadır.

Bu çalışmada, ^{201}Tl ile planar görüntüleme Compton saçılma problemini gideren spektral analize dayalı 6 açık saçılma düzeltme tekniği kullanılmıştır. Saçılma problemini gideren her bir teknik, görüntü kalitesini belirleyen, kontrast, sinyal/ gürültü oranı, uzaysal rezolüsyon ve saçılma kesri gibi fiziksel faktörler dikkate alınarak incelenmiş ve rutin uygulamalar ile karşılaştırılmıştır.

Sunulan çalışmada elde edilen bulgular, ^{201}Tl görüntülerine uygulanan spektral analize dayalı saçılma düzeltme yöntemlerinin, görüntü kontrastında önemli bir artış sağladığını ve uzaysal rezolüsyonu iyileştirdiğini göstermiştir.

Anahtar Kelimeler: ^{201}Tl görüntüleme, Compton saçılması, saçılma düzeltmesi, görüntü kontrastı, uzaysal rezolüsyon.

ABSTRACT**APPLICATION OF THE SCATTER CORRECTION
TECHNIQUES IN THE PLANAR (^{201}Tl) IMAGING**

TURAN, Ercan

PhD Thesis in Nuclear Sciences
Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Günseli Yaprak

May 2007, 181 pages

The inclusion of scattered photons in the acquisition data due to the poor spatial resolution of the gamma camera contribute to the deterioration of image quality and quantitative accuracy in nuclear medicine imaging. The scatter problem becomes considerable particularly for low energy radionuclides, such as $^{99\text{m}}\text{Tc}$ and ^{201}Tl . For this reason scatter correction has to be performed in order to restore image quality and quantitative accuracy.

In this study, six explicit (spectral analysis) scatter correction methods for ^{201}Tl have been evaluated and compared with conventional imaging technique. Each of six scatter correction methods have been tested for scatter fraction and spatial resolution on line source phantom studies. The contrast and signal-to-noise ratio changes induced by six explicit methods have been evaluated for hot and cold lesion phantom images.

In the present study, it has been concluded that the application of scatter correction methods based on spectral analysis of ^{201}Tl images improves image contrast significantly and spatial resolution slightly.

Keywords: ^{201}Tl imaging, Compton scattering, scatter correction, image contrast, spatial resolution.

TEŞEKKÜR

Doktora çalışması süresince her türlü olanağı sağlayarak, bu çalışmanın gerçekleşmesinde önemli katkıları olan ve alanındaki değerli bilgi, tecrübe ve görüşlerini benimle paylaşan değerli hocam Sayın Doç. Dr. Günseli YAPRAK'a içten teşekkürlerimi sunarım.

Enstitü Laboratuvarlarında her türlü çalışma olanağını sağlayan Nükleer Bilimler Enstitüsü Müdürü Sayın Prof. Dr. Meral ERAL'a, Nükleer Bilimler Anabilim Dalı Başkanı Sayın Prof. Dr. Güngör YENER'e, değerli arkadaşım Araş. Gör. Dr. Filiz GÜR'e ve tüm enstitü çalışanlarına teşekkür ederim.

Bilgi ve görüşlerinden yararlandığım ve mevcut laboratuvar olanaklarını kullanmama izin veren Pamukkale Üniversitesi Tıp Fakültesi Nükleer Tıp Anabilim Dalı Başkanı Sayın Prof. Dr. F. Suna KIRAÇ'a ve bölüm çalışanlarına teşekkür ederim.

E. Ü. Nükleer Tıp Anabilim Dalı Uzman Fizikçisi Değerli ağabeyim Dr. Kamil KÖSEOĞLU'na, bilgi ve deneyimlerini benimle paylaştığı ve bana yol gösterdiği için içten teşekkür ederim.

Hayatımın her aşamasında olduğu gibi bu tez çalışması boyunca sabır, anlayış ve desteklerini esirgemeyen sevgili AİLEM ve nişanlım GÜLAY'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

X

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	V
ABSTRACT.....	VII
TEŞEKKÜR	IX
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	XV
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	XXI
1. GİRİŞ	1
2. GENEL BİLGİLER	3
2.1 Foton-Madde Etkileşmesi	4
2.1.1 Fotoelektrik Olay	6
2.1.2 Compton Saçılması	8
2.1.3 Çift Oluşum.....	11
2.1.4 Diğer Etkileşmeler	13
2.1.5 Dar Demet Atenüasyon Katsayısı ve Önemi	14
2.2 Saçılma Problemi ve Önemi	16
2.3 Saçılma Düzeltme Yöntemleri	24
2.3.1 Doğrudan Saçılma Düzeltme Teknikleri	25
2.3.2 Dolaylı Saçılma Düzeltme Teknikleri	33
2.4 Nükleer Tıpta Gama Kamera İle Görüntüleme.....	34
2.4.1 Gama Kamera	37
2.4.2 Detektör Sistemi	39
2.4.2.1 NaI(Tl) Kristali	38

İÇİNDEKİLER (devam)

	<u>Sayfa</u>
2.4.2.2 Optik Geçirgen Tabaka	40
2.4.2.3 Foto Çoğaltıcı Tüp Düzeneği (PMT)	41
2.4.2.4 Pozisyonlama İşlemi	43
2.4.2.5 Puls Yükseklik Analizörü (PHA).....	47
2.4.2.6 Görüntü Kayıt Birimleri.....	50
2.4.2.7 Çok Formatlı Kayıt Birimleri.....	52
2.4.3 Gama Kamera Kafa (Detektör) Şekilleri.....	52
2.4.4 Kolimatörler	54
2.4.4.1 Paralel Delikli Kolimatörler.....	56
2.5 Gama Kamera Çalışma Karakteristikleri	59
2.5.1 Homojenite (Uniformite) ve Lineerite	59
2.5.2 Enerji Rezolüsyonu	65
2.5.3 Uzaysal Rezolüsyon.....	66
2.5.3.1 İntrinsik Rezolüsyon	68
2.5.3.2 Kolimatör Rezolüsyonu	70
2.5.4 Sistem Hassasiyeti (Verim).....	73
2.5.4.1 İntrinsik (Kristal) Verimi	73
2.5.4.2 Kolimatör Verimi	75
2.5.5 Zamansal Rezolüsyon ve Sayım Hızı Performansı	77
2.6 Görüntü Kalitesini Etkileyen Faktörler.....	82
2.7 Görüntü Kalitesinin Değerlendirilmesi	85
2.7.1 Kontrast	86

İÇİNDEKİLER (devam)

	<u>Sayfa</u>
2.7.2 Gürültü ve Sinyal/Gürültü Oranı	89
2.7.3 Uzaysal Rezolüsyon.....	91
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	95
3.1 Çalışmada Kullanılan Gama Kamera Sistemi	95
3.2 ²⁰¹ TiCl Radyofarmasötiği	96
3.2.1 ²⁰¹ TiCl'un Elde Edilmesi	97
3.2.2 ²⁰¹ TiCl Radyofarmasötiğinin Analitik Kalite Kontrolü	101
3.3 Çalışmada Kullanılan Compton Saçılma Düzeltme Yöntemleri	103
3.3.1 Dar Pencere Yöntemi.....	104
3.3.2 Asimetrik Pencere (Offset) Yöntemi	105
3.3.3 Fotopik Enerji Dağılım Analizi Yöntemi	106
3.3.4 Çift Enerji Pencere Yöntemi.....	109
3.3.5 Yamuk Yaklaşımlı Üçlü Enerji Pencere Yöntemi (TEW)	111
3.3.6 Üçgen Yaklaşımlı Üçlü Enerji Pencere Yöntemi	113
3.4 Görüntülerin Elde Edilmesi	114
3.5 Görüntü Kalitesini Belirleyen Faktörler	116
3.5.1 Uzaysal Rezzolüsyon ve Saçılma Kesrinin Ölçülmesi	116
3.5.2 Kontrast ve SNR'ın Ölçülmesi	118

İÇİNDEKİLER (devam)

	<u>Sayfa</u>
4. DENEYSEL BULGULAR	119
4.1 Dar Pencere Yöntemi	122
4.2 Asimetrik Pencere Yöntemi	127
4.3 Fotopik Enerji Dağılım Analizi.....	132
4.4 Çift Enerji Pencere Yöntemi (DEPW)	141
4.5 Yamuk Yaklaşımlı Üçlü Enerji Pencere Yöntemi (TEW)	145
4.6 Üçgen Yaklaşımlı Üçlü Enerji Pencere Yöntemi	150
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	155
KAYNAKLAR DİZİNİ	167
ÖZGEÇMİŞ.....	181

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
Şekil 2.1	Foton enerjisi (E) ve soğurucu ortamın atom numarasına (Z) bağlı olarak fotoelektrik olay, Compton saçılması ve çift oluşum.....6
Şekil 2.2	Foto elektrik olayın şematik gösterimi 7
Şekil 2.3	Compton saçılmasının şematik gösterimi 9
Şekil 2.4	1 keV-10 MeV enerji aralığında θ açısıyla saçılan Compton fotonları için birim katı aç başına tesir kesitlerinin polar krokisi 11
Şekil 2.5	Çift oluşum etkileşmesinin şematik gösterimi.....12
Şekil 2.6	Bir foton demetinin (I_0), x kalınlığındaki bir soğurucu ortamdaki atenüasyonu.....16
Şekil 2.7	Farklı enerjilerde gama ışınları yayımlayan radyonüklitlerin puls yükseklik spektrumları 20
Şekil 2.8	Saçılma düzeltme yöntemleri.....25
Şekil 2.9	Kanal oranı yöntemi.....27
Şekil 2.10	Anger gama kameraların basit sistem şeması 36
Şekil 2.11	Gama kamera detektör sistemi.....38
Şekil 2.12	Gama kameralarda kullanılan NaI(Tl) kristalinin kesit şeması 39
Şekil 2.13	Fotoçoğaltıcı tüpün (PMT) genel görünümü 41
Şekil 2.14	Farklı noktalarda oluşan sintilasyon olaylarının bir ve iki PMT ile deteksiyonu 43

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
Şekil 2.15	7 PMT'li Pozisyonlama devresi 45
Şekil 2.16	PHA fotopik pencere ayarı..... 48
Şekil 2.17	Katot ışınları tüpü..... 51
Şekil 2.18	Farklı gama kamera kafa tasarımları: a) Tek başlı gama kamera b) 180° sabitlenmiş çift başlı kamera c) 90° sabitlenmiş çift başlı d) çift başlı değişken yönelimli (90°'ye ayarlanmış) e) çift başlı değişken yönelimli (<90°'ye ayarlanmış) f) 120° sabitlenmiş üç başlı kamera 53
Şekil 2.19	Paralel delikli kolimatörün genel yapısı (a) ve paralel delikli kolimatörde yüksek enerjili fotonların yaptığı etkileşimler(b)..... 58
Şekil 2.20	Kameranın üç ayrı bölgesindeki (a, b, c) farklı dedeksiyon etkinlikleri 63
Şekil 2.21	Fotopikin yarı maksimumundaki tam genişliği..... 66
Şekil 2.22	Paralel delikli kolimatör rezolüsyonu 70
Şekil 2.23	Kolimatör çap ve kanal boyutuna göre noktasal kaynak dağılım fonksiyonunun değişimi 71
Şekil 2.24	Benzer kolimatörler için kaynak-kolimatör uzaklığı ile noktasal dağılım fonksiyonunun değişimi 71
Şekil 2.25	Farklı kolimatör tipleri için uzaysal rezolüsyon..... 73
Şekil 2.26	İntrinsik veriminin kristal kalınlığı (inch) ve enerji ile değişimi 74

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
Şekil 2.27 Değişik kolimatör tipleri için geometrik verimin kaynak-kolimatör uzaklığı ile olan değişimi	76
Şekil 2.28 Radyasyon detektörleri için ölü zaman davranışının iki modeli	80
Şekil 2.29 İki farklı sayım sistemi için ölü zaman kaybı	81
Şekil 2.30 Görüntü kalitesini belirleyen faktörler.....	82
Şekil 2.31 Bir görüntüde, sıcak lezyon (1) soğuk lezyon (2) ve background (3).....	86
Şekil 2.32 Kolimatör rezolüsyonunu karakterize eden FWHM (a) Her bir bar genişliğinin yaklaşık 1.6 katı olan FWHM sahip sistem ile bar fantomdan alınmış sayım hızı profilleri (b).....	93
Şekil 3.1 Sintilasyon gama kamera sistemi ile alınan ^{201}Tl enerji spektrumu ve PHA enerji penceresi.	96
Şekil 3.2 Tl-201'in bozunum şeması	98
Şekil 3.3 HPGe dedektör ile alınan ^{201}Tl gama spektrumu.....	102
Şekil 3.4 HPGe gama spektrometre sisteminin 50-1400 keV verim eğrisi	103
Şekil 3.5 Dar enerji pencere yönteminin spektral gösterimi	105
Şekil 3.6 Asimetrik pencere yönteminin spektral gösterimi	106
Şekil 3.7 Nokta kaynağın ($^{99\text{m}}\text{Tc}$) su ortamında ölçülen ve hesaplanan enerji spektrumu.....	107

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
Şekil 3.8	Saçılma enerji spektrumları ve enerji kesim değeri 107
Şekil 3.9	Fotopik enerji penceresi içinde saçılma katkısının çıkarılması 108
Şekil 3.10	Çift enerji pencere yöntemi uyarınca, ^{201}Tl için fotopik ve Compton saçılma penceresi 110
Şekil 3.11	Yamuk yaklaşımli TEW yönteminin spektral gösterimi..... 112
Şekil 3.12	Üçgen yaklaşımli TEW yönteminin spektral gösterimi..... 114
Şekil 3.13	Deluxe ECT fantom 115
Şekil 3.14	Sıcak lezyon (a) ve soğuk lezyon (b) 115
Şekil 4.1	Gama kamera ile rutin ^{201}Tl görüntülemde fotopik enerji penceresi içindeki saçılma katkısı..... 120
Şekil 4.2	Dar pencere yöntemi ile 4 cm su kalınlığında alınan çizgisel kaynak görüntüleri ve FWHM sayım hızı profilleri..... 124
Şekil 4.3	Dar pencere yöntemi ile elde edilen sıcak ve soğuk lezyon görüntüleri 126
Şekil 4.4	Asimetrik pencere yöntemi ile alınan çizgisel kaynak görüntüleri ve FWHM sayım hızı profilleri 128
Şekil 4.5	Asimetrik pencere yöntemi ile elde edilen soğuk ve sıcak lezyon görüntüleri 130

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
Şekil 4.6	^{201}Tl 'in HPGe enerji spektrumu.....131
Şekil 4.7	Noktasal ^{201}Tl kaynağının hava ve 4 cm su kalınlığında ölçülen ve hesaplanan enerji spektrumu 133
Şekil 4.8	Noktasal ^{201}Tl kaynağının hava ve 8 cm su kalınlığında ölçülen ve hesaplanan enerji spektrumu 134
Şekil 4.9	Noktasal ^{201}Tl kaynağının hava ve 12 cm su kalınlığında ölçülen ve hesaplanan enerji spektrumu 135
Şekil 4.10	Fotopik enerji bölgesi (64-80 keV) içinde ölçülen saçılma spektrumları 136
Şekil 4.11	^{201}Tl fotopik enerji penceresi içinde saçılma katkısının çıkarılması.....137
Şekil 4.12	Fotopik enerji dağılım analizi yöntemi ile alınan çizgisel kaynak görüntüleri ve FWHM sayım hızı profilleri 139
Şekil 4.13	Fotopik enerji dağılım analizi yöntemi ile elde edilen sıcak ve soğuk lezyon görüntüleri 140
Şekil 4.14	DEPW yöntemi ile elde edilen çizgisel kaynak görüntüleri ve FWHM sayım hızı profilleri.....143
Şekil 4.15	DEPW yöntemi ile elde edilen sıcak ve soğuk lezyon görüntüleri.....145

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
Şekil 4.16	Yamuk yaklaşımlı TEW yöntemi ile elde edilen çizgisel kaynak görüntüleri ve FWHM sayım hızı profilleri..... 147
Şekil 4.17	²⁰¹ Tl enerji spektrumu (HPGe) üzerinde üçlü enerji penceresi..... 148
Şekil 4.18	Yamuk yaklaşımlı TEW yöntemi ile elde edilen sıcak ve soğuk lezyon görüntüleri..... 150
Şekil 4.19	TEW yöntemi Üçgen yaklaşımı ile elde edilen çizgisel kaynak görüntüleri ve FWHM sayım hızı profilleri..... 152
Şekil 4.20	Üçgen yaklaşımlı TEW yöntemi ile elde edilen sıcak ve soğuk lezyon görüntüleri 154

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Çizelge</u>	<u>Sayfa</u>
Çizelge 2.1	Foton Madde Etkileşmesi 5
Çizelge 2.2	Farklı Foton Enerjilerinin Sudaki Atenüasyon Katsayıları 16
Çizelge 2.3	Saçılma Açısının Fonksiyonu Olarak Saçılan Foton Enerjileri 20
Çizelge 2.4	Tl-201 Enerji Spektrumunda Yer Alan γ ve X- ışınları 22
Çizelge 2.5	NaI(Tl) Kristallerinin Verimi.....40
Çizelge 2.6	Kolimatörlerin Genel Özellikleri 56
Çizelge 2.7	Homojenite veya Üniformite Değerleri 61
Çizelge 2.8	Paralel Delikli Kolimatör Tipleri İçin, Kolimatör Rezolüsyonu ve Kolimatör Verimi 76
Çizelge 2.9	Uzaysal Rezolüsyon.....88
Çizelge 3.1	Gama Kamera Sistemi Çalışma Karakteristikleri 96
Çizelge 3.2	Talyum Hedef ile (p,n) Reaksiyonları 99
Çizelge 3.3	$^{201}\text{TlCl}$ 'in Radyofarmasötik Özellikleri 100
Çizelge 4.1	Dar Pencere Yöntemi ile Elde Edilen Saçılma Kesirleri 122
Çizelge 4.2	Dar Pencere Yöntemi ile Elde Edilen FWHM Değerleri 123
Çizelge 4.3	Dar Pencere Yöntemi ile Elde Edilen Görüntü Kontrastı ve Sinyal /Gürültü Oranları.....125

ÇİZELGELER DİZİNİ (devam)

<u>Çizelge</u>	<u>Sayfa</u>
Çizelge 4.4 Asimetrik Pencere Yöntemi ile Elde Edilen Saçılma Kesirleri.....	127
Çizelge 4.5 Asimetrik Pencere Yöntemi ile Elde Edilen FWHM Değerleri	128
Çizelge 4.6 Asimetrik Pencere Yöntemi ile Elde Edilen Görüntü Kontrastı ve Sinyal /Gürültü Oranları.....	129
Çizelge 4.7 Noktasal ^{201}Tl Kaynağının Hava ve 4 cm Su için Fotopik Enerji Aralığında (64-80 keV) Ölçülen ve Hesaplanan Foton İntensiteleri.....	133
Çizelge 4.8 Noktasal ^{201}Tl Kaynağının Hava ve 8 cm Su için Fotopik Enerji Aralığında (64-80 keV) Ölçülen ve Hesaplanan Foton İntensiteleri.....	134
Çizelge 4.9 Noktasal ^{201}Tl Kaynağının Hava ve 12 cm Su için Fotopik Enerji Aralığında (64-80 keV) Ölçülen ve Hesaplanan Foton İntensiteleri.....	135
Çizelge 4.10 Fotopik Enerji Dağılım Analizi Yöntemi ile Elde Edilen Saçılma Kesirleri	137
Çizelge 4.11 Fotopik Enerji Dağılım Analizi Yöntemi ile Elde Edilen FWHM Değerleri.....	138
Çizelge 4.12 Fotopik Enerji Dağılım Analizi Yöntemi ile Elde Edilen Görüntü Kontrastı ve Sinyal/Gürültü Oranları	139
Çizelge 4.13 Saçıcı Ortam Kalınlığına Bağlı Olarak k Faktörü	142

ÇİZELGELER DİZİNİ (devam)

<u>Çizelge</u>	<u>Sayfa</u>
Çizelge 4.14 Çift Enerji Pencere Yöntemi ile Elde Edilen Saçılma Kesirleri.....	142
Çizelge 4.15 Çift Enerji Pencere Yöntemi ile Elde Edilen FWHM Değerleri	143
Çizelge 4.16 Çift Enerji Pencere Yöntemi İle Elde Edilen Görüntü Kontrastı ve Sinyal/Gürültü Oranları	144
Çizelge 4.17 Yamuk Yaklaşımlı TEW Yöntemi ile Elde Edilen Saçılma Kesirleri.....	146
Çizelge 4.18 Yamuk Yaklaşımlı TEW Yöntemi ile Elde Edilen FWHM Değerleri	147
Çizelge 4.19 ²⁰¹ Tl Enerji Spektrumunda Gözlenen X ve γ Işınları	148
Çizelge 4.20 Yamuk Yaklaşımlı TEW Yöntemi ile Elde Edilen Görüntü Kontrastı ve Sinyal/Gürültü Oranları	149
Çizelge 4.21 Üçgen Yaklaşımlı TEW Yöntemi İle Elde Edilen Saçılma Kesirleri.....	151
Çizelge 4.22 Üçgen Yaklaşımlı TEW Yöntemi ile Elde Edilen FWHM Değerleri	152
Çizelge 4.23 Üçgen Yaklaşımlı TEW Yöntemi ile Elde Edilen Görüntü Kontrastı ve Sinyal/Gürültü Oranları	153
Çizelge 5.1 Compton Saçılmasını Gideren Yöntemler İçin Elde Edilen Saçılma Kesirlerinin Genel Değerlendirilmesi.....	159

ÇİZELGELER DİZİNİ (devam)

<u>Çizelge</u>	<u>Sayfa</u>
Çizelge 5.2 Compton Saçılmasını Gideren Yöntemler İçin Elde Edilen Uzaysal Rezolüsyonun Genel Değerlendirilmesi	160
Çizelge 5.3 Compton Saçılmasını Gideren Yöntemler İçin Görüntü Kalitesini Belirleyen Parametrelerinin (C , SNR) Genel Değerlendirilmesi	161
Çizelge 5.4 Compton Saçılmasını Gideren Yöntemlerin Genel Değerlendirilmesi.....	165

1.GİRİŞ

İnsan fizyolojisindeki değişimleri algılamak için radyonüklitlerin kullanıldığı nükleer tıp görüntüleme çalışmalarında temel amaç, minimum radyasyon dozu ile maksimum tanı ve tedavi bilgisi elde etmektir. Bu amaca yönelik olarak, hasta içindeki radyofarmasötik dağılımını tam olarak yansıtacak bir görüntünün oluşturulması ve hedef organdaki ince ayrıntıların ayırt edilebilmesi istenir.

Nükleer tıp görüntülemede, fotonların vücut dokuları ile etkileşmesi görüntü kalitesini bozan ve kantitatif değerlendirmeyi zorlaştıran en önemli faktördür. Enerjileri <1.022 MeV fotonlar için en önemli etkileşme türü fotoelektrik olay ve Compton saçılmasıdır. Fotoelektrik olay ile sonuçlanan etkileşmeler radyofarmasötiğin davranışı hakkında görüntüye doğru bilgi taşırken, Compton saçılması görüntüye yanlış bilgi taşımakta ve görüntü kalitesini bozmaktadır (Köseoğlu, 2001). Literatürlere saçılma problemi olarak yansıyan bu olay, kullanılan gama kameranın enerji rezolüsyonuna, radyonüklit enerjisine, PHA enerji penceresi ayarlarına, kolimatörlere, hedef organın boyutuna, radyofarmasötiğin kimyasal içeriğine, aktiviteye ve kaynak dağılımına bağlı olarak gelişmektedir (Jonsson et al., 2001).

Mevcut gama kamera sistemlerinde kullanılan NaI(Tl) kristalinin sınırlı enerji rezolüsyonu (%8-10), düşük enerjili radyonüklitlerin kullanıldığı klinik uygulamalarda, % 20 ($\pm$ %10) PHA pencere genişliği içine birincil fotonlar ile birlikte küçük açılarda saçılan fotonların dahil edilmesine neden olmaktadır (Floyd et al., 1984; Pretorius et al., 1993; Rosenthal et al., 1995; Larsson et al., 2000; Köseoğlu, 2001; Ogawa, 2004). Bu doğrultuda, saçılma problemi nükleer tıp bünyesinde yaygın olarak

kullanılan ^{201}Tl ve $^{99\text{m}}\text{Tc}$ gibi düşük enerjili radyoizotoplar için büyük önem taşımaktadır. Tl-201 görüntüleme çalışmalarında, 69-80 keV karakteristik X-ışınlarını içine alan % 20 PHA enerji penceresi içinde sayılan fotonların %40-60'ının ve 140 keV γ enerjili $^{99\text{m}}\text{Tc}$ görüntülemesinde ise ölçülen fotonların %20-30'unun saçılmış fotonlardan oluştuğu öne sürülmektedir (Wilson et al., 1998; Köseoğlu, 2001; Ogawa, 2004). Kısaca ifade edilirse, gama kamera ile görüntülemelerde, <150 keV enerjili radyonüklitlerin kullanılması, fotopik enerji penceresi içine düşen saçılmaları tahmin eden saçılma düzeltme tekniklerinin uygulanmasını zorunlu kılmaktadır.

Bu çalışmada, kalp, tiroid, beyin, miyokard perfüzyon, baş-boyun tümörleri, akciğer tümörleri, yumuşak doku ve kas tümörleri, SSS tümörleri, tiroid kanserleri ve paratiroid adenomlarının tanısında yaygın şekilde görüntüleme için kullanılan ^{201}Tl radyonükliti ile çalışılmıştır. Klinik uygulamalarda, ^{201}Tl ile görüntülemelerde % 20 pencere genişliği 72 keV'e göre ayarlanmakta ve bu enerji penceresi içine (64.8- 79.2 keV), ^{201}Tl enerji spektrumunda gözlenen çoklu X ışınlarının (68.89, 70.82, 80.11 ve 82.58 keV) yanı sıra, saçılan X ışınları ve Compton background'ı oluşturan γ ışınları (135.30ve 167.38 keV) katkıda bulunmaktadır. Bu anlamda, ^{201}Tl 'in kompleks enerji spektrumu Compton saçılma düzeltmesi yapmanın gerekliliğini açıkça ortaya koymaktadır.

Genel olarak, tek enerjili $^{99\text{m}}\text{Tc}$ radyonükliti üzerine yoğunlaşan saçılma düzeltme teknikleri, çoklu X ve γ ışınına sahip ^{201}Tl için sınırlı sayıda çalışmada uygulanmıştır. Bu doğrultuda sunulan tez çalışması, ^{201}Tl ile yapılan planar görüntülemelerde saçılma düzeltme tekniklerinin uygulanmasını hedefleyen önemli bir girişimdir.

2. GENEL BİLGİLER

Hastalıkların tanı ve tedavisinde (radyasyon terapisi) hedef moleküllere bağlanmış radyonüklit veya radyoizleyicilerin kullanıldığı nükleer tıp, çok yönlü bir görüntüleme ve tedavi birimidir (Bailey and Adamson, 2003). Nükleer tıp çalışmalarında kullanılan görüntüleme sistemleri, tetkik edilecek organa göre seçilen farmosötiğin radyoaktif bir izotop ile bağlanarak hastaya verilmesi ve hedef organdan yayımlanan γ ve X ışınlarının dedekte edilmesi prensibine göre çalışmaktadır (Köseoğlu, 2001).

İnsan fizyolojisini çalışmak için radyonüklitlerin kullanımı Bulumgart ve Yens'in 1927'de yaptığı deneylere kadar uzanmaktadır (Bailey and Adamson, 2003). Fotondan fizyolojiye uzanan nükleer tıp çalışmaları için radyoaktif işaretleme tekniklerinin geliştirilmesi ile oluşturulan yeni radyofarmosötikler ve üç boyutlu görüntüleme teknikleri (SPECT ve PET), insan vücudunda hastalıktan kaynaklanan değişimlerin izlenmesini ve makroskobik olmadan çok daha önce tedavi planlaması yapılmasını mümkün kılmıştır (Bailey and Adamson, 2003).

Radyonüklitlerin insan vücudundaki biyodağılımlarının dışarıdan bir dedektör kullanılarak haritalandığı nükleer tıp görüntüleme çalışmalarında, ölçüm sistemlerinde kolayca dedekte edilecek 70-400 keV enerji aralığında γ ve X ışını yayımlayan radyonüklitler kullanılmaktadır. Bu doğrultuda, foton dedeksiyonunda etkili olan foton-madde etkileşimleri aşağıda kısaca anlatılmıştır.

2.1 Foton - Madde Etkileşmesi

Yüklü parçacıklar (alfa, beta vb) enerjilerini devamlı olarak ardı ardına iyonizasyon ve uyarılma olayları ile kaybetmektedir. Gama ışınları ise madde ile etkileştiğinde enerji kaybı soğurulma (absorbsiyon) ve saçılma gibi tek tek olaylarla gerçekleşmektedir.

Foton-madde etkileşmesi, aşağıdaki elektrik taşıyıcıları ile;

- Bağlı elektronlar (I)
- Serbest elektronlar (tek tek elektronlarla) (II)
- Çekirdeğin veya elektronun Coulomb alanı ile (III)
- Nükleonlar ile (tek tek nükleonlar veya çekirdeğin bütünü ile) (IV)

fotonların yaptıkları etkileşmelere dayalı olarak,

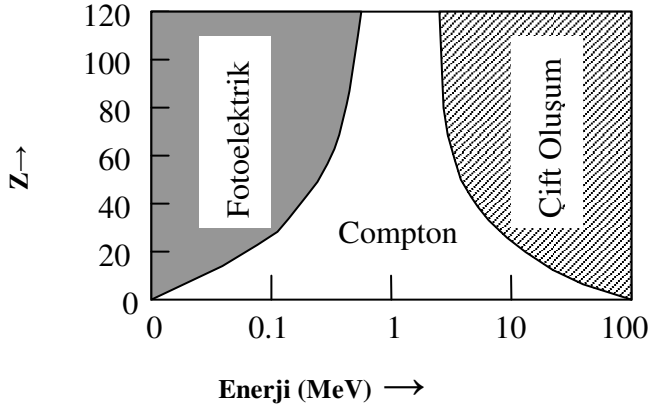
- Tamamen soğurulur (a)
- Elastik saçılır (b)
- İnelastik saçılır (c)

açıklanmaktadır (Adams and Dams, 1970; Yaprak, 1998).

Teorik olarak, fotonların absorbsiyonu ve saçılması için olası 12 etkileşim mekanizması Çizelge 2.1’de verilmiştir (Yaprak, 1995). Ancak, radyasyon ölçümlerinde (10 keV – 10 MeV enerji aralığında) dikkate alınan en önemli foton-madde etkileşmeleri, fotoelektrik olay, Compton saçılması ve çift oluşumdur. Foton enerjisi ve soğurucu ortamın atom numarasına (Z) kuvvetle bağlı olan bu üç tür olayın, birbirlerine göre önemleri Şekil 2.1’ de verilmiştir.

Çizelge 2.1 Foton Madde Etkileşmesi (Yaprak, 1995)

Etkileşme türü	Absorbsiyon	Saçılma		Çoklu-foton etkisi
Etkileşme		Elastik	İnelastik	
(1) Atomik elektronlarla	Fotoelektrik etki $\tau_{pe} \sim Z^4$ düşük enerji $\sim Z^5$ yüksek enerji	Rayleigh saçılması $\sigma_R \sim Z^2$	Compton saçılması $\sim Z$	İki-foton Compton saçılması $\sim Z$
(2) Nükleonlarla	Fotonükleer reaksiyon (γ, n), (γ, p) fotofisyon $\sigma_{phn} \sim Z$ düşük $E \geq 10$ MeV	Elastik nükleer saçılma $(\gamma, \gamma) \sim Z^2$	İnelastik nükleer saçılma (γ, γ')	
(3) Yüklü praçacık çevresindeki elektrik alanla	(1) Çekirdek alanında elektron-pozitron çift oluşumu $\sigma_C \sim Z^2$ $E \geq 1.02$ MeV (2) Elektron alanında elektron-pozitron çift oluşumu $\sim Z$ $E \geq 2.04$ MeV (2) Nükleon-anti nükleon çift oluşumu $E \geq 3$ GeV			
(4) Mezonlarla	Foto-mezon oluşumu $E \geq 150$ MeV			



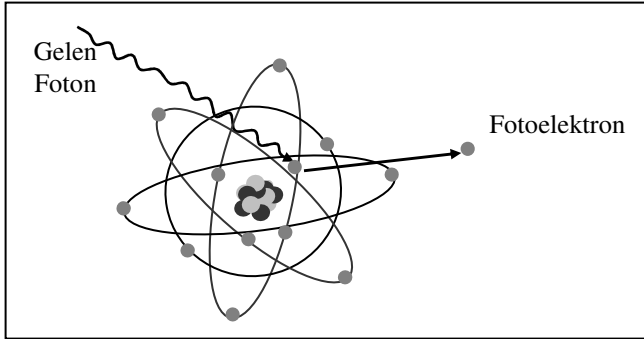
Şekil 2.1 Foton enerjisi (E) ve soğurucu ortamın atom numarasına (Z) bağlı olarak fotoelektrik olay, Compton saçılması ve çift oluşum.

2.1.1 Fotoelektrik Olay

Fotoelektrik olay, düşük foton enerjilerinde, baskın bir etkileşme mekanizmasıdır (Şekil 2.1). Bu etkileşimde, bağlı atomik elektronlar tarafından foton tamamen soğurulmakta (**Ia**) ve fotoelektron açığa çıkmaktadır (Şekil 2.2). Elektronların kazandığı kinetik enerji,

$$E_e = E_\gamma - E_B$$

olarak verilmektedir. Bu eşitlikte E_B , elektronun bağlanma enerjisidir ve bu etkileşmenin gerçekleşmesi için, foton enerjisinin ($E_\gamma > E_B$) elektronun bağlanma enerjisini aşması gerekmektedir.



Şekil 2.2 Foto elektrik olayın şematik gösterimi

Enerji ve momentumun korunumuna göre, fotoelektrik absorpsiyonun bağlı olmayan elektronlarla gerçekleşmesi mümkün değildir. Enerjinin toplam absorpsiyonu, sadece elektron atomun ilk yörüngelerinde bağlı ise oluşmaktadır. Burada (a third body), çekirdek dönüştürücü ortam için gereklidir. Açıkça ifade edilirse, çekirdek alanı etkisi altında, çekirdeğe en yakın yörüngedeki elektronlarla foton absorpsiyonu gerçekleşmektedir (Yaprak,1998). Fotoelektrik olay sonucunda, atomik kabuklarda oluşan boşluk, tekrar bir elektron ile doldurulduğunda, elektronun bağlanma enerjisi X-ışını veya Auger elektronu olarak açığa çıkmakta ve uyarılmış atom taban duruma dönmektedir (Yaprak,1998).

Fotoelektrik etkileşme tesir kesiti için basit bir analitik ifade yoktur. Ancak onun soğurucu atom numarası Z 'ye ve foton enerjisine bağımlılığı kaba bir yaklaşımla aşağıdaki şekilde ifade edilmektedir.

$$\tau = \text{sbt. } Z^{4.5} / E_{\gamma}^{-7/2}$$

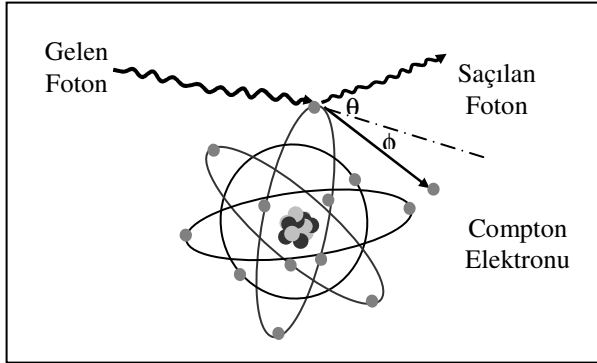
Bu etkileşme olasılığı, düşük enerjilerde yaklaşık Z^4 ve E_γ^{-3} ile orantılı iken, yüksek enerjilerde Z^5 ve E_γ^{-1} değerleri ile orantılıdır (Yaprak,1998).

2.1.2 Compton Saçılması

Fotonlar tek tek (**IIb**→ tek tek elektronlarla elastik saçılma)veya atomik elektronlar (**Ic**→ bağlı elektronlarla inelastik saçılma) tarafından bir başka doğrultuda saçılabilmektedir. Bu durumda enerji kaybı olmakta veya olmamaktadır.

Normal koşullarda, bir soğurucu ortamdaki bütün elektronlar bağlıdır, yani serbest değildir. Ancak, gelen foton enerjisi elektronun bağlanma enerjisinden çok yüksekse, bu durumda, elektronlar sanki serbestmiş gibi saçılmakta ve bu etkileşme Compton saçılması olarak bilinmektedir.

Bir önceki bölümde sözü edilen fotoelektrik olay, bağlı elektronlarla gerçekleşmekte ve bu etkileşmede çekirdek dönüştürücü ortam olarak yer almaktadır. Fotoelektrik etkileşme hemen hemen içteki K ve L elektronları ile olmakta iken, Compton saçılması genellikle dıştaki elektronlar ile olur ve bu etkileşme hafif elementler hariç K ve L X-ışını üretmemektedir. Şematik diyagramı aşağıda verilen (Şekil 2.3) Compton saçılmasında, gelen foton enerjisi, geri tepen elektron ve saçılan foton arasında bölüşülmektedir.



Şekil 2.3 Compton saçılmasının şematik gösterimi.

Orijinal doğrultusu ile θ açısı yaparak saçılan fotonun bütün açılarda saçılma olasılığı olduğundan, elektrona aktarılan enerji 0'dan foton enerjisinin büyük bir kesrini taşıyan değere kadar değişebilmektedir. Bu ilişki enerji ve momentumun korunumundan, saçılan fotonun ve elektronun açılarına bağlı olarak aşağıdaki şekilde ifade edilmektedir (Knoll, 1979).

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)}$$

Bu eşitlikte, E_{γ} gelen fotonun enerjisi, $E_{\gamma'}$ saçılan fotonun enerjisi ve $m_0 c^2$ elektronun durgun kütle enerjisi 0.511 MeV'dir.

Geri tepen elektronun enerjisi E_{e^-} ise aşağıdaki eşitlik ile verilmektedir (Knoll, 1979).

$$E_{e^-} = E_{\gamma} \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \right]$$

Çok küçük saçılma açılarında, geri tepen elektronun enerjisi sıfıra giderken saçılan fotonun enerjisi maksimum olmaktadır. Buna karşın, gelen fotonun 180° saçılması durumunda, Compton elektronunun taşıyacağı enerji maksimum olmaktadır.

$$E_\gamma|_{\theta=\pi} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_0c^2}}$$

Eğer gelen foton enerjisi $E_\gamma \gg m_0c^2$ ise,

$$E_\gamma|_{\theta=\pi} \cong \frac{m_0c^2}{2} \cong 511/2 \cong 256 \text{ keV} \quad \text{gibi sabit bir değere}$$

yaklaşmaktadır.

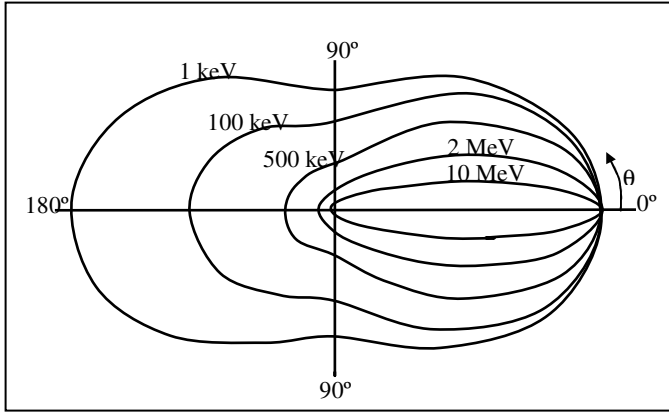
Saçılan gama ışınlarının açısal dağılımı, diferansiyel tesir kesiti $d\sigma/d\Omega$ olmak üzere Klein-Nishina formülü ile verilmektedir (Knoll, 1979).

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \left[\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right]^3 \left[\frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right] \left[1 + \frac{\alpha^2 (1 - \cos)^2}{(1 + \cos^2 \theta)[1 + \alpha(1 - \cos \theta)]} \right]$$

Bu eşitlikte, $\alpha \equiv h\nu/m_0c^2$ ve r_0 , klasik elektron yarıçapıdır.

Herhangi bir etkileşimde gözlenen enerji kesri, gelen foton enerjisinin ve saçılma açısının fonksiyonudur. Yukarıdaki dağılım grafik edildiğinde (Şekil 2.4) yüksek gama enerjilerinde ileriye doğru saçılma için büyük bir eğilim olduğu görülmektedir.

Gelen fotonun Compton etkileşmesi başına ortalama enerji kaybı, 100 keV'de %14, 500 keV'de %34, 1000 keV'de % 44 ve 10 MeV'de %68'dir.



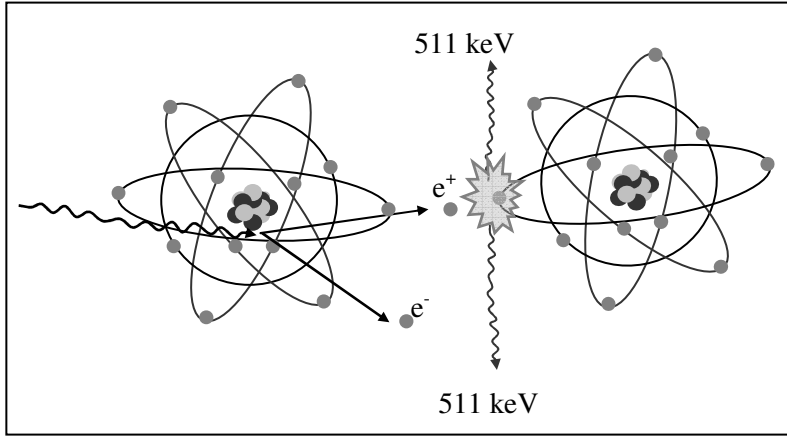
Şekil 2.4 1 keV-10 MeV enerji aralığında θ açısıyla saçılan Compton fotonları için birim katı açı başına tesir kesitlerinin polar krokisi (Debertin and Helmer, 1988).

Atom başına Compton saçılma tesir kesiti, saçan hedefteki elektron sayısına bağlıdır. Soğurucu atom numarası Z ile doğrusal olarak artan Compton saçılma olasılığı aşağıdaki şekilde ifade edilmektedir (Debertin and Hemler, 1988).

$$\sigma \cong \text{sabit} \cdot Z \cdot E_{\gamma}^{-1}$$

2.1.3 Çift Oluşum

Gelen foton enerjisi, 1.022 MeV'dan büyük ise, çift-oluşum etkileşmesi gerçekleşmektedir. Bu etkileşimde, çekirdeğin veya elektronun Coulomb alanında foton tamamen absorblanır ve bir elektron-pozitron çifti oluşur (Şekil 2.5). Elektron-pozitron çiftinin toplam kinetik enerjisi, gelen foton enerjisinden elektronun durgun kütle enerjisinin farkının çıkarılmasına eşittir.



Şekil 2.5 Çift oluşum etkileşmesinin şematik gösterimi.

$$E_{e^-} + E_{e^+} = E_{\gamma} - 2m_0c^2$$

Bu bağıntıda çekirdek geri tepmesi ihmal edilmiştir. Çift oluşum aynı zamanda bir orbital elektronunun Coulomb alanında da gerçekleşir (triplet oluşum). Bu oluşum çekirdeğin Coulomb alanında gerçekleşen çift oluşumdan daha az önemlidir. Çünkü triplet oluşum için gerekli olan eşik enerjisi $4m_0c^2$ 'dir.

Çift oluşumda yaratılan pozitron, çevresindeki atomlarla yaptığı çarpışmalarla kinetik enerjisini kaybeder ve çevredeki bir elektronla bir tür atom oluşturur. Pozitronyum denilen bu atom, elektronun ve pozitronun spinleri anti-paralel ise 10^{-10} s'de yok olur ve iki foton meydana gelir. Bu fotonlar anihilasyon fotonları olarak adlandırılır. Enerji ve momentumun korunumuna göre,

$$2m_0c^2 = E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} \text{ ise}$$

$$E_{\gamma_1} = E_{\gamma_2} = 511 \text{ keV olur.}$$

Çekirdek başına çift oluşum olasılığı için basit bir analitik ifade olmamakla birlikte, büyüklüğü soğurucu ortamın atom numarasının karesi ile değişir ve artan gama enerjisi ile keskin şekilde artmaktadır.

$$\kappa \cong Z^2.(E_\gamma)^b$$

b : pozitif bir sayıdır ve farklı enerji bölgesindeki fotonlar için farklı değerlere sahiptir.

2.1.4. Diğer Etkileşmeler

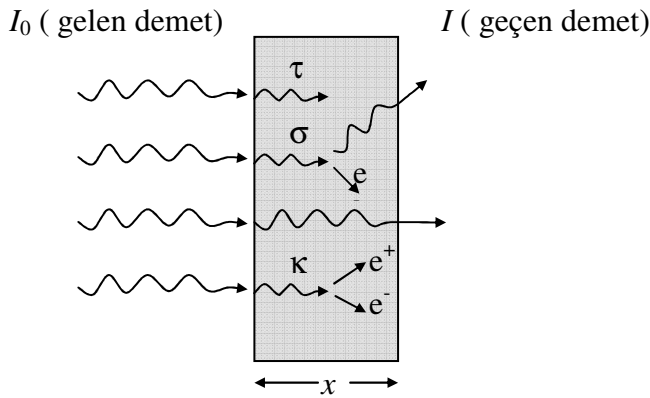
İlgilendiğimiz enerji bölgesinde diğer foton etkileşmelerinin olasılığı ve önemi oldukça azdır. Enerji kaybetmeksizin fotonun doğrultusunu değiştirdiği iki etkileşme vardır. Bunlardan biri bağlı elektronlarla olan Rayleigh saçılması ve diğeri de bağlı olmayan elektronlarla olan Thomson saçılmasıdır. Rayleigh saçılması, sadece küçük enerjilerde (≤ 50 keV) önemlidir. Ayrıca X-ışını kristalografisinde önemli bir etkileşme türüdür (Sorenson and Phelps, 1987). Ayrıca, nadir durumlarda foton çekirdekle etkileşir ve nükleer rezonans saçılma olur. Bu durumda foton enerjisini çekirdeğe aktarır ve çekirdek uyarılmış durumda kalır. Çekirdek taban hale geçerken bir veya daha fazla gama yayınlar. Yayımlanan gamaların toplam enerjisi, orijinal foton enerjisinden geri tepen çekirdek enerjisi kadar eksiktir. Fotonun, çekirdeğin Coulomb potansiyeli ile etkileşmesi Delbruck saçılması olarak adlandırılır. Çok özel durumlarda bu etkileşmeler önemli olmasına rağmen, Nükleer Tıp ölçümlerinde bu etkileşmelerin önemi yoktur (Köseoğlu, 2001).

2.1.5 Dar Demet Atenuasyon Katsayısı ve Önemi

Gama ve X-ışınları soğurucu bir ortamdan geçerken bir kısmı atenuasyona uğrarken bir kısmı da etkileşmeden geçer. Atenuasyon, fotoelektrik absorpsiyon (τ), Compton saçılması (σ) ve yüksek enerjilerde çift oluşumun (κ) toplam etkileşme olasılığıdır. Herhangi bir ortamdaki gama radyasyonunun difüzyonu ve nüfuz etmesini karakterize eden en önemli nicelik atenuasyon katsayısı μ 'dür. Bu nicelik gelen fotonun enerjisine, soğurucu ortamın kalınlığına ve Z atom numarasına bağlıdır ve bir fotonun soğurucu ortam içinde birim yol başına etkileşme olasılığı olarak tanımlanmaktadır (Hubbell, 1969). Gama radyasyonunun atenuasyonu, radyasyon korumasında önemli bir faktördür (Saha, 2002).

Şekil 2.6'da gösterildiği gibi, intensitesi I_0 olan bir foton demeti kalınlığı x olan bir soğurucudan geçtiğinde, foton demetinin şiddetindeki (I) azalma aşağıdaki üstel ifadeyle verilmektedir.

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$



Şekil 2.6 Bir foton demetinin (I_0), x kalınlığındaki bir soğurucu ortamdaki atenuasyonu.

μ ilgilenilen fotonlar için soğurucunun *lineer atenüasyon katsayısıdır* ve birimi cm^{-1} 'dir.

Dar demet geometrisinde, daha farklı durumlar için atenüasyon hala üstel olmasına rağmen, iki faktör ile modifiye edilir. Bunlardan birincisi geometri faktörü olarak adlandırılır ve temel olarak kaynak geometrisine bağlıdır ve izotropik bir nokta kaynak için yukarıdaki eşitliğe ters kare kanunu ilave edilerek elde edilir. Diğer faktör buildup faktörü olarak adlandırılır ve soğurucu içinde üretilen detektöre varan ikincil fotonları hesaba katar.

Lineer atenüasyon katsayısı soğurucunun formu ve yoğunluğu ile değiştiğinden, bunun yerine kütle atenüasyon katsayısı kullanılmaktadır.

Kütle atenüasyon katsayısı $\frac{\mu}{\rho}$, tüm temel saçılma ve absorpsiyon işlemleri için tesir kesitlerinin toplamıdır ve atom başına toplam foton etkileşme tesir kesiti $\sigma_{top} = \tau_{pe} + \sigma_c + \kappa_{pp}$ ile orantılıdır. Atom başına toplam foton etkileşme tesir kesiti aşağıda verilmiştir (Hubbel, 1969).

$$\frac{\mu}{\rho} \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right] = \sigma_{top} \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{atom}} \right] \cdot \frac{N_A \left[\frac{\text{atom}}{\text{g} \cdot \text{atom}} \right]}{M \left[\frac{\text{g}}{\text{g} \cdot \text{atom}} \right]} = \sigma_{top} \left[\frac{b}{\text{atom}} \right] N_A / M \cdot 10^{-24}$$

Burada N_A Avagadro sayısı ($6.02252 \cdot 10^{23}$ atom/atom.g) ve M soğurucu materyalin atomik ağırlığıdır. Eğer soğurucu kimyasal bir bileşik ya da bir karışım ise, onun kütle atenüasyon katsayısı aşağıdaki gibi yaklaşık olarak hesaplanır.

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_c = \sum_i w_i \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_i$$

c = bileşik, w_i faktörleri bileşikteki veya karışımdaki i . elementin ağırlık kesrini verir. Çizelge 2.2’ de 10-100 keV enerjili fotonların sudaki atenuasyon katsayıları verilmiştir.

Çizelge 2.2 Farklı Foton Enerjilerinin Sudaki Atenüasyon Katsayıları

Foton Enerjisi	Saçılma		Fotoelektrik	Toplam	
	Koharent Dahil	Koharent Hariç		Koharent Dahil	Koharent Hariç
keV	cm ² /g	cm ² /g	cm ² /g	cm ² /g	cm ² /g
10	3.97-01	2.14-01	4.78+00	5.18+00	4.99+00
15	3.09-01	2.10-01	1.27+00	1.58+00	1.48+00
20	2.70-01	2.07-01	5.05-01	7.75-01	7.11-01
30	2.32-01	2.00-01	1.38-01	3.70-01	3.38-01
40	2.13-01	1.93-01	5.48-02	2.67-01	2.48-01
50	2.00-01	1.88-01	2.67-02	2.27-01	2.14-01
60	1.91-01	1.82-01	1.50-02	2.06-01	1.97-01
80	1.78-01	1.73-01	5.95-03	1.84-01	1.79-01
100	1.68-01	1.65-01	2.85-03	1.71-01	1.68-01

2.2 Saçılma Problemi ve Önemi

Nükleer Tıp görüntülemesinde, fotonların vücut dokuları ile etkileşmesi görüntü kalitesini bozan ve kantitatif değerlendirmeyi zorlaştıran en önemli faktördür. Enerjileri 1.022 MeV’in altındaki fotonlar için en önemli etkileşme türü fotoelektrik olay ve Compton saçılmasıdır. Fotoelektrik olay ile sonuçlanan etkileşmeler radyofarmasötüğün davranışı hakkında görüntüye doğru bilgi taşırken,

Compton saçılmaları yanlış bilgi taşımakta ve görüntü kalitesini bozmaktadır (Köseoğlu, 2001).

Enerjileri 70 ve 511 keV arasında olan fotonların yumuşak doku ile etkileşmesinde, Compton saçılması için mikroskobik tesir kesiti 2-3 barn/atom iken fotoelektrik tesir kesiti 10^{-14} ile 10^{-1} barn/atom arasındadır. Bu nedenle, Compton saçılması nükleer tıp görüntülemeye oldukça önemli bir etkileşim mekanizmasıdır. Fotonların saçıldığı bir başka etkileşme türü Rayleigh (koherent) saçılmasıdır. Ancak, çok düşük foton enerjileri için geçerli olan bu etkileşmenin ilgilenilen enerji bölgesinde yumuşak dokudaki olasılığı oldukça küçüktür (Larsson et al., 2000). Genel anlamda, bir fotonun Rayleigh saçılması, fotonun atomun bütününden saçılmasıdır ve buna dayalı olarak foton enerjisinde önemli bir enerji kaybı olmamaktadır. Bu doğrultuda, Rayleigh saçılmasına uğrayan fotonlar birincil fotonların içine dahil edilebilmekte ve düzeltme yapma gereği duyulmamaktadır. Özetle, nükleer tıpta kullanılan radyonüklitler için Rayleigh saçılması olasılığı, Compton saçılmasına oranla oldukça düşüktür (Zaidi et al., 2004). Bu anlamda, literatürlerde ve bu çalışmada kullanılan *saçılma* terimi Compton saçılmasını kapsamaktadır.

Makroskobik kütle atenüasyon katsayısı μ/p , 70-511 keV enerji aralığında, yumuşak doku için 0.1 ile 0.2 cm^2/g arasındadır. Bunun anlamı, 10 cm'lik bir yumuşak doku içinden geçen fotonların yaklaşık dörtte birinin (%14-37) hiçbir etkileşme yapmadan vücuttan kaçacağıdır. Hastadan kaçan bu fotonlar, saçılanlar ve birincil fotonlar kompleks bir durum oluşturmaktadır. Bu etki, görüntüleme çalışmalarında NaI(Tl) kristalinin sınırlı enerji rezolüsyonu nedeniyle, hatalı pozisyonlanmış

olayların büyük bir kesrinin ham veriler içine dahil edilmesine neden olmaktadır (Larsson et al., 2000).

Gama kamera cihazlarının önemli sınırlamalarından biri, oldukça düşük enerji rezolüsyonuna sahip olmalarıdır. İlk Anger gama kamera cihazının keşfinden bu güne kadar modern gama kamera cihazlarında enerji rezolüsyonu %20'lerden % 8'lere düşürülmüştür (Hannequin et al., 1998). Mevcut gama kamera cihazlarında kullanılan NaI(Tl) sintilasyon kristalinin enerji rezolüsyonu 140 keV gama ışınları için %10-15 arasındadır. Bu durumda, düşük enerjili radyonüklitlerin kullanıldığı klinik uygulamalarda, % 20 ($\pm$ %10) pencere genişliği içine birincil fotonlar ile birlikte küçük açılarda saçılan fotonlar da dahil olmakta ve yanlış pozisyon bilgisi taşıyan saçılmış bu fotonlar, birincil fotonlardan ayırt edilememektedir (Floyd et al., 1984; Ogawa, 2004; Pretorius et al., 1993; Rosenthal et al., 1995; Köseoğlu, 2001).

Saçılan fotonların birçoğu hasta yatağını da kapsayan radyoaktif kaynağın çevresindeki yapılardan (organ ve dokular) gelmektedir. Bazı saçılmalar kolimatör ve kristalin içinde olmakla birlikte, bu saçılmalar hastadan kaynaklanan saçılmalar yanında daha az önem taşımakta ve genellikle ihmal edilmektedir (Zaidi, 2004, Mas et al., 1990).

Temel olarak, Compton saçılması görüntü kalitesini iki şekilde etkilemektedir. Birincisi, hedef organ içindeki aktivitenin derinliği arttıkça, birincil fotonların kaybı foton atenuasyonu ile artmaktadır. Bu, kaynak organdan çıkan fotonların görüntüleme sistemine gittikleri yol boyunca, kolimatör dışındaki saçılmalarını kapsayan dış saçımadır. Fotonların bu üstel kaybı tahmin edilebilir ve dar demet atenuasyon katsayısı kullanılarak düzeltilebilir. İkinci etki, yanlış pozisyonlamış

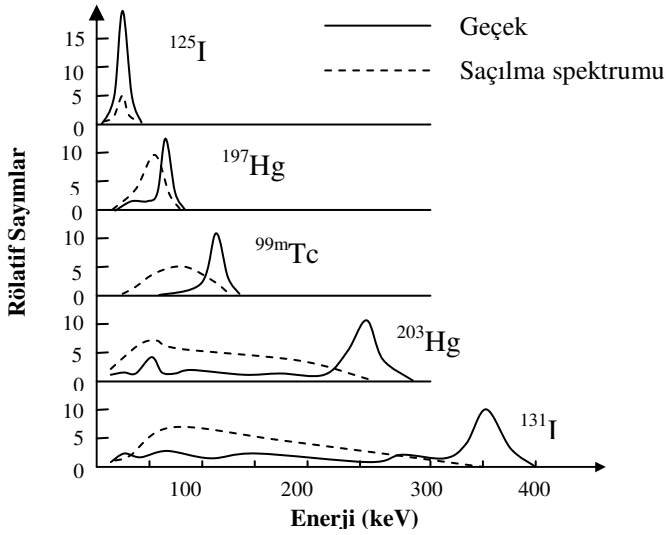
olayların bir kısmının birincil olaylara eklendiği *iç saçılma*dır (Jonsson et al., 2001). Hedef organdaki Compton saçılmasının ardından, orijinal fotonun doğrultusu değişmekte ve saçılma açısına bağlı olarak enerji kaybı oluşmaktadır. Ancak, bu enerji kaybı, birincil fotonların kabul edildiği enerji penceresi içine düşmelerini engellemiyorsa bu durumda, Compton saçılmasına uğramış bir foton görüntüleme sırasında yanlış yere iz bırakacak ve doğru pozisyon bilgisi içermeyecektir. Litaratürlere saçılma problemi olarak yansıyan bu olay, foton enerjisine, sistemin enerji rezolüsyonuna ve yanı sıra hedef organın boyutuna, aktiviteye, ve yoğunluk dağılımlarına bağlı olarak artmaktadır (Jonsson et al., 2001).

Saçılma problemi, nükleer tıp bünyesinde yaygın olarak kullanılan özellikle ^{201}Tl ve $^{99\text{m}}\text{Tc}$ gibi düşük enerjili radyoizotoplar için büyük önem taşımaktadır. Çizelge 2.3’de açıkça görüleceği üzere, yüksek foton enerjilerinde saçılan fotonların fotopikten ayırt edilmesi kolaylaşmaktadır. Örneğin 100 keV ve 1000 keV enerjili fotonların 90° ’de saçılması durumunda, saçılan fotonların enerjileri sırası ile 84 keV ve 338 keV olmaktadır. Gama kamera uygulamalarında seçilen %20 pencere genişliği dikkate alındığında, düşük enerjili fotonların aksine, yüksek enerjili fotonların bu pencere içine dahil olmadığı gözlenmektedir. Bu doğrultuda, gama kamera ile görüntüleme, <150 keV enerjili radyoizotopların kullanılması, saçılma düzeltmesini zorunlu kılmaktadır.

Çizelge 2.3 Saçılma Açısının Fonksiyonu Olarak Saçılan Foton Enerjileri
(Debertin and Helmer, 1988)

Saçılma Açısı (derece)	Saçılan Foton Enerjisi (keV)			
	$E_{\gamma}=10$	$E_{\gamma}=100$	$E_{\gamma}=1000$	$E_{\gamma}=3000$
0	10.0	100	1000	3000
10	10.0	99.3	971	2754
45	9.94	94.6	636	1103
90	9.8	83.6	338	649
180	9.62	71.8	204	235

Şekil 2.7’de farklı enerjilerde gama ışınları yayınlayan radyonüklitlerin puls yükseklik spektrumları verilmiştir. Düz çizgiler saçılmamış gama ışınlarını, kesikli çizgiler saçılan gama ışınlarını göstermektedir.



Şekil 2.7 Farklı enerjilerde gama ışınları yayımlayan radyonüklitlerin puls yükseklik spektrumları.

Düşük enerjilerde, yüksek enerjilere oranla Compton saçılmasının foto pike olan katkısı daha fazla olmakta ve saçılan fotonlar fotopikin altına düşmektedir (Sorenson and Phelps, 1987). Tl-201 çalışmalarında 69-80 keV karakteristik X-ışınlarını içine alan % 20 pencere genişliğinin kullanılması durumunda, fotopik penceresi içinde detekte edilen fotonların %40-60'ının ve 140 keV γ enerjili ^{99m}Tc görüntülemesinde ölçülen fotonların %20-30'unun saçılmış fotonlardan oluştuğu öne sürülmektedir (Wilson et al., 1998; Köseoğlu, 2001; Ogawa, 2004). Örneğin, miyokardiyal görüntülemedeki saçılmış fotonların saçılmamış fotonlara oranı, ^{99m}Tc için yaklaşık 0.34 ve ^{201}Tl için 0.95'tir (King et al., 1996).

Saçılmış fotonlar görüntüde yapısal bir background olarak ele alındığında sabit bir background çıkarılması görüntü içindeki saçılmayı tam düzeltememektedir. Compton saçılması ardı sıra saçılmalarla fotonun enerji kaybettiği inelastik bir saçılma olmasına karşın, enerji kaybı saçılma olaylarının tümünün pencere ayarları dışında kalmasına izin verecek kadar büyük değildir. Örneğin ^{99m}Tc yayınlanan 140 keV gamalar 45° saçıldığında enerji kaybı 10 keV olmaktadır ve 130 keV enerjili bu fotonlar % 18 ($\pm$ %9) enerji penceresinde hala detekte edilmektedir (Floyd et al., 1984). Saçılan fotonların yeterli enerji kaybetmediği bu durumda, rutin kullanılan enerji penceresi ile saçılma olaylarının katkısını çıkarmak mümkün olmadığından, saçılma düzeltme yöntemlerinin kullanılması kaçınılmazdır.

Tek enerjili bir radyonüklit olan Tc-99m ile yapılan görüntüleme çalışmalarında büyük sorun yaratan saçılma problemi, enerji

spektrumunda çok sayıda γ ve X-ışını yer alan ^{201}Tl (Çizelge 2.4) ile yapılan görüntüleme çalışmalarında çok daha büyük sorun yaratmaktadır.

Çizelge 2.4 Tl-201 Enerji Spektrumunda Yer Alan γ ve X-ışınları (Hademenos et al., 1993)

Gelen Foton Enerjisi (keV)	İntensite (%)	Saçılan Foton Enerjisi (keV)				
		0°	10°	45°	90°	180°
68.89 X	25.5	68.89	68.70	66.30	60.71	54.26
70.82 X	43.3	70.82	70.62	68.08	62.20	55.45
80.11 X	15.0	80.11	79.86	76.63	69.25	60.99
82.58 X	4.1	82.58	82.31	78.88	71.09	62.41
135.30 γ	2.5	135.30	134.59	125.65	106.98	88.46
167.38 γ	9.6	167.38	166.29	152.86	126.08	101.13

Klinik uygulamalarda, ^{201}Tl ile görüntülemede % 20 pencere genişliği 72 keV'e göre ayarlanmakta ve bu enerji penceresi içine (64.8-79.2 keV), ^{201}Tl enerji spektrumunda gözlenen çoklu X ışınlarının (68.89, 70.82, 80.11 ve 82.58 keV) yanı sıra, saçılan X ışınları ve Compton background'ı oluşturan γ ışınları (135.30 ve 167.38 keV) katkıda bulunmaktadır. Çizelge 2.4'de görüleceği üzere, 68.89 keV (%25.5) ve 80.11 keV (%15) yüksek intensiteli X-ışınlarının 70.82 keV (%43.3) ile aralarındaki enerji farkı oldukça azdır ve NaI(Tl) dedektörünün sınırlı enerji rezolüsyonu nedeniyle bu X-ışınları, seçilen enerji penceresi içine büyük oranda katkıda bulunmaktadır. Ayrıca, 80.11 keV enerjili X-ışınlarının 90°'de saçılması durumunda saçılan foton enerjisi 69.25 keV'dir ve seçilen enerji penceresi içine düşmektedir.

Özetle, ^{201}Tl 'in kompleks enerji spektrumu, saçılma düzeltmesi yapmanın gerekliliğini açıkça ortaya koymaktadır. Bu doğrultuda sunulan çalışmada, ^{201}Tl ile yapılan planar görüntülemelere saçılma düzeltme teknikleri uygulanmıştır.

Saçılma etkisi üzerine yapılan ilk çalışmalar, saçılmanın temel olarak görüntü kontrastında kayba neden olduğunu göstermiştir. Kontrastta meydana gelen bu kayıp, Jaszczak ve çalışma grubu (1984) tarafından ortaya koyulmuştur. Önceleri, bu bozucu etkinin sürekli olduğu ve gerçek görüntünün temel sorunu olduğu düşünülüyorsa da çok geçmeden kantitatif görüntülemelerde Compton saçılmasının karmaşık problemlere neden olduğu fark edilmiştir. Bir kaynaktan çıkan fotonların sayısı atenuasyon ile azalırken saçılmalar ilave katkı getirmektedir (Köseoğlu,2001). Bu gözleme paralel olarak King ve grubu (1996), $^{99\text{m}}\text{Tc}$ ile miyokardiyal görüntülemelerde atenuasyon düzeltmesi yaptıktan sonra, saçılmadan kaynaklanan değişimin sayımlara % 31.3 oranında yansıdığını göstermiştir.

Saçılma, görüntüleme sırasında kaydedilen olayların yanlış noktalarda pozisyonlanmasına yol açarak, kalitatif olarak kontrastı düşürmekte ve gerçek aktiviteyi olduğundan fazla göstererek elde edilen görüntüde, radyoaktivite yoğunluklarında kantitatif hatalar oluşturmaktadır. Daha açık ifade edilirse, bu yanlış yerleştirilmiş fotonlar (saçılan fotonlar) yapay görüntü oluşturmakta ve daha kötüsü sanki gerçek lezyonmuş gibi yapay sıcak bölgeler meydana getirmektedir (Yanch et al., 1998).

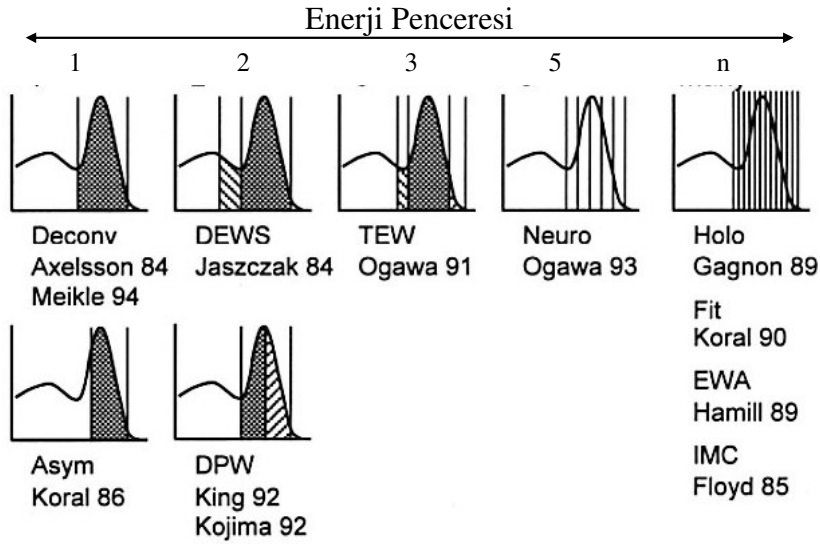
Genel olarak saçılma, kullanılan gama kameranın enerji rezolüsyonuna, pencere ayarlarına, kolimatörlere, objenin boyutuna, radyofarmosötiğin kimyasal içeriğine, radyonüklit enerjisine ve kaynak dağılımına bağlı olarak gelişmektedir. Bu parametrelerin birçoğu sabit değildir ve bunlar uygun bir saçılma düzeltme yöntemi geliştirilirken karşılaşılan potansiyel zorlukların temel nedenleridir. Bununla birlikte saçılma düzeltmesi yapılması, sadece kantifikasyon (kontrast) için değil, aynı zamanda lezyon dedeksiyonu ve görüntüdeki ince ayrıntıların gözlenebilmesi (uzaysal rezolüsyon) için de zorunludur (Zaidi, 2000).

2.3 Saçılma Düzeltme Yöntemleri

Bir görüntüde saçılma katkısını düzeltmenin en basit yolu, görüntüleme sisteminin enerji rezolüsyonunu iyileştirmektir. Ancak bu çözüm, mevcut gama kamera sistemlerinde kullanılan NaI(Tl) kristalinin sınırlı enerji rezolüsyonu nedeni ile mümkün değildir ve fotopik penceresi içinde her zaman saçılmış foton katkısı bulunmaktadır. Bu doğrultuda, saçılma problemini gidermek için birçok yöntem geliştirilmiştir. Bu yöntemler (Şekil 2.8) saçılma problemini giderme yaklaşımlarına göre çeşitli kategoriler altında toplanmakla birlikte, sunulan çalışmada;

- *Doğrudan Saçılma Düzeltme Yöntemleri*
- *Dolaylı Saçılma Düzeltme Yöntemleri*

olmak üzere iki genel başlık altında toplanmıştır.



Şekil 2.8 Saçılma düzeltme yöntemleri.

2.3.1 Doğrudan Saçılma Düzeltme Teknikleri

Doğrudan saçılma düzeltme yöntemleri, kaynak emisyon verilerine dayalı olarak, görüntülerde saçılma miktarını tahmin ederek düzeltme yapmaktadır (King and Farncombe, 2003). Bu kapsamda, enerji dağılımına dayalı yöntemler geniş uygulama alanı bulmuştur.

Enerji dağılımına dayalı yöntemler, saçılmayı tahmin etmek için spektral bilgiyi kullanmaktadır. Spektral analize dayalı açık saçılma düzeltme yöntemleri olarak bilinen bu teknikler, bir veya birden fazla enerji penceresi (Şekil.2.8) kullanarak, fotopik enerji penceresi içine düşen saçılmaları tahmin etmektedir (Johnsson, 2000; Köseoğlu, 2001; King and Farncombe, 2003).

Fotopik enerji penceresi kullanarak, saçılma katkısını çıkarmayı amaçlayan en basit yöntem, rutin klinik uygulamalarda kullanılan %20 PHA enerji penceresinin daraltıldığı (%15-5) ***Dar Pencere*** yöntemidir.

Bu pratik yöntemde, dar enerji penceresinin kullanılması, saçılan fotonların görüntü içine dahil olmasını engelliyerek, kontrastı iyileştirmekte, ancak sayım verimini düşürerek sinyal/gürültü oranını kötüleştirmektedir. Saçılmayı düzeltmek için, doğrudan fotopik enerji penceresinin kullanıldığı diğer yöntemler, **Kanal Oranı**, **Çift Fotopik Pencere** (DPW) ve **Fotopik Enerji Dağılım Analizi** yöntemleridir.

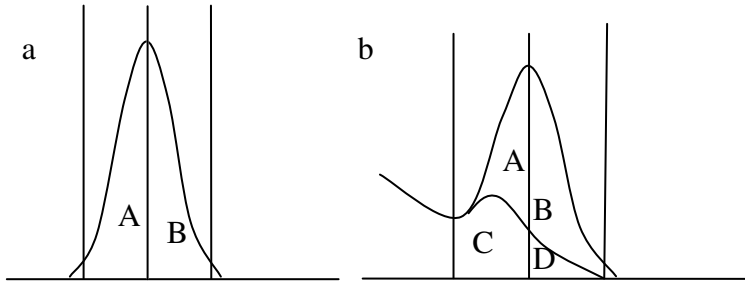
DPW yöntemi, fotopiki simetrik olarak iki parçaya bölen iki enerji penceresi kullanmakta (Şekil.2.8) ve saçılmış fotonları regresyon analizi yaparak tahmin etmektedir. Bu teknik, fotopikin düşük enerji bölgesine yerleştirilen pencerenin yüksek oranda saçılma içerdiği, yüksek enerji bölgesindeki pencerenin ise göreceli olarak saçılma içermediği varsayımına dayanmaktadır (Köseoğlu, 2001). King ve çalışma grubu (1992) tarafından literatüre geçirilen bu yöntemde, fotopiki örten ve üst üste binmeyen iki enerji penceresi arasındaki oran kullanılarak saçılma kesri (SF) aşağıdaki eşitlik ile tahmin edilmektedir.

$$SF = AR_s^B + C$$

Bu eşitlikte; A, B ve C, regresyon analizi yapılarak saptanan sabitler ve R_s , düşük enerji penceresindeki sayımların, yüksek enerji penceresindeki sayımlara oranıdır. Bu yöntemin ^{99m}Tc ile yapılan SPECT görüntülemesinde, soğuk lezyon kontrastında önemli bir iyileşme sağladığı ve kantitatif doğruluğu %15 oranında arttırdığı gözlenmiştir (King et al., 1992; Kojima et al., 1992; Rosenthal, 1995).

Kanal Oranı yöntemi, bir önceki yöntemde öngörüldüğü şekilde, fotopiki bitişik iki simetrik enerji penceresine bölmektedir (Şekil.2.9). Ancak bu yöntemde, her iki enerji penceresinin saçılma içerdiği ve

saçılma katkıları arasında sabit bir oran olduğu yaklaşımı yapılmaktadır (Pretorius et al., 1993).



Şekil 2.9 Kanal oranı yöntemi (Köseoğlu, 2001).

Saçılan fotonların, birincil radyasyona dahil olması durumunda, fotopik şekli değişmektedir (Şekil 2.9a'da). Düşük ve yüksek enerji bölgesindeki saçılma bileşenleri sırası ile C ve D olarak gösterilirse, birincil radyasyonun pencere içindeki sayımların oranı ($A/B = G$) sabit iken, pencere içindeki saçılmamış ve saçılmış radyasyonu kapsayan toplam sayımların oranı $[(A+C)/(B+D)]$ değişecektir.

Düşük enerji bölgesindeki sayımlar: $A+C = E$

Yüksek enerji bölgesindeki sayımlar: $B+D = F$

Saçılma içermeyen pencerelerdeki sayımların sabit oranı: $A/B=G$ şeklinde verilir.

Bu yöntem, bir kaynağın enerji spektrumunda fotopikin iki bölgesinde saçılan fotonların katkısı farklı olmasına karşın, saçılan fotonların spektrumu enerji eksenine kesildiğinde bu katkı oranlarının sabit olabileceği yaklaşımını yapmaktadır (Şekil 2.9 b). Sonuç olarak, saçılan fotonların enerji spektrumunun saçılma katkısına bakılmaksızın

önemli değişimler göstermeyeceği varsayımı ile benzer şekilde; $C/D = H$ yazılabilir. Bu durumda, yukarıda verilen eşitlik ile birleştirilerek $(A+B)$ değeri,

$$A + B = \frac{(G+1)(HF - E)}{(H - G)}$$

olarak elde edilmektedir. Bu eşitlikte, E ve F değerleri enerji spektrumundan ölçülebilen değerler olur iken, G ve H değerleri foton enerjisi ve kamera için saptanması gereken kalibrasyon sabitleridir.

Saçılma katkısını düzelteren bu eşitlik, görüntünün bütün pikselleri için geçerli olmak zorundadır ve ilgili alan ROI'ye uygulandığında böylece;

$$\frac{(G+1)(H \sum F_i - \sum E_i)}{(H - G)} = \sum_i \left[\frac{(G+1)(HF_i - E_i)}{(H - G)} \right]$$

elde edilmektedir. Burada E_i ve F_i , i 'inci pikseller için iki pencere içindeki sayımlardır ve $\sum_i$ bütün pikseller üzerinde alınan toplam sayımdır.

Bu yöntemde, $(A+B)$ 'yi elde etmek için E ve F değerleri enerji spektrumundan ölçülmektedir. Tek enerjili bir kaynağın NaI(Tl) kristali ile etkileşmesi sonucu elde edilen enerji dağılımının gauss dağılımına uyması beklendiğinden, G , değeri teorik olarak 1'e eşittir. Ancak, kaynak dedektör geometrisi ile değişebilen bu sabitin, deneysel olarak tayin edilmesi önerilmektedir (Köseoğlu, 2001). H kalibrasyon sabiti ise iterasyonla saptanmaktadır.

Bu çalışmada uygulanan ve detayları bir sonraki bölümde verilen **Fotopik Enerji Dağılım Analizi** yönteminde **saçılma** düzeltilmesi yapmak

için, daha önce sözü edilen teknikler gibi sadece fotopik enerji penceresi kullanılmaktadır. Fotopik enerji penceresinin birincil (orijinal) ve saçılmış fotonları içeren üst üste binmiş enerji spektrumlarından oluştuğu varsayılan bu yöntemde, saçılma spektrumu hesaplanarak saçılma katkısı çıkarılmaktadır (Logan and McFarland, 1992). Bu tekniğin, ^{99m}Tc ile yapılan planar görüntülemelerde soğuk lezyon kontrastında %28.6 oranında önemli bir artış sağladığı gözlenmiştir (Köseoğlu 2001).

Spektral analize dayalı saçılma düzeltmesi için, fotopik dışında enerji pencerelerinin kullanıldığı yöntemler, *Asimetrik pencere yöntemi* (Koral et al., 1990), *Çift Enerji Fotopik Pencere Yöntemi* (DEPW) (Jaszczak et al., 1984; Lowry and Cooper, 1987), *Üçlü Enerji Pencere Yöntemi* (TEW) (Ogawa et al., 1991)'dir.

Asimetrik Pencere (Offset) Yönteminde, saçılan fotonların fotopikin düşük enerji bölgesinde yoğunlaşacağı yaklaşımı yapılarak, fotopik penceresi yüksek enerji bölgesine doğru kaydırılmaktadır (Koral et al., 1990). Saçılma katkısını çıkarmak için asimetrik enerji penceresi kullanan bu tekniğin, görüntü kontrastında iyileşmeler sağlamasına rağmen, sistem homojenitesini bozduğu gözlenmiştir (Köseoğlu, 2001).

Jaszczak (1984) tarafından önerilen **DEPW (veya DEWS) yönteminde**, ana fotopik penceresi içine düşen saçılmış fotonların katkısı, bu pencerenin düşük enerji bölgesinde alınan ikinci bir pencere yardımı (Şekil 2.8) ile çıkarılmaktadır. İki enerji penceresinin kullanıldığı bu teknikte, düşük enerji penceresinde gözlenen aktivitenin sadece saçılmadan kaynaklandığı varsayılmaktadır. Bu doğrultuda, düşük enerji penceresinde ölçülen aktivitenin k kesri, fotopik enerji penceresinden çıkarılarak saçılma düzeltmesi yapılmaktadır. Tipik

değerleri 0.4 – 0.6 aralığında değişen k kesri, fotopik içinde sayımların %40 -60'nın saçılmadan kaynaklandığını göstermektedir. Çift Enerji Fotopik Pencere Yönteminin en kritik varsayımı, k 'nın sabit kabul edilmesidir. Gerçekte k , hastadan kaynaklanan saçılmayı yansıttığı için, kaynak derinliğinin ve kaynak - hasta yüzeyi arasındaki dokuların fonksiyonudur. DEPW tekniği, görüntü kontrastında iyileşme sağlamakla birlikte, farklı dokuların farklı saçılma özellikleri göstermesinden dolayı, kantitatif amaçlı saçılma düzeltmelerinde kararlılık göstermemektedir (Jaszczak et al., 1984; Lowry and Cooper, 1987).

Üçlü Enerji Pencere (TEW) yönteminde, Şekil 2.8'de görüleceği üzere, ana fotopik penceresinin her iki yanına iki küçük saçılma penceresi yerleştirilerek üçlü enerji penceresi (bir ana pencere ve iki alt pencere) kullanılmaktadır. Ana pencere içinde ölçülen saçılmış fotonlar, alt pencerelerde ölçülen sayımlardan tahmin edilmektedir. Detayları çalışma içinde verilen bu teknikte, saçılan fotonların çıkartılması ölçülmüş olayların azalmasına neden olduğundan istatistiksel gürültü artmakta ve görüntüde bozulmalar oluşmaktadır. Bu doğrultuda, saçılma katkısı çıkarılmış veriye uygun alçak geçirgen filtrenin kullanılması önerilmektedir. Genel olarak TEW, klinik uygulamalarda kullanılacak kararlı ve pratik bir yöntem olarak karşımıza çıkmaktadır (Ogawa et al., 1991; Ogawa et al., 1994; Ichihara et al., 1993).

Enerji dağılımına dayalı olarak uygulama alanı bulan diğer yöntemler, *Yapay nöral network* (Ogawa and Nishizaki, 1993), *Holospektral yöntem* (Gagnon et al., 1989), *Enerji Ağırlıklı Veri Toplama* (EWA) yöntemi (Hamil and De Vito, 1989) ve *Spektrum fitting* (Fit) (Koral et al., 1988) yöntemleridir (Şekil 2.8).

Yapay nöral network (Neuro) yönteminde, fotopik içinde ayarlanmış beş enerji penceresi kullanılmaktadır. Monte Carlo simülasyonu ile üretilmiş olan verinin çalıştırılmasıyla, yapay nöral network, ölçülmüş verideki birincil fotonların miktarını tahmin etmektedir. Bu yöntemin tahmin performansı, beş pencere ile ölçülmüş enerji spektrumu için hesaplama yaptığından TEW'den çok daha iyidir. Ayrıca, bu yöntem istatistiksel gürültüyü azaltmaktadır (Ogawa and Nishizaki, 1993).

Holospektral yöntemi (Holo), fotopik enerji spektrumunu her bir piksel pozisyonunda 2 keV genişlikteki dar pencerelerle ölçmekte ve birincil fotonların sayısını temel bileşen analiz yöntemi aracılığı ile tahmin etmektedir. Bu teknikte, çok dar enerji penceresi kullanıldığı için, sayım verimi düşmekte, istatistiksel gürültü artmaktadır. Bu doğrultuda, söz konusu yöntemin düşük sayım hızlarında kullanılmaması önerilmektedir (Gagnon et al., 1989).

Enerji Ağırlıklı Veri Toplama (EWA) yöntemi, Siemens Gammasonic firması tarafından ticari olarak üretilmiş bir tekniktir. Bu teknik, saçılmış foton katkısını bir ağırlık faktörü yardımı ile görüntüleme anında çıkartmaktadır. Görüntü kontrastında iyileşme sağlayan EWA yönteminin, rutin uygulamalara göre ^{99m}Tc için %7, ^{201}Tl ve ^{67}Ga için %30 kontrast artışı sağladığı gösterilmiştir (Köseoğlu, 2001). Bu yöntemde kullanılan ağırlık faktörleri, aktivite dağılımına ve atenüasyon (μ) haritasına göre değiştiğinden, kantitatif değerlendirmede sorunlar oluşabilmektedir (Hamil and De Vito, 1989).

Spektrum fitting yöntemi, birincil fotonların spektrumunun normal dağılıma yaklaştırılabileceği fikrine dayanarak, birincil fotonlar

için bir enerji spektrumu tahmin etmektedir. Bu yöntemde, dar enerji pencereleri ile ölçülmüş projeksiyonda görülen istatistiksel gürültü, saçılma tahmininin doğruluğunu zayıflatmaktadır (Koral et al., 1988).

Dekonvolüsyon ve konvolüsyon saçılma düzeltme yöntemlerinde, klasik enerji penceresi kullanılarak, saçılma kesri(SF), kaynağın uzaysal dağılımına dayalı olarak tahmin edilmektedir.

Konvolüsyon teknikleri, insan vücudunu iyi bir şekilde modellemekte ve yinelenabilir özellikleri ile saçılma düzeltme kalitesini arttırmaktadır (Rosenthal et al., 1995). Konvolüsyon teknikleri, saçılma düzeltmesi için koordinat uzayını kullanan matematiksel bir formül kullanmaktadır. Bu yöntem, saçılma cevap fonksiyonunu, bir maksimum (merkezi değeri) etrafında üstel olarak azalan bir fonksiyon şeklinde modellemektedir. Merkezi değer ve üstel kısmın eğimi belli uzunluktaki bir çizgisel kaynak ile yapılan ölçümlerden elde edilmektedir. Bu fonksiyon, elde edilen projeksiyon verisi ile konvolüsyon işlemine tabi tutulur ve elde edilen bu sonuç projeksiyon verisi içindeki saçılma dağılımı olarak alınır. Daha sonra bu dağılım, orijinal veriden çıkarılarak saçılması düzeltilmiş projeksiyon elde edilmektedir. Bu yöntemin kırılma noktası, saçılma davranışının iyi bilindiğini ve saçıcı materyalin hasta vücudu boyunca değişmez (uniform) olduğunu kabul etmesidir (King and Farncombe, 2003).

Dekonvolüsyon metodunda (Deconv) klasik bir enerji penceresi kullanılır ve saçılmış fotonlar, bir dekonvolüsyon işlemi ile ölçülmüş fotonlardan çıkartılır. Dekonvolüsyon için kullanılan çekirdek (kernel) fonksiyonu, üstel bir fonksiyona yaklaştırılmaktadır ve bu fonksiyon planar görüntüye veya yeniden oluşturulmuş görüntüye uygulanmaktadır.

Noktasal dağılım fonksiyonu olan kernel, pozisyona dayalı bir fonksiyondur. Bu nedenle, kaynak içindeki aktivite dağılımından ve atenuasyondan etkilenen bu yöntem ile yapılan düzeltmeler çok az veya aşırı olabilmektedir (Axelsson et al., 1984).

2.3.2 Dolaylı Saçılma Düzeltme Yöntemleri

Dolaylı saçılma düzeltme yöntemleri, yeniden görüntü oluşturmaya dayalı yöntemler olarak da bilinmektedir. Bu yöntemler, görüntüdeki saçılma katkısını tahmin etme yerine, saçılmış fotonları haritalamaktadır. Dolaylı saçılma düzeltme yöntemlerinde, bütün fotonlar kullanılarak saçılma için bir modelleme yapılmaktadır. Bu nedenle, önerilen yöntemlerin doğruluğu, yapılan saçılma modelinin doğruluğuna dayanmaktadır. Dolaylı saçılma düzeltme yöntemleri aşağıda kısaca anlatılmıştır.

Ters Monte Carlo (IMC) yöntemi, kaynak dağılımı ve saçıcı ortamın bilindiği durumlar için Monte Carlo simülasyonu ile saçılmanın miktarı ve şeklinin tahmin edilmesidir. Monte Carlo algoritmaları ile sistem karakteristikleri (dedektör, kolimatör tipi, kolimatör özellikleri vb.) ve Compton saçılmasına ilişkin fiziksel parametreler (birincil ve saçılmış fotonların kamera kolimatörü ve NaI(Tl) kristali ile olan etkileşme olasılığı vb.) modellenmektedir. Monte Carlo simülasyonu ile gözlenen foton enerjisine dayalı olarak kaynağın gerçek konumu ve fotonun pozisyonu hesaplanmaktadır. Bu yöntem çok ağır bilgisayar yükü gerektirdiğinden, klinik çalışmaya uygulanabilir değildir (Floyd et al., 1985).

Dolaylı saçılma düzeltme yaklaşımının diğer örnekleri; *transmisyonu bağı saçılma düzeltme (TDSC) yöntemi* (Meikle et al., 1994; Narita et al., 1996) ve ML-EM, MAP-EM veya OS-EM (Kadrmaz et al., 1998; Tsui et al., 1998) gibi görüntü oluşturma algoritmaları ile saçılmış fotonları görüntü oluşturma esnasında çıkartan iteratif düzeltme teknikleridir.

TDSC yöntemi, saçılmış foton dağılımını, μ -haritası yardımıyla tahmin ederken, istatistiksel bir yaklaşım olan ML-EM yöntemi, saçılmış fotonların dağılımı için deneylerden ve simülasyonlardan yararlanarak model oluşturmaktadır (Ogawa, 2004).

2. 4 Nükleer Tıpta Gama Kamera İle Görüntüleme

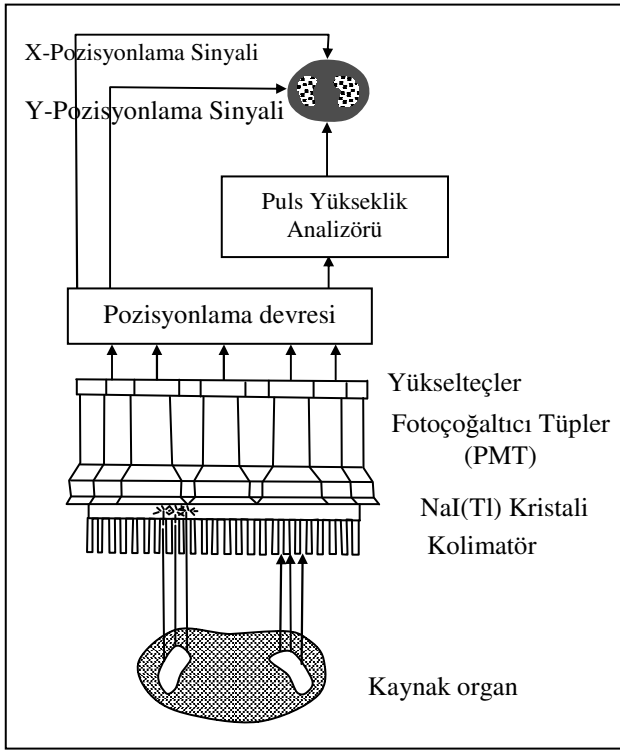
Radyoaktivitenin tıptaki en önemli uygulama alanlarından biri olan radyonüklit görüntüleme, hastaya verilen radyoaktif maddenin vücut içindeki dağılımını izleyerek normal ve anormal dokuların ayırt edilmesidir. Bu amaca yönelik olarak, hastaya asgari miktarda verilen radyoaktif maddenin etkin şekilde dedekte edilmesi ve organdaki ince ayrıntıların görüntülenebilmesi istenir. Bu doğrultuda, görüntüleme çalışmalarında, doku tarafından kolayca tutulan ve yüksek radyasyon dozu üreten alfa ve beta ışınları yerine yüksek giricilik kabiliyeti olan gama ve X ışınları (70-500 keV) tercih edilmektedir.

Radyonüklit görüntüleme sistemlerine ilişkin ilk çalışmalar 1940'lı yıllarda başlamış ve ilk gama görüntüsü, Ben Cassen tarafından yapılan lineer tarayıcılarla 1951 yılında alınmıştır. Ancak, görüntüdeki bütün noktaları eş zamanlı olarak bir kerede kaydedebilen ve kamera kavramı ile birlikte anılan ilk görüntüleme sistemi, 1953 yılında Hal

Anger tarafından geliştirilmiştir. NaI(Tl) sintilasyon dedektörü içeren ve Anger sintilasyon kamera olarak anılan bu görüntüleme sistemine alternatif olarak sunulan hiçbir cihaz, Anger gama kameranın görüntü kalitesine, dedeksiyon verimine ve hastane ortamındaki kolay kullanımına erişemediğinden, bu gama kameralar, geçmişte olduğu gibi günümüzde de klinik uygulamalar için standart nükleer görüntüleme cihazı olarak kalmıştır (Sorenson and Phelps, 1987).

2. 4. 1 Gama Kamera

Anger gama kameraların basit sistem şeması Şekil 2.10'da verilmiştir. Bu diyagrama göre, hastadan yayınlanan gamalar kolimatör ile doğrultularak, NaI(Tl) kristaline yönlendirilmekte ve kristal içinde meydana gelen sintilasyon olaylarının konumları, kristalin arkasında yer alan foto çoğaltıcı tüp ve pozisyon mantık devresi ile saptanmaktadır. Bir sonraki aşamada, puls yüksekliği analizörü seçilen enerji aralığına düşen pulsların geçirilmesini sağlamaktadır. Eğer meydana gelen olaylar seçilen enerji penceresine düşüyorsa, bu durumda, katot ışının tüpünden çıkan elektron akısı, kristal içinde meydana gelen sintilasyon olaylarının konumlarını CRT ekrana yansıtacak şekilde X-Y pozisyonlama sinyalleri ile yönlendirilmektedir. Sonuç olarak, elektron demetinin floresans ekranda oluşturduğu ışımaya, film üzerine kayıt edilerek gama kamera görüntüsü alınmaktadır.



Şekil 2.10 Anger gama kameralarının basit sistem şeması.

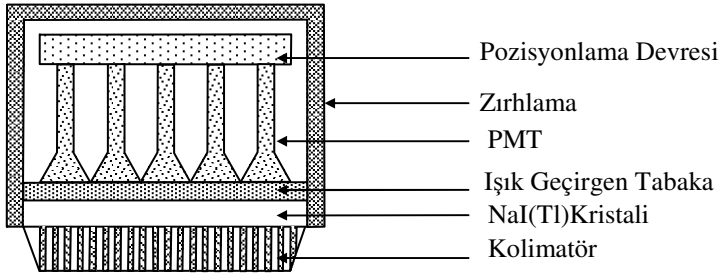
Gama kamera ile görüntüleme, planar ve SPECT (tek foton emisyon tomografisi) olmak üzere iki farklı teknik kullanılmaktadır. Herhangi bir organdaki radyonüklit dağılımının iki boyutlu (2D) görüntüsü planar, üç boyutlu görüntüsü (3D) ise SPECT tekniği ile görüntülenmektedir. Tek foton emisyonuna dayalı bilgisayarlı tomografide (SPECT), hasta etrafında farklı açılarda projeksiyon alınarak bir dizi görüntü elde edilmektedir. Her bir projeksiyon, hasta vücudunda bir çizgi boyunca elde edilen olayların üst üste binmesini içermektedir. İki boyutlu (2D) planar görüntü olan bu projeksiyonlar, tekrar yapılandırılarak (rekonstrüksiyon) obje içindeki radyofarmasötik

dağılımının üç boyutlu (3D) görüntüleri oluşturulmaktadır. Tomografinin en büyük avantajı, dokunun alt ve üst kısmından gelen fotonların üst üste binmesini minimize etmesi ve düşük kontrastlı aktivite görüntülemeye kontrastı arttırmasıdır (Jonsson, 2000).

Herhangi bir organdaki radyonüklit dağılımının 2 veya 3 boyutlu görüntüsünün kaydedilmesini sağlayan gama kamera; dedektör kristali NaI(Tl), kolimatör, fotoçoğaltıcı tüp düzeneği (PMT) ve ilgili elektronik devreler (ön yükselteç, yükselteç, puls yükseklik analizörü (PHA), X- Y konumlama (pozisyonlama devresi) ve görüntü kayıt sistemleri gibi temel yapılardan oluşmaktadır. Aşağıda kısaca değinilen bu yapılardan, NaI(Tl) kristali, fotoçoğaltıcı tüpler, kolimatörler ve ilgili elektronik devreler [yükselteçler, X-Y konumlama (pozisyonlama) devresi ve puls yükseklik analizörü], *detektör kafası* denilen, hasta üzerindeki görüş alanı içinde aşağı-yukarı hareketli ve döndürülebilir yapıda (hareket edebilir) bir birime yerleştirilirken, görüntü ekranı ve kayıt cihazları kontrol kasasına monte edilmektedir.

2.4.2 Dedektör Sistemi

Bir gama kameranın en önemli birimi detektör sistemidir. NaI(Tl) kristali, ışık geçirgen tabaka, foto çoğaltıcı tüp düzeneği ve ilgili elektronik parçalar ile kolimatör toplamından oluşan dedektör sistemi Şekil 2.11’de gösterilmiştir.



Şekil 2.11 Gama kamera detektör sistemi.

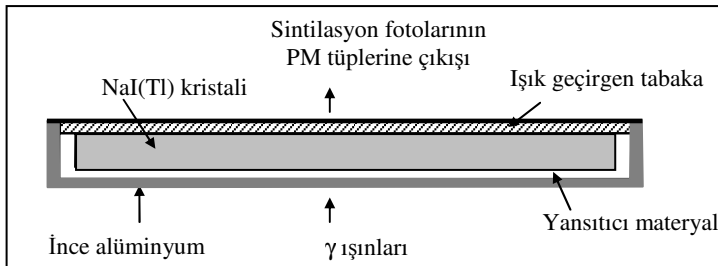
2.4.2.1 NaI(Tl) kristali

Nükleer tıp görüntüleme sistemlerinin temel bileşeni olan gama dedektörlerinin, verimlerinin yüksek, enerji ayırma güçlerinin ise vücut içinde Compton saçılmasıyla enerji kaybeden gamaları ölçüme dahil etmeyecek kadar iyi olması istenmektedir. Bu anlamda, bu iki özelliği asgari koşulda sağlayan NaI(Tl) materyali, Anger'dan günümüze kadar, gama kamera sistemlerinde kullanılan en önemli dedektör kristali olmuştur.

Gama kameralarda dedektör olarak, 25-50 cm çapında $\frac{1}{4}$ "- $\frac{1}{2}$ " kalınlığında dairesel NaI(Tl) kristali kullanılmaktadır. Çizelge 2.5'de verildiği üzere, kristal içinde toplam γ -ışını soğurulma olasılığı (absorbsiyon) veya başka bir deyişle dedektör verimi kristal kalınlığına bağlı olarak artmakta ve foton enerjisi ile azalmaktadır. Örneğin, $\frac{3}{8}$ " kalınlığında kristalin 100 keV'e kadar olan foton enerjileri için verimi %100 ve 140 keV için ~%85'dir (Köseoğlu, 2001). Kristal kalınlığı ile artan dedektör verimi, çoklu Compton saçılma olasılığının artmasına ve buna dayalı olarak γ -ışını etkileşme noktasının X-Y koordinatlarının yanlış bilgi taşınmasına neden olmaktadır. Ayrıca, daha sonra anlatılacağı

üzere, enerji rezolüsyonunda, uzaysal rezolüsyonunda ve uzaysal lineeritede kötüleşmelere neden olarak görüntü kalitesini bozmaktadır. Bununla birlikte, gama kameralarda ince NaI(Tl) kristallerinin kullanılması da birçok γ -ışınının etkileşmeden detektörden kaçma olasılığına ve dedektör veriminin düşmesine neden olmaktadır (Saha, 2002; Hamilton, 2004). Genelde, yaygın olarak kullanılan kristal kalınlığı 3/8" (0.95 cm)'dir.

Mevcut gama kameralarda, değişik şekil ve boyutlarda (dikdörtgen; 38.7x61cm veya 54x66cm ve dairesel; çapı > 40cm) kullanılan NaI(Tl) kristalleri neme hassas (higroskopik) ve kırılğan olduğundan mekanik ve termal koruma gerektirmektedir. Bu doğrultuda, kristal yüzeyindeki sıcaklık değişiminin saatte 1 °C'yi aşmaması ve ortam sıcaklığının saatte ~3-5 °C'den fazla değişmemesi istenmektedir (Hamilton, 2004). İklimlendirme cihazları ile sağlanan bu koşullar aşıldığında, kristalde çatlaklar meydana gelmektedir. Kristali nemden korumak için ön ve yan yüzeyleri ince alüminyum ile kaplanırken (Şekil 2.12), arka yüzeyi optik geçirgen bir malzeme ile kaplanarak, kristal içinde oluşan sintilasyon fotonlarının yüksek verimle PMT'lere ulaşması sağlanmaktadır.



Şekil 2.12 Gama kameralarda kullanılan NaI(Tl) kristalinin kesit şeması (Sorenson and Phelps, 1987).

Çizelge 2.5 NaI(Tl) Kristallerinin Verimi (Köseoğlu, 2001)

Radyonüklit	Enerji (KeV)	Kristal kalınlığı (inch)		
		1/2"	3/8"	1/4"
²⁰¹ Tl	70	1.00	1.00	1.00
¹³³ Xe	81	1.00	1.00	1.00
^{99m} Tc	140	0.92	0.85	0.72
¹²³ I	159	0.83	0.74	0.57
	93	1.00	1.00	0.98
⁶⁷ Ga	185	0.72	0.63	0.47
	300	0.26	0.20	0.14
¹¹¹ In	173	0.73	0.62	0.48/
	247	0.40	0.32	0.22
¹³¹ I	364	0.15	0.12	0.08

2.4.2.2 Optik Geçirgen Tabaka

Kristal ve foto tüp düzeneği arasındaki tabaka, sintilasyon fotonlarının kayıpsız olarak foto tüplere ulaşmasını sağlayan bir ışık taşıma alanıdır (ışık kılavuzu). Bu tabaka, ışık toplama veriminin değişmez kalması (uniform) için birkaç cm kalınlığında silikon yağ veya ışık geçirgen materyalden yapılmaktadır. Kristalde meydana gelen her bir etkileşme sonucu oluşan sintilasyon fotonlarının çok sayıdaki foto tüp arasında dağıtılmasını sağlayan bu optik geçirgen tabakanın kalın yapılması, sintilasyon merkezleri ile foto çoğaltıcı tüpler arasında artan uzaklığa dayalı olarak uzaysal rezolüsyonda bozulmalara neden olmaktadır. Bu nedenle ışık kılavuzları olabildiğince ince yapılmaktadır.

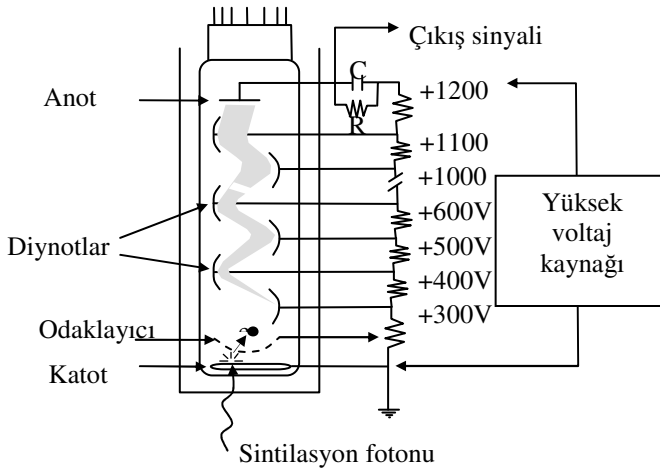
Kristal ve foto tüp düzeneği arasındaki optik bağlantı, silikon sıvı veya yağ kullanılarak yapılabilirdiği gibi, doğrudan foto tüplerin kristal üzerindeki koruyucu cam üzerine yerleştirilmesi ile de sağlanmaktadır. Bu tip sistemlerde, uzaysal rezolüsyonun iyileştiği, ancak homojenitenin bozulduğu gözlenmiştir (Köseoğlu, 2001).

2.4.2.3 Foto Çoğaltıcı Tüp Düzeneği (PMT)

Kristale gelen gama ışınlarının ürettiği sintilasyon fotonları ışık geçirgen tabaka yardımıyla foto çoğaltıcı tüpün foto katoduna doğru yönlendirilmektedir. Katoda ulaşan sintilasyon fotonlarının fotoelektrik olay sonucu oluşturdıkları elektronlar, uygulanan elektrik alan yardımı ile hızlandırılmakta ve elektrotlardan yeni elektron koparmaları sağlanmaktadır (Şekil 2.13). Her bir elektrotta hızları ve sayıları artan elektronlar, sonuçta tüp anotunda kristale gelen foton enerjisi ile orantılı voltaj pulsarı üretmektedir. Foto çoğaltıcı tüplerin elektron kazancına bağlı olarak, bir sintilasyon pulsu 10^7 - 10^{10} elektrondan oluşmaktadır. Foton enerjisi ve voltaj pulsu arasındaki doğrusal ilişki PMT'lere sabit yüksek voltaj uygulanarak sağlanmaktadır. Foto tüp kazancındaki herhangi bir değişiklik, uniformitenin bozulmasına neden olacağından, bu ilişkinin en az altı ayda bir kontrol edilmesi önerilmektedir (Hamilton, 2004).

Günümüz gama kameralarında kare, yuvarlak veya altıgen yapıda düzenlenmiş 5-7.5 cm çapında 37-94 adet fotoçoğaltıcı tüp kullanılmaktadır. Kristal içinde birbirine çok yakın sintilasyon olaylarının daha iyi ayırt edilebilmesi için kristal üzerine yerleştirilen foto tüpler arasındaki boşluğun mümkün olduğunca küçültülmesi

istenmektedir (Hamilton, 2004; Köseoğlu, 2001). Bu doğrultuda, altıgen PMT'ler kullanılarak yapılan düzenleme, kristal üzerindeki PMT sayısını arttırarak uzaysal rezolüsyonu iyileştirmekte ve hedef organdaki ince ayrıntıların daha iyi görüntülenebilmesini sağlamaktadır.



Şekil 2.13 Fotoçoğaltıcı tüpün (PMT) genel görünümü.

Detektör kristali ve PM tüp düzeneği ışık geçirmez koruyucu bir yuva içine yerleştirilmektedir. Yaygın olarak kullanılan gama kameralarda, detektör ve kontrol masası arasında yer alan uzun kablolarda oluşabilecek sinyal kayıpları için, sinyal işleme devreleri (pre-amp (ön yükselteç), PHA, otomatik kazanç kontrolü, puls düzenleyici (pileup rejection) vb.) doğrudan foto tüplere monte edilmiştir.

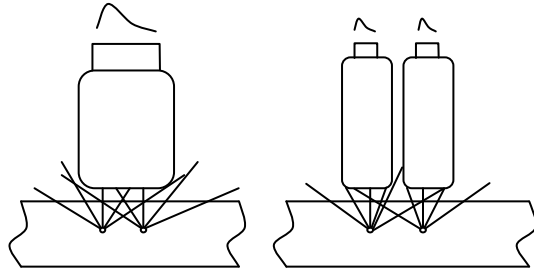
Sonuç olarak, PMT'ler NaI(Tl) kristali ile etkileşen γ ve X ışınlarının oluşturduğu zayıf sintilasyon ışığını, foto katotta elektronik sinyale dönüştüren ve yükselten önemli bir birimdir. Bir sonraki aşamada, aşağıda verilen pozisyonlama işlemi için PMT'lerin çıkış

sinyalleri, dışarıdan bir devre (pre-amp.) ile tekrar yükselttilip şekillendirildikten sonra pozisyonlama devresine gitmektedir.

2.4.2.4 Pozisyonlama İşlemi

Kristal içinde γ ve X ışını etkileşmelerinin konumunu saptamak için iki farklı yaklaşım kullanılmaktadır. Bunlardan ilki, yaygın şekilde kullanılan ve bu çalışmada yer verilen Anger tekniği (logic), diğeri ise pre-amplifikatör çıkışını sayısallaştıran (dijitize) yeni bir tekniktir (Graham et.al., 2003).

Anger tipi mantık devresinde foto çoğaltıcı tüplerin çıkış pulsları; enerji “z” ve konum “x ve y” olmak üzere üç değer için işlem görmektedir. Enerji “z” sinyali, γ ve X ışınlarının kristale bıraktığı enerjiye dayalı toplam ışık sinyalini, x ve y ise fotonların kristal içinde etkileşme konumlarını gösteren sinyallerdir (Hamilton, 2004).



Şekil 2.14 Farklı noktalarda oluşan sintilasyon olaylarının bir ve iki PMT ile deteksiyonu.

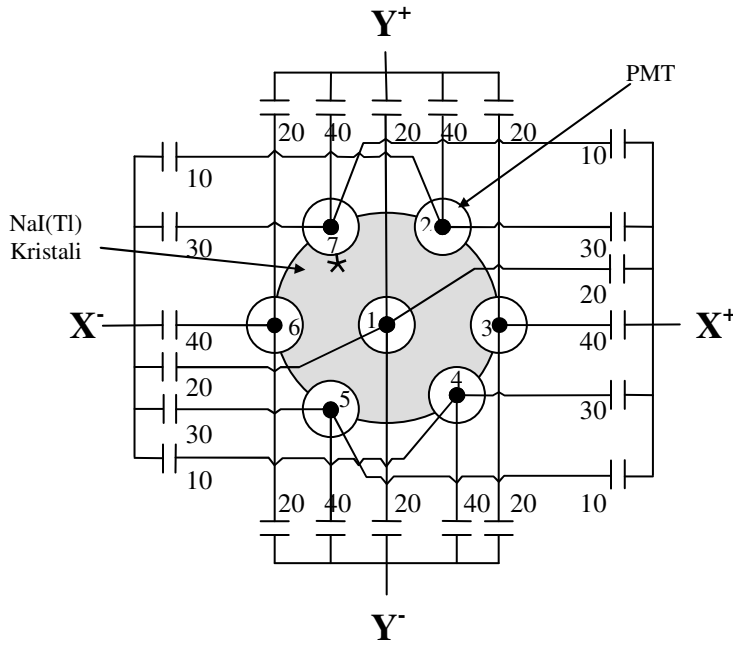
Bir gama kamera görüntüsünde, görüntüyü oluşturan her bir nokta, fotonun organdan çıkış noktası ile kristalde meydana getirdiği sintilasyon merkezi arasındaki uyuma dayalı olarak elde edilmektedir. Bu işlemin gerçekleşmesi, yani kristal içinde meydana gelen sintilasyon

olaylarının ayırt edilebilmesi, öncelikle sinyallerin doğru pozisyon bilgisi içermesini gerektirmektedir. Foto tüplerin belli bir düzen içinde yerleştirilmesi ile sağlanan bu durumun daha kolay anlaşılabilmesi için aşağıda basit bir örnek verilmiştir.

Farklı noktalarda oluşan sintilasyon olaylarının bir ve iki PMT ile dedeksiyonunu gösteren Şekil 2.14’de, kristal içinde birbirinden 2 cm uzaklıkta iki ayrı sintilasyon olayının aynı anda olduğu varsayılmıştır. Kristal üzerinde 2 cm çapında tek bir foto tüpün yer aldığı durumda, iki ayrı etkileşimde oluşan sintilasyon fotonları aynı anda tüpün katoduna gidecek ve iki olaya ait foton sayısı ile orantılı tek bir puls oluşturacaklardır. Özetle, iki sintilasyon olayı aynı tüpte algılandığı için tek bir olay olarak kabul edilecektir. Buna karşın, çapları 1 cm olan iki ayrı foto tüpün bulunduğu durumda, aynı anda meydana gelen iki sintilasyon olayı farklı tüpler tarafından algılandığı için, sistem büyüklükleri ilk duruma göre daha küçük olan iki ayrı puls dedekte edecek ve doğru konum bilgisi içerecektir. Son aşama olan kayıt biriminde, bu olayların konumlarının ayırt edilebilmesi için, bu iki sinyalin büyüklüklerinin birbirinden farklı olması gerekmektedir. Bu doğrultuda, PMT’lerin çıkışlarına farklı dirençler veya kapasitörler bağlanarak, farklı konumların ayırt edilmektedir (Bor 1990; Köseoğlu, 2001). Yukarıdaki basit örnekte verilen konumlandırmanın (pozisyonlamanın) bütün detektör alanı boyunca yapılabilmesi için, kristal merkezi koordinat merkezi olarak alınmakta ve bütün kristal $\pm x$ ve $\pm y$ eksenlerine bölünerek foto tüpler yerleştirilmektedir. Koordinat eksenindeki konumlarına göre farklı kapasitörler (kapasitans değerleri, PM tüpünün konumu ile orantılı olacak şekilde tahsis edilmiştir)

bağlanan her bir foto tüpün, 4 farklı doğrultuyu gösteren X^+ , X^- , Y^+ ve Y^- olmak üzere 4 sinyal çıkışı bulunmaktadır.

Şekil 2.15’de, yedi foto tüplü bir detektör sisteminde γ -ışını etkileşmesi sonucu oluşan pulsların X, Y pozisyonlama prensipleri gösterilmiştir.



Şekil 2.15 7 PMT’lü Pozisyonlama devresi.

Bir γ -ışınının 7 numaralı tüpün yakınında bir yerde (*) etkileştiğini varsaydığımızda, en büyük ışık miktarı 7 no’lu foto tüp tarafından alınacak ve diğer tüpler, etkileşme noktasına olan uzaklıkları ile orantılı olarak ışık alacaklardır. Daha detaylı ele alınırsa, sintilasyon olayının kristal merkezine olan uzaklıkları ile orantılı olan ve PM tüplerinin uygun kapasitans değerleri ile ölçülen bu 4 çıkış sinyali X^+ , X^- ,

Y^+ ve Y^- , sintilasyon olayının X ve Y konumunu göstermektedir. Bu durumda, γ etkileşmesi sol üst köşede meydana geldiği için $X^- > X^+$ ve $Y^+ > Y^-$ olmaktadır.

Pozisyon bilgilerini içeren bu sinyaller toplanarak, enerji bilgisi taşıyan Z sinyali aşağıdaki şekilde elde edilmektedir. Özetle, X ve Y pozisyon sinyalleri ile kristalde bırakılan gama enerjisiyle orantılı olan Z sinyalinin pozisyonunu belirlenmektedir.

$$Z = X^+ + X^- + Y^+ + Y^-$$

Her foto tüp, X^+ , X^- , Y^+ ve Y^- yönlerinde sinyal verdiği için, fark devrelerinde $X^+ - X^-$ ve $Y^+ - Y^-$ çıkarma işlemi yapıldıktan sonra, toplam enerji (ışık) pulsu Z'ye bölünerek X ve Y pozisyon sinyalleri elde edilmektedir.

$$X = \frac{k}{Z}(X^+ - X^-)$$

$$Y = \frac{k}{Z}(Y^+ - Y^-)$$

Pozisyon sinyallerinin çıkartıldığı bu eşitlikte, k gama enerjisine bağlı büyütme faktörüdür. Bu anlamda, X ve Y konum sinyallerini enerjiden bağımsız hale getirmek için fark sinyalleri Z'ye bölünmektedir. X ve Y sinyalleri yukarıda verilen eşitliklerde tanımlandığı gibi toplam ışık sinyali Z'ye normalize edilmezlerse, ^{133}Xe (81 keV) veya ^{201}Tl (70-80 keV) gibi düşük enerjili γ ve X-ışın yayan radyonüklitler, ^{131}I (364 keV) gibi yüksek γ enerjili bir radyonüklitten daha küçük pozisyon sinyalleri (X^+ , X^- , Y^+ , Y^-) verecekler ve CRT ekran üzerinde daha küçük görüntüler oluşturarak yanlış pozisyon bilgisi taşıyacaklardır. Sonuç olarak, k/Z çarpanı ile enerjiden bağımsız hale getirilen X ve Y pulsaları,

γ -ışını etkileşme noktasının X, Y koordinatlarını gösterecek şekilde CRT ekran üzerine yansıtılmaktadır. Benzer şekilde bu pulsar bilgisayarda bir kare matriste de saklanabilmekte ve bu veriler daha sonra tekrar bir görüntü oluşturmak için kullanılabilir.

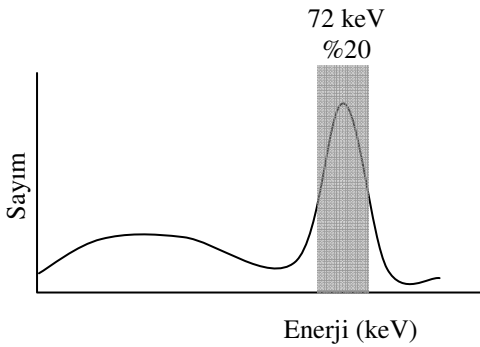
2.4.2.5 Puls Yükseklik Analizörü (PHA)

Kristalde her bir γ ışınının oluşturduğu Z enerji pulsunun büyüklüğü, PHA tarafından analiz edilerek, ilgili radyonüklit için seçilen enerji aralığına düşen enerji pulsarı ayırt edilmektedir. Foton enerjisine bağlı olarak oluşan Z pulslarının büyüklüğü uygun pik ve pencere aralığında ise gelen pulsar kabul edilerek X ve Y pozisyon sinyali kaydedilmektedir. Buna karşın, görüntülenmiş objedeki Compton saçılma fotonları ve diğer radyonüklitlerden gelen fotonlar gibi PHA pencere ayarı içine düşmeyen pulsar ret edilmektedir.

Görüntülemenin hatasız olabilmesi için, fotonların hasta içinde oluşturdukları nokta ile görüntü arasında tam bir uyum olması gerekmektedir (paralel kanallı kolimatörler kullanıldığında bu iki nokta, dedektör yüzeyine dik bir eksen üzerinde olmalıdır). Pozisyon ve enerji sinyallerinin kaynak ile ilgili doğru bilgi yansıtabilmeleri, kaynaktan çıkan fotonların kristalde tamamen durdurulmasına ve enerjilerinin tamamını kristal içinde bırakmalarına bağlıdır. Genelde fotoelektrik absorpsiyon sonucu gelişen bu olayın aksine, Compton etkileşmesinde (vücut dokuları ve/veya kristal ile etkileşen fotonlar), geliş doğrultusuna göre farklı açılarda saçılan fotonlar, kristale daha az enerji bırakılmasına neden olmaktadır. Bu durumda oluşan pulsun büyüklüğü gelen fotonun enerjisi ile orantılı olmamakta ve eksik bilgi içermektedir.

Compton etkileşmesinde kristale aktarılacak enerji miktarı, saçılan fotonun geliş doğrultusu ile yaptığı açıya bağlıdır. Örneğin, ^{99m}Tc için fotonun geliş doğrultusuna göre 180° saçılması durumunda 50 keV enerji kristalde kalacaktır (saçılan fotonun enerjisi 90 keV olacaktır).

Kristalde meydana gelen Compton etkileşmesinden daha çok kaynak içerisinde ve kaynak-dedektör arasındaki ortamda meydana gelen Compton etkileşmeleri görüntü kalitesini etkilemektedir (Köseoğlu, 2001). Sonuç olarak, saçılarak dedektörde durdurulan ve eksik enerji bilgisi taşıyan fotonlara ilave olarak ilgili radyoizotopun orijinal enerjideki fotonlardan başka enerjide fotonlar yayımlaması ve çeşitli kaynaklardan oluşan background ışınlarının dedektöre girmesi görüntü kalitesini bozacaktır. Bu anlamda, puls yükseklik analizörleri, bu farklı enerjiler arasında istenilen doğru enerjinin seçilmesini sağlamaktadır (Köseoğlu, 2001).



Şekil 2.16 PHA fotopik pencere ayarı.

Kaynaktan yayınlanan gama ışınlarının orijinal enerjilerine karşılık gelen pulsar Şekil 2.16’da görüldüğü üzere Gauss eğrisi oluşturur ve buna fotopik denir. Dedektör çıkışında elde edilen pulsaların

büyüklüğü, gelen fotonun enerjisi ile orantılıdır ve yüksek enerjili fotonlar düşük enerjilere kıyasla daha büyük voltaj pulsu oluştururlar (gelen foton enerjisinin hiçbir kayba uğramadan absorplandığı durumda). Puls yükseklik analizörleri, önceden belirlenmiş enerji aralığına karşı gelen voltaj pulslarını geçirerek uygun enerjinin görüntüyü vermesini sağlarlar.

Uygulamalarda öncelikle, kullanılan radyonüklitin enerjisine uygun “enerji aralığı” daha sonra ise pencere genişliği % olarak belirlenmektedir. Pencerenin büyük değerleri, saçılan fotonların enerji spektrumuna dahil olmasına neden olarak kontrast ve rezolüsyonu bozmaktadır. Pencere genişliğinin küçük seçilmesi ise sayım yoğunluğunu azaltmakta ve görüntüdeki gürültüyü arttırmaktadır. Bu durumda iyi bir görüntünün elde edilmesi için görüntüleme süresi uzamaktadır.

Nükleer tıp görüntüleme çalışmalarında, genelde fotopik üzerine simetrik olarak merkezlenmiş %20’lik bir enerji penceresi kullanılmaktadır (140 keV için 126-154 keV ve 72 keV için 64-80 keV enerji aralığı). Yaygın şekilde statik çalışmalar için kullanılan % 20 pencere genişliği, dinamik çalışmalarda %25-30’ a kadar çıkmaktadır (Köseoğlu, 2001). Görüntülemede, kullanılan radyoizotop enerjisine göre, enerji ve pencere ayarının (pik ayarı) yapılması büyük özen istemektedir. Sistemin pik ayarının yapılmasındaki en ideal durum, kolimatörün çıkartılması ve kamera görüş alanının yaklaşık 5 katı uzaklığa yerleştirilen (kaynak aktivitesi < 20.000 sayım/s) bir nokta kaynak kullanılmasıdır (Bor, 1990; Köseoğlu, 2001).

Birden fazla γ -ışınına sahip ^{111}In ve ^{67}Ga gibi radyonüklitlerle görüntülemelerde ise tek bir görüntü oluşturmak için birden fazla PHA enerji penceresi kullanılmaktadır. Örneğin, ^{67}Ga radyonükliti ($E_\gamma = 93, 185$ ve 300 keV) ile görüntülemelerde 3 PHA enerji penceresinden görüntü alınmaktadır (Hamilton, 2004). Birden fazla pencere kullanarak görüntü alınması, sayım yoğunluğunu artırmakta ve çekim süresini kısaltmaktadır.

2.4.2.6 Görüntü Kayıt Birimleri

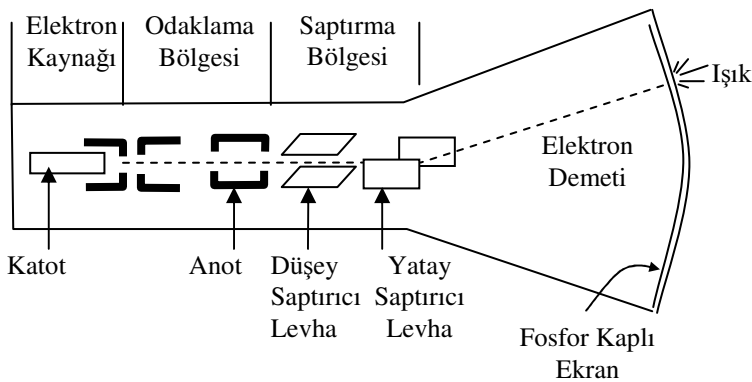
Görüntüleme çalışmalarında, Z enerji pulsu uygulanan PHA enerji aralığında ise, X ve Y pozisyon sinyalleri aşağıda detaylandırıldığı şekilde katot ışınları tüpüne (CRT) veya film üzerine gönderilmektedir.

Kristal tarafından soğurulan gama fotonu ile ilgili pozisyon bilgisi (pozisyonlama devresinin çıkışında X_{poz} ve Y_{poz} sinyalleri) analog olarak elde edilir. Gama fotonuna ait enerji bilgisi ise puls yükseklik analizörünün çıkışında Z analog sinyali olarak alınır. Bu sinyaller ile görüntünün elde edilmesi çeşitli yollardan gerçekleşmektedir.

Gama kameralarda kullanılan en önemli kayıt birimlerinden biri olan katot ışınları tüpünde, X_{poz} , Y_{poz} ve Z sinyalleri analog olarak kullanılırlar. Puls yükseklik analizöründen geçen bir Z enerji sinyali katot ışınları tüpünün elektron tabancasını ateşler ve Z enerji sinyalinin büyüklüğü ile orantılı bir elektron demeti oluşturur (Şekil 2.17). Bu zaman aralığı içinde Z enerji sinyalinin ait olduğu gama fotonu ile ilgili X_{poz} ve Y_{poz} pozisyonlama sinyalleri yatay ve düşey saptırıcılara yönlendirilirler. Elektron demeti saptırıcı levhalar arasında geçerken

pozisyonlama sinyallerinin değerlerine uygun olarak saptırılırlar. Saptırılan bu elektron demeti katot ışınları tüpünün fosfor kaplı ekranına çarparak bir ışıma oluşturur. Işımanın olduğu eksen üzerindeki nokta, kaynak üzerindeki gama fotonunun yayımlandığı noktaya karşı gelmektedir. Işımanın şiddeti elektron demetinin şiddetine yani Z enerjisi sinyalinin büyüklüğüne bağlıdır. Böylece kaynak üzerindeki her bir nokta katot ışınları tüpü ekranına yansıtılmış, yani görüntü meydana getirilmiş olur (Köseoğlu, 2001).

Nükleer tıp bölümlerinde kullanılan gama kameraların büyük çoğunluğu analog tiptedir. Kameradan elde edilen analog sinyaller analog-dijital dönüştürücü (ADC) kullanılarak dijital hale getirilir. Analog kameralarda analog sinyalin dijital hale dönüşmesi zaman almakta ve gama sayım verimini düşürmektedir. Mikro işlemci teknolojisindeki gelişmeler (her fotoçoğaltıcı tüp üzerine bir ADC yerleştirilmesi) ile veri toplama hızı ve veri depolama kapasitesi artırılmıştır (Royal et al., 1988; Köseoğlu, 2001).



Şekil 2.17 Katot ışınları tüpü.

2.4.2.7 Çok Formatlı Kayıt Birimleri

Günümüzde, birçok kamera sisteminde ayrı bir kayıt birimi bulunmaktadır. Bu birimlerde bir film üzerine aynı anda birçok kalıcı görüntü alınabilmektedir. Değişik tip filmlerin kullanılabilmesi ve filmlerin daha az masraflı olması bu sistemlerin üstünlükleridir. Filme kayıt edilen görüntünün kalitesi, toplanan sayım miktarına, görüntü boyutuna, kayıt biriminin intensitesine, kullanılan filme ve banyo koşullarına bağlıdır (Köseoğlu, 2001).

Çok formatlı sistemlerde, farklı klinik amaçlara göre değişik kontrast ve hızdaki filmler kullanılabilir. Örneğin 15-20 s gibi kısa bir sürede banyo edilebilme avantajına sahip polaroid filmler ile ihtiyaç duyulduğunda görüntü anında tekrar alınabilmektedir. Ancak, pahalı ve zayıf kontrasta sahip olan bu filmler ardışık dinamik çalışmalar için uygun olmamaktadır (Saha, 2002).

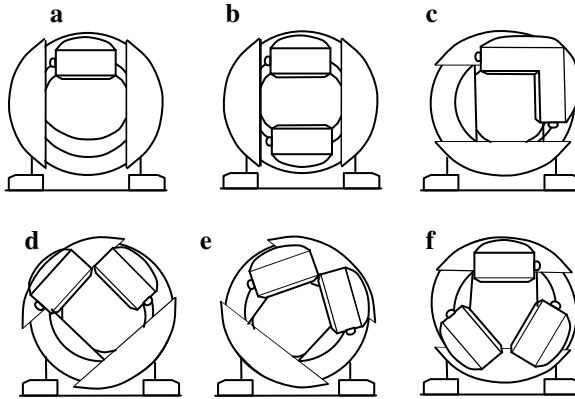
Dinamik ve statik karaciğer çalışmalarında kullanılan yüksek hız ve düşük kontrastlı bir film, yüksek background yarattığı için sıcak lezyon aranan uygulamalarda istenmeyebilmektedir. Kemik ve beyin çalışmalarında ise, yüksek kontrastlı filmler daha iyi sonuç vermektedir. Mali açıdan, lezyon tipine göre farklı filmlerin kullanılması hasta potansiyeli az olan merkezlerde çalışma başına fiyatı arttırmaktadır.

Günümüzde genelde, tek yüzü emisyon ile kaplı, tabanı renksiz (clear base) filmler tercih edilmektedir.

2.4.3 Gama Kamera Kafa (Detektör) Şekilleri

Gama kameralar arasında görülen en büyük farklılık kafa (detektör) şekilleridir. Bu doğrultuda, tek başlı, sabitlenmiş çift başlı

(90° , 120° ve 180°), çift başlı değişken yönelimli, sabitlenmiş üç başlı kamera (120°) ve üç başlı değişken yönelimli kamera tasarımları (Şekil 2.18) geliştirilmiştir (Hamilton, 2004). Bu kameralar arasında, en yaygın olarak kullanılanı tek başlı kameralardır (Sorenson and Phelps, 1987)



Şekil 2.18 Farklı gama kamera kafa tasarımları: **a)** Tek başlı gama kamera **b)** 180° sabitlenmiş çift başlı kamera **c)** 90° sabitlenmiş çift başlı **d)** çift başlı değişken yönelimli (90° 'ye ayarlanmış) **e)** çift başlı değişken yönelimli ($<90^\circ$ 'ye ayarlanmış) **f)** 120° sabitlenmiş üç başlı kamera (Hamilton, 2004).

Tek başlı kameralar, genel amaçlı olarak tek foton emisyonlu planar ve tomografik görüntüleme için kullanılmaktadır. Bu kameralar planar görüntüleme için çok kullanışlı olmalarına rağmen SPECT için çok duyarlı değildir. Bu doğrultuda, 180° sabitlenmiş çift başlı kameralar (iki detektörün karşılıklı olarak 180° 'de sabitlendiği) temelde vücut görüntüleme ve SPECT görüntüleme için tasarlanmıştır (Hamilton, 2004). Kardiyak çalışmalar için elverişli olmayan bu kameranın (Patton and Budinger, 2003) duyarlılığı tek başlı kameranın

iki katı kadar iyidir. Diğer bir tasarım olan 90° sabitlenmiş çift başlı kameralar (iki detektör 90° sabitlenmiş) yaygın şekilde kardiyak SPECT için kullanılmasının yanı sıra, beyin SPECT çalışmalarında da kullanılmaktadır.

Çift başlı değişken yönelimli kameralarda, iki kafa birbirinden bağımsız olarak yönelebilmektedir. Bu anlamda, planar ve SPECT uygulamalarını yapma yeteneğine sahip olan bu kamera, tek başlıdan iki kat daha iyi hasasiyete sahiptir. Bu tasarımın uygulandığı bir diğer alan PET (pozitron emisyon tomografisi) görüntülemesidir. Tek ve çift başlı (tek başlı kameranın üç katı hassasiyete sahiptir) tasarımlardan daha duyarlı olan 120° sabitlenmiş üç başlı kamera, özellikle beyin, kardiyak ve genel SPECT çalışmaları için oldukça uygundur. Üç başlı değişken yönelimli kamera, günümüzde SPECT ve PET için geliştirilmiş son kamera tasarımıdır (Hamilton, 2004; Patton and Budinger, 2003).

2.4.4 Kolimatörler

Gama kamera ile görüntüleme, elektronik ve bilgisayar teknolojisindeki ilerlemelere paralel olarak gelişmiştir. Bununla birlikte, gama kamera sistemlerinde görüntü kalitesini belirleyen en önemli aygıt kolimatörlerdir. Hedef organdan yayımlanan fotonları doğrultularak kristal üzerindeki dağılımını belirleyen ve bu işlevi ile gama kameraların vazgeçilmezi olan kolimatörler, yüksek atom numaralı materyalden yapılmakta ve çok sayıda delik içermektedir. Görüntüleme amacına uygun olarak, farklı boyut ve şekillerde tasarlanan kolimatörler, detektörün görüş alanı dışından gelen γ ve X-ışınlarının detektöre ulaşması engellemekte ve sadece kolimatör deliklerinin geometrik görüş

alanı içine giren fotonları doğrularak kristale ulaştırmaktadır (Saha, 2002; Hamilton, 2004).

Kolimatörler, kurşunun yanı sıra tungsten ve platin gibi yüksek atom numaralı materyalden de yapılmaktadır. Ancak, nükleer tıpta ekonomik olması nedeni ile yaygın şekilde kullanılan kolimatör malzemesi kurşundur. Bir kolimatör tasarlanırken dikkat edilmesi gereken parametreler; deliklerin eğimleri (paralel, ıraksak, yakınsak v.b), delik şekli (dairesel, üçgen, kare, altıgen), delik çapı, deliklerin ayrıklığı (septa kalınlıkları), kolimatörün kalınlığı, kolimatör-detektör mesafesi ve kolimatör malzemesidir. Bunların içinde en önemli parametre delik çapı ile delik boyu arasındaki orandır (Formiconi, 2002)

Sonuç olarak, hastadaki radyoaktivite dağılımının görüntülenebilmesi için gama ışınlarının kristalde absorbe edildikleri nokta ile hastadan yayımlandıkları nokta arasında tam bir uyum olması gerekmektedir ve bu uyum, kristal ile hasta arasına yerleştirilen kolimatör ile sağlanmaktadır. Bu anlamda, kolimatör tasarımında en önemli nokta; elde edilecek görüntüdeki ince detayları iyi bir rezolüsyonla vermesidir.

Kolimatörler, temel olarak odaklama türüne göre; paralel delikli, yakınsak (konverjan), ıraksak (diverjan) ve pinhole olarak sınıflandırılmaktadır. Tiroid gibi küçük organların büyütülmüş görüntüsünü elde etmek için kullanılan pinhole kolimatör dışında diğer kolimatör tipleri çok sayıda delik içermektedir. Bu doğrultuda sözü edilen kolimatörler, septal kalınlıklarına ve delik sayısına göre de gruplandırılmaktadır. Çizelge 2.6 genel özellikleri verilen bu kolimatör

tipleri içinde, bu çalışmada ve nükleer tıp görüntülemede yaygın şekilde kullanılan paralel delikli kolimatörler aşağıda kısaca anlatılmıştır.

Çizelge 2.6 Kolimatörlerin Genel Özellikleri

Kolimatör Tipi		Tasarım	Görüntüleme Şekli	Kullanım Alanı	Şekli
Tek Delikli	Pinhole	Tek konik delik	Kaynak dağılımının büyütülmüş ve ters görüntüsü	Büyütülmüş görüntü elde etmek için tiroid gibi küçük organların görüntülenmesi	
Çok Delikli	Paralel	Delikleri birbirine paralel	Kaynak dağılımının birebir düz görüntüsü	Organların birebir görüntüsünün elde edilmesi	
	Konverjan (Yakınsak)	Delikleri birbirine yaklaşan	Kaynak dağılımının görüntüsünü büyütür yansıtır	Böbrek gibi küçük organların büyük kameralarla görüntülenmesi	
	Diverjan (Iraksak)	Delikleri birbirinden uzaklaşan	Kaynak dağılımının görüntüsünü küçültür yansıtır	Akciğer gibi büyük organların küçük kameralarla görüntülenmesi	

2.4.4.1 Paralel Delikli Kolimatörler

Klinik uygulamalarda yaygın şekilde kullanılan paralel delikli kolimatörler, birbirine paralel ve dedektör yüzeyine dik çok sayıda delik içermektedir (Sorenson and Phelps, 1987; Saha, 2002; Hamilton, 2004). Tasarıma bağlı olarak delik sayısı 4000 ile 46000 arasında değişmektedir (Saha, 2002; Hamilton, 2004). Delikler arasındaki kurşun duvarlar kolimatör *septası* olarak adlandırılmaktadır (Şekil 2.19a). Septa kalınlıkları (s), γ ve X ışını enerjisine bağlı olarak, septal penetrasyonu (fotonların bir delikten (d) diğerine geçmesini) önleyecek şekilde

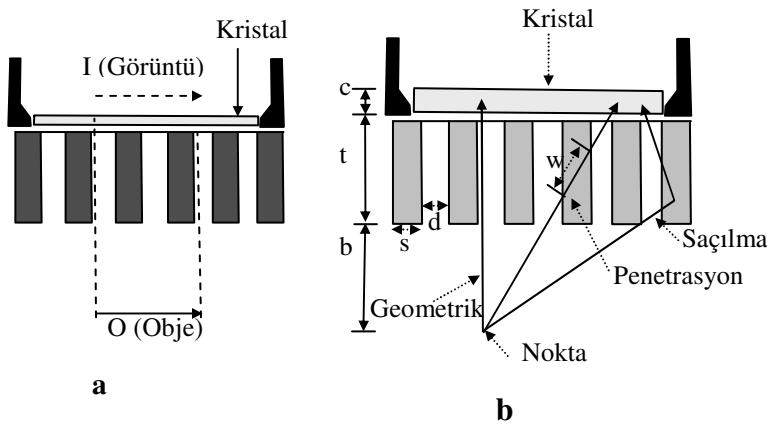
belirlenmektedir. Günümüzde paralel delikli kolimatörler, $\sim 50 - 300$ keV foton enerjisine uygun şekilde üretilmektedir.

Paralel delikli kolimatörler, kaynak dağılımının bire bir görüntüsünü detektör üzerine yansıtmaktadır. Bu anlamda, detektör üzerine yansıtılan γ ışını görüntüsü, kaynak dağılımı ile birebir örtüştüğünden görüntüde uzaysal bozukluklar oluşmamaktadır (Saha, 2002). Ancak Şekil 2.19b’de görüleceği üzere, yüksek enerjili fotonların kolimatör septalarını delip geçmesi veya septalardan saçıldıktan sonra kristal üzerine düşmesi suni görüntü yaratabilmektedir (Dilsizian et al., 2001).

Paralel delikli kolimatörler, görüntülemeye sağladıkları uzaysal rezolüsyon ve sayım hassasiyetine dayalı olarak yüksek rezolüsyonlu, genel amaçlı ve yüksek hassasiyetli kolimatörler olarak gruplandırılmaktadır. Yüksek hassasiyetli kolimatörler, genel amaçlı kolimatörlerden daha ince kalınlıkta yapılmaktadır. Buna karşın, yüksek rezolüsyonlu kolimatörler, bu grup içinde en kalın olanlarıdır (Saha, 2002). Ayrıca, bu kolimatörler enerjiye bağlı olarak; düşük enerji (LE) < 150 keV, orta enerji (ME) $150-300$ keV ve yüksek enerji (HE) $300-500$ keV olmak üzere sınıflandırılmaktadır.

Kolimatör deliklerinin (kanallarının) şekil, uzunluk, çap ve düzenlenişleri kolimatör performansını etkilemektedir. Kanal şekillerinin seçilmesinde en önemli nokta, mümkün olan maksimum kristal alanının ışınlanabilmesidir. Bu doğrultuda, ilk yapılan kolimatörlerde, dairesel yapıdaki kanallar altıgen şeklinde düzenlenmiştir.

Günümüzde kare, altıgen ve üçgen kanallı kolimatörler mevcuttur. Mümkün olan en sıkı kanal düzenlenmesinin elde edildiği bu kolimatör tipleri, dairesel delikli kolimatörlerden daha iyi uzaysal rezolüsyon sağlamaktadır.



Şekil 2.19 Paralel delikli kolimatörün genel yapısı (a) ve paralel delikli kolimatörde yüksek enerjili fotonların yaptığı etkileşimler (b).

Kolimatörlerin kanal çap ve uzunlukları, uzaysal rezolüsyonu ve sayım hassasiyetini önemli ölçüde etkilemektedir. Dar çaplı ve uzun kanallı kolimatörler kullanıldığında uzaysal rezolüsyon iyileşirken, kanal çapları büyük kolimatörler kullanıldığında sayım hassasiyeti artmaktadır. Bu nedenle genel amaçlı kolimatörler, iki tasarım arasında uzaysal rezolüsyon ve sayım hassasiyetini gözeterek dizayn edilmiştir.

2.5 Gama Kamera Çalışma Karakteristikleri

Bir gama kameranın çalışma performansı; homojenite, lineerite, enerji rezolüsyonu, uzaysal rezolüsyon, sistem hassasiyeti (verim) ve sayım hızı olmak üzere altı parametre ile karakterize edilmektedir (Hamilton, 2004). Birbiri ile ilişkili bu parametrelerin sistemin kendisinden veya dışarıdan kaynaklanan etkilerle bozulması, gama kameranın çalışma performansını olumsuz yönde etkilemektedir. Örneğin; fiziksel olarak uniformitedeki bir bozukluk, detektörün enerji cevabına, uzaysal rezolüsyonuna, lineerliğine ve sistem hassasiyetine (sayım verimine) bağlı olarak gelişmektedir (Ricard, 2004). Bu doğrultuda sistem kalite kontrol çalışmaları, bu parametrelerde oluşan herhangi bir değişimi ortaya koymak amacı ile yapılmaktadır.

Bir gama kameranın performansı, kenarlardan merkeze doğru gidildikçe iyileşmekte ve görüş alanı boyunca farklılık göstermektedir. Bu nedenle bir gama kameranın görüş alanı; *geometrik* veya *tam görüş alanı* (GFOV veya FFOV), *tam görüş alanının %95'i olan faydalı görüş alanı* (UFOV) ve GFOV'un %75'i olan *merkezi görüş alanı* (CFOV) olmak üzere üçe ayrılmaktadır (Hamilton, 2004). Aşağıda detayları verilen gama kameraların performans parametreleri genellikle, sadece kristalin olduğu dedektör ve kolimatörün takılı olduğu sistem performansı olmak üzere iki şekilde incelenmektedir.

2.5.1 Homojenite (Üniformite) ve Lineerite

Üniformite veya homojenite, gama kamera performansını gösteren temel fiziksel özelliklerden biridir (Tenhunen et al., 1996).

Dedektör, izotropik bir kaynak ile ışınlandığında elde edilen görüntüdeki sayım yoğunluğunun homojen dağılması beklenmektedir. Bu amaçla, kolimatör çıkarılarak yapılan homojenite çalışmalarında nokta kaynak kullanılmakta ve sadece dedektör performansı ile ilgili bilgiler elde edilmektedir (Intrinsic flood field uniformity). Kolimatörün takılı olduğu sistem (dedektör ve kolimatör) performansının ölçüldüğü durumda ise düzlem kaynaklar kullanılmaktadır. Eğer dedektör homojenitesi iyi olan bir sistemin kolimatör takılı olarak yapılan homojenite çalışmasında bir kusur varsa, bu durum genelde bir kolimatör problemini yansıtmaktadır.

Homojenite, sayısal olarak NEMA (National Electrical Manufacturers Association) tarafından önerilen ve günümüzde bütün firmalar tarafından standart olarak kabul edilen bir yöntem ile tayin edilmektedir. NEMA yöntemine göre homojenite, kamera görüş alanında sayım yoğunluğundaki maksimum sapmanın veya sayım yoğunluğundaki maksimum değişim hızının sayısal olarak belirlenmesidir. Daha duyarlı sonuçlar, piksellerin [seçilen matris büyüklüğündeki (64x64 veya 128x128) en küçük görüntüleme birimi] içerdiği sayımların ortalama değerlerinin veya standart sapmalarının kriter olarak kullanılmasıyla elde edilir (Köseoğlu, 2001). Bu doğrultuda homojenite veya üniformite, integral (IU) ve diferansiyel (DU) olmak üzere iki şekilde tanımlanmaktadır (IEA Tecdoc 602, 1991; NEMA, 1994).

$$\text{Integral üniformite (\%): } IU = 100 \cdot \left(\frac{C_{\max} - C_{\min}}{C_{\max} + C_{\min}} \right)$$

Bu eşitlikte; $C_{\max}$ ve $C_{\min}$, görüntülenen alandaki piksellerde gözlenen en yüksek (maksimum) ve en düşük (minumum) sayım hızlarıdır.

$$\text{Differansiyel üniformite (\%): } DU = 100 \cdot \left(\frac{C_{hi} - C_{low}}{C_{hi} + C_{low}} \right)$$

Bu hesaplamada; bütün görüntü alanı boyunca, 5x5 piksellik alan satır ve sütun olarak taranmakta ve 5x5 piksel alanlar içinde gözlenen en yüksek (C_{high}) ve en düşük (C_{low}) piksel sayım hızı referans alınmaktadır. Gama kamera görüş alanı içinde NEMA'ya göre belirlenen **homojenite** değerleri Çizelge 2.7'de ^{99m}Tc için verilmiştir.

Çizelge 2.7 Homojenite veya Üniformite Değerleri

Üniformite	IU (%)		DU (%)	
Görüş Alanı	CFOV	UFOV	CFOV	UFOV
Dedektör	2.5	3.0	1.5	2.0
Sistem	4.0	5.5	2.5	3.0

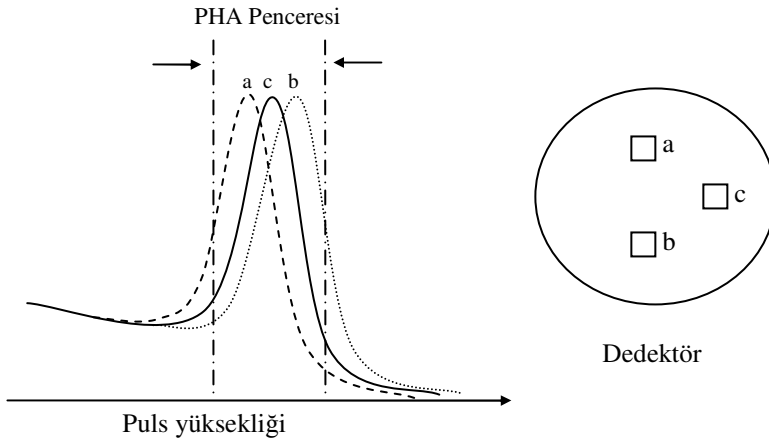
Kameranın görüş alanı içinde bütün piksellerdeki sayımların değişim katsayısı (CV), homojenitedeki toplam değişimi yansıtacak şekilde aşağıda tanımlanmaktadır. Bu eşitlikte; σ , piksellerdeki sayım hızlarının standart sapması, C_m ise piksel başına ortalama sayım hızıdır. Genelde, NEMA'nın önerdiği bu değişimin % 2.5'den küçük olmasıdır.

$$CV(\%) = 100 \times \sigma / C_m$$

Homojenitenin bozulması giderilebilir bazı nedenlere bağlı olduğu gibi, dedektör veya sistemin elektronik yapısından da kaynaklanabilmektedir. Fotoçoğaltıcı tüp kazançlarının uygun ayarlanmaması (yanlış tuning), bir veya birkaç fotoçoğaltıcı tüpün çalışmaması, kristaldeki kusur ve kırılmalar, ışık geçirgen tabakadaki kusurlar veya bağlantılardaki kesintiler, silikon yağının homojen

olmayan dağılımı ve yüksek sayım hızlarında puls yükseklik analizörü penceresinin hatalı ayarlanması homojeniteyi bozan en önemli nedenlerdir (Köseoğlu, 2001).

Bir gama kameranın görüş alanı boyunca, üniform bir cevap vermesi, yani görüş alanı içinde farklı konumlarda detektör tarafından sayılan noktasal bir kaynağın bütün konumlarda detektörde benzer sayım hızını oluşturması beklenir. Ancak, kamera yüzeyi üzerinde farklı bölgelerde nokta kaynak hassasiyetinin değişim gösterdiği gözlenmektedir. Bu değişim, ortalama fotopik puls yüksekliği enerji penceresinin pozisyona bağlı yer değiştirmesinden kaynaklanmaktadır. Sintilasyon fotonlarının toplanmasındaki etkinliğin bölgesel değişimleri, foto pik merkezini yüksek enerji bölgesine veya düşük enerji bölgesine doğru kaydırılabilmektedir (Şekil 2.20).



Şekil 2.20 Kameranın üç ayrı bölgesindeki (a, b, c) farklı dedeksiyon etkinlikleri (Köseoğlu,2001).

Foton sayısındaki küçük değişimlerin yanı sıra, foto katottan yayınlanan elektron miktarı ve tüpün elektron çoğaltma katsayısındaki farklılıklar da spektrumun kaymasına neden olmaktadır. Detektör yüzeyinde birçok foto çoğaltıcı tüp (PMT) bulunmaktadır ve PMT çıkışındaki farklılıklar, foto pikin farklı genlik ve FWHM sahip olması ile sonuçlanmaktadır. Foto  oğaltıcı tüp çıkışındaki bu değişimler ( ekil 2.20) dedektör cevabına yansıyarak fotopikin kaymasına neden olmakta ve homojenitenin bozulmasına önemli katkı yapmaktadır. Foto  oğaltıcı tüp cevabındaki bu değişimler, kalibrasyonla elde edilen enerji düzeltme faktörleri ile giderilebilmektedir. Bu amaçla, kolime edilmiş radyoaktif bir kaynak, sabit bir PHA (enerji penceresi) ayarında, detektör yüzü boyunca hareket ettirilmekte ve fotopik değerlerindeki değişimler, bu piklerin uzaysal pozisyonlarının bir fonksiyonu olarak saptanmaktadır. Bu enerji düzeltme faktörleri, gama kamera üreticileri tarafından cihaz içine yoklama (look-up) tablosu şeklinde uygulanmakta ve görüntüleme sırasında her bir pozisyonun pik değerlerini ayarlamak için kullanılmaktadır.

Detektör cevabındaki  niformitenin değişmesinin en önemli nedeni, PMT cevabındaki değişimlerin yanı sıra, görüş alanı boyunca pulsların X, Y pozisyonlamasında lineerlikten sapma problemidir. Ayrıca, NaI(Tl) kristali boyunca sayım hassasiyetindeki farklılıklar, pozisyonlama elektroniğinden kayanaklanan uzaysal bozulma, enerji penceresinin seçimi, sayım yoğunluğu, elektronik parçaların zamana bağlı aşınmaları ve kenar paketlenmesi gibi birçok faktör görüntü  niformitesini etkilemektedir (Hughes and Sharp, 1988; Links, 1992).

Lineerlikten sapma, bir kaynağın dedektör yüzeyi boyunca yer değişimleri ile X ve Y pozisyon sinyallerinin lineer değişmemesinden kaynaklanır. Lineerlikten sapmanın neden olduğu uzaysal bozukluklar modern kameralarda düzeltme matrislerini kullanan mikroişlemciler ile düzeltilmektedir. Lineerlik düzeltme faktörleri, bir olayın gözlenen pozisyonunun gerçek pozisyona olan uzaysal kaymasının hesaplanmasıyla elde edilmektedir. Kalibrasyon, her biri paralel çizgili kaynakların veya bir dizi ortogonal deliklerin görüntülenmesiyle yapılmakta ve her bir olayın gözlenen yerini, gerçek yerine götürmek için gerekli düzeltme faktörleri hesaplanmaktadır. Düzeltme faktörleri 128x128 veya daha yüksek matriste depolanmakta ve hasta görüntüleme aşamasında detekte edilen her bir olayın asıl pozisyonuna götürülmesi için kullanılmaktadır. Bu işlem, görüş alanı içindeki bütün olaylar için yapılmaktadır (Saha, 2002).

Görüntüleme sistemin uzaysal rezolüsyonunu sınırlayan dedektör üniformitesi veya homojenitesi, kenar etkisi nedeni ile bozulmaktadır. Detektör kenarına yakın ışık fotonlarının PM tüpe yansıtılmasından kaynaklanan bu etki, görüntünün kenar bölgesinde parlak bir halka oluşturmaktadır. Bu etkiyi ortadan kaldırmak için, görüntünün yaklaşık 1-2 cm'lik dış kısmı maskelenmektedir (Hamilton, 2004).

Lineerlikten sapma ve fotoçoğaltıcı tüp çıkışındaki değişimler, gama kamerasının tune (tunning) ayarı yapılarak giderilebilmektedir. Foto çoğaltıcı tüp çıkışlarını düzelten tune ayarı için üretici firmalar tarafından birçok yöntem geliştirmiştir. Günümüzde, modern kameraların çoğu PMT kazançlarını gösteren devrelere sahiptirler ve otomatik olarak PM

tüpleri ayarlanmaktadır. Bu doğrultuda, sadece aylık veya on beş günde bir rutin tunning ayarı yapılması önerilmektedir (Saha, 2002).

2.5.2 Enerji Rezolüsyonu

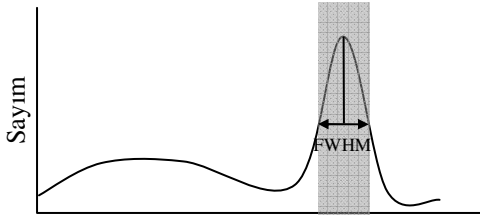
NaI(Tl) detektöründe fotoelektrik olay sonucu soğrulan γ -ışınları aynı enerjide olmasına rağmen, fotonların keV başına enerji kaybı için meydana gelen ışık fotonu sayısındaki istatistiksel dalgalanmalar, PMT katodundan salınan fotoelektron sayısındaki istatistiksel dalgalanmalar, PMT çoğaltma faktörlerindeki değişimler ve elektronik sistemden kaynaklanan gürültüler, farklı genlikte pulslar üretilmesine ve fotopikin genişlemesine neden olmaktadır. Fotopik genişliği veya pik keskinliği olarak ifade edilen enerji rezolüsyonu, NaI(Tl) sintilasyon dedektörün birbirine yakın iki foton enerjisini ayırt edebilme yeteneğinin ölçüsüdür (Saha, 2002).

Bir sistemin enerji rezolüsyonu veya enerji ayırma kabiliyeti, mono enerjetik (tek enerjili) bir foton kaynağından elde edilen puls dağılımının genişliği ile karakterize edilmektedir. Bu genişlik, puls yükseklik dağılımının yarı maksimumunda ölçülmekte ve FWHM (yarı maksimumdaki tam genişlik) olarak ifade edilmektedir (Knoll, 1979). Şekil 2.21’de şematize edilen enerji ayırma gücü, aşağıdaki eşitlik ile verilmektedir.

$$\text{Enerji rezolüsyonu}(\%) = \frac{FWHM}{E_{\gamma}} \times 100$$

Gelen gama foton enerjisi arttıkça, fotonların keV başına enerji kaybı için meydana gelen ışık fotonu ve fotoelektron sayısı artacak ve Poisson istatistiğine göre, yük taşıyıcı sayısının karekökü ($\sqrt{N}$) ile orantılı olan

istatistiksel dalgalanmalar azalarak (FWHM küçülür) enerji rezolüsyonu iyileşecektir.



Şekil 2.21 Fotopikin yarı maksimumundaki tam genişliği (FWHM).

NaI(Tl) detektörlerinin enerji rezolüsyonu, ^{137}Cs 'nin 662 keV enerjili gaması için %7 - %10, $^{99\text{m}}\text{Tc}$ 'un 140 keV enerjili gaması için %10 - %14'tür (Saha, 2002; Zanzonico and Heler, 2000). Buna karşın, yüksek rezolüsyonlu yarı iletken dedektörlerin (Ge(Li), HPGe) enerji rezolüsyonu, 140 keV γ -ışınları için $\sim$ %0.42 ve 1 MeV'in üzerindeki γ enerjileri için yaklaşık % 0.2 dir (Saha, 2002)

Enerji rezolüsyonu iyileştikçe farklı enerjilerdeki fotonları ayırt etmek kolaylaşmaktadır. İyi bir enerji rezolüsyonu, seçilen PHA penceresi içine düşen Compton saçılma olaylarının katkısının çıkartılmasında oldukça önemlidir (Zanzonico and Heler, 2000). Temel bir kural olarak, PHA enerji penceresi, kristalin ilgilenilen E_γ enerjisindeki enerji rezolüsyonunun yaklaşık iki katı genişliğinde seçilmektedir.

2.5.3 Uzaysal Rezolüsyon

Uzaysal rezolüsyon, bir gama kameranın iki ayrı nokta veya çizgisel bir radyoaktif kaynağı birbirinden ayırt edebilme yeteneğinin ölçüsüdür (IAEA- Tecdoc-602, 1991).

Bir başka ifade ile uzaysal rezolüsyon, sistem tarafından bir görüntüde dedekte edilebilen iki nokta arasındaki minimum uzaklıktır. Uzaysal rezolüsyon, noktasal veya çizgisel bir kaynağın aktivite profillerinin [noktasal dağılım fonksiyonunun (PSF) veya çizgisel dağılım fonksiyonunun (LSF)] yarı maksimumundaki tam genişliği (FWHM) veya maksimumun onda birindeki tam genişliği (FWTM) ile ölçülmektedir (Hamilton, 2004). Uzaysal rezolüsyonun en ayrıntılı belirleyicisi modülasyon transfer fonksiyonudur (MTF). *MTF sistemin frekans yanıt eğrisidir* (Sorenson and Phelps, 1987) ve çizgisel dağılım fonksiyonunun (LSF) Fourier dönüşümü olup (frekans ortamındaki karşılığı), görüntüleme sisteminin uzaysal frekansları ayırt edebilme gücünün ölçüsüdür (Rosenthal et al., 1995).

Nükleer tıpta bir görüntüleme sistemin uzaysal rezolüsyonunun değerlendirilmesi kalitatif ve kantitatif yolla yapılmaktadır. Kalitatif değerlendirme, çizgi fantomlarından (bu amaç için yaygın olarak Four-Quadrant Bar Phantom kullanılmaktadır) elde edilen görüntülerin görsel olarak incelenmesini kapsamaktadır. Uzaysal rezolüsyonun kantitatif olarak değerlendirilmesi, yukarıda sözü edildiği üzere, bir çizgi kaynağın görüntülenmesinden elde edilen sayım hızı profilleri ile yapılmaktadır. LSF'nin yarı yükseklikteki tam genişliği (FWHM) sisteme ait uzaysal rezolüsyonu vermektedir. Çalışmalarda kullanılan çizgi kaynağın çapı FWHM değerinden küçük olmalıdır (Sorenson and Phelps, 1987; Köseoğlu, 2001).

Gama kameranın toplam uzaysal rezolüsyonu veya sistem rezolüsyonu (R_s); detektör ve elektronik sistemden (pozisyon devreleri) kaynaklanan intrinsik veya dedektör uzaysal rezolüsyonu (R_i) ve

kolimatörün geometrik uzaysal rezolüsyonunun (R_c) toplamından oluşmaktadır ve bu ilişki aşağıdaki eşitlikle verilmektedir.

$$R_s^2 = R_i^2 + R_c^2$$

İyi bir uzaysal rezolüsyon için R_s 'nin küçük değerleri alması istenmektedir (Hamilton, 2004).

2.5.3.1 İntrinsik Rezolüsyon

İntrinsik rezolüsyon R_i , kistal ve detektör elektroniği tarafından uzaysal rezolüsyona katkıda bulunan bileşendir (Saha, 2002). İntrinsik rezolüsyon, temel olarak puls oluşumundaki istatistiksel dalgalanmalardan kaynaklanmaktadır (Saha, 2002; Hamilton, 2004). Gama ışınlarının NaI(Tl) detektörü ile etkileşmesi sonucu üretilen ışık fotonları sayısı ile PMT katoduna varan foton sayısındaki istatistiksel dalgalanmalar ve yanı sıra, PMT katodunun kuantum verimine dayalı olarak oluşan fotoelektron ve PMT'de çoğaltılan elektronların sayısındaki istatistiksel dalgalanmalar intrinsik rezolüsyonu sınırlamaktadır. Bu doğrultuda, gama kameralarda PMT sayısı artırılarak pulsların X, Y pozisyonları daha iyi belirlenmekte ve intrinsik rezolüsyon iyileştirilmektedir. Ayrıca, iyi bir optik bağlantı ile daha fazla sayıda ışık fotonu toplanması ve yüksek kuantum verimine sahip PM tüpler kullanılması intrinsik rezolüsyonu iyileştirmektedir.

İntrinsik uzaysal rezolüsyon, düşük foton enerjilerinde daha az ışık fotonu üretildiği için kötüleşmektedir. İntrinsik rezolüsyonun, enerji ile değişimi $1/\sqrt{E}$ ile verilmektedir. Daha önce sözü edildiği üzere, yüksek foton enerjilerinde keV başına enerji kaybı için meydana gelen

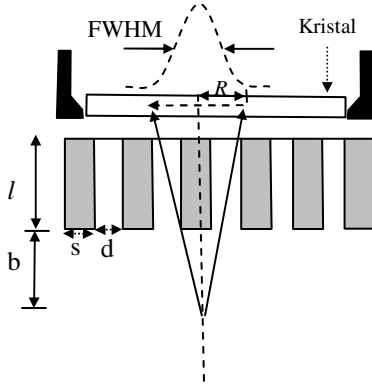
ışık fotonu sayısının artması, intrinsik uzaysal rezolüsyonu iyileştirmektedir (Hamilton, 2004). Örneğin, ^{99m}Tc 'nin 140 keV enerjili γ fotonları, ^{201}Tl 'in 69-80 keV enerjili fotonlarının detektörde oluşturduğu ışık fotonlarının hemen hemen iki katı kadar ışık fotonu üretmektedir. Bu doğrultuda, ^{99m}Tc ile görüntüleme, ^{201}Tl 'e oranla daha iyi intrinsik rezolüsyon sağlamaktadır. Bununla birlikte, 250 keV ve üzerindeki foton enerjilerinde intrinsik rezolüsyondaki iyileşme çok küçük olmaktadır. Yüksek foton enerjilerinde çoklu Compton saçılması olasılığının artması ve saçılan fotonların kristalde fotoelektrik absorpsiyon ile durdurulması, fotonun çıkış noktası ile kristalde meydana getirdiği sintilasyon merkezi arasındaki uyumun kaybolmasına, yani pozisyonlama hatasına neden olmaktadır. Ancak bu etki nükleer tıpta kullanılan radyoizotopların foton enerjileri için ihmal edilebilir seviyededir (Köseoğlu, 2001).

Kristal kalınlığının arttırılması, çoklu Compton saçılmalarını arttıran ve orijinal γ -ışını etkileşmesinin X, Y pozisyonunda belirsizliğe neden olarak intrinsik rezolüsyonu kötüleştiren bir diğer etkidir. Bu etki, kalın detektörlerin ve yüksek foton enerjilerinin (>250 keV) kullanılması ile daha da artmaktadır. Bu doğrultuda, gama kameralarda ince NaI(Tl) detektörler (0.63-1.84 cm) kullanılmaktadır. Sintilasyon kristalinin kalınlığının 12.5 mm'den 9.6 mm'ye düşürmenin intrinsik spatial rezolüsyonda 1 mm'lik bir iyileşme sağladığı öne sürülmektedir (Sano et al., 1978; Royal et al., 1979; Muehllehner, 1979).

Günümüz gama kameraları, ^{99m}Tc 'un 140 keV enerjili fotonları için 2 mm (FWHM) genişliğinde intrinsik uzaysal rezolüsyona sahiptir.

2.5.3.2 Kolimatör Rezolüsyonu

Gama kameraların uzaysal rezolüsyonunu belirleyen temel parametre, kolimatör rezolüsyonudur (Vandenberghe et al., 2002).



Şekil 2.22 Paralel delikli kolimatör rezolüsyonu.

Kolimatörlerin uzaysal rezolüsyonu, çizgisel bir kaynağın noktasal dağılım fonksiyonunun yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM) ile karakterize edilmektedir. (Formiconi, 2002). Bu çalışmada ve diğer klinik uygulamalarda yaygın şekilde kullanılan paralel delikli kolimatörlerin uzaysal rezolüsyonu (Şekil 2.22), kanal boyu, çapı ve kaynak-kolimatör uzaklığının fonksiyonu olarak aşağıdaki şekilde verilmektedir.

$$R_c = \frac{d(l_e + b)}{l_e}$$

Bu eşitlikte;

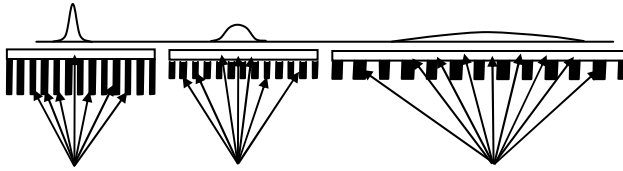
R_c : kolimatör uzaysal rezolüsyonu

d : Kolimatör delik (kanal) çapı

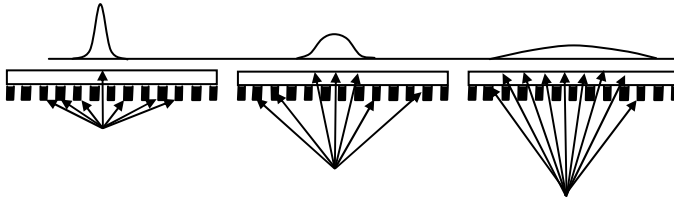
b : Kaynak-kolimatör arasındaki uzaklık

l_e : Etkin kanal uzunluğu ($l_e = l - 2\mu^{-1}$ ve μ kolimatör materyalinin lineer atenuasyon katsayısı) olmaktadır.

Uzaysal rezolüsyonu veren eşitlik incelendiğinde, kolimatör kanalı (delik) çap ve uzunluğunun FWHM'un belirleyicisi olduğu görülmektedir (Jarrit and Acton, 1996). Kolimatör rezolüsyonu, kolimatör deliklerinin (kanallarının) boyu l 'nin büyümesi ve delik çapı d 'nin küçülmesiyle iyileşmektedir (Ogawa, 2004). Bu doğrultuda, uzun ve dar delikli kolimatörler iyi uzaysal rezolüsyon sağlamaktadır (Şekil 2.23). Ayrıca, kolimatör rezolüsyonu kaynak-kolimatör uzaklığı b 'nin artmasıyla kötüleşmekte ve en iyi rezolüsyon, kolimatör yüzeyinde elde edilmektedir (Şekil 2.24). Bu nedenle nükleer tıp görüntüleme çalışmalarında iyi kolimatör rezolüsyonu elde etmek için hastalar mümkün olduğunca kolimatöre yakın yerleştirilmektedir.



Şekil 2.23 Kolimatör çap ve kanal boyutuna göre noktasal kaynak dağılım fonksiyonunun değişimi.



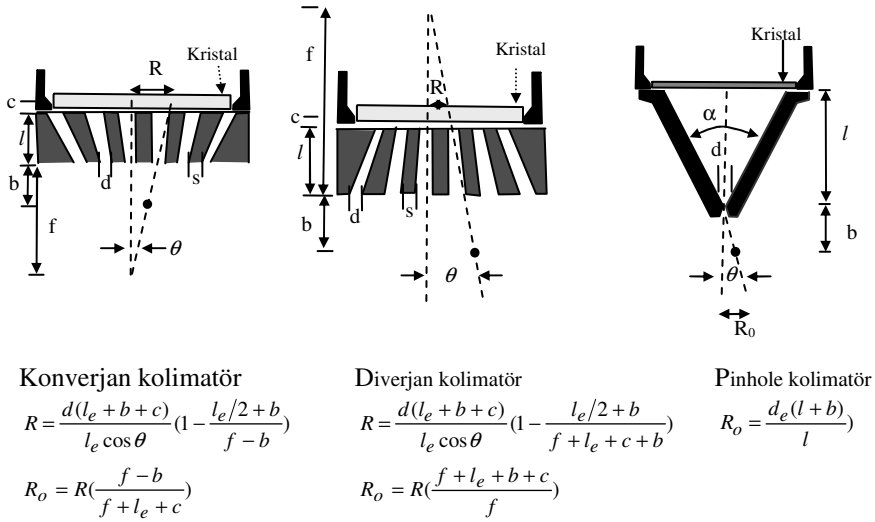
Şekil 2.24 Benzer kolimatörler için kaynak-kolimatör uzaklığı ile noktasal dağılım fonksiyonunun değişimi

Kolimatör delikleri arasındaki kurşun kalınlığı s , septa olarak adlandırılmaktadır ve gama ışınlarının *septal penetrasyonu* kolimatör rezolüsyonunda önemli rol oynamaktadır.

Kamera görüş alanı dışından gelen yüksek enerjili fotonlar, kolimatör septasını geçerek detektörle etkileşecek enerji taşıyabilmektedir. Bu fotonların penetrasyonu, görüntüde bulanıklık oluşturmakta ve görüntü kontrastını bozmaktadır. Günümüzde kolimatörler, ~50-300 keV enerji aralığındaki foton enerjilerine uygun olarak üretilmektedir. Foton enerjisi <50 keV ise fotonlar vücut dokularında absorbe olmakta, 300 keV ve üzerinde ise septal penetrasyon görülebilmektedir. Bu anlamda, görüntüleme çalışmalarında en tercih edilir foton enerjisi ~150 keV'dir.

Paralel delikli kolimatörler, septal penetrasyonu sınırlamak amacıyla, foton enerjilerine uygun septa kalınlıklarında üretilmektedirler. Bu kolimatörler, daha önce sözü edildiği üzere, milimetrenin ondalık kesirleri kalınlığında septalara sahip **düşük enerjili kolimatörler** (≤ 150 keV) ve birkaç milimetre kalınlığında septaya sahip **orta enerjili kolimatörler** (≤ 450 keV) olarak sınıflandırılmaktadır (Sorenson and Phelps, 1987). Belirli bir delik çapı dikkate alındığında, düşük enerjili kolimatördeki delik sayısı yüksek enerjili kolimatörlere göre daha fazla olmaktadır. Bu nedenle, yüksek enerji kolimatörleri düşük enerjili kolimatörlere göre daha zayıf rezolüsyona ve verime sahiptir.

Pinhole, diverjan ve konverjan kolimatörler için kolimatör rezolüsyonu benzer değişkenlerle ancak, daha karmaşık denklemlerle ifade edilmektedir. Bu kolimatör tipleri için toplam sistem rezolüsyonu Şekil 2.25'de gösterilmiştir.



Şekil 2.25 Farklı kolimatör tipleri için uzaysal rezolüsyon.

*Bu denklemlerdeki efektif delik boyu l_e ve efektif delik açıklığı d_e lineer atenuasyon katsayısının fonksiyonlarıdır. $l_e = 1 - \mu^{-1}$ ve $d_e = \left[d(d + 2\mu^{-1} \tan \alpha/2)\right]^{1/2}$

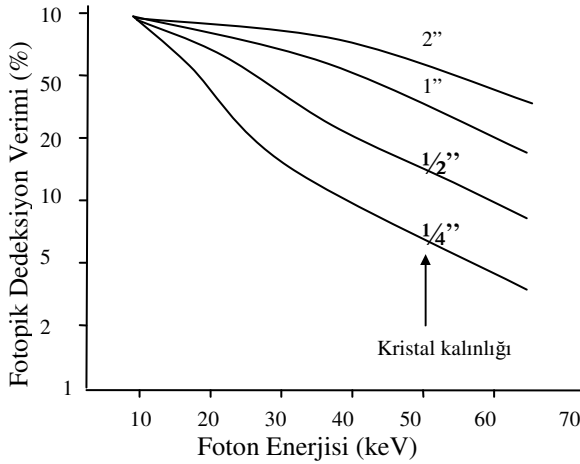
2.5.4 Sistem Hassasiyeti (Verim)

Bir gama kamerasının verimi, bir radyoaktif kaynaktan birim zamanda yayımlanan foton sayısının sistem tarafından sayılan kesridir. Genel olarak, μCi başına, dakikada sayım hızı (cpm/ μCi) olarak ifade edilmektedir (Elkamhawy et al; 2000).

2.5.4.1 İntrinsik (Kristal) Verimi

Sistem verimi, intrinsik (kristal) verimi (S_i) ve kolimatör verimi (S_c) olmak üzere iki bileşenden oluşmaktadır. İntrinsik verim, kristal kalınlığı ve PHA enerji pencere genişliği ile artarken, foton enerjisi ile düşmektedir (Şekil 2.26).

Şekil 2.26’da görüleceği üzere, ½” (9.5 mm) kalınlığında bir NaI(Tl) kristalin < 100 keV foton enerjilerinde verimi %100’e yaklaşmaktadır (Jarrit and Acton, 1996). Bugün, modern gama kamera sistemlerinde ¾” (0.95 cm) kalınlığında NaI(Tl) kristali kullanılmaktadır. Bu kristalin ^{99m}Tc ’un 140 keV enerjili gamaları için fotopik verimi yaklaşık %90 ve ^{131}I ’un 364 keV enerjili gamaları için yaklaşık %30’dur. Özetle, intrinsik (dedektör) verim, foton enerjisi ve kaynak-detektör uzaklığının artmasıyla düşmekte, kristal kalınlığı ile artmaktadır. Ayrıca, PHA üzerinde dar enerji penceresi ayarı ve yüksek aktiviteli örneklerin büyük ölü zamanı sayım verimini düşürmektedir (Saha, 2002).



Şekil 2.26 İntrinsik veriminin kristal kalınlığı (inch) ve enerji ile değişimi (Köseoğlu, 2001).

Sistem verimi, dedektörün sayım veriminin yanı sıra, büyük oranda kolimatörün geometrik verimine bağlıdır.

2.5.4.2 Kolimatör Verimi

Bir gama kameranın verimi, en çok kolimatör veriminden etkilenmektedir (Saha, 2002). Kolimatör verimi veya geometrik verim (E_g), birim aktivite başına kolimatör deliklerinden geçen γ -ışını fotonlarının sayısı olarak tanımlanmakta ve paralel delikli kolimatörler (Şekil 2.25) için aşağıdaki eşitlikle verilmektedir.

$$E_g = K \cdot \frac{d^4}{l_e^2(d+s)^2}$$

Bu eşitlikte, d : delik çapı, l_e : kolimatör deliğinin etkin boyu ve s : septal kalınlıktır. K delik (veya kanal) şeklinin ve düzenlenişinin fonksiyonu olan bir sabittir. Geometrik verim, altıgen bir dizilişteki yuvarlak delikler için 0.24, kare dizilişteki delikler için 0.28 değerleri arasında değişmektedir.

Paralel delikli kolimatörler için kolimatör verimi, kolimatör deliklerinin çapının artmasıyla artar, kolimatör kanal (delik) uzunluğu (l) ve septal kalınlığının (s) artmasıyla azalır. Bir başka ifade ile bir kolimatörün uzaysal rezolüsyonu artarken verimi düşmektedir. Çizelge 2.8’de, aynı ticari firmaya ait paralel delikli kolimatör tipleri için, kolimatör rezolüsyonu ve kolimatör verimi verilmiştir.

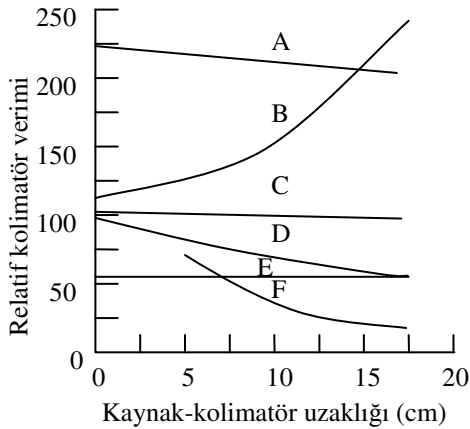
Kolimatör verimi, kaynak-kolimatör uzaklığı ile değişmektedir. Şekil 2.27’de farklı tipteki kolimatörlerin uzun düzlem bir kaynak için (eğer kaynak, dedektörün görüş alanından büyük ve kaynak- kolimatör uzaklığı, kaynak çapına göre çok küçükse) kaynak-kolimatör uzaklığının fonksiyonu olarak kolimatör verimleri gösterilmiştir (Saha, 2002). İlgili şekilden görüleceği üzere, genel amaçlı paralel delikli bir kolimatörün verimi E_g kaynak-detektör uzaklığı ile değişmemekte ve sabit

kalmaktadır. Genel amaçlı (LEAP) paralel delikli kolimatörlerin verimi 2.68×10^{-4} , tür (Çizelge 2.8).

Çizelge 2.8 Paralel Delikli Kolimatör Tipleri İçin, Kolimatör Rezolüsyonu ve Kolimatör Verimi (Sorenson and Phelps, 1987)

Kolimatör Tipleri		Enerji	Verim (E_g)	FWHM
Düşük Enerji	Yüksek Rezolüsyonlu	150	1.84×10^{-4}	7.4 mm
	Genel Amaçlı	150	2.68×10^{-4}	9.1 mm
	Yüksek Hassasiyetli	150	5.74×10^{-4}	13.2 mm
Yüksek Enerji	Yüksek Hassasiyet	400	1.72×10^{-4}	13.4 mm

* Kolimatör kaynak uzaklığı 10 cm alınmıştır.



Şekil 2.27 Değişik kolimatör tipleri için geometrik verimin kaynak-kolimatör uzaklığı ile olan değişimi. (A) Yüksek verimli paralel delikli (B) Konverjan (C) Genel amaçlı paralel delikli (D) Diverjan (E) Yüksek rezolüsyonlu paralel delikli (F) Pinhole (Saha, 2002).

Sonuç olarak, bir gama kamera sisteminin uzaysal rezolüsyonu ile sayım verimi birbirleriyle ters orantılıdır. Eğer bir görüntüleme için yüksek hassasiyet (verim) kolimatörü yerine, yüksek rezolüsyon kolimatörü kullanılırsa, yüksek rezolüsyonlu kolimatör küçük yapıların kontrastında büyük iyileşmeler meydana getirecek, ancak sistemin sayım verimi düşeceğinden istatistiksel gürültü artacaktır (Köseoğlu, 2001). Bu sorun gama kamera teknolojisindeki gelişmelere paralel olarak, çok başlı (birden fazla dedektöre sahip, 2-4 başlı sistemler) kameraların üretilmesi ile çözülmüştür. Bu sistemler klasik tek başlı (tek dedektörlü) sistemler ile karşılaştırıldığında birçok avantaja sahiptir. Sistem birden fazla dedektöre sahip olduğu için görüntülemede sayım verimi artmaktadır. Bu doğrultuda, hastaya verilecek radyoaktivite miktarı azaltılabilmekte veya görüntüleme süresi kısaltılabilmektedir. Klinik uygulamada, tercih uzaysal rezolüsyonun artırılması yönünde ise, yüksek rezolüsyonlu kolimatörlerin kullanılması kaliteli imajların elde edilmesini sağlayacaktır (Köseoğlu,2001).

2.5.5 Zamansal Rezolüsyon ve Sayım Hızı Performansı

Gama kameranın çok kısa bir zaman aralığında oluşan sintilasyon olaylarını ayırt edebilme yeteneğine zamansal rezolüsyon (ayırma zamanı) adı verilir. Zamansal rezolüsyon, dedektöre gelen radyasyon intensitesi ile ölçülen sayım hızı arasında doğrusal olmayan ilişkiyi ve yüksek sayım hızına dayalı olarak, elde edilen görüntülerdeki bozulmaları ifade eder. Gama kameraların sayım hızı; sintilasyon pulsunun uzun sönüm zamanı (Knoll, 1979), sintilasyon dedektörünün ölü zamanı, kamera elektroniğinin davranışları ve görüntüleme birimi ve

görüntüyü sayısal olarak işleyen (bilgisayar veya mikroişlemci konsollarının eklenmesi durumunda) cihazların davranışından etkilenmektedir.

Her sayım sisteminde, bir radyasyon olayının algılanması (yani radyasyonun detektörle etkileşmesinden başlayıp pulsu şekillendirmesi, işlemesi ve son olarak pulsu kaydetmesi) için belli bir süre gerekmektedir. Bu süre boyunca detektör gelen ikinci bir olaya karşı duyarsız kalmaktadır (Saha, 2002). Detektörün ikinci bir olayı detekte edemediği bu sınırlı süre *ölü zaman* olarak tanımlanmaktadır (Sharma and Walker, 1992). Ölü zaman ve zamansal rezolüsyon çoğu kere birbirlerinin yerine kullanılsa da, zamansal rezolüsyon, sistem elektroniğini ve çeşitli devre parametrelerini kapsayan daha genel bir tanımdır. Bu anlamda, dedektörün sayım yapamadığı ve ikinci bir olayı algılayamadığı süre *ölü zaman*, ilk durumuna dönen sistemde sayılabilen iki puls arasında geçen süre de zamansal rezolüsyon veya ayırma zamanı olarak tanımlanmaktadır.

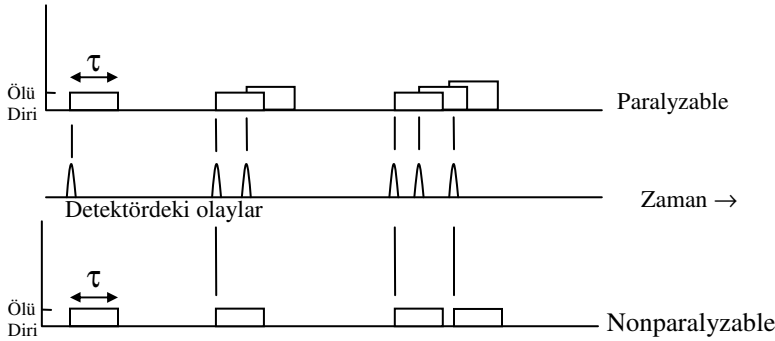
Her ölçüm cihazının karakteristik bir ölü zamanı veya puls ayırma zamanı vardır ve yüksek sayım hızlarında ölü zaman kaybı her sayım sistemi için ciddi bir problemdir. Gama kameralarda, yüksek sayım hızlarında, dedektörün ölü zamanı boyunca ardı sıra gelen iki puls eş zamanlı olarak kaydedilebilmekte ve üst üste binen bu pulsar, gerçeği yansıtmayan daha büyük tek bir puls oluşturacak şekilde işlenebilmektedir (*puls pile-up*). Dedektöre gelen orijinal gama ışınlarının meydana getirdikleri pulslardan daha büyük yüksekliğe sahip olan bu pulsar, PHA pencere ayarının dışına düşerek kayıp edilmektedir. Bu anlamda, ölü zamandan kaynaklanan puls pile-up sintilasyon

kameraları için ciddi bir sorun teşkil etmektedir. Ayrıca kameralarda, saçılan iki fotonun aynı anda dedekte edilmesi ve bunların foto pike eşit yükseklikte bir puls üreterek, PHA ayarı içine düşmesi, yanlış pozisyon bilgisi taşıyan olayların görüntüye dahil edilmesine neden olmakta ve uzaysal rezolüsyonu bozarak görüntü kalitesini etkilemektedir. Bunları yanı sıra, saçılan foton sayısının artması ve analizör pencere genişliğinin büyütülmesi, kamera ölü zamanını ve sayım hızını etkileyen diğer önemli parametrelerdir. Bu doğrultuda, gama kameraların performansı değerlendirilirken söz konusu olayların ve sayım hızlarındaki kayıpların göz önüne alınması önerilmektedir (Saha, 2002).

Bir sayım sisteminin puls ayırma zamanı, daha önce sözü edildiği üzere, sayım sistemindeki bütün bileşenlerin (detektör, PM tüp, PHA vb.) ölü zamanlarının toplamından oluşmaktadır. Geiger-Müller (GM) detektörleri 100-500 ns gibi uzun bir ölü zamana sahipken, NaI(Tl) ve yarı iletkenler dedektörlerin ölü zamanları, 0.5-10 μ s arasındadır (Sorenson and Pheleps, 1987).

Kamera sayım sistemleri genelde, paralyzable ve nonparalyzable olarak ölü zaman göre sınıflandırılmaktadır. Paralyzable sistemlerde, ölçülen olay bir önceki olayın ölü zamanı içinde ulaşsa bile, her bir olay kendi ölü zamanını işleme koymakta ve olay kabul edilmemektedir. Bu durumda, her bir olay bir önceki olayın tetiklediği ölü zamanı uzatmakta ve sistemin toplam ölü zamanına eklenmektedir. Özetle, bir önceki pulsun ölü zamanında ortaya çıkan bir pulsun sayılmadığı ancak ölü zamanının (τ) sisteme eklendiği *paralyzable sistemler*, çok yüksek sayım hızlarında olayları işlemede tamamen cevapsız hale gelebilmektedir (Saha, 2002). Diğer yandan *nonparalyzable sistemlerde*, cihaz kayıt

edilen her pulstan sonra τ zamanı kadar ölü kalmakta ve bu süre içindeki ardışık olaylar kaybedilmektedir. Ancak bu sistemlerde, paralyzable sistemlerden farklı olarak ölü zaman değişmemekte ve uzatılmamaktadır (Sharma and Walker, 1992).

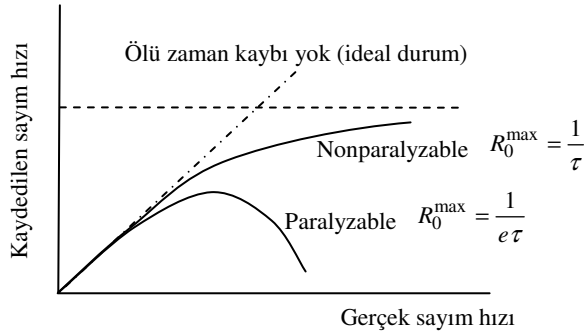


Şekil 2.28 Radyasyon detektörleri için ölü zaman davranışının iki modeli (Knoll, 1979).

Özetle, sistem birinci olayın deteksiyonundan sonra, ilk durumuna döndüğünde ikinci olayı işlemekte ve saymaktadır. Bu iki sistemin davranışı, detektörde rastgele meydana gelen altı olay için Şekil 2.28'de gösterilmiştir.

Nonparalyzable sistemlerde detektörün ölü olmadığı süre içinde, açığa çıkan her bir olayı sabit bir τ ölü zamanı izlemekte ve süre içinde açığa çıkan olaylar sayılmamaktadır. İlgili Şekil 2.28 incelendiğinde, nonparalyzable sistemde meydana gelen 6 gerçek etkileşmeden sadece 4 tanesinin detektör tarafından sayıldığı gözlenmektedir. Benzer şekilde paralyzable sistemde, dedektörün ölü olmadığı süre içinde meydana gelen olayları yine sabit bir τ ölü zamanı izlemektedir (Şekil 2.28).

Bu sistem, detektörün ölü zamanı içinde gelen olayları saymamakta ancak, kaybedilen olayın ardından ölü zamanı bir τ süresi kadar daha uzatmaktadır. Bu iki tür ölü zaman kaybı Şekil 2.29'da gösterilmiştir (Knoll, 1979).



Şekil 2.29 İki farklı sayım sistemi için ölü zaman kaybı (Knoll, 1979).

Gözlenen sayım hızı R_0 ve gerçek sayım hızı R_t olmak üzere nonparalyzable ve paralyzable sistemlerde ölü zamandan (τ) kaynaklanan sayım kayıpları aşağıdaki eşitliklerde verilmiştir.

$$\text{nonparalyzable sistem} \rightarrow R_0 = R_t / (1 + R_t \cdot \tau)$$

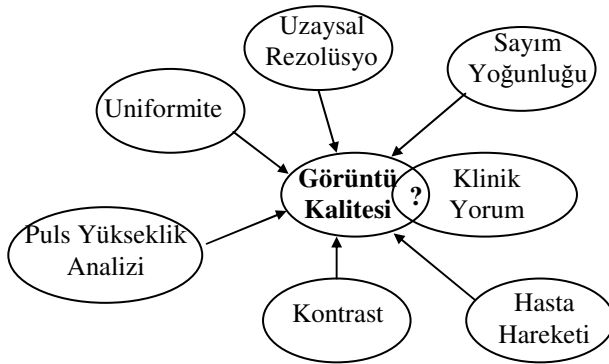
$$\text{paralyzable sistem} \rightarrow R_0 = R_t e^{-R_t \cdot \tau}$$

Bir gama kameranın sayım hızı performansının veya ölü zamanının bilinmesi, hastaya fazla doz verilen çalışmalarda oldukça önemli olmaktadır. Bu bilgi, görüntü kalitesini arttırmak adına hastaya gereğinden fazla aktivite verilmesini engellemekte ve yüksek sayım hızlarında meydana gelecek olaylardan kaçınılması sağlamaktadır.

2.6 Görüntü Kalitesini Belirleyen Faktörler

1964 yılında ticari olarak mevcut ilk Anger sintilasyon kamerasından günümüze kadar, nükleer tıp görüntüleme teknikleri ve görüntü kalitesinde çarpıcı gelişmeler gözlenmiştir (Graham, 1996). Bu gelişmelerin bir kısmı, gama kamera teknolojisindeki ilerlemeleri kapsamakla beraber, diğer önemli bir kısmı radyofarmasötik alanındaki yeni buluşları içermektedir. Görüntü kalitesini iyileştiren bu gelişmeler, hastalıkların teşhis ve tedavisinde nükleer tıp hekimlerine büyük yarar sağlamıştır.

Genel olarak görüntü kalitesi, uniformite (homojenite), uzaysal rezolüsyon, sayım hassasiyeti, kontrast ve hasta hareketinden etkilenmektedir. Bu parametreler ile görüntü kalitesi arasındaki ilişki Şekil 2.30'da gösterilmiştir.



Şekil 2.30 Görüntü kalitesini belirleyen faktörler.

Görüntüleme temeldeki temel amaç, görüntüyü yorumlayarak hastanın tanı ve/veya tedavisinde klinik karar için gerekli olan bilgiyi sağlamaktır. Ancak yüksek kalitedeki bir görüntünün doğru bir klinik yorum için

garanti olacağını söylemek de mümkün değildir (Graham, 1996; Köseoğlu, 2001).

Klinik çalışmalarda elde edilen görüntüler, hasta içindeki radyonüklit dağılımını tam olarak yansıtmak zorundadır. Gama kamera sisteminin doğasından kaynaklanan uniformite bozukluğu, klinik görüntüde radyoaktivite dağılım yoğunluğunda (intensite) değişimlere ve görüntüde yanlış pozitiflerin artmasına neden olarak, görüntü kalitesini bozmakta ve klinik yorumu zorlaştırmaktadır. Bu anlamda, gama kameraların homojenite veya uniformite testi, görüntü kalite ve kontrolü açısından en hassas ölçüm olmaktadır. Bir görüntüdeki, homojenite bozukluğun temel nedeni olan lineerlikten sapma, günümüzdeki modern gama kameralarda bulunan lineerite düzeltme devrelerince giderilmektedir. Bununla birlikte, sistemin kalite kontrol çalışmalarında, homojenite testinin yapılması ve nümerik olarak değerlendirilmesi daha duyarlı bir göstergedir.

Bir klinik görüntüde, ince detayların görsel olarak ayırt edilebilmesi, görüntüleme sisteminin γ veya X-ışınlarının orijinini tam olarak yansıtması ile sağlanmaktadır. Hastadaki radyonüklit dağılımı ile görüntünün bire bir örtüşmesi istenen bu durumda, sistemin uzaysal rezolüsyonu (detektör ve kolimatör uzaysal rezolüsyonu) ve puls yükseklik analizörü enerji penceresi etkili olmaktadır. Gelişmiş bir Anger kameranın intrinsik (detektör) rezolüsyonu, ^{99m}Tc için 3-4 mm'dir. Eski kameralar ile karşılaştırıldığında uzaysal rezolüsyondaki bu gelişmenin, kristal üzerine yerleştirilen kaliteli ve çok sayıda PM tüpünden ve kristal ile PMT'ler arasındaki optik bağlantının çok iyi yapılmasından kaynaklandığı söylenebilir (Köseoğlu, 2001).

Kamera sistemlerinin elektronik yapılarını iyileştirme çabaları (dedektör rezolüsyonu, PMT, pozisyon devrelerinin dijitize edilmesi vb.) devam etmesine rağmen, görüntüleme temeldeki sınırlama, saçılma olaylarını üreten materyallerdir. Bu anlamda, hedef organdaki radyonüklit dağılımını dedektör üzerine yansıtan kolimatörlerin uzaysal rezolüsyonu, klinik görüntüleme açısından oldukça önemlidir.

Bir hekimin görüntüyü yorumlama yeteneği, elde edilen görüntüdeki zayıf sayım istatistiği ile sınırlanmaktadır (Köseoğlu, 2001). Sayım hızı düşük bir görüntüde, lezyonları işaret eden sayım yoğunluğundaki küçük artışlar, görüntü içinde ayırt edilememektedir. Bu doğrultuda, hastaya verilen radyoaktivite miktarı ve/veya görüntüleme süresi arttırılarak, görüntü içindeki lezyonun algılanmasının sağlayacak sayım yoğunluğunun elde edilmesi pratik bir çözüm olarak görünmektedir. Ancak, hastaya verilen aktiviteyi sınırlayan radyo-korunum kuralları ve yüksek sayım hızlarında ölü zamanının devreye girmesi, bu çözümü zorlaştırmaktadır. Günümüzde, çok başlı gama kameralar kullanılarak sistem hassasiyetinde (verimi) % 600'e kadar iyileşme elde edilmiştir. Hastaya verilecek radyoaktivite miktarı ve sayım hızı arasında asgari denge kurulmasını sağlayan bu teknolojik gelişme, hastaları yormadan görüntüleme çalışmaları yapılmasına izin vermektedir.

Bir sintilasyon kamerasının dedektör verimi (intrinsik hassasiyeti) baskın olarak, kristal kalınlığı ve elektronik sayım devreleri gibi sabit yapılar tarafından belirlenmektedir ve zaman içinde nadiren değişmektedir. Bu yapılar içinde, PHA enerji penceresi kalibrasyon dışında ise, intrinsik verimi bir miktar değiştirebilmektedir. Bu

doğrultuda, sistem (dedektör + kolimatör verimi) hassasiyetinin büyük ölçüde kolimatör hassasiyeti ile belirlendiği söylenebilir. Sonuç olarak, kolimatör verimine bağlı olarak gelişen sistem hassasiyeti, kolimatör tiplerine göre büyük farklılık sunmaktadır. Örneğin, yüksek hassasiyet kolimatörleri ile $\mu\text{Ci/dak}$ mertebesinde bir aktivite ölçülebilirken, bu ölçümün ultra-yüksek-rezolüsyonlu kolimatörler ile başarılması teknik olarak mümkün değildir (Köseoğlu,2001).

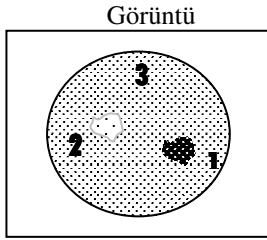
Bir gama kamera görüntüsü içinde lezyonların ayıt edilebilirliğinin ölçüsü olan *kontrast*, görüntü kalitesi için anahtar bir unsurdur ve bu özelliği ile saçılma problemi ve bu problemi gideren yöntemler için belirleyici bir parametre olarak kullanılmaktadır. Kontrast, radyofarmasötüğün organ içindeki tutulumundan, dağılımından ve görüntülenen organın kalınlığından oldukça fazla etkilenmektedir. Görüntüleme işleminin net sonucunu kalitatif ve kantitatif olarak ortaya koyan kontrast, ayrıca sistem öğelerinden (enerji rezolüsyonu, puls yükseklik analizörü (PHA) pencere genişliği vb. gibi) ve özelliklerinden etkilenmektedir.

2.7 Görüntü Kalitesinin Değerlendirilmesi

Bir gama kamera sisteminde elde edilen görüntünün kalitesi, kontrast, sinyal/ gürültü oranı ve uzaysal rezolüsyon gibi fiziksel faktörlerle kalitatif ve kantitatif olarak değerlendirilmektedir. Görüntü kalitesini belirleyen ve birbirinden bağımsız olarak iyileştirilemeyen bu fiziksel faktörlere aşağıda kısaca değinilmiştir.

2.7.1 Kontrast

Bir görüntüde, düzgün bir background dağılımı içerisinde, background aktivitesine göre az (soğuk) veya daha fazla aktivite tutmuş bölgeler (sıcak) klinik çalışmalarda incelenen organ ile ilgili anormal oluşumları ortaya çıkarırlar ve lezyon olarak adlandırılırlar (Şekil 2.31).



Şekil 2.31 Bir görüntüde, sıcak lezyon (1) soğuk lezyon (2) ve background (3).

Gözlemcinin homojen bir background dağılımı içinde bir lezyonu ayırt edebilme ölçüsü olan görüntü kontrastı, basit olarak bir lezyonundaki net sayımın (piksel/sayım) background'a oranı olarak tanımlanmaktadır ve aşağıdaki eşitlik ile verilmektedir (Rosenthal et al., 1995).

$$C = \frac{C_{lezyon}(\text{sayım/piksel}) - C_{background}(\text{sayım/piksel})}{C_{background}(\text{sayım/piksel})}$$

C_{lezyon} ve $C_{background}$ sırası ile lezyon ve background ortalama sayım hızıdır (Groch and Erwin, 2000).

Bir obje görüntüsünde, komşu alanlar arasındaki sayım yoğunluklarının değişimini gösteren kontrast, sayım yoğunluğu, atenuasyon, saçılma, puls pileup, film malzemesi, lezyonun boyutu ve

hasta hareketinden etkilenmektedir (Saha, 2002; Seibert and Boone, 2005).

Bilgi yoğunluğu veya sayım yoğunluğunun ($\text{sayım}/\text{cm}^2$) düşmesiyle, sayım hızında oluşan istatistiksel dalgalanmalar, görüntüdeki gürültüyü arttırmaktadır. Klinik çalışmalarda, uygun bir görüntü kontrastı elde etmek için, asgari miktarda sayım toplanması gerekmektedir. İyi bir sistem uzaysal rezolüsyonu durumunda bile, yeterli sayımın toplanamaması, gürültü seviyesini yükselterek kontrastın zayıflamasına ve birçok lezyonun gözden kaçırılmasına neden olmaktadır. Optimum sayım yoğunluğu, yaklaşık $1000 \text{ sayım}/\text{cm}^2$ olarak verilmektedir. Sayım yoğunluğu, uygulanan aktivite miktarına, ilgilenilen organdaki aktivite tutulumuna ve normal ve anormal dokulardaki tutulum farklılığına bağlı olarak değişmektedir. Uygulanan aktivite miktarının yükseltilmesi kontrastı iyileştirmekte ancak, hastaya verilen radyasyon dozunu arttırmaktadır. Ayrıca, yüksek sayım hızlarında ölü zaman nedeni ile puls pileup oluşmakta ve kayıp edilen pulslar görüntü kontrastını düşürmektedir. Düşük miktarda aktivite uygulanması durumunda ise uygun sayım yoğunluğu için uzun bir süre sayım alınması hastayı zorlamakta ve yormaktadır.

Bir görüntüde, fotonların saçılması ve penetrasyonu background'ı arttırmakta ve dolayısıyla görüntü kontrastını düşürmektedir. Genelde hastadan saçılan radyasyonun büyük bir kısmı PHA enerji penceresi daraltılarak azaltılabilir, ancak bu durumda, sistemin sayım veriminin düşmesi görüntüdeki gürültü seviyesini arttırmakta ve kontrastı zayıflatmaktadır (Sorenson and Phelps, 1987).

Bir lezyonu background'dan ayırt eden görüntü kontrastı, sistem uzaysal rezolüsyonu ile sınırlanan lezyon boyutuna ve çevredeki background yoğunluğuna bağlıdır. Bir görüntüleme sisteminin uzaysal rezolüsyonu, minumum dedekte edilebilen lezyon boyutunu belirlemektedir. Günümüz kameralarında ^{99m}Tc (140 keV) için 2mm'den daha iyi dedektör rezolüsyonu elde edilememiştir (Sorenson and Phelps, 1987). Bu doğrultuda, dedektör rezolüsyonu (radyonüklit enerjisi, kristal boyutu, kristal rezolüsyonu) ve kolimatör rezolüsyonu ile belirlenen sistem rezolüsyonu, 7-14 mm arasında değişmektedir (Çizelge 2.9).

Çizelge 2.9 Uzaysal Rezolüsyon (Landori, 1986)

Radyonüklit	Enerji (keV)	Enerji Rezolüsyonu (%)	Uzaysal Rezolüsyon FWHM (mm)
^{125}I	27.4	26.2	14.0
^{201}Tl	70.8	18.0	9.8
^{57}Co	122	13.4	7.6
^{99m}Tc	140	12.5	7.0

*Uzaysal Rezolüsyon, çizgisel dağılım fonksiyonunun FWHM ile verilmiştir.

Bu durumda sayım hızı yüksek olsa bile, lezyonu ayırt edecek yeterlilikte bir kontrast için lezyonun boyutunun sistem rezolüsyonundan daha büyük olması istenmektedir. Ayrıca, lezyon çevresindeki background aktivitesi, *sıcak* veya *soğuk* lezyon oluşumuna bağlı olarak, lezyonların ayırt edilebilirliğini etkilemektedir. Görsel olarak, küçük boyutlu sıcak bir lezyon düşük bir backgrounda karşı iyi kontrasta sahip olabilirken soğuk lezyon, aktivitesi yüksek komşu dokular içinde kaybedilebilmektedir (Saha, 2002). Yapılan bir çalışmada, sıcak lezyon

boyutu $2.4 \times \text{FWHM}$ büyük olduğunda planar görüntünün (iki boyutlu) gerçek lezyon boyutunu %98 doğrulukla verdiği, ancak bu durumdaki soğuk bir lezyon için kontrasta %20 oranında kayıp olduğu ve gerçek lezyon boyutunu vermediği gözlenmiştir (Kojima et al., 1989).

Görüntüleme esnasında hasta hareketi görüntü kontrastını bozmaktadır. Bu, temelde, hasta hareketi sonucu, normal ve anormal bölgelerin üst üste binmesinden kaynaklanmaktadır. Bu nedenle, görüntüleme sırasında hastanın rahat bir pozisyonda yatırılması önerilmektedir (Saha, 2002).

2.7.2 Gürültü ve Sinyal/Gürültü Oranı

Görüntüdeki sayım yoğunluğunun bölgesel dalgalanmalarına karşı gelen gürültünün yapısal ve istatistiksel olmak üzere iki kaynağı bulunmaktadır. Yapısal gürültü, tamamen sistem ve elektroniğine dayalı olarak gelişmekte ve bir dereceye kadar düzeltilebilmektedir. Buna karşın istatistiksel gürültü, radyoaktif bozunumun doğasındaki geliş güzelliği sonucu oluşmakta ve Poisson istatistiği ile (Sorenson and Phelps, 1987) karakterize edilmektedir. Bu doğrultuda, gama kamera ile görüntülemelerde, sayım hızında oluşan dalgalanmalar istatistiksel belirsizliğin artmasına ve sintigrafik görüntülerin gürültü içermesine neden olmaktadır (Graham, 1996).

Görüntüde bir noktadan diğerine sayım değişimlerinin ölçüsü olan gürültü seviyesi, Poisson istatistiği uyarınca, sayısal olarak sayım yoğunluğunun standart sapması ile belirlenmektedir (Köseoğlu, 2001).

Poisson dağılımına göre, görüntünün A gibi bir kesit alanı için beklenen sayım N ise, bu alanda kaydedilen sayımların sayısındaki standart sapma;

$$SD = \sigma = N^{1/2}$$

ve standart sapmanın yüzdesi;

$$\%SD = (\sigma/N) \times \%100$$

olarak verilmektedir..

Gürültünün görüntüde oluşturduğu en büyük sorun, daha önce anlatıldığı üzere lezyon algılanabilirliğini sınırlamasıdır. Görüntü içinde sayım yoğunluğunun aşırı dalgalanmaları, gürültüyü arttırarak kontrastı düşük bir lezyonun algılanmasına engel olmaktadır. Gürültü içindeki bir lezyonun ayırt edilebilmesi için gerekli olan sayım yoğunluğu;

$$S = K.N^{1/2}$$

olarak verilmektedir. Bu bağıntıda, S ; lezyona ait sayım yoğunluğu (sayım/piksel), $N^{1/2}$; gürültü ve K ; sinyal/gürültü oranıdır. S lezyon sinyalinin N sayımı içerisinde algılanabilmesi için K 'nın minimum 4-5 olması istenmektedir (Köseoğlu, 2001).

Bir lezyonun sinyal-gürültü oranı (SNR) aşağıdaki eşitlik ile tanımlanmaktadır (Lee and Cho, 2002).

$$SNR = \frac{C_{lezyon}(sayım / piksel) - C_{background}(sayım / piksel)}{\sqrt{C_{background}(sayım / piksel)}}$$

İdeal SNR değerinin 15 olması önerilmektedir (Khalil, Brown and Heler, 2004).

2.7.3 Uzaysal rezolüsyon

Hasta dokuları ile etkileşen fotonlar saçılmaya uğramaktadır. Bu anlamda, kamera görüş alanı dışındaki fotonların hasta vücudu ile etkileşerek fazla enerji kaybetmeksizin saçılmaları ve kamera görüş alanı içine düşmeleri mümkün olmaktadır. Bu tür saçılmış fotonlar dedektör ile etkileşerek, PHA enerji penceresinde kabul edilecek pulslar üretebilmektedir. Sistem rezolüsyonu düşüren bu olay, saçıcı ortama, kaynak şekline ve PHA enerji penceresi ayarına bağlıdır. Saçılmanın rezolüsyon üzerindeki etkisi genellikle bütün kolimatörler tipleri için benzerdir.

Uzaysal rezolüsyonu etkileyen bir diğer faktör, görüntüleme devrelerinin çalışma karakteristiklerinden kaynaklanan bulanıklıktır (blurring). Bulanıklık, bir radyoaktivite dağılımı içinde her bir nokta kaynak görüntüsünün genişlemesi sonucu oluşmaktadır. Bu anlamda, kaynak dağılımının genişleme etkisi olan bulanıklık ile uzaysal rezolüsyon arasında ters bir ilişki vardır ve bulanıklığın artması uzaysal rezolüsyonu kötüleştirir (veya tam tersi). Uzaysal rezolüsyonun bozarak, görüntü kontrastını etkileyen bulanıklık, kullanılan görüntüleme sistemine ve radyasyon kaynağının şiddetine bağlıdır.

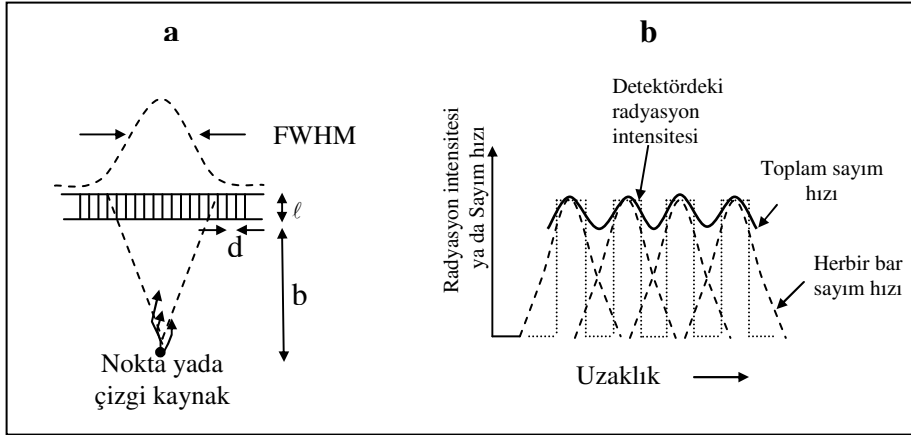
Bir görüntüleme sisteminin uzaysal rezolüsyonu, kalitatif ve kantitatif olmak üzere iki şekilde değerlendirilmektedir.

Kalitatif yöntemde, barları arasındaki uzaklıkları bilinen *fantom* (özellikle quadropol bar fantom) kullanılarak, nokta ve düzlemsel kaynakların görüntüleri elde edilmekte ve görsel olarak incelenmektedir. Bu yöntemde uzaysal rezolüsyon, görüntü üzerinde görülebilen en küçük bar açısından ifade edilmektedir. Ancak bu görsel inceleme, kişiye

dayalı olduğunda farklı şekilde yorumlanabilmektedir. Bu anlamda, fantom görüntüleri hekimlerin görmek istediklerini sağlamakla birlikte, farklı görüntüleme sistemlerin veya tekniklerin kantitatif karşılaştırmalarında kullanışlı bir yöntem değildir (Sorenson and Phelps, 1987).

Uzaysal rezolüsyon, bir görüntüleme sisteminde elde edilen görüntüdeki küçük ayrıntıların veya keskin kenarların hangi ölçüde kaydedildiğinin sayısal bir göstergesidir. Bu doğrultuda, uzaysal rezolüsyon kantitatif olarak, noktasal dağılım fonksiyonu (PSF) veya çizgisel dağılım fonksiyonlarının (LSF) yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM) ölçülerek saptanmaktadır. Bu dağılım fonksiyonları, noktasal veya çizgisel radyoaktif kaynakların sayım hızı profilleri elde edilerek sağlanmaktadır. Uzaysal rezolüsyonun tam olarak karakterize edilmesi, çizgisel dağılım fonksiyonunun tamamı ile mümkün olmaktadır. Ancak çoğu uygulamada uzaysal rezolüsyon, dağılım fonksiyonun tamamı yerine LSF'nin FWHM'mu ile karakterize edilmektedir (Şekil 2.32-a). Farklı şekillerdeki çizgisel dağılım fonksiyonları benzer FWHM'a sahip olabildikleri için, FWHM uzaysal rezolüsyonu tamamen değil kısmen belirlemektedir. Bununla birlikte bu ölçüm, görüntüleme kapasitelerinin karşılaştırılmasında faydalı bir çözüm olmaktadır.

Bir görüntüleme sisteminde, PSF veya LSF'nin FWHM'mu kabaca, görüntü içinde çözülebilen en küçük bar büyüklüğünün 1.4-2 katı kadardır (Şek.2.32-b).



Şekil 2.32 Kolimatör rezolüsyonunu karakterize eden FWHM (a) Her bir bar genişliğinin yaklaşık 1.6 katı olan FWHM sahip sistem ile bar fantomdan alınmış sayım hızı profilleri (b) (Sorenson and Phelps, 1987).

Uzaysal rezolüsyon, modülasyon transfer fonksiyonu (MTF) ile daha detaylı karakterize edilmektedir. Sistemin frekans yanıt eğrisi olan MTF, çizgisel dağılım fonksiyonunun (LSF) Fourier dönüşümü olup (frekans ortamındaki karşılığı) görüntüleme sisteminin uzaysal frekansları ayırt edebilme gücünün ölçüsüdür (Rosenthal et al., 1995).

Bar fantomun v uzaysal frekansı için modülasyon transfer fonksiyonu, çıkış kontrastının giriş kontrastına oranı olarak tanımlanmakta ve aşağıda eşitlikle verilmektedir.

$$MTF(v) = \frac{C_{out}(v)}{C_{in}(v)}$$

Görüntüleme sistemi için MTF'nin 1 değerine sahip düz bir eğri olması, sistemin bütün frekanslara cevap verebildiğini ve obje görüntüsü ile bire bir örtüşen görüntü sağladığını göstermektedir.

Görüntünün kaba ayrıntıları, sistemin alçak-frekans yanıtı vermesi ile ortaya çıkarılmaktadır. Bu durumun sağlanması, düşük kontrastlı büyük lezyonların görüntülenmesinde oldukça önemlidir. Görüntüdeki ince ayrıntıları ve keskin kenarları betimleyerek küçük lezyonların algılanması ise sistemin iyi bir yüksek-frekans yanıtına sahip olması gerektirmektedir.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

İnsan fizyolojisindeki değişimleri algılamak için radyonüklitlerin kullanıldığı nükleer tıp görüntüleme çalışmalarında temel amaç, minimum radyasyon dozu ile maksimum tanı ve tedavi bilgisi elde etmektir. Bu anlamda, hasta içindeki radyofarmasötik dağılımını tam olarak yansıtacak bir görüntünün oluşturulmasında, teknik ekipmanın yanı sıra, radyofarmasötik kalitesi de önemli olmaktadır. Sunulan çalışmada, görüntüleme yapılan gama kamera sistemi ve uygulamalarda kullanılan $^{201}\text{TlCl}$ radyofarmasötikğine ilişkin teknik detaylar aşağıda verilmiştir.

3.1 Çalışmada Kullanılan Gama Kamera Sistemi

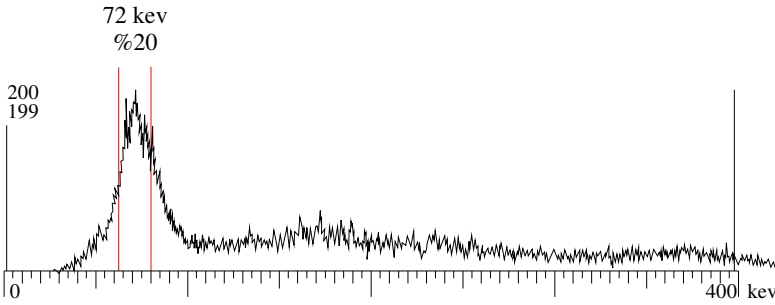
Bu çalışmada, bütün görüntüleme işlemleri General Electric firmasına ait CAMSTAR AC/T marka gama kamera sistemi ile yapılmıştır. Elde edilen verilerin işlenmesinde, bu sisteme bağlı ENTEGRA işlem bilgisayar kullanılmıştır. Gama kamera sistemi, tek başlı, 40 cm çapında $\frac{3}{8}$ " kalınlığında dairesel NaI(Tl) kristali, 60 PMT ve düşük enerji genel amaçlı paralel delikli (LEGP) kolimatörden oluşmaktadır. Gama kamera sistemine ilişkin çalışma karakteristikleri Çizelge 3.1' de verilmiştir.

Sunulan çalışmada, uygulamalarda kullanılan ^{201}Tl radyonüklitinin planar görüntüleme yapılan gama kamera sistemi ile alınan enerji spektrumu ve PHA enerji penceresi ayarı Şekil 3.1'de gösterilmiştir.

Çizelge 3.1 Gama Kamera Sistemi Çalışma Karakteristikleri

Homojenite	IU(%)		DU (%)	
Görüş Alanı	CFOV	UFOV	CFOV	UFOV
Dedektör	3.25	4.53	2.37	2.75
FWHM	9.11 mm (^{99m}Tc)			

*Kaynak-Kolimatör Uzaklığı = 10cm alınmıştır.



Şekil 3.1 Sintilasyon gama kamera sistemi ile alınan ^{201}Tl enerji spektrumu ve PHA enerji penceresi.

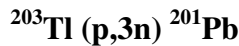
3.2 $^{201}\text{TlCl}$ Radyofarmasötüğü

Bu çalışmada, kalp, tiroid, beyin, miyokard perfüzyon, baş-boyun tümörleri, akciğer tümörleri, yumuşak doku ve kas tümörleri, SSS tümörleri, tiroid kanserleri ve paratiroid adenomlarının tanısında yaygın şekilde görüntüleme için kullanılan ^{201}Tl radyonükliti ile çalışılmıştır (Hademenos et al., 1993; Tsuji et al., 1999; Blokland et al., 2003; Kojima et al., 2005; Fukumoto, 2004). Potasyumun (K) fizikokimyasal eşdeğeri olan ^{201}Tl , biyolojik sistemlerde potasyum gibi davranış sergilemekte ve

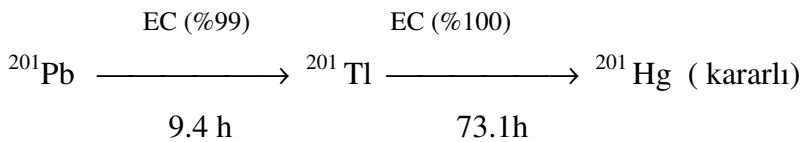
fizyolojik olarak kalp, karaciğer, böbrek ve kaslarda tutulmaktadır. Kimyasal olarak klorür formunda ($^{201}\text{TlCl}$) kullanılmaktadır. Başlıca tutulum mekanizması Na-K pompası ve ATP-ase aktivitesidir. Tutulumunda etkili olan diğer faktörler ise, kan akışı, metabolik aktivite artışı, anjiyogenez ve düzensiz yeni vasküler yapı oluşumudur (Fukumoto, 2004).

3.2.1 ^{201}Tl 'in Elde Edilmesi

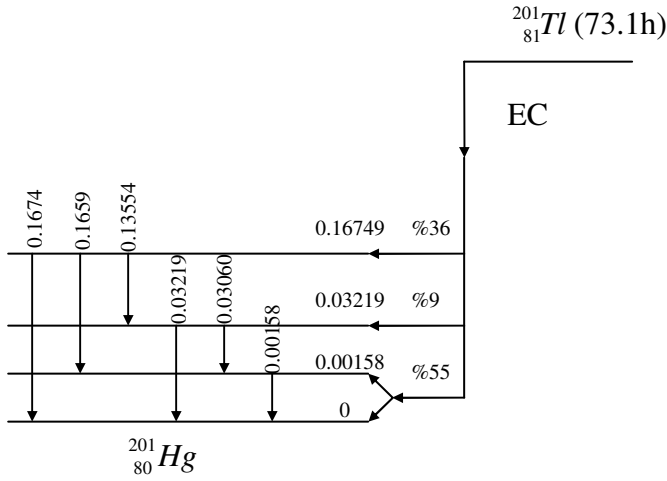
Tl-201 , özellikle kronik arter hastalığında miyokard perfüzyon için kullanılan siklotron ürünü bir radyonüklittir. Doğal talyumun, ^{203}Tl (doğal bolluğu % 29.5) ve ^{205}Tl (doğal bolluğu %70.5) olmak üzere iki izotopu bulunmaktadır. Tl-201 radyoizotopu, ^{203}Tl ile zenginleştirilmiş (%96), 0.5 mm kalınlığındaki ince bir metal hedefin (bakır), 30 MeV enerjili proton demeti tarafından bombardıman edilmesi sonucu;



reaksiyonu ile oluşmakta ve



elektron yakalama (EC) ile 73.1 saat yarı ömürle ^{201}Hg 'ya bozunmaktadır (Şekil 3.2).



Şekil 3.2 Tl-201'in bozunum şeması.

Işınlamadan sonra, ^{201}Tl 'i hedeften ayırtmak için üç adımdan oluşan radyokimyasal işlem uygulanmaktadır.

- Sulfirik asit kullanılarak ^{203}Tl hedeften ^{201}Pb uzaklaştırılır.
- Pb-201'in %90 oranında, ^{201}Tl 'e bozunması için 32 saat beklendikten sonra, kaplama tekniği kullanılarak ^{201}Pb 'den ^{201}Tl ayrıştırılır.
- Ayrıştırma işleminden sonra, kalan çözelti $^{201}\text{TlCl}$ radyofarmasötığının üretimi için kullanılır.

Tesir kesiti yüksek ^{203}Tl (p,3n) ^{201}Pb reaksiyonu ile birlikte oluşma olasılığı olan ve ilgili radyofarmasötığın safsızlık içermesine neden olan diğer (p,n) reaksiyonları Çizelge 3.2'de verilmiştir.

Bu çizelge, zenginleştirilmiş Tl-203 hedefi içinde bulunan Tl-205 safsızlığı ile oluşan (p,n) reaksiyonlarını da içermektedir.

Çizelge 3.2 Talyum Hedef ile (p,n) Reaksiyonları (Sattari et al., 2003).

Reaksiyon	Materyal	Radyoaktif Ürün Nüklitler	Yarı Ömür ($t_{1/2}$)
(p, 4n)	Tl-203	Pb-200	21.58 saat
		↓	
		Tl-200	26.1 saat
(p, 3n)	Tl-203	Pb-201	9.4 saat
(p, 5n)	Tl-205	Tl-201	73.1 saat
(p, 2n)	Tl-203	Pb-202m	3.62 saat
		↓	
(p, 4n)	Tl-205	Tl-202	12.32 gün
(p, n)	Tl-203	Pb-203	51.9 saat
		↓	
(p, 3n)	Tl-205	Tl-203	Kararlı
(p, 2n)	Tl-205	Pb-204m	1.1 saat
		↓	
		Pb-204	$>1.4 \times 10^{17}$ yıl
(p,n)	Tl-205	Pb-205	1.5×10^7 yıl

Elde edilen $^{201}\text{TlCl}$ radyofarmasötiğin taşınması gereken teknik özellikler Çizelge 3.3’de detaylandırılmıştır.

Çizelge 3.3 $^{201}\text{TlCl}$ 'in Radyofarmasötik Özellikleri (Sattari et al., 2003)

Yarı ömür($t_{1/2}$)	73.1 saat
Gama enerjileri	0.135, 0.167 MeV
X-ışını enerjileri	0.068 MeV- 0.082 MeV
Radyonüklit safsızlığı	Tl-202 < %1.9 Tl-200 < %1.0 Pb-203 < %0.25
Aktif olmayan safsızlık	Tl $\leq$ 2.0 $\mu\text{g/ml}$ Fe $\leq$ 1.0 $\mu\text{g/ml}$ Cu $\leq$ 0.1 $\mu\text{g/ml}$
Spesifik aktivite	>3.7 GBq/ μg (100mCi/ μg)
Kimyasal form	Steril, izotonik çözelti
Uygulama:	
Normal doz	50-74 MBq veya 1.5-2.0 mCi
Tüm vücut absorpsiyon dozu	0.057 mSv/MBq
Miyokard absorpsiyon dozu	0.35 mSv/MBq

3.2.2 $^{201}\text{TlCl}$ Radyofarmasötiğinin Analitik Kalite Kontrolü

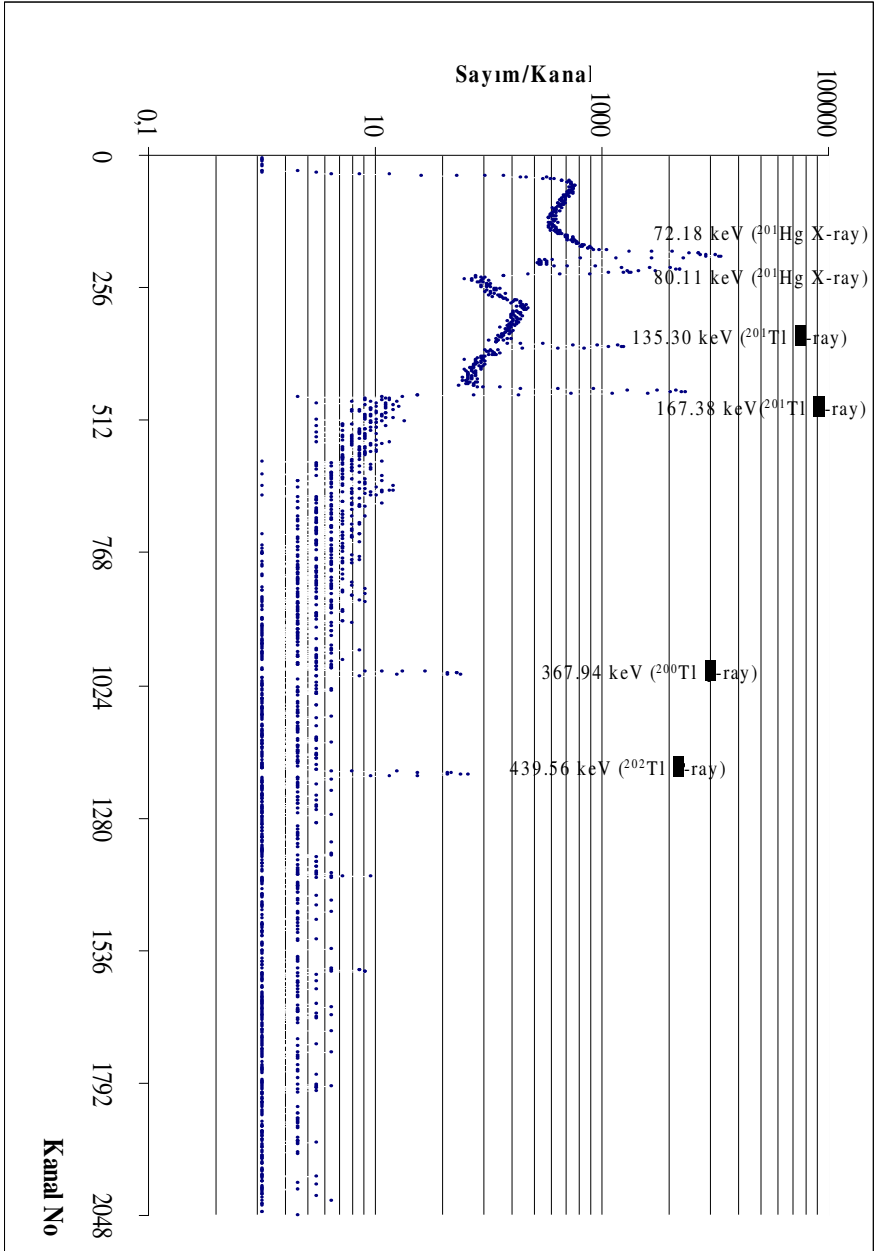
Çalışmada kullanılan ve Monrol firmasından sağlanan $^{201}\text{TlCl}$ 'in radyofarmasötiğinin içerdiği ^{200}Tl ve ^{202}Tl safsızlıklarına ilişkin analitik kalite kontrolü, 184 cc HPGe coaksial dedektör (dedektör verimi: %25, ^{60}Co 'ın 1.33 MeV gama enerjisi için FWHM: 1.83 keV ve pik/compton oranı: 57:1), Ortec Model-671 spektroskopi amplifikatörü ve Canberra PC bazlı MCA (8 K) Wilkinson ADC'den oluşan ve 100 mm kurşun ile zırhlanan gama spektrometre sistemi kullanılarak yapılmıştır. Bu gama spektrometre sistemi ile elde edilen ^{201}Tl enerji spektrumu Şekil 3.3'de gösterilmiştir.

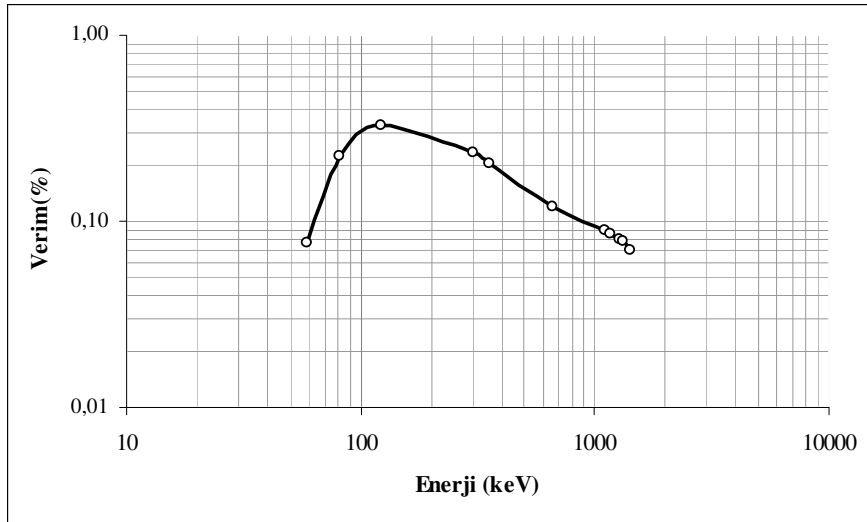
Yüksek rezolüsyonlu HPGe dedektör ile alınan ^{201}Tl gama spektrumu incelendiğinde, ^{200}Tl 'ün 368 keV ve ^{202}Tl 'nin 440 keV enerjili gamaları açıkça gözlenmektedir. Bu doğrultuda, gama spektrometre sisteminin, nokta kaynak için 50–1400 keV verim eğrisi (Şekil 3.4) oluşturularak radyofarmasötiğin içerdiği ^{200}Tl ve ^{202}Tl aktiviteleri ölçülmüştür.

Yapılan analitik kalite kontrolünde, radyofarmasötiğinin ^{201}Tl (167.7 keV) aktivitesi, safsızlık aktiviteleri ile karşılaştırılmış ve bu aktivite oranlarının ^{202}Tl için $< \%2$ ve ^{200}Tl için $< \%1.0$ olduğu saptanmıştır.

Bu çalışmada, HPGe gama spektrometre sistemi ile ^{201}Tl 'in enerji spektrumunun elde edilmesi, radyofarmasötiğin analitik kalite kontrolü yanında, uygulanan saçılma düzeltme tekniklerinde PHA enerji pencerelerinin daha doğru değerlendirilmesini sağlamıştır.

Şekil 3.3 HPGe dedektör ile alınan ^{201}Tl gama spektrumu.





Şekil 3.4 HPGe gama spektrometre sisteminin 50-1400 keV verim eğrisi.

3.3 Çalışmada Kullanılan Compton Saçılma Düzeltme Yöntemleri

Doğrudan saçılma düzeltme yöntemleri, kaynak emisyon verilerine dayalı olarak, görüntülerde saçılma miktarını tahmin ederek düzeltme yapmaktadır (King and Farncombe, 2003). Bu kapsamda, spektral analize dayalı yöntemler geniş uygulama alanı bulmuştur.

Bu çalışmada, ^{201}Tl ile planar görüntüleme uygulamalarında, görüntü kalitesini kalitatif ve kantitatif açıdan olumsuz olarak etkileyen Compton saçılma problemini gidermek için spektral analize dayalı 6 farklı yöntem kullanılmıştır. Saçılma problemini gideren her bir teknik, görüntü kalitesini belirleyen, kontrast (C), sinyal/ gürültü oranı (SNR) ve uzaysal rezolüsyon (FWHM) gibi fiziksel faktörler dikkate alınarak incelenmiştir. Ayrıca, saçılma düzeltmesi yapılmış ve yapılmamış görüntüler arasında kantitatif değerlendirme yapılmasını sağlayan saçılma kesri (SF), bu parametreler ile birlikte incelenmiştir.

Spektral analize dayalı saçılma düzeltme yöntemleri, bir veya birden fazla enerji penceresi kullanarak, fotopik enerji penceresi içine düşen saçılmaları tahmin etmektedir. Bu doğrultuda çalışmada uygulanan;

- *Dar Pencere Yöntemi*
- *Offset Yöntemi*
- *Fotopik Enerji Dağılım Analizi Yöntemi*
- *Çift Enerji Pencere Yöntemi*
- *Üçlü Enerji Pencere Yöntemi (Yamuk Yaklaşımı)*
- *Üçlü Enerji Pencere Yöntemi (Üçgen Yaklaşımı)*

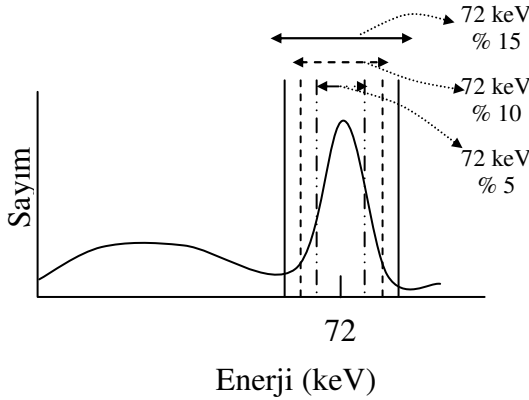
saçılma düzeltme yöntemleri aşağıda açıklanmıştır.

3.3.1 Dar Pencere Yöntemi

Görüntü kalitesini etkileyen en önemli faktörlerden biri puls yükseklik analizörü enerji penceresi ayarıdır. Puls yükseklik analizörleri, önceden belirlenmiş enerji aralığına düşen voltaj pulslarını geçirerek uygun enerjinin görüntüyü vermesini sağlamaktadır. Enerji penceresinin büyük değerleri, saçılan fotonların görüntü içine dahil olmasına neden olarak, kontrastı ve rezolüsyonu bozmaktadır. Bu anlamda, saçılma katkısını çıkarmayı amaçlayan en basit yöntem, rutin klinik uygulamalarda kullanılan %20 PHA enerji penceresinin daraltıldığı ***Dar Pencere*** yöntemidir.

Bu çalışmada, ^{201}Tl için seçilen 72 keV fotopiki üzerine %15, %10 ve %5 gibi dar enerji pencereleri uygulanarak, elde edilen

görüntülerde kontrast, sinyal/gürültü oranı, uzaysal rezolüsyon (FWHM) ve saçılma kesrindeki değişimler incelenmiştir (Şekil 3.5).

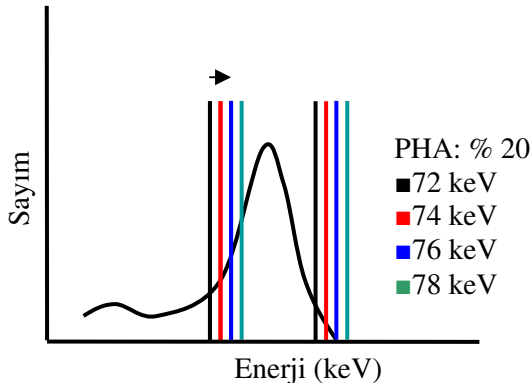


Şekil 3.5 Dar enerji pencere yönteminin spektral gösterimi.

3.3.2 Asimetrik Pencere (Offset) Yöntemi

Sintilasyon detektörlerinin düşük enerji rezolüsyonu, daha önce sözü edildiği üzere, PHA enerji penceresinin büyük miktarda saçılmış foton içermesine neden olmaktadır. Bu doğrultuda, asimetrik pencere yönteminde, saçılan fotonların fotopikin düşük enerji bölgesinde yoğunlaşacağı yaklaşımı yapılarak, fotopik penceresi yüksek enerji bölgesine doğru kaydırılmaktadır (LaFontaine et al., 1984).

Bu çalışmada, ^{201}Tl için rutin uygulamalarda kullanılan 72 keV fotopiki üzerinde alınan %20 PHA enerji penceresi, fotopikin yüksek enerji bölgesine doğru 2 keV aralıklarla (74 keV, 76 keV ve 78 keV) kaydırılarak (Şekil 3.6) saçılma katkısı çıkarılmış ve her bir görüntüdeki kontrast, sinyal/gürültü oranı, saçılma fraksiyonu (SF) ve uzaysal rezolüsyondaki (FWHM) değişimler incelenmiştir.

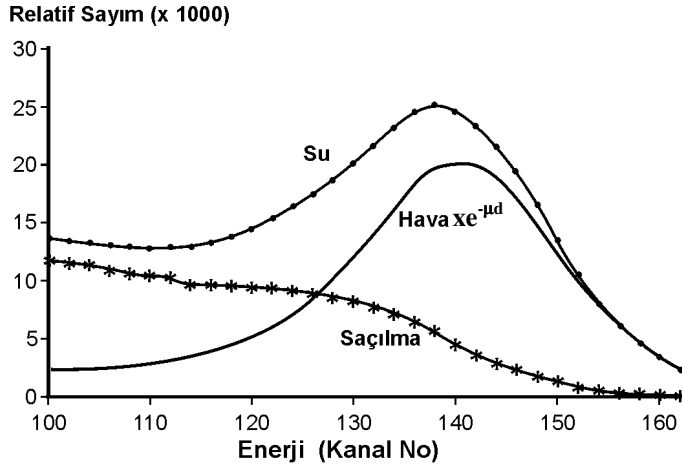


Şekil 3.6 Asimetrik pencere yönteminin spektral gösterimi.

3.3.3 Fotopik Enerji Dağılım Analizi Yöntemi

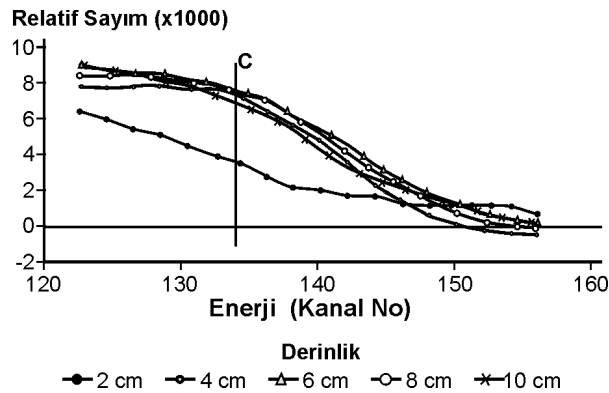
Bu yöntemde, saçılma düzeltmesi yapmak için sadece fotopik penceresi içinde detekte edilen fotonlar (birincil ve saçılmış) kullanılmakta ve üst üste bindiği varsayılan enerji spektrumlarından saçılmış fotonların intensiteleri ayırt edilmektedir (Logan and McFarland, 1992). Bu amaçla, noktasal bir kaynağın hava ve su ortamında görüntüleri alınmaktadır. Şekil 3.7’de görüleceği üzere, iyi geometri koşullarında su için verilen atenuasyon katsayısı kullanılarak hesaplanan enerji spektrumu ($\text{hava} \times e^{-\mu x}$), fotopik penceresi içine düşen saçılmış fotonlar nedeni ile su için ölçülen enerji spektrumundan daha küçük olmaktadır. Kısaca, ölçülen ve hesaplanan puls yüksekliği eğrileri arasındaki fark saçılma enerji spektrumunu vermektedir. İlgili şekilden görüleceği üzere, fotopik bölgesi içindeki saçılma spektrumu asimetrikdir. Saçılma spektrumu şeklinin derinlikten bağımsız olduğu varsayılan bu yöntemde, fotopik penceresi içindeki saçılma spektrumu, aynı miktarda saçılma içerecek şekilde iki bölgeye bölünebilmektedir. Bu doğrultuda, saçılma spektrumunu iki eşit parçaya bölen enerji kesim

değeri (C) farklı su kalınlıklarındaki noktasal kaynak için deneysel olarak saptanmaktadır (Şekil 3.8).



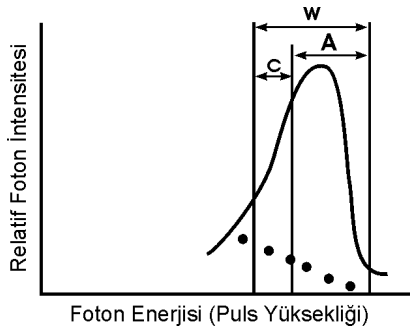
Şekil 3.7 Nokta kaynağın (^{99m}Tc) su ortamında ölçülen ve hesaplanan enerji spektrumu (Logan and McFarland, 1992).

- Hava spektrumu, su için iyi geometri koşullarında verilen atenuasyon katsayısı ile çarpılmıştır. Su için ölçülen ve hesaplanan enerji spektrumları arasındaki fark saçılma spektrumunu vermektedir.



Şekil 3.8 Saçılma enerji spektrumları ve enerji kesim değeri (Logan and McFarland, 1992).

PHA enerji penceresi içinde saçılma spektrumu şeklinin değişmeyeceği varsayımı üzerine kurulan bu yöntemde, iki bölgenin farkı (A-C) alınarak saçılma düzeltmesi yapılmaktadır (Şekil 3.9). Görüntü üzerindeki her bir nokta için yapılan (A-C) düzeltmesi, saçılmadan bağımsız görüntüyü vermektedir.



Şekil 3.9 Fotopik enerji penceresi içinde saçılma katkısının çıkarılması (Logan and McFarland, 1992).

Bu çalışmada, *Fotopik Enerji Dağılım Analizi Yöntemi* ile saçılma düzeltmesi yapmak için deneysel veriler, aynı dedektör–kaynak geometrisinde hava ve farklı (4, 8 ve 12 cm) su kalınlıkları için ^{201}Tl radyonüklitinin 64-80 keV enerji spektrumu, 2 keV aralıklarla kaydedilerek elde edilmiştir. Hazırlanan nokta kaynağın suda ölçülen intensitesi I ve havada ölçülen intensitesi I_0 olmak üzere, iyi geometri koşullarında su ortamı içinde saçılmamış foton intensitesi;

$$I_0 \cdot e^{-\mu d}$$

eşitliği ile teorik olarak hesaplanmıştır. Bu eşitlikte, d su kalınlığı olmak üzere, ^{201}Tl 'in 72 keV enerjili fotonları için iyi geometri koşullarında sudaki atenüasyon katsayısı $\mu = 0.185 \text{ cm}^{-1}$ olarak alınmıştır. Her bir su

kalınlığı için hesaplanan foton intensiteleri ($\text{hava} \times e^{-\mu d}$), suda ölçülen foton intensitelerinden (I) çıkarılarak ($I - \text{hava} \times e^{-\mu d}$), saçılmış foton intensiteleri elde edilmiş ve saçılma spektrumları oluşturulmuştur. Elde edilen saçılma spektrumunu iki eşit parçaya bölen enerji kesim değeri, C hesaplanarak saçılma katkısı çıkarılmıştır

3.3.4 Çift Enerji Pencere Yöntemi

Çift enerji pencere yöntemi, fotopik enerji penceresi içinde detekte edilen saçılmış foton dağılımının, ikinci bir pencerede detekte edilen fotonların uzaysal dağılımının elde edilmesiyle tahmin edilebileceğini ve bu iki uzaysal dağılımın sadece bir k sabitiyle birbirinden farklı olacağı yaklaşımını yapmaktadır (Jaszczak et al., 1984). PHA enerji penceresi dışında, düşük enerji bölgesinde yer alan saçılma penceresi içinde ölçülen saçılmış fotonlar, aşağıdaki eşitlik ile tahmin edilmektedir.

$$C_{saç} = k.I_c$$

Burada I_c düşük enerji penceresinde (Compton penceresi) elde edilen sayımlardır. Bu durumda, saçılma katkısı;

$$C_{prim} = C_{top} - C_{saç}$$

ile hesaplanmaktadır.

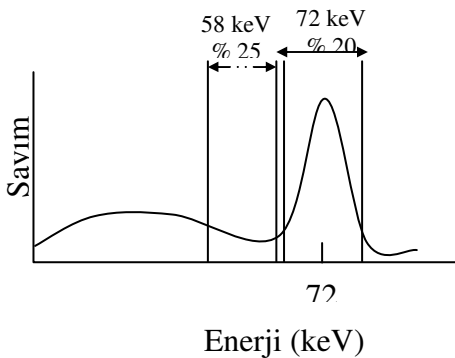
Bu eşitlikte, C_{top} , fotopik penceresi içinde elde edilen sayımlar olmak üzere, C_{prim} saçılma düzeltilmesi yapılmış sayımları vermektedir. Çalışmada, ana fotopik penceresi, ^{201}Tl için rutin uygulamalarda kullanılan (72 keV %20) 64.8 keV-79.2 keV enerji aralığında ve Compton saçılma penceresi, 50.75-65.25 keV (58 keV %24) genişliğinde alınmıştır (Şekil 3.10).

İki enerji penceresi arasındaki oranı gösteren k faktörü, gama kamera karakteristiklerine, seçilen enerji penceresi ayarlarına (bu çalışmada ana fotopik ve Compton penceresi ~ 14 keV alınmıştır), ve hastadan kaynaklanan saçılmayı yansıttığı için hastaya bağlı olarak değişmektedir.

Çalışılan yöntem uyarınca, fotopik enerji penceresi içindeki saçılmış fotonların, Compton penceresi içindeki sayımlara eşit olduğu varsayılarak, her bir su kalınlığı (4, 8 ve 12 cm) için, saçılmamış foton intensitesileri elde edilmiş ve aşağıdaki eşitlik yardımı ile k sabiti hesaplanarak ortalama değeri alınmıştır (Gustafsson et al., 2000).

$$k = \frac{T(d) - P(d)}{P_{CW}}$$

Bu eşitlikte, saçıcı ortam kalınlığı (d) olmak üzere, $T(d)$; fotopik penceresi içindeki sayımlar, $P(d) = P(0).exp(-\mu d)$ saçılma katkısı çıkarılmış sayımlar ($P(d)$ 'nin elde edilişi Bölüm 3.5'de açıklanmıştır) ve P_{CW} ; Compton saçılma penceresinde elde edilen sayımlardır.



Şekil 3.10 Çift enerji pencere yöntemi uyarınca, ^{201}Tl için fotopik ve Compton saçılma penceresi.

3.3.5 Yamuk Yaklaşımlı Üçlü Enerji Pencere Yöntemi (TEW)

Pozisyona bağlı saçılma düzeltmesi yapılan bu yöntemde, fotopik penceresi içindeki saçılma katkısı, fotopik enerji spektrumuna doğrusal bir fit uygulanarak tahmin edilmektedir. Fotopikin her iki tarafına yerleştirilen E_1 ve E_2 enerjilerinden geçirilen bu doğrusal fitin altında kalan yamuk alanı fotopik enerji spektrumu içindeki Compton saçılma katkısını vermektedir (Ichihara et al.,1993). Pratik olarak, doğrusal fitin dayalı olduğu, E_1 ve E_2 enerjilerinde dedekte edilen foton sayıları (In_1 ve In_2), E_1 (düşük enerji) ve E_2 (yüksek enerji) enerjilerine merkezlenen dar enerji pencereleri ile elde edilmektedir. Üçlü enerji penceresi kullanılan bu yöntemde, fotopik penceresi içindeki her bir pikselde, saçılmış foton sayısı aşağıdaki eşitlik ile verilmektedir.

$$S_{pk(i)} = [In_{1(i)} + In_{2(i)}] w / (2w_n)$$

Bu eşitlikte; w_n : dar pencere w ise fotopik penceresi genişliğidir. Dar pencereler için genellikle 2 keV enerji aralığı kullanılmaktadır.

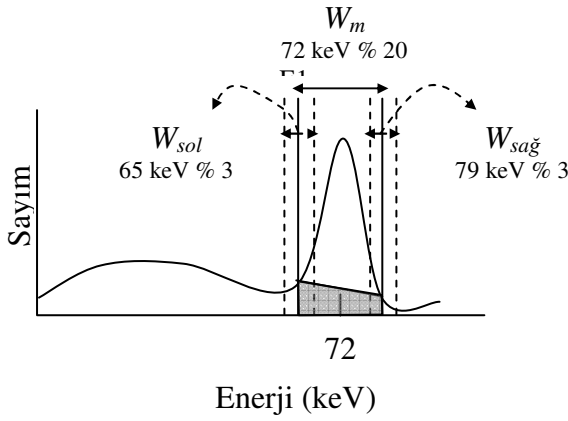
Fotopik içindeki bütün pikseller boyunca, lineer fitin uygulanması durumunda, fotopik penceresi içindeki toplam saçılmış foton sayısı;

$$\sum S_{pk(i)} = [\sum In_{1(i)} + \sum In_{2(i)}] w / 2$$

ile tahmin edilmektedir (Buvat et al., 1994).

Gama spektroskopik ölçümlerde net pik alanı tayininde, Compton background düzeltmesi için uzun süredir kullanılan bu yöntemin, gama kamera görüntülerine uygulanması saçılma düzeltmesi için pratik bir çözüm sunmuştur.

Bu çalışmada, Şekil 3.11’da görüleceği üzere; fotopik enerji penceresi 64.8 keV-79.2 keV enerji aralığında alınmış ve fotopikin her iki yanında dar saçılma pencereleri oluşturulmuştur. Fotopikin solundaki [64.02-65.97 keV (65 keV %3)] ve sağındaki saçılma pencereleri [77.81-80.18 keV (79 keV %3)] yaklaşık 2 keV olacak şekilde ayarlanmıştır.



Şekil 3.11 Yamuk yaklaşımli TEW yönteminin spektral gösterimi.

Çalışmada kullanılan üç enerji penceresi ile, $C_{saç}$ aşağıdaki şekilde hesaplanmıştır.

$$C_{saç} = \left(\frac{C_{sol}}{W_{sol}} + \frac{C_{sağ}}{W_{sağ}} \right) \cdot \frac{W_m}{2}$$

Bu eşitlikte;

C_{sol} ve $C_{sağ}$ = düşük (sol) ve yüksek (sağ) enerji saçılma pencerelerine kaydedilen saçılmış foton intensitesi,

W_{sol} = sol saçılma penceresinin genişliği

$W_{sağ}$ = sağ saçılma penceresinin genişliği

W_m = ana pencere genişliği

C_{top} = ana penceredeki toplam sayımlar

$C_{saç}$ = ana pencere içindeki saçılmış fotonlar

C_{prim} = ana pencere içindeki saçılmamış fotonlar

Saçılmış fotonların PHA enerji penceresi içindeki toplam sayımdan (C_{top}) çıkarılması ile bu pencere içindeki birincil, yani saçılmamış foton sayısı elde edilmiştir.

$$C_{prim} = C_{top} - C_{saç} = C_{top} - \left(\frac{C_{sol}}{W_{sol}} + \frac{C_{sağ}}{W_{sağ}} \right) \cdot \frac{W_m}{2}$$

3.3.6 Üçgen Yaklaşımlı Üçlü Enerji Pencere Yöntemi

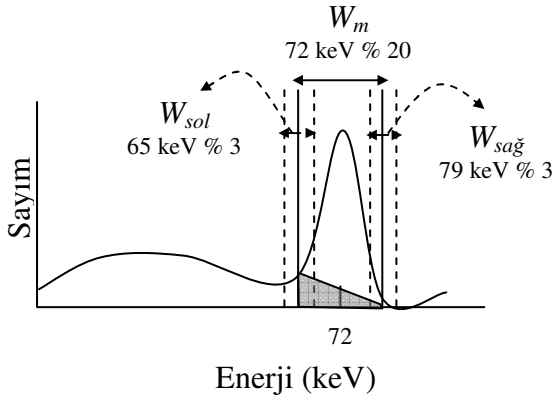
Üçlü enerji penceresi kullanılarak pozisyona bağlı saçılma düzeltilmesi yapılan bu yöntemde, bir önceki yöntemle benzer şekilde saçılma katkısı, fotopik enerji spektrumuna doğrusal bir fit uygulanarak tahmin edilmektedir. Buna karşın, foto pik içindeki Compton saçılma dağılımını tahmin etmek için bu yöntemde, yamuk yaklaşımı yerine üçgen yaklaşımı kullanılmaktadır. Kısaca ifade edilirse, fotopikin her iki tarafına E_1 ve E_2 enerji pencereleri yerleştirilmekte, ancak yüksek enerji penceresi içinde saçılmanın olmadığı varsayılmaktadır. Bu doğrultuda, fotopik altında kalan Compton saçılma katkısı üçgen alanından tahmin edilmekte ve yukarıdaki eşitlik aşağıdaki formu almaktadır.

$$C_{saç} = \left(\frac{C_{sol}}{W_{sol}} + \frac{0}{W_{sağ}} \right) \cdot \frac{W_m}{2} = \left(\frac{C_{sol}}{W_{sol}} \right) \cdot \frac{W_m}{2}$$

Sonuç olarak, PHA enerji penceresi içindeki saçılma katkısı aşağıdaki eşitlik ile düzeltilmektedir.

$$C_{prim} = C_{top} - C_{saç} = C_{top} - \left(\frac{C_{sol}}{W_{sol}} \right) \cdot \frac{W_m}{2}$$

Bu çalışmada, yöntem doğrultusunda uygulanan üçlü enerji penceresi Şekil 3.12’de gösterilmiştir.



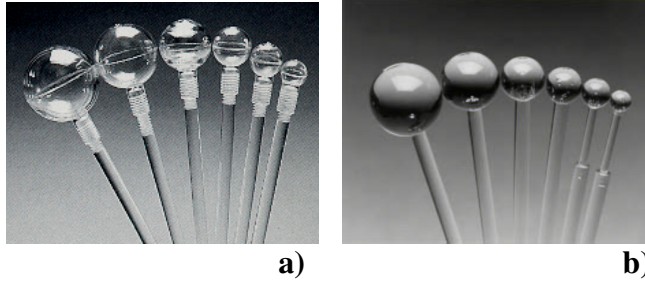
Şekil 3.12 Üçgen yaklaşımli TEW yönteminin spektral gösterimi.

3.4 Görüntülerin Elde Edilmesi

Bu çalışmada, saçılma düzeltme tekniklerini uygulamak için 21x18 cm boyutunda, silindirik Data Spectrum Corporation firmasına ait Deluxe ECT fantom (Şekil 3.13), insan vücudunun doğası gereği saçıcı ortam olarak su ve vücuttaki lezyon oluşumları için ticari olarak üretilen yapay sıcak ve soğuk lezyonlar kullanılmıştır. Sıcak lezyon çalışmalarında, her biri 200 μ Ci Tl-201 aktivitesi içeren 37mm, 31mm, 25mm, 18.5mm ve 16mm çapında 5 tane (043-763 Hollow Sphere Phantom insert) kürecik kullanılmıştır (Şekil 3.14a).



Şekil 3.13 Deluxe ECT fantom.



Şekil 3.14 Sıcak lezyon (a) ve soğuk lezyon (b).

Soğuk lezyon çalışmalarında, aktivite içermeyen değişik boyutlarda (31.8 mm, 25.4mm, 19.1mm, 15.9mm ve 12.7 mm) 5 adet (Solid Sphere Phantom insert) içi dolu katı kürecik kullanılmıştır (Şekil 3.14b). Ticari kürecikler, İstanbul Gülhane Askeri Tıp Akademisi (GATA), Nükleer Tıp Anabilim Dalından sınırlı süre sağlandığı için çalışmanın devamında 2.5x5cm boyutunda silindirik özdeş cam tüpler kullanılarak, sıcak ve soğuk lezyonlar oluşturulmuştur.

Klinik uygulamalarda, incelenecek organın alt ve üst bölümlerinde bulunan farklı kalınlıklardaki doku tabakaları gama fotonlarının saçılmasına neden olmakta ve görüntü kalitesini bozmaktadır. Genelde, görüntülenen organın bulunduğu konuma ve hastanın kilosuna bağlı olarak saçıcı ortam kalınlığı değişmektedir. Bu

doğrultuda uygulanan saçılma düzeltme yöntemleri için, Jaszczak SPECT fantomun içine yerleştirilen yapay lezyonların, saçıcı (4, 8, 12 cm su) ve saçıcı olmayan ortamlarda 256x256 matris boyutunda 1.0 zoom'da 10 dakika süre ile statik planar görüntüleri alınmıştır. Radyofarmosötiğin vücut içindeki background dağılımını karakterize etmek için, fantom içine 240 $\mu\text{Ci/l}$ aktivite içeren su koyulmuştur. Deneysel çalışmalarda kullanılan ^{201}Tl kaynaklarının aktiviteleri, Biodex Medical firmasına ait Atomlab 100 Plus marka kuyu tipi doz kalibratörü ile saptanmıştır.

Gama kamera ile ^{201}Tl görüntülemeye, spektral analize dayalı saçılma düzeltme tekniklerinin uygulandığı bu çalışmada, kolimatör (LEGP), fantom- kolimatör uzaklığı (30cm), matris büyüklüğü (256x256) ve görüntüleme süresinin (10 dak.) sabit tutulması, görüntü kalitesini olumsuz yönde etkileyen bu fiziksel faktörlerden kaçınılmasını sağlamıştır.

3.5 Görüntü Kalitesini Belirleyen Faktörler

Bu çalışmada, görüntü kalitesinin kalitatif ve kantitatif olarak değerlendirilmesini sağlayan, kontrast, sinyal/ gürültü oranı ve uzaysal rezolüsyon gibi gama kamera karakteristikleri ve saçılma kesri (SF) aşağıda verilen metodoloji ile ölçülmüştür.

3.5.1 Uzaysal Rezolüsyon ve Saçılma Kesrinin Ölçülmesi

Bu çalışmada, uzaysal rezolüsyon ve saçılma kesri (SF) ölçümlerinde, 200 μCi ^{201}Tl aktivitesi içeren kapiler tüp (çizgisel kaynak) ve Jaszczak fantom kullanılmıştır. Görüntüler, saçıcı (4, 8, 12 cm) ve

saçıcı olmayan (havada) ortamlarda 256x256 matris boyutunda, statik olarak 1.0 zoom yapılarak 10 dakika süre ile alınmıştır.

Çalışmada uygulanan her bir yöntem için SF ve $FWHM$ 'un kantitatif değerlendirilmesi, Tl-201 çizgisel kaynak görüntüleri üzerinde 5 piksellik profiller alınarak yapılmıştır. Çizgisel kaynak üzerine yerleştirilen 5 piksellik profiller sistem tarafından otomatik olarak, $FWHM$ 'u vermektedir (sistemin mm/piksel kalibrasyonu =0.98mm/piksel).

Saçılma kesri (SF), d kalınlığında saçıcı bir ortam için aşağıdaki bağıntı ile verilmektedir (Kojima et al., 2005).

$$S(d) = T(d) - P(d)$$

Bu eşitlikte, $T(d)$: d kalınlığında saçıcı ortamda alınan görüntülerdeki toplam sayım ve $P(d)$ saçılmamış (birincil) sayımlardır. $P(d)$; iyi geometri koşullarında belirlenen dar demet atenuasyon katsayısı μ_a ve $d = 0$ 'da $P(0)$ birincil sayımlar kullanılarak aşağıdaki eşitlik ile elde edilmektedir.

$$P(d) = P(0)\exp(-\mu_a d)$$

Yukarıdaki iki eşitlik kullanılarak d kalınlığında saçıcı ortam için SF değeri;

$$SF = \frac{S(d)}{P(d)}$$

olarak hesaplanmaktadır.

Bu çalışmada, birincil sayımlar $P(0)$, saçıcı ortam olmadan (havada) alınan görüntülerdeki sayımlar olmaktadır. 72 keV enerjili ^{201}Tl fotonlarının su için dar demet atenuasyon katsayısı $\mu_a:0.185\text{cm}^{-1}$ 'dir (Hubbell, 1969). $P(0)$ ve $T(d)$ sayımları, havada ve 4, 8 ve 12cm su

kalınlığında alınan görüntüler üzerine 3x3 piksel² ROI çizilerek elde edilmiştir.

3.5.2 Kontrast ve SNR'ın Ölçülmesi

Bir gama kamera görüntü kalitesi için anahtar unsur olan kontrast (C) ve sinyal- gürültü oranı (SNR), saçılma problemi ve bu problemi gideren yöntemler için belirleyici parametreler olarak yaygın şekilde kullanılmaktadır. Bu doğrultuda, sunulan tez çalışmasında C ve SNR, daha önce sözü edilen ve yapay olarak oluşturulan sıcak ve soğuk lezyonların, her bir saçılma yöntemi için alınan görüntülerinde (256x256 matris, 1.0 zoom, statik-planar ve 10 dak.) aşağıdaki eşitliklerden yararlanılarak hesaplanmıştır.

$$C = \frac{(C_{lezyon} - C_{background})}{C_{background}}$$

ve

$$SNR = \frac{(C_{lezyon} - C_{background})}{\sqrt{C_{background}}}$$

Bu çalışmada, yukarıda verilen eşitliklerdeki; C_{lezyon} , lezyon üzerine çizilen 120 piksel²'lik bir alana (ROI) karşı gelen sayımlardan (sayım/piksel), $C_{background}$ ise lezyonunun yakınına yerleştirilen 360 piksel²'lik bir background alanı içindeki sayımlardan elde edilmiştir. Kontrast ve SNR ölçümlerinde, ROI çiziminden kaynaklanabilecek hataları önlemek için, rutin ölçümlerde (72 keV ve %20 PHA) kullanılan sinyal ve background ROI'leri sisteme yüklenmiş ve bu ROI'lerin, konumu ve büyüklüğü değişmeksizin her bir saçılma düzeltme yöntemi için otomatik olarak devreye girmesi sağlanmıştır.

4. DENEYSEL BULGULAR

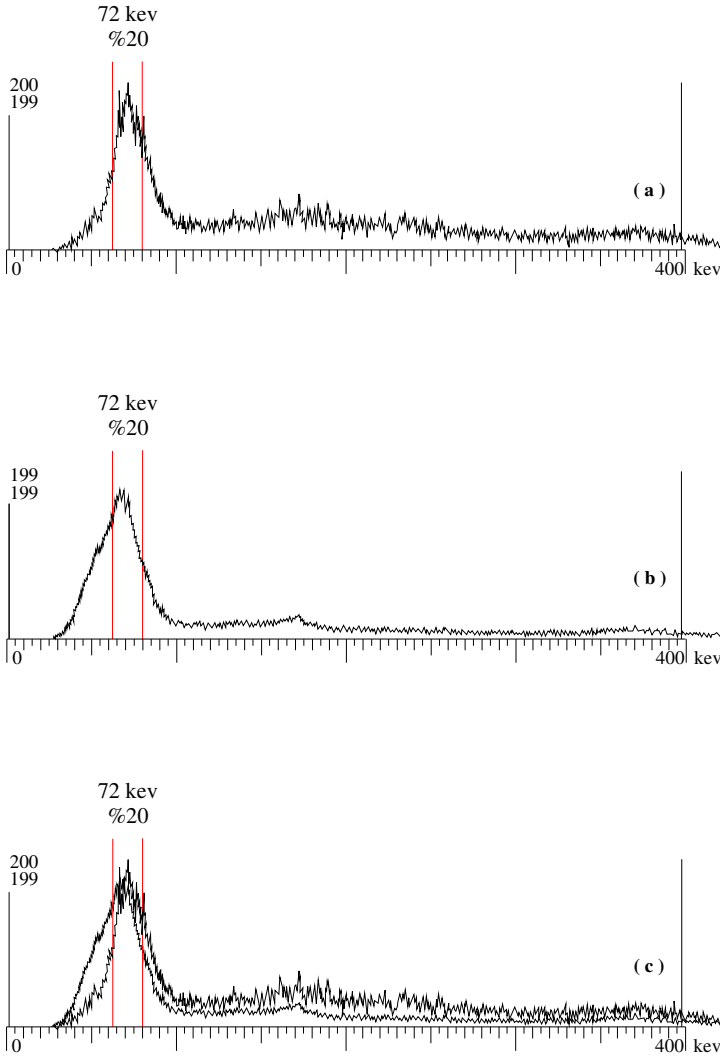
Bu çalışmada, ^{201}Tl ile planar görüntülemelerde Compton saçılma problemini gideren spektral analize dayalı 6 farklı yöntem kullanılmıştır. Bir veya birden fazla enerji penceresi ile saçılma katkısını tahmin eden bu pratik yöntemler, Nükleer Tıp görüntüleme çalışmalarında geniş uygulama alanı bulmuştur. Bu doğrultuda sunulan çalışmada,

- *Dar Pencere Yöntemi*
- *Asimetrik Pencere (Ofset) Yöntemi*
- *Fotopik Enerji Dağılım Analizi Yöntemi*
- *Çift Enerji Pencere Yöntemi*
- *Yamuk Yaklaşımlı Üçlü Enerji Pencere Yöntemi*
- *Üçgen Yaklaşımlı Üçlü Enerji Pencere Yöntemi*

gibi spektral bilgiyi doğrudan kullanan açık saçılma düzeltme teknikleri ^{201}Tl görüntülerine uygulanmış ve elde edilen veriler, görüntü kalitesini belirleyen, kontrast, sinyal/ gürültü oranı ve uzaysal rezolüsyon gibi fiziksel faktörler dikkate alınarak incelenmiştir.

Mevcut gama kamera sistemlerinde kullanılan NaI(Tl) kristalinin sınırlı enerji rezolüsyonu nedeni ile fotopik penceresi içinde her zaman saçılmış foton katkısı bulunmaktadır ve saçılma düzeltme teknikleri temel olarak bu katkının doğrulukla tahmin edilmesini hedeflemektedir. Şekil 4.1’de, gama kamera ile rutin ^{201}Tl görüntülemelerde (72 keV, %20) fotopik penceresi içinde iyi geometri koşullarında elde edilen nokta kaynak enerji spektrumu (4.1a) ile hasta içindeki radyonüklit dağılımını gösteren (saçılmayı içeren) enerji spektrumu (4.1b) verilmiştir. Çalışmada elde edilen bu enerji spektrumları karşılaştırıldığında (4.1c),

fotopik enerji penceresi içindeki saçılma katkısı açıkça gözlenmektedir. Bu doğrultuda, çalışmada uygulanan her bir teknik için fotopik penceresi içindeki saçılma kesri (saçılmış foton/ birincil fotonlar) hesaplanmış ve görüntü kalitesini belirleyen parametreler ile birlikte değerlendirilmiştir.



Şekil 4.1 Gama kamera ile rutin ^{201}Tl görüntülemelerde fotopik enerji penceresi içindeki saçılma katkısı.

Nükleer Tıpta kalite kontrol çalışmalarının temel amacı, hasta içindeki radyofarmasötik dağılımını yansıtacak görüntünün elde edileceği teknik ekipmanın yeterli olduğunun doğrulanmasıdır. Bu doğrultuda, çalışmada kullanılan gama kamera sisteminin çalışma karakteristikleri belirlenmiş (Bölüm 3.1) ve günlük periyotlarla homojenite testi yenilenmiştir.

Çalışmada uygulanan saçılma düzeltme yöntemleri için, insan vücudunun doğası gereği saçıcı ortam olarak 4, 8 ve 12 cm kalınlığında su kullanılmıştır. Bu doğrultuda, Jaszczak SPECT fantomun içine yerleştirilen yapay lezyonların, saçıcı (4, 8, 12 cm su) ve saçıcı olmayan ortamlarda 256x256 matris boyutunda 1.0 zoom'da 10 dakika süre ile statik planar görüntüleri alınmıştır. Çalışma boyunca, düşük enerji, genel amaçlı paralel delikli kolimatör kullanılmış ve kolimatör-fantom uzaklığı, çalışmada ön görülen saçıcı ortam kalınlıklarını oluşturmak için 30 cm tutulmuştur. Ayrıca, her bir yöntem için uzaysal rezolüsyon ve saçılma kesri, benzer görüntüleme koşullarında çizgisel kaynak kullanılarak ölçülmüştür.

Bu kapsamlı çalışmada, Compton saçılmasını gideren her bir yöntem için, görüntü kalitesinin kalitatif ve kantitatif olarak değerlendirilmesine olanak sağlayan ve birbirinden bağımsız olarak iyileştirilemeyen, kontrast (*C*), sinyal/ gürültü oranı (*SNR*) ve uzaysal rezolüsyon (*FWHM*) gibi gama kamera karakteristikleri ile saçılma kesri (*SF*) elde edilmiş ve bir seri çizelge ve şekil altında toplanan bu deneysel veriler, rutin ²⁰¹Tl görüntüleme uygulamaları (72 keV ve %20 PHA enerji penceresi) ile normalize (Cn ve SNRn) edilerek karşılaştırılmıştır.

4.1 Dar Pencere Yöntemi

Fotopik enerji penceresi kullanarak, saçılma katkısını çıkarmayı amaçlayan en basit yöntem, rutin klinik uygulamalarda kullanılan %20 PHA enerji penceresinin daraltıldığı (%15-%5) **Dar Pencere** yöntemidir. Bu çalışmada, ^{201}Tl için seçilen 72 keV fotopiki üzerine %15, %10 ve %5 dar enerji pencereleri uygulanarak, fantom görüntüleri için *SF*, *C*, *SNR* ve *FWHM* değerleri elde edilmiş ve normalize edilerek rutin uygulamalar ile karşılaştırılmıştır (Çizelge 4.1- 4.3).

Bilindiği üzere, düşük foton enerjilerinde (< 150 keV) Compton saçılmasına uğrayan fotonların büyük bir kısmı fotopikin altına düşmektedir. Bu nedenle, 69-80 keV karakteristik X-ışınlarını içine alan %20 pencere genişliğinin kullanıldığı ^{201}Tl görüntülemelerde, fotopik penceresi içinde detekte edilen fotonların %40-60'ının saçılmış fotonlardan oluştuğu öne sürülmektedir (Wilson et al., 1998; Köseoğlu, 2001; Ogawa, 2004). Bu doğrultuda sunulan çalışmada, saçıcı ortam kalınlığına bağlı olarak, klinik uygulamalarda kullanılan rutin enerji penceresi içindeki saçılmış fotonların, saçılmamış fotonlara oranını veren saçılma kesri hesaplanmış ve *Dar Pencere Yöntemi* ile elde edilen saçılma kesirleri ile birlikte Çizelge 4.1'de verilmiştir.

Çizelge 4.1 Dar Pencere Yöntemi ile Elde Edilen Saçılma Kesirleri

Yöntem	Rutin	Dar Pencere Yöntemi		
PHA (%)	20	15	10	5
Su Kalınlığı (cm)	Saçılma Kesri (%)			
4	49	37	33	31
8	59	44	43	42
12	60	50	49	48

Çizelge 4.1 incelendiğinde, yukarıdaki gözlem doğrultusunda, %20 PHA enerji penceresi içinde saçılma katkısının, saçıcı ortam kalınlığına bağlı olarak % 49–60 oranında değiştiği ve PHA penceresi küçüldükçe saçılmış foton katkısının azaldığı görülmektedir. Bu sonuçlara ilişkin temel beklenti, gama kamera ile görüntülemeye, saçılma katkısını azaltan dar enerji pencerelerinin uygulanmasının sistem uzaysal rezolüsyonunu ve görüntü kontrastını iyileştireceği yönündedir.

Çalışmada çizgisel kaynak dağılım fonksiyonunun yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM) ölçülerek, yöntem uyarınca (%20- %5 PHA) elde edilen FWHM'lar saçıcı kalınlığına göre Çizelge 4.2'de verilmiştir.

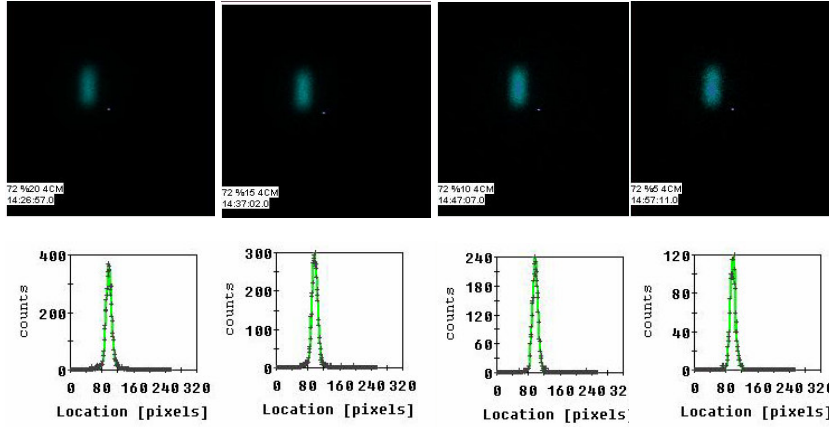
Çizelge 4.2 Dar Pencere Yöntemi ile Elde Edilen FWHM Değerleri

Dar Pencere Yöntemi	Uzaysal Rezolüsyon FWHM (mm)			
Saçıcı Ortam	Hava	Su		
Saçıcı Kalınlığı (cm)		4	8	12
%20 (Rutin)	15.30	16.03	16.10	16.53
%15	14.95	15.22	15.68	15.83
%10	14.54	14.59	15.35	15.41
%5	12.74	14.21	14.78	14.98

* Uzaysal rezolüsyon, çizgisel kaynak dağılım fonksiyonun FWHM'mu ile karakterize edilmiştir.

Çizelge 4.2 ve uzaysal rezolüsyonu karakterize eden çizgisel kaynak sayım hızı profillerinin verildiği Şekil 4.2 incelendiğinde, saçıcı ortam kalınlığı ile kötüleşen uzaysal rezolüsyonun, azalan % PHA enerji pencereleri ile iyileştiği gözlenmektedir. Bu gözlem, bir gama kamera görüntüsünde, küçük ayrıntıların veya keskin kenarların hangi ölçüde

kaydedildiğinin sayısal bir göstergesi olan uzaysal rezolüsyonun, saçılmadan önemli ölçüde etkilendiğini göstermektedir.



Şekil 4.2 Dar pencere yöntemi ile alınan çizgisel kaynak görüntüleri ve FWHM sayım hızı profilleri.

Bir gama kamera görüntüsü içinde lezyonların ayırt edilebilirliğinin ölçüsü olan **kontrast**, sistemin uzaysal rezolüsyonu ile sınırlanmaktadır. Bu doğrultuda, sıcak lezyon boyutu $> 2.4 \times \text{FWHM}$ olduğunda, planar görüntünün gerçek lezyon boyutunu büyük doğrulukla verdiği, ancak bu boyuttaki soğuk bir lezyon için kontrasta %20 oranında kayıp olduğu rapor edilmektedir (Kojima et al., 1989). Bu nedenle, özellikle soğuk lezyon görüntüleme çalışmalarında, uzaysal rezolüsyonun iyileştirilmesi büyük önem taşımaktadır. Ancak, iyi bir sistem uzaysal rezolüsyonunun, yeterli sayım yoğunluğu elde edilemeyen durumlarda, kontrastın zayıflamasına engel olamayacağı da bilinen bir gerçektir.

Bu çalışmada, dar enerji pencere yöntemi uygulanarak elde edilen görüntü kontrastı ve sinyal /gürültü oranı, Çizelge 4.3' de verilmiştir.

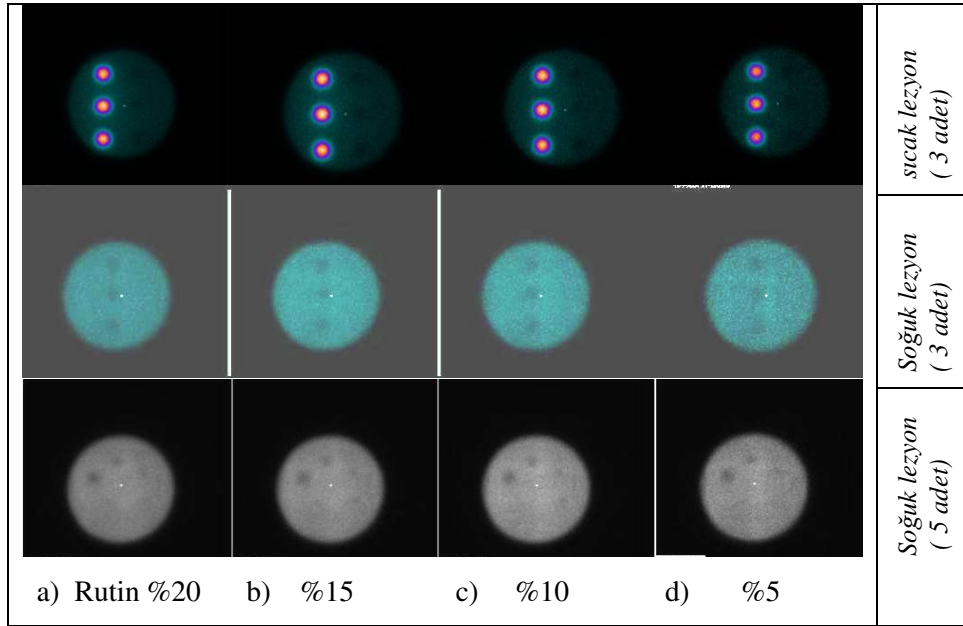
Çizelge 4.3 Dar Pencere Yöntemi ile Elde Edilen Görüntü Kontrastı ve Sinyal /Gürültü Oranları

Dar Pencere Yöntemi			Soğuk lezyon				Sıcak lezyon			
PHA (%)			C	C _n	SNR	SNR _n	C	C _n	SNR	SNR _n
Saçıcı Kalınlığı (cm)	4	Rutin	0.62	100.0	12.51	100.0	6.05	100.0	15.47	100.0
		15	0.65	104.8	12.46	99.6	6.35	105.0	12.89	83.3
		10	0.66	106.5	10.34	82.7	6.41	106.0	11.06	71.5
		5	0.69	111.3	7.67	61.3	6.71	110.9	8.97	58.0
	8	Rutin	0.51	100.0	12.11	100.0	3.03	100.0	14.25	100.0
		15	0.52	102.0	11.89	98.2	3.14	103.6	11.92	83.6
		10	0.53	103.9	11.54	95.3	3.15	104.0	10.36	72.7
		5	0.54	105.9	7.56	62.4	3.16	104.3	7.63	53.5
	12	Rutin	0.41	100.0	12.06	100.0	1.45	100.0	13.73	100.0
		15	0.42	102.4	10.16	84.2	1.50	103.4	11.40	83.0
		10	0.42	102.4	8.64	71.6	1.53	105.5	9.78	71.2
		5	0.44	107.3	7.33	60.8	1.55	106.9	7.03	51.2

*Rutin ²⁰¹Tl görüntülemesinde C ve SNR 100 kabul edilmiştir.

Çizelge 4.3 incelendiğinde, %5 PHA enerji penceresi seçildiğinde, soğuk ve sıcak lezyon kontrastındaki iyileşme oranının saçıcı kalınlığına bağlı olarak %5-%11 olduğu ve görüntü kontrastındaki bu artışa karşın sinyal/ gürültü oranının $\geq$ %40 düştüğü gözlenmektedir. Çok dar enerji penceresinin kullanıldığı bu durumda, görüntü içindeki saçılmalar yanında (eksik enerji bilgisi taşıyan fotonlar), doğru enerji bilgisi taşıyan birincil fotonların büyük bir kısmı da görüntüden çıkarılmakta ve sinyal/ gürültü oranının düşmesi ile artan gürültü

seviyesi, özellikle küçük boyutlu soğuk lezyonların kalitatif ve kantitatif değerlendirilmesini güçleştirmektedir (Şekil 4.3d).



Şekil 4.3 Dar pencere yöntemi ile elde edilen sıcak ve soğuk lezyon görüntüleri.

Beklentiler doğrultusunda gelişen bu durum, dar pencere yönteminde kontrast ile sinyal/gürültü oranı arasında asgari koşulları sağlayacak bir çözüm gerektirmektedir. Bu anlamda, çalışmada elde edilen deneysel bulgular, görüntüye daha fazla bilgi taşıyan %15- %10 arasında bir PHA enerji penceresi seçiminin kantitatif çalışmalar için uygun olduğunu göstermektedir.

Sonuç olarak, önerilen bu yöntemde çok dar enerji pencerelerinin kullanılması, saçılan fotonların görüntü içine dahil olmasını engelliyerek, uzaysal rezolüsyonu ve kontrastı iyileştirmekte, ancak sayım verimini düşürerek sinyal/gürültü oranını kötüleştirmektedir.

4.2 Asimetrik Pencere Yöntemi

Saçılma katkısını çıkarmak için asimetrik enerji penceresi kullanılan bu teknikte, saçılan fotonların fotopikin düşük enerji bölgesinde yoğunlaşacağı yaklaşımı yapılarak fotopik penceresi yüksek enerji bölgesine doğru kaydırılmaktadır. Bu çalışmada, önerilen yöntem doğrultusunda, ^{201}Tl 'in 72 keV fotopiki üzerinde alınan %20 PHA enerji penceresi, genişliği değiştirilmeksizin, fotopikin yüksek enerji bölgesine doğru 2 keV aralıklarla (74 keV, 76 keV ve 78 keV) kaydırılarak saçılma katkısı çıkarılmış ve Compton saçılmasını gideren bu yöntem için, saçılma kesri, uzaysal rezolüsyon, kontrast ve sinyal/ gürültü oranı elde edilerek, Çizelge 4.4- 4.6' da verilmiştir. Her bir çizelge altındaki deneysel veriler, rutin ^{201}Tl görüntüleme uygulamaları (72 keV ve %20 PHA enerji penceresi) ile karşılaştırılmıştır.

Çizelge 4.4 Asimetrik Pencere Yöntemi ile Elde Edilen Saçılma Kesirleri

Yöntem	Rutin	Asimetrik Pencere Yöntemi		
Fotopik Merkezi (keV) %20 PHA	72	74	76	78
Su Kalınlığı (cm)	Saçılma Kesri (%)			
4	49	46	44	40
8	59	38	40	36
12	60	54	53	51

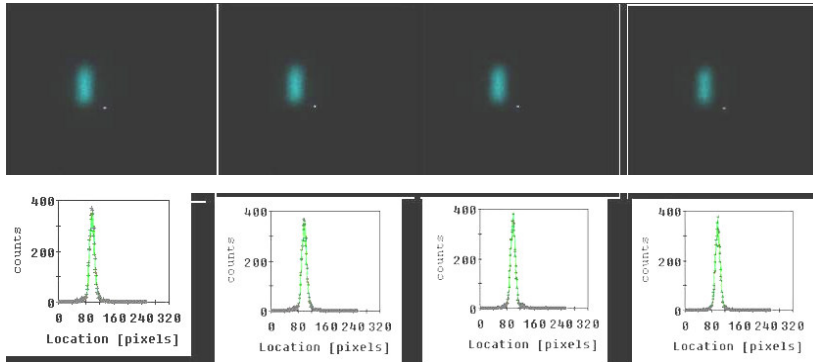
Çizelge 4.4'de asimetrik pencere yöntemi ile elde edilen saçılma kesirleri incelendiğinde, yöntemin yaklaşımı doğrultusunda, fotopik merkezi yüksek enerji bölgesine doğru kaydırıldıkça saçılma katkısının azaldığı gözlenmektedir.

Çalışmada, uzaysal rezolüsyonu karakterize eden çizgisel kaynak FWHM değerleri ve sayım hızı profilleri Çizelge 4.5 ve Şekil 4.4’de asimetrik pencere yöntemi ve rutin uygulama için verilmiştir.

Çizelge 4.5 Asimetrik Pencere Yöntemi ile Elde Edilen FWHM Değerleri

Asimetrik Pencere Yöntemi	Uzaysal Rezolüsyon FWHM (mm)			
Saçıcı Ortam	Hava	Su		
Saçıcı Kalınlığı (cm)		4	8	12
Fotopik Merkezi (keV)				
72 (Rutin)	15.30	16.03	16.10	16.53
74	14.37	14.52	14.75	15.28
76	14.19	14.65	14.96	16.25
78	15.26	15.68	16.07	16.40

* %20 PHA enerji penceresi kullanılmıştır.



Şekil 4.4 Asimetrik pencere yöntemi ile alınan çizgisel kaynak görüntüleri ve FWHM sayım hızı profilleri.

Çizelge 4.5 incelendiğinde, fotopik merkezi 78 keV’e kaydırıldığında, uzaysal rezolüsyonda, rutin uygulamalara göre önemli bir iyileşme olmadığı gözlenmektedir. Bu gözlem, asimetrik pencere

yöntemi ile elde edilen soğuk lezyon fantom görüntülerinde, görüntü kalitesini belirleyen kontrast ile paralellik sunmaktadır (Çizelge 4.6).

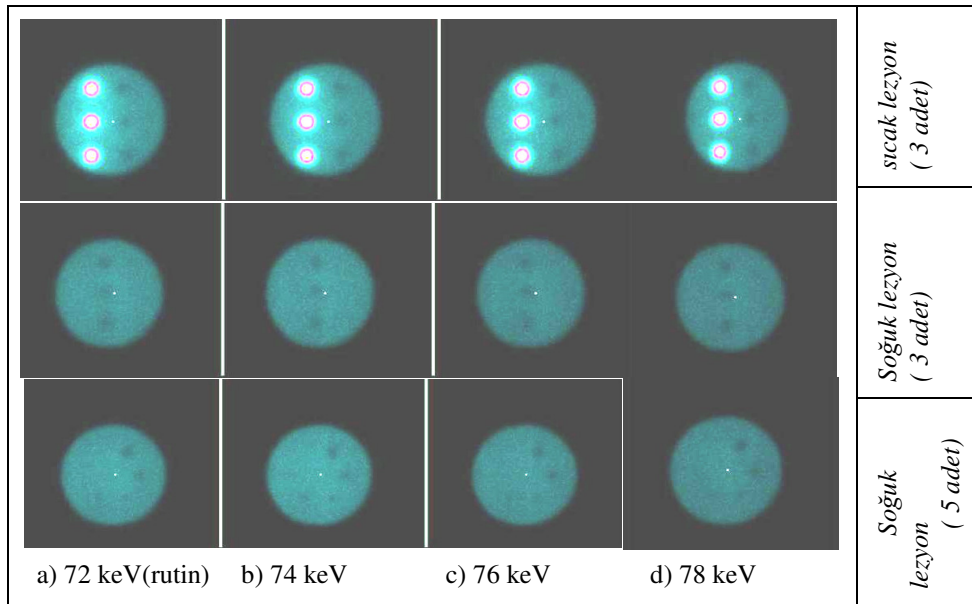
Çizelge 4.6 Asimetrik Pencere Yöntemi ile Elde Edilen Görüntü Kontrastı ve Sinyal /Gürültü Oranları

Asimetrik Pencere Yöntemi			Soğuk lezyon				Sıcak lezyon			
Fotopik Merkezi (keV)			C	Cn	SNR	SNRn	C	Cn	SNR	SNRn
Saçıcı Kalınlığı (cm)	4	Rutin	0.62	100.0	12.51	100.0	6.05	100.0	15.47	100.0
		74	0.64	103.2	11.35	90.7	6.87	113.6	15.17	98.1
		76	0.63	101.6	10.54	84.3	7.34	121.3	15.29	98.8
		78	0.62	101.0	9.10	72.7	7.93	131.1	15.39	99.5
	8	Rutin	0.51	100.0	12.11	100.0	3.03	100.0	14.25	100.0
		74	0.53	103.9	12.09	99.8	3.07	101.3	13.41	94.1
		76	0.53	103.9	12.08	99.8	3.30	108.9	13.48	94.6
		78	0.52	102.0	11.88	98.1	3.48	114.9	13.50	94.7
	12	Rutin	0.41	100.0	12.06	100.0	1.45	100.0	13.73	100.0
		74	0.43	104.9	6.56	54.4	1.51	104.1	12.75	92.9
		76	0.43	104.9	6.54	54.2	1.65	113.8	13.19	96.1
		78	0.42	102.4	5.44	45.1	1.76	121.4	13.29	96.8

Çizelge 4.6’da asimetrik pencere yöntemi ile elde edilen soğuk ve sıcak lezyon görüntülerinin C değerleri rutin uygulamalar ile karşılaştırıldığında (Cn), soğuk lezyonlar için en yüksek kontrast artışı, fotopik merkezinin 74 keV olduğu asimetrik pencerede gözlenmektedir. Ayrıca, yöntem doğrultusunda fotopik merkezi yüksek enerji bölgesine doğru kaydırıldıkça, sıcak lezyonların tersine, soğuk lezyon görüntülerinde sinyal gürültü oranlarının düştüğü görülmektedir.

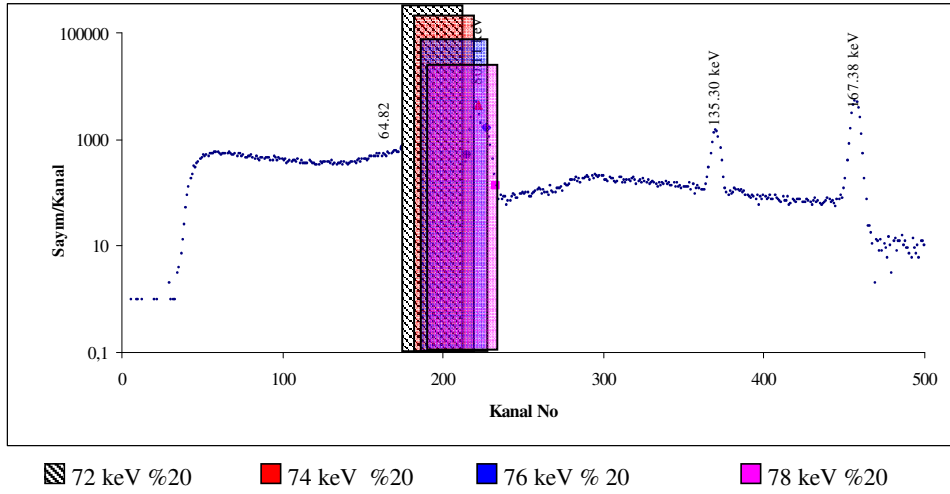
Gama kamera ile radyonüklit görüntülemeye, aktivite içeren sıcak bir lezyonun çevresindeki background aktivitesine karşı iyi kontrasta sahip olduğu, aktivite içermeyen soğuk lezyonun ise, aktivitesi

yüksek komşu dokular içinde ayırt edilmesinin güç olduğu bilinen bir gerçektir. Bu doğrultuda, Compton saçılmasını gideren bu yöntem, soğuk lezyon kontrastı ve sinyal/gürültü oranı açısından değerlendirildiğinde, fotopik merkezinin 74 keV olduğu asimetrik pencere uygun bir çözüm olarak gözükmektedir. Asimetrik pencere yöntemi ile elde edilen soğuk ve sıcak lezyon görüntülerini veren Şekil 4.5 görsel olarak bu değerlendirmeyi doğru kılmaktadır.



Şekil 4.5 Asimetrik pencere yöntemi ile elde edilen soğuk ve sıcak lezyon görüntüleri.

Sayısal ve görsel deneysel veriler, ^{201}Tl görüntülemeye, fotopik merkezinin 74 keV olduğu asimetrik pencere dışında diğer uygulamaların olumsuzluğunu yansıtırsa da, ^{201}Tl radyonükliti için önerilenin dışında başka bir çözüm olamayacağı, bu radyonüklitin HPGe enerji spektrumu veren Şekil 4.6’da açıkça gözlenmektedir.



Şekil 4.6 ^{201}Tl 'in HPGe enerji spektrumu.

Şekil 4.6'da verilen çoklu γ ve X ışınından oluşan ^{201}Tl enerji spektrumu üzerine, ilgili enerjiler (72, 74, 76 ve 78 keV) için PHA enerji pencereleri yerleştirildiğinde, 74 keV dışında diğer asimetrik pencerelerin, saçılmaların fotopikin düşük enerji bölgesinde yoğunlaşacağı yaklaşımı yapan yöntemin doğasına aykırı olduğu (fotopikin yüksek enerji bölgesinde, spektrumda yer alan bir çok γ ve X katkı yapmaktadır) görülmektedir.

Sonuç olarak, Compton saçılmasını gideren yöntemler için, ^{201}Tl , çoklu γ ve X ışınından oluşan enerji spektrumu ile $^{99\text{m}}\text{Tc}$ gibi tek enerjili radyonüklitlerin aksine oldukça zor bir radyonüklittir. Bu nedenle, ^{201}Tl uygulamalarında saçılma düzeltmeleri genelde, deneysel yöntemler ile değil Monte Carlo simülasyonu ile yapılmaktadır. Bu doğrultuda sunulan deneysel çalışma, ^{201}Tl görüntüleme için önemli bir girişimdir.

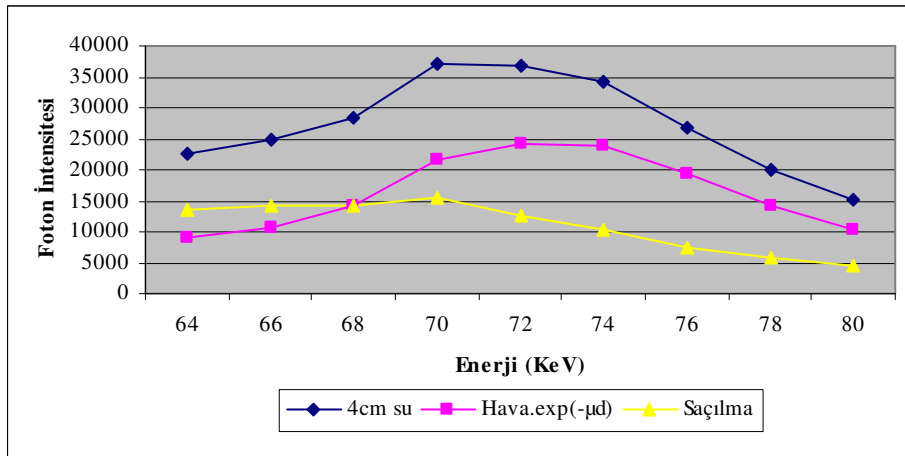
4.3 Fotopik Enerji Dağılım Analizi

Fotopik enerji penceresinin birincil (orijinal) ve saçılmış fotonları içeren üst üste binmiş enerji spektrumlarından oluştuğu yaklaşımı yapılan fotopik enerji dağılım analizi yönteminde, saçılma spektrumu hesaplanarak saçılma katkısı çıkarılmaktadır. Çalışmada, bu amaçla, ^{201}Tl radyonüklitinin, aynı kaynak- dedektör geometrisinde, hava ve 4, 8 ve 12 cm su kalınlığındaki saçıcı ortamlar için 64-80 keV enerji spektrumları (fotopik merkezi 2 keV kaydırılarak) elde edilmiştir. Hazırlanan nokta kaynağın, havada ölçülen intensitesi I_0 olmak üzere, iyi geometri koşullarında su ortamı içinde saçılmamış foton intensitesi, $I_0 \cdot e^{-\mu_d}$ eşitliği ile teorik olarak hesaplanmıştır. Her bir su kalınlığı için hesaplanan foton intensiteleri (hava $\times e^{-\mu_d}$), suda ölçülen foton intensitelerinden (I) çıkarılarak ($I - \text{havaxe}^{-\mu_d}$), saçılmış foton intensiteleri elde edilmiş ve saçılma spektrumları oluşturulmuştur. Elde edilen saçılma spektrumlarını, aynı miktarda saçılma içerecek şekilde iki eşit parçaya bölen enerji kesim değeri (C) hesaplanarak, saçılma katkısı çıkarılmıştır.

Noktasal ^{201}Tl kaynağının hava ve su ortamında ölçülen ve hesaplanan foton intensiteleri, her bir kalınlık için Çizelge 4.7 – 4.9’da verilmiştir. Bu çizelgelerde, 64–80 keV enerji aralığında ölçülen ve hesaplanan foton intensiteleri kullanılarak puls yükseklik eğrileri, yani saçılmış ve saçılmamış foton spektrumları elde edilmiştir. Her bir saçıcı ortam kalınlığı için ölçülen (saçılmış) ve hesaplanan (saçılmamış) enerji spektrumları ve bu iki spektrum arasındaki farkı gösteren saçılma spektrumları (Şekil 4.7-4.9) verilmiştir.

Çizelge 4.7 Noktasal ^{201}Tl Kaynağının Hava ve 4 cm Su için Fotopik Enerji Aralığında (64-80 keV) Ölçülen ve Hesaplanan Foton İntensiteleri

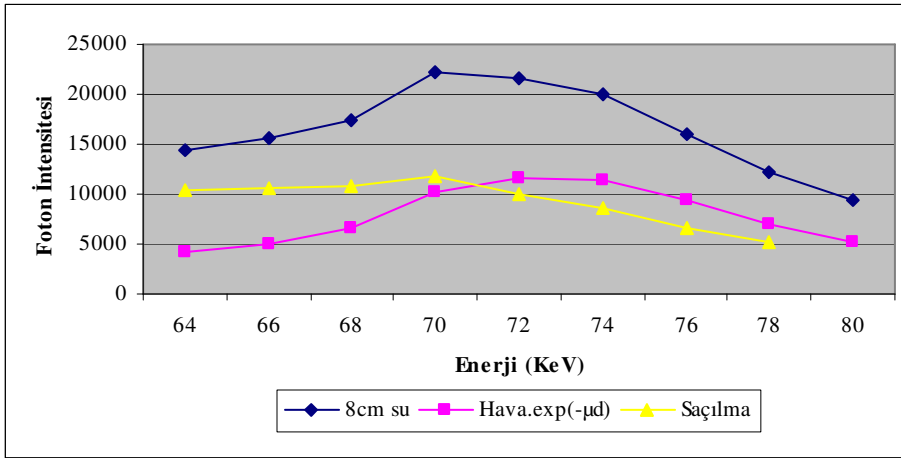
Fotopik Enerji Aralığı (keV)	Havada Ölçülen İntensite (I_0)	Suda Ölçülen İntensite (I)	Hesaplanan İntensite (hava x $e^{-\mu d}$)	Saçılmış Foton İntensitesi ($I - I_0 \cdot e^{-\mu d}$)
64	19250	22493	8895	13598
66	22763	24718	10603	14115
68	30050	28388	14110	14278
70	45696	37093	21628	15465
72	50940	36747	24304	12443
74	49897	34147	23902	10245
76	40262	26902	19441	7461
78	29144	19926	14186	5740
80	21452	15115	10484	4631



Şekil 4.7 Noktasal ^{201}Tl kaynağının hava ve 4 cm su kalınlığında ölçülen ve hesaplanan enerji spektrumu.

Çizelge 4.8 Noktasal ^{201}Tl Kaynağının Hava ve 8 cm Su için Fotopik Enerji Aralığında (64-80 keV) Ölçülen ve Hesaplanan Foton İntensiteleri

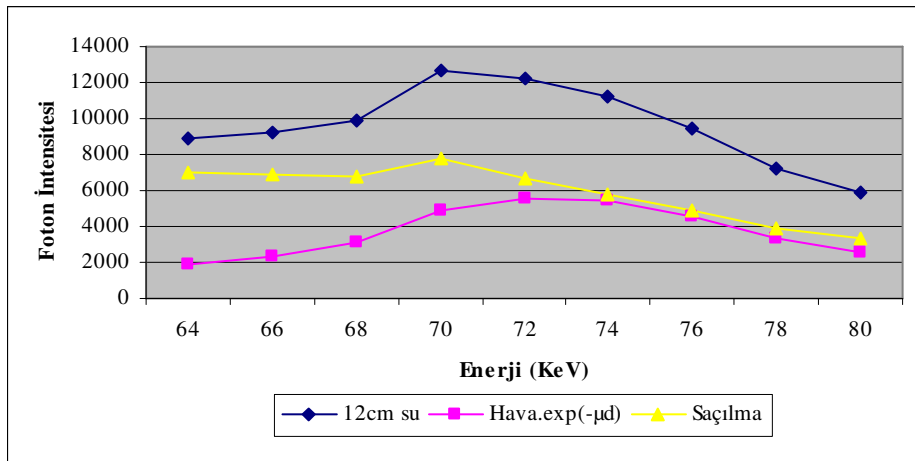
Fotopik Enerji Aralığı (keV)	Havada Ölçülen İntensite (I_0)	Suda Ölçülen İntensite (I)	Hesaplanan İntensite (hava x $e^{-\mu d}$)	Saçılmış Foton İntensitesi ($I - I_0 \cdot e^{-\mu d}$)
64	19250	14487	4110	10377
66	22763	15600	4939	10661
68	30050	17386	6625	10761
70	45696	22128	10237	11891
72	50940	21617	11596	10021
74	49897	19980	11450	8530
76	40262	16043	9388	6655
78	29144	12132	6905	5227
80	21452	9366	5123	4243



Şekil 4.8 Noktasal ^{201}Tl kaynağının hava ve 8 cm su kalınlığında ölçülen ve hesaplanan enerji spektrumu.

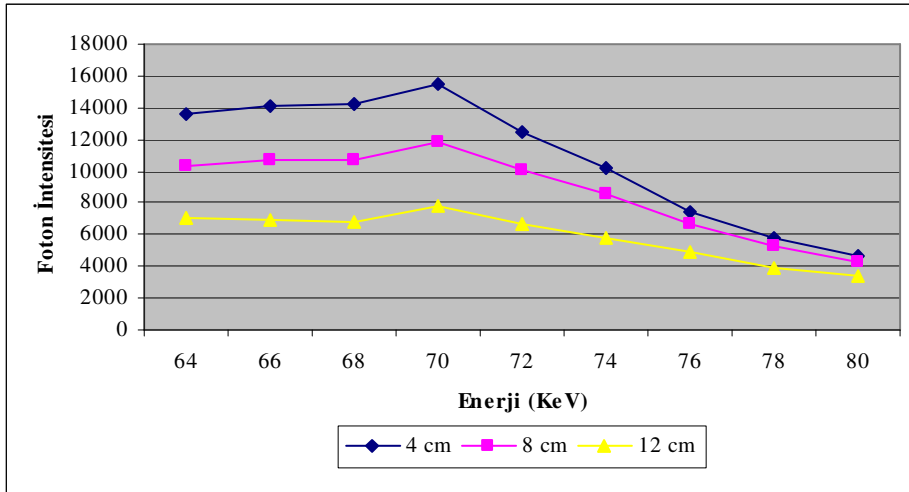
Çizelge 4.9 Noktasal ^{201}Tl Kaynağının Hava ve 12 cm Su için Fotopik Enerji Aralığında (64-80 keV) Ölçülen ve Hesaplanan Foton İntensiteleri

Fotopik Enerji Aralığı (keV)	Havada Ölçülen İntensite (I_0)	Suda Ölçülen İntensite (I)	Hesaplanan İntensite (hava x $e^{-\mu d}$)	Saçılmış Foton İntensitesi ($I - I_0 \cdot e^{-\mu d}$)
64	19250	8886	1886	7000
66	22763	9222	2301	6921
68	30050	9936	3111	6825
70	45696	12615	4845	7770
72	50940	12219	5533	6686
74	49897	11230	5485	5745
76	40262	9401	4533	4868
78	29144	7256	3361	3895
80	21452	5877	2504	3373



Şekil 4.9 Noktasal ^{201}Tl kaynağının hava ve 12 cm su kalınlığında ölçülen ve hesaplanan enerji spektrumu.

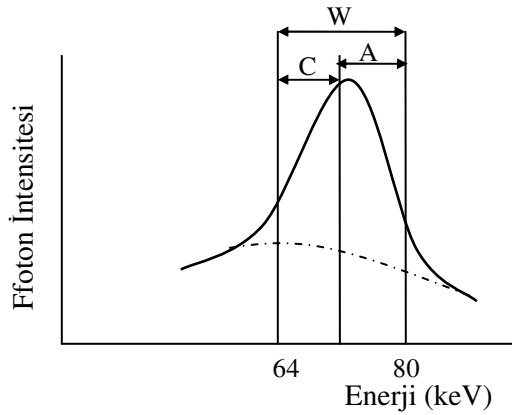
Çalışmada uygulanan yöntem doğrultusunda, her bir su kalınlığı için elde edilen saçılma spektrumları Şekil 4.10'da gösterilmiştir. İlgili şekil incelendiğinde, PHA enerji penceresi içinde ölçülen saçılma spektrumları şeklinin benzer olduğu ve su derinliği ile değişmediği gözlenmektedir. Uygulanan yöntemin çıkış noktası olan bu gözleme (Logan and McFarland, 1992) paralel olarak, saçılma spektrumunu aynı miktarda saçılma içerecek şekilde iki eşit parçaya bölen enerji kesim değeri $C=70$ keV olarak saptanmıştır.



Şekil 4.10 Fotopik enerji bölgesi (64-80 keV) içinde ölçülen saçılma spektrumları.

Farklı su derinliğinde noktasal ^{201}Tl kaynağının PHA enerji penceresi içinde ölçülen saçılma spektrumlarından deneysel olarak saptanan enerji kesim değeri kullanılarak, fotopik enerji penceresi A (70-80 keV) ve C (64-70 keV) olmak üzere iki pencereye ayrılmış ve (A-C) farkı alınarak saçılma düzeltilmesi yapılmıştır. Bu çalışmada kullanılan

gama kamera sisteminde, sözü edilen iki enerji bölgesi, 67 keV üzerine %10 ve 75 keV üzerine %13 PHA enerji penceresi uygulanarak elde edilmiştir (Şekil 4.11). Bu doğrultuda, gama kamera görüntüsü üzerindeki her bir nokta için yapılan (A-C) düzeltmesi saçılmadan bağımsız görüntüyü vermiştir.



Şekil 4.11 ^{201}Tl fotopik enerji penceresi içinde saçılma katkısının çıkarılması.

Çizelge 4.10 ve 4.11’de, fotopik enerji dağılım analiz yöntemi ile elde edilen saçılma kesirleri ve uzaysal rezolüsyon değerleri verilmiştir.

Çizelge 4.10 Fotopik Enerji Dağılım Analizi Yöntemi ile Elde Edilen Saçılma Kesirleri

Yöntem	Rutin	Fotopik Enerji Dağılım Analizi Yöntemi
Su Kalınlığı (cm)	Saçılma Kesri (%)	
4	49	36
8	59	38
12	60	52

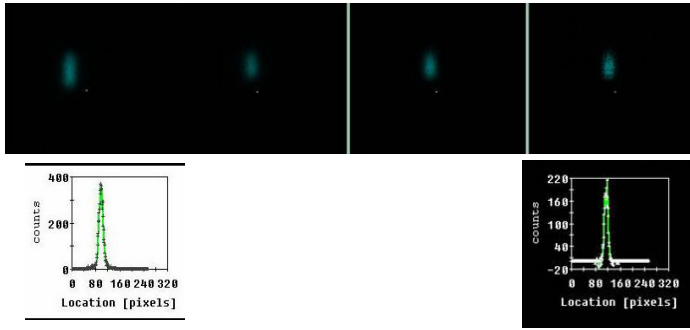
Genelde hasta kalınlığının 10–20 cm arasında değiştiği varsayılmaktadır. Bu doğrultuda, Çizelge 4.10 incelendiğinde, bu yöntemin rutin uygulamaya göre, 8–12 cm su kalınlığında, fotopik penceresi içindeki saçılma katkısını yaklaşık %24 oranında düşürdüğü gözlenmektedir. Bu bulgu, önceki çalışmalarda (Logan and McFarland, 1992; Buvat et al.,1995) söz konusu yöntemin, saçılma katkısını ~%20 oranında düzelttiği gözlemi ile uyum içindedir.

Çizelge 4.11 Fotopik Enerji Dağılım Analizi Yöntemi ile Elde Edilen FWHM Değerleri

Yöntem	Uzaysal Rezolüsyon FWHM (mm)			
	Hava	Su		
Saçıcı Ortam	Hava	Su		
Saçıcı Kalınlığı (cm)		4	8	12
Rutin	15.30	16.03	16.10	16.53
Fotopik Enerji Dağılım Analizi	13.64	14.49	14.53	15.70

Uzaysal rezolüsyonun değerlendirilmesine yönelik olarak çizgisel kaynak dağılım profillerinden elde edilen (Şekil 4.12) FWHM değerleri incelendiğinde (Çizelge 4.11), rutin uygulamaya göre, bu yöntemin uzaysal rezolüsyonda %5-10 oranında iyileşme sağladığı gözlenmektedir.

Çizelge 4.12’de, fotopik enerji dağılım analiz yöntemi ile elde edilen soğuk ve sıcak lezyon gama kamera görüntülerinin C ve SNR değerleri, normalize değerleri (C_n ve SNR_n) ile birlikte verilmiş ve rutin uygulamalar ile karşılaştırılmıştır.



Şekil 4.12 Fotopik enerji dağılım analizi yöntemi ile alınan çizgisel kaynak görüntüleri ve FWHM sayım hızı profilleri.

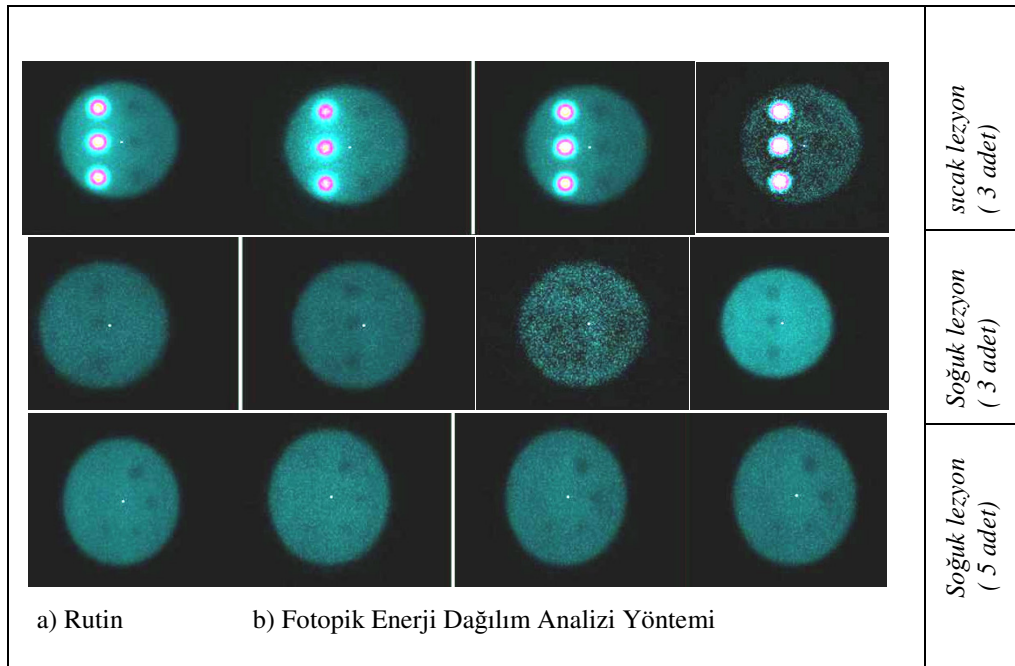
Çizelge 4.12 Fotopik Enerji Dağılım Analizi Yöntemi ile Elde Edilen Görüntü Kontrastı ve Sinyal/Gürültü Oranları

Yöntem			Soğuk lezyon				Sıcak lezyon			
			C	Cn	SNR	SNRn	C	Cn	SNR	SNRn
Saçıcı Kalınlığı (cm)	4	Rutin	0.62	100.0	12.51	100.0	6.05	100.0	15.47	100.0
		Fotopik En. D. An.	0.65	104.8	9.94	79.5	8.23	136.0	12.05	77.9
	8	Rutin	0.51	100.0	12.11	100.0	3.03	100.0	14.25	100.0
		Fotopik En. D. An.	0.54	105.9	10.15	83.8	3.55	117.2	12.96	90.9
	12	Rutin	0.41	100.0	12.06	100.0	1.45	100.0	13.73	100.0
		Fotopik En. D. An.	0.43	104.9	8.10	67.2	1.68	115.9	11.46	83.5

Compton saçılmasını gideren bu yöntem, rutin uygulamalara göre görüntü kontrastı açısından değerlendirildiğinde, soğuk lezyon kontrastını %5-6, sıcak lezyon kontrastını ise %16-30 oranında geliştirdiği görülmektedir. Genel olarak fotopik penceresi içindeki saçılmamış fotonlar görüntüde sinyali temsil ederken, saçılmış fotonlar gürültü kaynağı olmaktadır. Bu doğrultuda, fotopik penceresi içinde saçılmış foton katkısını çıkarmayı hedefleyen tüm saçılma düzeltme

teknikleri, fotopik penceresi içinde saçılmış fotonların yanı sıra, kaydedilen saçılmamış fotonları da çıkarmakta ve sinyalde kayba neden olmaktadır. Bu anlamda, fotopik enerji dağılım analizi önceki yöntemlerle karşılaştırıldığında, soğuk lezyon kontrastındaki artışa oranla, sinyal gürültü oranında daha az kayıp olduğu gözlenmektedir.

Şekil 4.13’de Jaszczak SPECT fantomun içine yerleştirilen sıcak ve soğuk lezyonların, fotopik enerji dağılım analizi yöntemi ile elde edilen görüntüleri verilmiştir.



Şekil 4.13 Fotopik enerji dağılım analizi yöntemi ile elde edilen sıcak ve soğuk lezyon görüntüleri.

Gama kamera ile ^{201}Tl görüntülemeye, spektral analize dayalı saçılma düzeltme tekniklerinin uygulandığı bu çalışmada fantom kullanılması, hastanın istemli veya istemsiz hareketinden kaynaklanan bulanıklık etkisinden ve hasta radyasyon dozunun sınırladığı zayıf sayım

istatistiğinden kaçınılmasını sağlamıştır. Ayrıca, kaynak-sistem geometrisinin değişmemesi, fantom çalışmalarının tekrarlanabilmesine ve uygulanan saçılma düzeltme tekniklerinin karşılaştırılmasına olanak sağlamıştır.

4.4 Çift Enerji Pencere Yöntemi (DEPW)

Çift enerji pencere yöntemi, fotopik enerji penceresi içinde saçılmış foton dağılımını, düşük enerji bölgesinde seçilen ikinci bir pencerede (saçılma penceresi) ölçülen fotonların uzaysal dağılımı ile tahmin etmektedir. Bu iki uzaysal dağılımın sadece bir k sabitiyle birbirinden farklı olacağı yaklaşımı yapılan bu yöntemde (Jaszcsak et al., 1984), düşük enerji penceresinde (Compton penceresi) elde edilen sayımlar I_c olmak üzere, PHA enerji penceresi içindeki saçılma katkısı;

$$C_{saç} = k \times I_c$$

eşitliği ile hesaplanmaktadır. Çalışmada uygulanan bu yöntem doğrultusunda, ^{201}TI 'un enerji spektrumu, saçılmayı içeren Compton penceresi (50.75-65.25 keV) ve rutin PHA penceresi olmak üzere (64.80-79.20 keV) iki enerji penceresi için alınmıştır. İki enerji penceresi arasındaki oranı gösteren k faktörü, gama kamera karakteristiklerine, seçilen enerji penceresi ayarlarına ve saçıcı ortam kalınlığına bağlı olarak değiştiğinden, kullanılan PHA pencerelerine ilişkin k faktörü, farklı su kalınlıkları için saptanarak Çizelge 4.13'de verilmiştir.

Jaszcsak tarafından önerilen bu yöntem doğrultusunda, çoğu uygulamada k faktörü 0.5 olarak alınmaktadır. Ancak, Çizelge 4.13'de görüleceği üzere, k katsayısı saçıcı ortam kalınlığına bağlı olarak, 0.42 ile 0.30 arasında değişmektedir. Bu doğrultuda, saçıcı ortam kalınlığı ile

değişen bu faktörün, sabit 0.5 oranı yerine, ortalama değerinin alınması önerilmektedir (Gustafsson et. al., 2000).

Çizelge 4.13 Saçıcı Ortam Kalınlığına Bağlı Olarak k Faktörü

Çift Pencere Yöntemi	Saçıcı Ortam Kalınlığı (cm)	K
PHA		
Fotopik Penceresi	4	0.42
(72 keV ve %20)	8	0.37
Compton Penceresi	12	0.30
(58 keV %25)		$k_{ort}=0.36$

Bu çalışmada, fotopik penceresi ve saçılma penceresi arasındaki oranı veren k faktörü 0.36 alınarak, elde edilen SF ve FWHM değerleri Çizelge 4.14 ve 4.15'te verilmiştir.

Çizelge 4.14 Çift Enerji Pencere Yöntemi ile Elde Edilen Saçılma Kesirleri

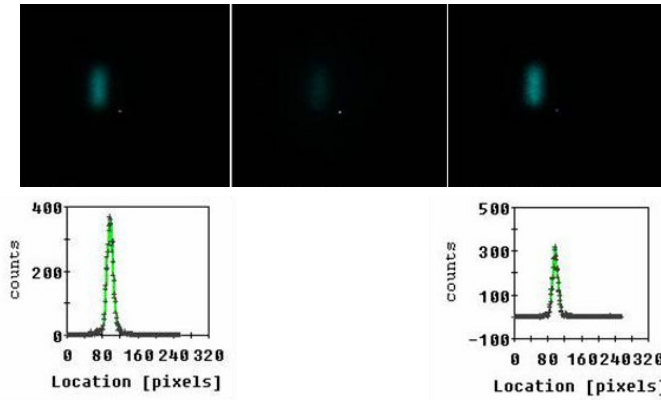
Yöntem	Rutin	Çift Enerji Fotopik Pencere Yöntemi
Su Kalınlığı (cm)	Saçılma Kesri (%)	
4	49	32
8	59	42
12	60	50

Çift enerji pencere yöntemi ile elde edilen saçılma kesirlerini veren Çizelge 4.14 incelendiğinde, her bir saçıcı kalınlığı için fotopik penceresi içinde saçılma katkısını gösteren SF değerlerinin, uygulanan önceki yöntemler ile örtüştüğü gözlenmektedir. Ancak, saçılma katkısını

benzer oranda çıkaran bu yöntemin, uzaysal rezolüsyonda sağladığı başarı, Çizelge 4.15’de açıkça görüleceği üzere, diğer üç yönteme oranla daha yüksektir.

Çizelge 4.15 Çift Enerji Pencere Yöntemi ile Elde Edilen FWHM Değerleri

Yöntem	Uzaysal Rezolüsyon FWHM (mm)			
	Hava	Su		
Saçıcı Ortam				
Saçıcı Kalınlığı (cm)		4	8	12
Rutin	15.30	16.03	16.10	16.53
DEPW	13.63	13.89	13.92	14.70



Şekil 4.14 DEPW yöntemi ile elde edilen çizgisel kaynak görüntüleri ve FWHM sayım hızı profilleri.

Şekil 4.14’de verilen çizgisel kaynak sayım hızı profillerinin ölçülen FWHM genişlikleri, (Çizelge 4.15), rutin uygulamaya göre, bu yöntemin uzaysal rezolüsyonda %10-13 oranında iyileşme sağladığını göstermektedir. Uzaysal rezolüsyondaki bu iyileşmeye paralel olarak

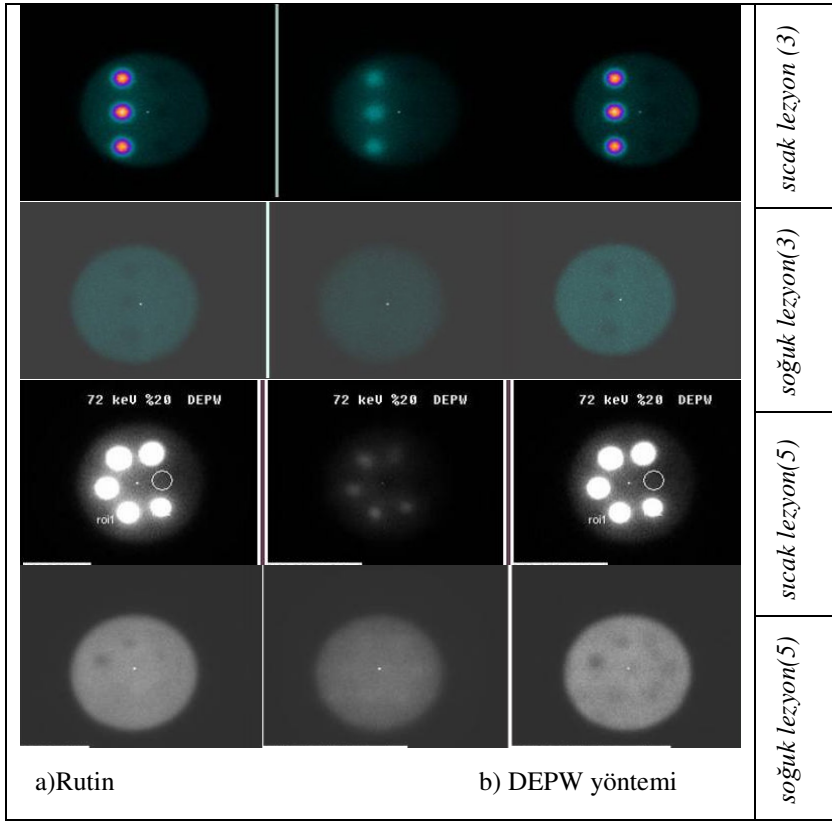
soğuk lezyon kontrastında, %7.8 oranında artış gözlenmektedir (Çizelge 4.16).

Çizelge 4.16 Çift Enerji Pencere Yöntemi İle Elde Edilen Görüntü Kontrastı ve Sinyal/Gürültü Oranları

Yöntem			Soğuk lezyon				Sıcak lezyon			
			C	Cn	SNR	SNRn	C	Cn	SNR	SNRn
Saçıcı Kalınlığı (cm)	4	Rutin	0.62	100.0	12.51	100.0	6.05	100.0	15.47	100.0
		DEPW	0.65	104.8	10.68	85.4	8.33	137.7	15.36	99.3
	8	Rutin	0.51	100.0	12.11	100.0	3.03	100.0	14.25	100.0
		DEPW	0.55	107.8	10.42	86.0	3.76	124.1	13.39	94.0
	12	Rutin	0.41	100.0	12.06	100.0	1.45	100.0	13.73	100.0
		DEPW	0.44	107.3	9.01	74.7	1.70	117.2	12.62	91.9

Bu çalışmada uygulanan DEPW yöntemi doğrultusunda, sıcak ve soğuk lezyonların, her bir saçıcı kalınlığı için elde edilen görüntülerinden hesaplanan C ve SNR değerleri, rutin uygulamalar ile karşılaştırıldığında (Cn ve SNRn), bu yöntemin, görüntü kontrastında soğuk lezyonlar için % 5-8, sıcak lezyonlar için % 17- 38 oranında iyileşme sağladığı gözlenmektedir. Ayrıca, bu yöntemin kontrastta sağladığı iyileşmeye oranla, sinyal/ gürültü oranında meydana gelen kaybın (soğuk lezyonlar için % 14-25 ve sıcak lezyonlar için %1-8) diğer yöntemlerin aksine daha az olduğu gözlenmektedir.

Çift enerji pencere yöntemi ile elde edilen soğuk ve sıcak lezyon görüntüleri Şekil 4.15’de verilmiştir. Uygulanan yöntemin görüntü kontrastında sağladığı iyileşme görsel olarak ilgili şekilde (4.15) açıkça gözlenmektedir.



Şekil 4.15 DEPW yöntemi ile elde edilen sıcak ve soğuk lezyon görüntüleri.

4.5 Yamuk Yaklaşımlı Üçlü Enerji Pencere Yöntemi (TEW)

Bu yöntemde, fotopik penceresi içindeki saçılma katkısı, fotopik enerji spektrumuna doğrusal bir fit uygulanarak tahmin edilmektedir. Fotopikin her iki yanına yerleştirilen E_1 ve E_2 enerjilerinden geçirilen bu doğrusal fitin altında kalan yamuk alanı fotopik enerji spektrumu içindeki Compton saçılma katkısını vermektedir (Ichihara et al.,1993). Pratik olarak, Compton background'ı üzerine oturduğu varsayılan

fotopikin, her iki yanında oluşturulan dar enerji pencereleri ile fotopik altındaki saçılma katkısı hesaplanmaktadır.

Bu çalışmada, üçlü enerji penceresi kullanılan yöntem doğrultusunda, fotopik enerji penceresi 64.8 keV-79.2 keV enerji aralığında alınmış ve fotopikin her iki yanında ~2 keV genişliğinde dar saçılma pencereleri oluşturulmuştur. Fotopikin solundaki [64.02-65.97 keV (65 keV %3)]ve sağındaki saçılma pencereleri [77.81-80.18 keV (79 keV %3)] ile fotopik altındaki yamuk alanı;

$$C_{saç} = \left(\frac{C_{sol}}{W_{sol}} + \frac{C_{sağ}}{W_{sağ}} \right) \cdot \frac{W_m}{2}$$

hesaplanarak, saçılmış foton katkısı elde edilmiştir.

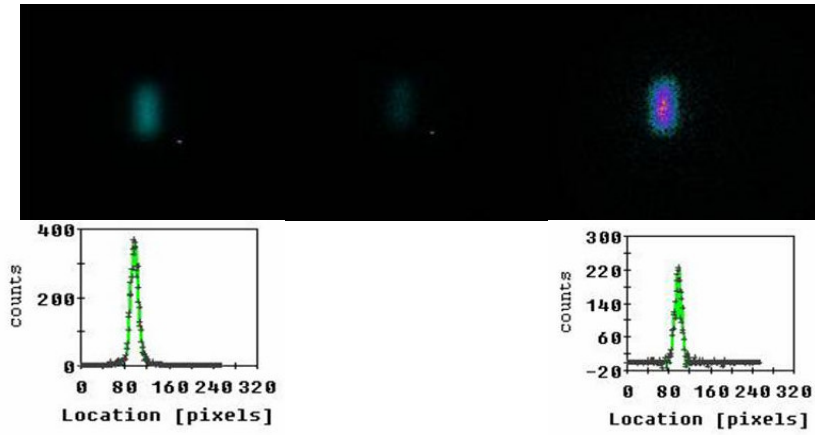
Saçılmış fotonların PHA enerji penceresi (72 keV % 20) içindeki toplam sayımdan (C_{top}) çıkarılması ile bu pencere içindeki saçılmamış foton görüntüsü elde edilmiştir. Yamuk yaklaşımli TEW yöntemi ile elde edilen saçılma kesirleri Çizelge 4.17’de, uzaysal rezolüsyon değerleri ise Çizelge 4.18 ve Şekil 4.16’da verilmiştir.

Çizelge 4.17 Yamuk Yaklaşımli TEW Yöntemi ile Elde Edilen Saçılma Kesirleri

Yöntem	Rutin	TEW (Yamuk Yaklaşımı)
Su Kalınlığı (cm)	Saçılma Kesri (%)	
4	49	25
8	59	30
12	60	42

Çizelge 4.18 Yamuk Yaklaşımlı TEW Yöntemi ile Elde Edilen FWHM Değerleri

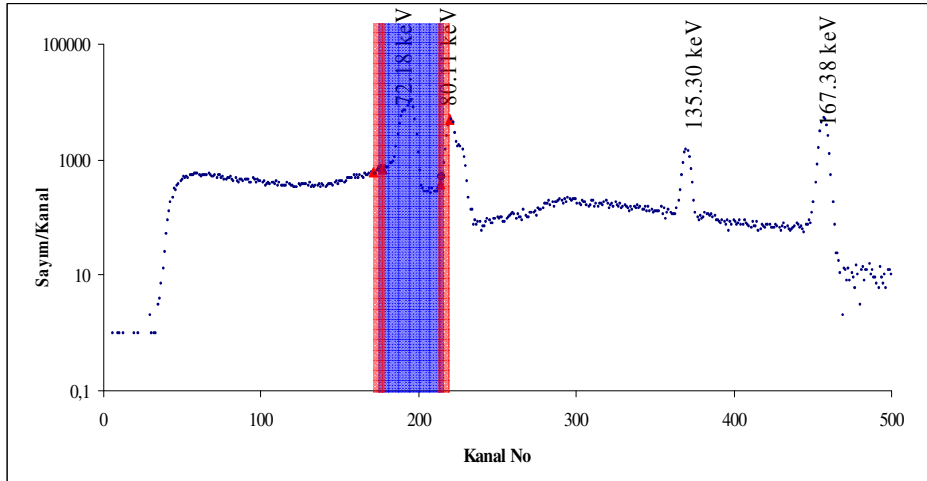
Yöntem	Uzaysal Rezolüsyon FWHM (mm)			
	Hava	Su		
Saçıcı Ortam	Hava	Su		
Saçıcı Kalınlığı (cm)		4	8	12
Rutin	15.30	16.03	16.10	16.53
TEW Yamuk	12.77	13.80	13.84	13.92



Şekil 4.16 Yamuk yaklaşımı TEW yöntemi ile elde edilen çizgisel kaynak görüntüleri ve FWHM sayım hızı profilleri.

Çizelge 4.17 ve 4.18 incelendiğinde, her bir saçıcı kalınlığı için elde edilen SF ve FWHM değerlerinin, uygulanan önceki yöntemlere göre farklılık sunduğu ve daha iyi sonuçlar verdiği gözlenmektedir. Bu bulgular, ^{201}Tl radyonüklitin çoklu X ve gama ışınından oluşan enerji spektrumunun doğası ile yamuk yaklaşımı TEW yönteminin uyduğu açık bir göstergesidir. Açıkça ifade etmek gerekirse, yukarıda sözü edilen saçılma düzeltme tekniklerinin birçoğu, saçılmış

fotonların fotopikin düşük enerji bölgesinde yoğunlaşacağı yaklaşımı üzerine kurulmuştur. Ancak, Şekil 4.17’de ve Çizelge 4.19’da gözleneceği üzere, ^{201}Tl enerji spektrumunun yüksek enerji bölgesinde fotopike katkı yapan bir çok X [80.11 keV (%15), 82.58 keV(4.1)] ve gama [135.3 (%2.5), 167.38 keV (%9.6)] ışını bulunmaktadır. Bu doğrultuda, fotopikin düşük enerji bölgesi yanında, yüksek enerji bölgesini de dikkate alan yamuk yaklaşımlı üçlü enerji pencere (TEW) yöntemi, ^{201}Tl radyonükliti için diğer yöntemlere üstünlük sağlamaktadır.



Şekil 4.17 ^{201}Tl enerji spektrumu (HPGe) üzerinde üçlü enerji penceresi.

Çizelge 4.19 ^{201}Tl Enerji Spektrumunda Gözlenen X ve γ Işınları

Foton Enerjisi (keV)	Intensite (%)
68.89 X	25.5
70.82 X	43.3
80.11 X	15.0
82.58 X	4.1
135.30 γ	2.5
167.38 γ	9.6

Nükleer tıp görüntüleme çalışmalarında kullanılan tek enerjili radyonüklitlerin aksine, ^{201}Tl ile görüntülemelerde Compton saçılmasını gideren yöntemlerin en büyük açmazı, bu radyonüklitin yukarıda sözü edilen kompleks enerji spektrumudur. Bu doğrultuda, çalışmada uygulanan yamuk yaklaşımli TEW yöntemi, ^{201}Tl radyonükliti ile görüntülemelerde uygun bir saçılma düzeltme tekniği olarak karşımıza çıkmaktadır.

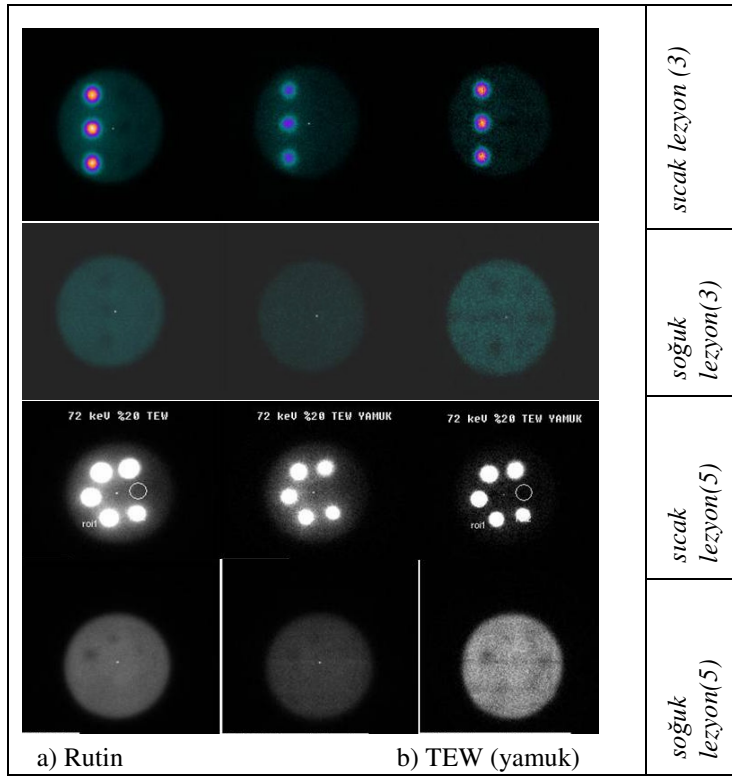
Yamuk yaklaşımli üçlü enerji pencere yöntemi ile elde edilen soğuk ve sıcak lezyon görüntülerinin kontrast ve sinyal/ gürültü oranları Çizelge 4.20’de verilerek, rutin uygulamalar ile karşılaştırılmıştır.

Rutin uygulamalara göre uzaysal rezolüsyonu $\sim\%15$ oranında iyileştiren bu yöntemin, Çizelge 4.20’de görüleceği üzere, beklentiler doğrultusunda görüntü kontrastında soğuk lezyonlar için $\% 15\text{-}24$, sıcak lezyonlar için ise $\% 22\text{-}50$ gibi büyük oranlarda iyileşme sağladığı gözlenmektedir.

Çizelge 4.20 Yamuk Yaklaşımli TEW Yöntemi ile Elde Edilen Görüntü Kontrastı ve Sinyal/Gürültü Oranları

Yöntem			Soğuk lezyon				Sıcak lezyon			
			C	Cn	SNR	SNRn	C	Cn	SNR	SNRn
Saçıcı Kalınlığı (cm)	4	Rutin	0.62	100.0	12.51	100.0	6.05	100.0	15.47	100.0
		TEW Yamuk	0.77	124.2	10.79	86.3	9.11	150.6	13.94	90.1
	8	Rutin	0.51	100.0	12.11	100.0	3.03	100.0	14.25	100.0
		TEW Yamuk	0.59	115.7	10.54	87.0	4.33	142.9	11.27	79.1
	12	Rutin	0.41	100.0	12.06	100.0	1.45	100.0	13.73	100.0
		TEW Yamuk	0.47	114.6	8.66	71.8	1.77	122.1	9.37	68.2

Şekil 4.18’de verilen sıcak ve soğuk lezyon görüntüleri görsel olarak bu kantitatif değerlendirmeyi desteklemektedir. Ancak, ilgili şekil ve çizelgelerde, bu yöntemin soğuk lezyon kontrastında sağladığı iyileşmeye oranla, beklenenden daha düşük olsa da, sinyal/ gürültü oranında kayıp meydana getirdiği (<%28) gözlenmektedir



Şekil 4.18 Yamuk yaklaşımli TEW yöntemi ile elde edilen sıcak ve soğuk lezyon görüntüleri.

4.6 Üçgen Yaklaşımli Üçlü Enerji Pencere Yöntemi

Üçgen yaklaşımli üçlü enerji pencere yönteminde, fotopik enerji penceresi içindeki saçılma katkısı, bir önceki yöntemle benzer şekilde

fotopik enerji spektrumuna doğrusal bir fit uygulanarak tahmin edilmektedir. Buna karşın bu yöntemde, fotopik içindeki Compton background'ı yamuk alanı yerine üçgen alanından tahmin edilmektedir. Kısaca ifade edilirse, fotopikin her iki tarafına E_1 ve E_2 enerji pencereleri yerleştirilmekte, ancak yüksek enerji penceresi içinde saçılmanın olmadığı varsayılmaktadır.

Bu çalışmada, uygulanan yöntem doğrultusunda, fotopikin (72 keV % 20) sol tarafına yerleştirilen (64 keV %3) dar enerji penceresi kullanılarak,

$$C_{saç} = \left(\frac{C_{sol}}{W_{sol}} \right) \cdot \frac{W_m}{2}$$

eşitliği ile fotopik altında kalan üçgen alanı hesaplanmış ve Compton saçılma katkısı saptanmıştır. Son aşamada, saçılmış foton katkısı fotopik içindeki toplam sayımlardan (C_{top}) çıkarılarak saçılmamış foton görüntüsü elde edilmiştir.

Üçgen yaklaşımli TEW yöntemi ile elde edilen saçılma kesirleri Çizelge 4.21'de, uzaysal rezolüsyonu karakterize eden FWHM değerleri ise Çizelge 4.22 ve Şekil 4.19'da verilmiştir

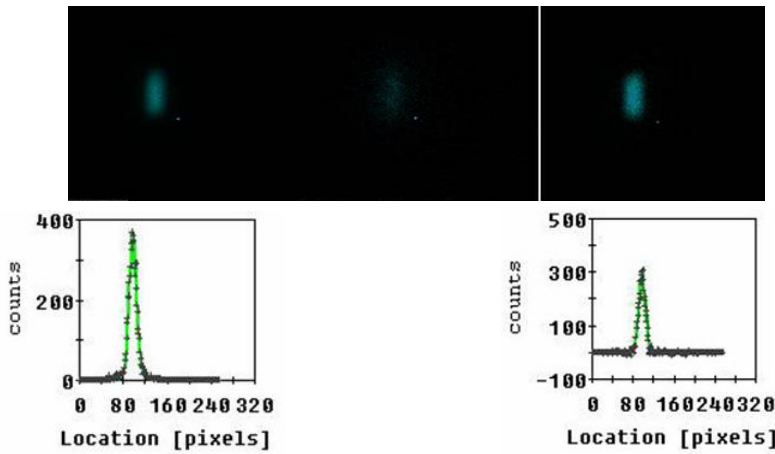
Çizelge 4.21 Üçgen Yaklaşımli TEW Yöntemi İle Elde Edilen Saçılma Kesirleri

Yöntem	Rutin	TEW Yamuk Yaklaşımı
Su Kalınlığı (cm)	Saçılma Kesri (%)	
4	49	26
8	59	34
12	60	46

Çizelge 4.22 Üçgen Yaklaşımlı TEW Yöntemi ile Elde Edilen FWHM Değerleri

Yöntem	Uzaysal Rezolüsyon FWHM (mm)			
	Hava	Su		
Saçıcı Ortam	Hava	Su		
Saçıcı Kalınlığı (cm)		4	8	12
Rutin	15.30	16.03	16.10	16.53
TEW Üçgen	12.78	13.82	13.87	13.95

Çizelge 4.21’de görüleceği üzere, rutin uygulamaya göre TEW üçgen yaklaşımı, saçıcı kalınlığına bağlı olarak ~% 25-50 oranında saçılma katkısı çıkarmakta ve bu sonuçlar, yamuk yaklaşımli TEW yöntemi ile örtüşmektedir. Bu doğrultuda, Çizelge 4.22’de verilen FWHM genişlikleri bir önceki yöntem ile benzerlik sunmaktadır.



Şekil 4.19 TEW yöntemi Üçgen yaklaşımı ile elde edilen çizgisel kaynak görüntüleri ve FWHM sayım hızı profilleri.

Rutin uygulamaya göre uzaysal rezolüsyonda yaklaşık % 14 oranında iyileşme sağlayan üçgen yaklaşımli üçlü enerji pencere yöntemi

ile elde edilen soğuk ve sıcak lezyon görüntülerinde, kontrast artışı bekleneneği üzere oldukça yüksek olmuştur. Bu durum, Çizelge 4.23’de açıkça gözlenmektedir.

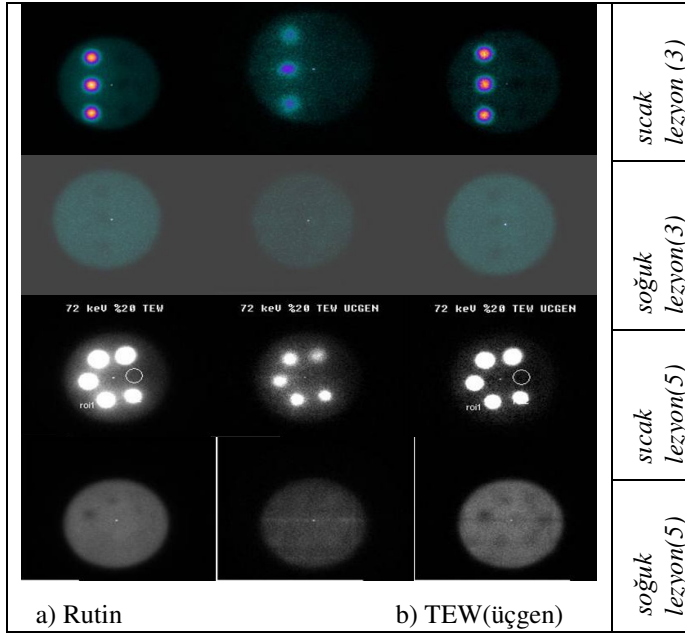
Çizelge 4.23 Üçgen Yaklaşımlı TEW Yöntemi ile Elde Edilen Görüntü Kontrastı ve Sinyal/Gürültü Oranları

Yöntem			Soğuk lezyon				Sıcak lezyon			
			C	Cn	SNR	SNRn	C	Cn	SNR	SNRn
Saçıcı Kalınlığı (cm)	4	Rutin	0.62	100.0	12.51	100.0	6.05	100.0	15.47	100.0
		TEW Üçgen	0.73	117.7	11.79	94.2	8.60	142.1	15.20	98.3
	8	Rutin	0.51	100.0	12.11	100.0	3.03	100.0	14.25	100.0
		TEW Üçgen	0.56	109.8	11.49	94.9	3.97	131.0	12.76	89.5
	12	Rutin	0.41	100.0	12.06	100.0	1.45	100.0	13.73	100.0
		TEW Üçgen	0.46	112.2	9.32	77.3	1.69	116.6	11.01	80.2

Çizelge 4.23’ de elde edilen sonuçlar rutin uygulama ile karşılaştırıldığında, görüntü kontrastında soğuk lezyonlar için %12-17, sıcak lezyonlarda ise %16-42 iyileşme sağlandığı gözlenmektedir. Üçgen yaklaşımı TEW yöntemi, fotopikin yüksek enerji kısmındaki saçılmaları dikkate almadığı için, bir önceki yamuk yaklaşımı TEW yöntemine göre, daha yüksek SNR oranı vermektedir. Ancak bu sonuç, ²⁰¹Tl radyonüklitinin yüksek enerji bölgesindeki gama ve X ışınlarının fotopike katkı yaptığı gerçeğini değiştirmemektedir. Bu doğrultuda, yamuk yaklaşımı TEW yönteminde, yüksek enerji penceresinin 2 keV’den daha dar tutulması, sinyal/gürültü oranını arttıracak bir çözüm olarak önerilebilir.

Saçılma düzeltmesi yapan her bir teknik için en büyük sorun sinyal/gürültü oranındaki kötüleşme olmaktadır. Bilindiği üzere,

görüntüdeki yüksek gürültü seviyesi, küçük lezyonların algılanabilirliği düşürmekte ve kantitatif değerlendirmeyi güçleştirmektedir.



Şekil 4.20 Üçgen yaklaşımli TEW yöntemi ile elde edilen sıcak ve soğuk lezyon görüntüleri.

Üçgen yaklaşımli TEW yöntemi ile elde edilen soğuk ve sıcak lezyon görüntüleri Şekil 4.20’de verilmiştir. İlgili şekil incelendiğinde, bu yöntemin görüntüdeki kantitatif kontrast artışına paralel olarak, lezyon kenar keskinliğini arttırdığı gözlenmektedir.

Sonuç olarak, elde edilen deneysel bulgular, fotopik enerji penceresi altındaki Compton background’ını çıkarmaya dayalı her iki TEW yönteminde, ^{201}Tl görüntüleme, saçılma problemini giderecek başarılı yöntemler olduğunu ortaya koymaktadır.

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Organların fizyolojik fonksiyonlarına katılacak farmasötiklerin radyonüklitler ile işaretlendiği ve oluşturulan radyofarmasötiklerin insan vücudundaki biyodağılımlarının dışarıdan bir dedektör kullanılarak haritalandığı nükleer tıp görüntüleme çalışmalarında, ölçüm sistemlerinde kolayca dedekte edilecek 70-400 keV enerji aralığında γ ve X ışını yayımlayan radyonüklitler kullanılmaktadır. Enerjileri <1.022 MeV fotonlar için en önemli etkileşme türü, fotoelektrik olay ve Compton saçılmasıdır. Fotoelektrik olay ile sonuçlanan etkileşmeler radyofarmasötiğin davranışı hakkında görüntüye doğru bilgi taşıırken, Compton saçılması görüntüye yanlış bilgi taşımakta ve görüntü kalitesini bozmaktadır (Köseoğlu, 2001). Literatürlere saçılma problemi olarak yansıyan bu olay, kullanılan gama kameranın enerji rezolüsyonuna, radyonüklit enerjisine, PHA enerji penceresi ayarlarına, kolimatörlere, hedef organın boyutuna, radyofarmasötiğin kimyasal içeriğine, aktiviteye ve kaynak dağılımına bağlı olarak gelişmektedir (Jonsson et al., 2001).

Fotondan fizyolojiye uzanan nükleer tıp görüntüleme çalışmalarında temel amaç, minimum radyasyon dozu ile maksimum tanı ve tedavi bilgisi elde etmektir. Bu doğrultuda, hasta içindeki radyofarmasötik dağılımını tam olarak yansıtacak bir görüntünün oluşturulması istenmektedir.

Mevcut gama kamera sistemlerinde kullanılan NaI(Tl) kristalinin sınırlı enerji rezolüsyonu (%8-10), görüntüleme çalışmalarında hatalı pozisyonlanmış olayların büyük bir kesrinin ham veriler içine dahil edilmesine neden olmaktadır (Larsson et al., 2000). Bir gama kamera

görüntüsünde, görüntüyü oluşturan her bir nokta, fotonun organdan çıkış noktası ile kristalde meydana getirdiği sintilasyon merkezi arasındaki uyuma dayalı olarak elde edilmektedir. Bu işlemin gerçekleşmesi, yani kristal içinde meydana gelen sintilasyon olaylarının ayırt edilebilmesi, öncelikle sinyallerin doğru bilgi içermesini gerektirmektedir. Pozisyon ve enerji sinyallerinin kaynak ile ilgili doğru bilgi yansıtılabilmeleri, kaynaktan çıkan fotonların kristalde tamamen durdurulmasına ve enerjilerinin tamamını kristal içinde bırakmalarına bağlıdır. Genelde fotoelektrik absorpsiyon sonucu gelişen bu olayın aksine, Compton etkileşmesinde (vücut dokuları ve/veya kristal ile etkileşen fotonlar) geliş doğrultusuna göre farklı açılarda saçılan fotonlar, kristale daha az enerji bırakılmasına ve gelen fotonun enerjisi ile orantılı olmayan pozisyon ve enerji sinyalleri üretilmesine neden olmaktadır. Özetle, hedef organdaki Compton saçılmasının ardından, orijinal fotonun doğrultusu değişmekte ve saçılma açısına bağlı olarak enerji kaybı oluşmaktadır. Ancak, bu enerji kaybı yeterince büyük değilse, saçılmış fotonlar birincil fotonların kabul edildiği enerji penceresi içine dahil olmakta ve yanlış kaynak bilgisi taşıyan saçılmış fotonlar, birincil fotonlardan ayırt edilememektedir (Floyd et al., 1984; Ogawa, 2004; Pretorius et al., 1993; Rosenthal et al., 1995; Köseoğlu, 2001).

Compton saçılmaları, kolimatör ve kristalin içinde de meydana gelmekte ancak, hastadan kaynaklanan saçılmalar yanında daha az önem taşıdığı için genellikle ihmal edilmektedir (Zaidi, 2004; Mas et al., 1990). Sonuç olarak, fotonların vücut dokuları ile etkileşerek saçılması, görüntüleme sırasında kaydedilen olayların yanlış veya eksik bilgi

taşımasına neden olarak kalitatif ve kantitatif olarak görüntü kalitesini düşürmektedir.

Saçılma problemi nükleer tıp bünyesinde yaygın olarak kullanılan ^{201}Tl ve $^{99\text{m}}\text{Tc}$ gibi düşük enerjili radyoizotoplar için büyük önem taşımaktadır. Bilindiği üzere düşük enerjili radyonüklitlerin kullanıldığı klinik uygulamalarda, gama kameraların sınırlı sistem rezolüsyonu, küçük açılarda saçılan fotonların görüntülemeye kullanılan % 20 ($\pm$ %10) PHA enerji penceresi genişliği içinde sayılmasıyla sonuçlanmakta ve düşük enerjilerde, yüksek enerjilere oranla Compton saçılmasının foto pike olan katkısı daha fazla olmaktadır (Sorenson and Phelps, 1987). Bu gözleme paralel olarak, Tl-201 görüntüleme çalışmalarında, 69-80 keV karakteristik X-ışınlarını içine alan % 20 PHA enerji penceresi içinde sayılan fotonların %40-60'ının ve 140 keV γ enerjili $^{99\text{m}}\text{Tc}$ görüntülemesinde ise ölçülen fotonların %20-30'unun saçılmış fotonlardan oluştuğu öne sürülmektedir (Wilson et al., 1998; Köseoğlu, 2001; Ogawa, 2004). Kısaca, radyoaktivitenin tıptaki en önemli uygulama alanlarından biri olan gama kamera ile görüntülemeye, foton enerjileri <150 keV olan radyonüklitlerin kullanılması, saçılma düzeltme tekniklerinin uygulanmasını zorunlu kılmaktadır.

Nükleer tıp görüntülemeye Compton saçılma problemini gideren birçok yöntem geliştirilmiştir. Bu yöntemler saçılma problemini giderme yaklaşımlarına göre çeşitli kategoriler altında toplanmakla birlikte, sunulan çalışmada spektral analize dayalı 6 farklı açık düzeltme yöntemi kullanılmıştır. Bir veya birden fazla enerji penceresi ile saçılma katkısını tahmin eden bu enerji dağılımına dayalı doğrudan düzeltme teknikleri, pratik olması nedeni ile nükleer tıp görüntüleme çalışmalarında geniş

uygulama alanı bulmuştur. Ancak, genelde tek enerjili ^{99m}Tc radyonükliti üzerine yoğunlaşan bu deneysel saçılma düzeltme teknikleri, çoklu X ve γ ışınına sahip ^{201}Tl için sınırlı sayıda çalışmada uygulanmıştır (Narita et al., 1997; Gustafsson et al., 2000; Blokland et al., 2003; Kojima et al., 2005).

Nükleer tıpta, kalp, tiroid, beyin, miyokard perfüzyon, baş-boyun tümörleri, akciğer tümörleri, yumuşak doku ve kas tümörleri, SSS tümörleri, tiroid kanserleri ve paratiroid adenomlarının tanısında yaygın şekilde görüntüleme için ^{201}Tl radyonükliti kullanılmaktadır. Klinik uygulamalarda, ^{201}Tl ile görüntülemede % 20 pencere genişliği 72 keV'e göre ayarlanmakta ve bu enerji penceresi içine (64.8- 79.2 keV), ^{201}Tl enerji spektrumunda gözlenen çoklu X ışınlarının (68.89, 70.82, 80.11 ve 82.58 keV) yanı sıra, saçılan X ışınları ve Compton background'ı oluşturan γ ışınları (135.30 ve 167.38 keV) katkıda bulunmaktadır. Bu anlamda, ^{201}Tl 'in çoklu X ve γ ışınından oluşan kompleks enerji spektrumu, Compton saçılma düzeltmesi yapmanın gerekliliğini ve genelde, ^{99m}Tc gibi tek enerjili radyonüklitlere uygulanan deneysel saçılma düzeltme yöntemleri için ^{201}Tl 'in oldukça zor bir radyonüklit olduğunu göstermektedir. Bu doğrultuda sunulan tez çalışması, ^{201}Tl ile yapılan planar görüntülemede saçılma düzeltme tekniklerinin uygulandığı önemli bir deneysel çalışmadır.

Bu çalışmada, Compton saçılmasını gideren spektral analize dayalı altı ayrı saçılma düzeltme tekniği “ *Dar Pencere, Asimetrik Pencere (Offset), Fotopik Enerji Dağılım Analizi, Çift Enerji Pencere, Yamuk Yaklaşımlı Üçlü Enerji Pencere ve Üçgen Yaklaşımlı Üçlü Enerji Pencere*” kullanılmıştır. Uygulanan bu deneysel yöntemler

doğrultusunda, bir veya birden fazla enerji penceresi kullanılarak, ^{201}Tl fotopik penceresi içine düşen saçılmalar tahmin edilmiş ve doğrudan kaynak görüntüsü üzerinde işlem yapılarak saçılma katkısı çıkarılmıştır.

Bu kapsamlı çalışmada, uygulanan her bir saçılma düzeltme yöntemi için, görüntü kalitesinin kalitatif ve kantitatif olarak değerlendirilmesine olanak sağlayan kontrast (C), sinyal/gürültü oranı (SNR) ve uzaysal rezolüsyon ($FWHM$) gibi gama kamera karakteristikleri ve fotopik penceresi içindeki saçılma katkısını veren saçılma kesirleri (SF) elde edilmiş ve rutin ^{201}Tl uygulamaları (72 keV ve %20 PHA enerji penceresi) ile normalize edilerek karşılaştırılmıştır. Çizelge 5.1- 5.3 altında toplanarak özetlenen bu sonuçlar, uygulanan saçılma düzeltme tekniklerinin kullanılabilir olanlarını açıkça ortaya koymaktadır.

Çizelge 5.1 Compton Saçılmasını Gideren Yöntemler İçin Elde Edilen Saçılma Kesirlerinin Genel Değerlendirilmesi

Yöntem	Rutin	Dar Pencere	Asimetrik Pencere	Fotopik En. D. Analizi	DEPW	TEW Üçgen	TEW Yamuk
Su Kalınlığı (cm)	Saçılma Kesri(%)						
4	49	37	46	36	32	26	25
8	59	44	38	35	42	34	30
12*	60	50	54	52	50	46	42

Mevcut gama kamera sistemlerinde kullanılan NaI(Tl) kristalinin sınırlı enerji rezolüsyonu nedeni ile fotopik penceresi içinde her zaman saçılmış foton katkısı bulunmaktadır. Çizelge 5.1 incelendiğinde, bu gözleme paralel olarak, rutin uygulamada fotopik enerji penceresi (72 keV %20 PHA) içinde saçılma katkısının, saçıcı ortam kalınlığına bağlı olarak % 49-60 oranında değiştiği ve uygulanan saçılma düzeltme yöntemleri ile PHA penceresi içinde saçılmış foton katkısının azaldığı görülmektedir. Bu sonuçlara ilişkin temel beklenti, gama kamera ile ^{201}Tl görüntülemeye, saçılma katkısını gideren yöntemlerin sistem uzaysal rezolüsyonunu ve görüntü kontrastını iyileştireceği yönündedir. Bu doğrultuda çalışmada, çizgisel kaynak sayım hızı profillerinin yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM) ölçülerek, yöntemler uyarınca elde edilen FWHM değerleri saçıcı kalınlığına göre Çizelge 5.2’de verilmiştir.

Çizelge 5.2 Compton Saçılmasını Gideren Yöntemler İçin Elde Edilen Uzaysal Rezolüsyonun Genel Değerlendirilmesi

Yöntem	Uzaysal Rezolüsyon FWHM (mm)			
	Hava	Su		
Saçıcı Ortam	Hava	Su		
Saçıcı Kalınlığı (cm)		4	8	12
Rutin	15.30	16.03	16.10	16.53
Dar Pencere Yöntemi	14.95	15.72	15.68	15.83
Asimetrik Yöntem	14.37	14.52	14.75	15.28
Fotopik En. Dağ. Analizi	13.64	14.49	14.53	15.70
DEPW	13.63	13.89	13.92	14.70
TEW Üçgen	12.78	13.82	13.87	13.95
TEW Yamuk	12.77	13.80	13.84	13.92

Çizelge 5.3 Compton Saçılmasını Gideren Yöntemler İçin Görüntü Kalitesini Belirleyen Parametrelerinin (C , SNR) Genel Değerlendirilmesi

Yöntem			Soğuk lezyon				Sıcak lezyon			
			C	Cn	SNR	SNRn	C	Cn	SNR	SNRn
Saçıcı Kalınlığı (cm)	4	Rutin	0.62	100.0	12.51	100.0	6.05	100.0	15.47	100.0
		Dar Pen.	0.65	104.8	12.46	99.6	6.35	105.0	12.89	83.3
		Asi. Pen.	0.64	103.2	11.35	90.7	6.87	113.6	15.17	98.1
		Fotopik En. Dağ. Analizi	0.65	104.8	9.94	79.5	8.23	136.0	12.05	77.9
		DEPW	0.65	104.8	10.68	85.4	8.33	137.7	15.36	99.3
		TEW Üçgen	0.73	117.7	11.79	94.2	8.60	142.1	15.20	98.2
		TEW Yamuk	0.77	124.2	10.79	86.3	9.11	150.6	13.94	90.1
	8	Rutin	0.51	100.0	12.11	100.0	3.03	100.0	14.25	100.0
		Dar Pen.	0.52	102.0	11.89	98.2	3.14	103.6	11.92	83.6
		Asi. Pen.	0.53	103.9	12.09	99.8	3.07	101.8	13.41	94.1
		Fotopik En. Dağ. Analizi	0.54	105.9	10.15	83.8	3.55	117.2	12.96	90.9
		DEPW	0.55	107.8	10.42	86.0	3.76	124.1	13.39	94.0
		TEW Üçgen	0.56	109.8	11.49	94.9	3.97	131.0	12.76	89.5
		TEW Yamuk	0.59	115.7	10.54	87.0	4.33	142.9	11.27	79.1
	12	Rutin	0.41	100.0	12.06	100.0	1.45	100.0	13.73	100.0
		Dar Pen.	0.42	102.4	10.16	84.2	1.50	103.4	11.40	83.0
		Asi. Pen.	0.43	104.9	6.56	54.4	1.51	104.1	12.75	92.9
		Fotopik En. Dağ. Analizi	0.43	104.9	8.10	67.2	1.68	115.9	11.46	83.5
		DEPW	0.44	107.3	9.01	74.7	1.70	117.2	12.62	91.9
		TEW Üçgen	0.46	112.2	9.32	77.3	1.69	116.6	11.01	80.2
		TEW Yamuk	0.47	114.6	8.66	71.8	1.77	122.1	9.37	68.2

Bir gama kamera görüntüsünde, küçük ayrıntıların veya keskin kenarların hangi ölçüde kaydedildiğinin sayısal göstergesi olan uzaysal rezolüsyon, saçılmadan önemli ölçüde etkilenmekte ve değişim göstererek görüntü kontrastını bozmaktadır (Blokland et al., 2003). Bu doğrultuda, Çizelge 5.2’de saçıcı ortam kalınlığı ile kötüleşen uzaysal rezolüsyonun, saçılma katkısını çıkaran yöntemler ile iyileştiğini gösteren FWHM değerleri bu gözlem ile örtüşmektedir. Benzer şekilde sistem uzaysal rezolüsyonu ile sınırlanan görüntü kontrastının Çizelge 5.3’de uygulanan yöntemler ile iyileşmesi bu sonuçlara paralellik sunmaktadır. Ancak, iyi bir sistem uzaysal rezolüsyonunun, yeterli sayım yoğunluğu elde edilemeyen durumlarda, kontrastın zayıflamasına engel olamayacağı da bilinen bir gerçektir. Genel olarak fotopik penceresi içindeki saçılmamış fotonlar görüntüde sinyali temsil ederken, saçılmış fotonlar gürültü kaynağı olmaktadır. Bu anlamda, fotopik penceresi içinde saçılmış foton katkısını çıkarmayı hedefleyen tüm saçılma düzeltme teknikleri, fotopik penceresi içinde saçılmış fotonların yanı sıra, kaydedilen saçılmamış fotonları da çıkarmakta ve sinyal kaybına neden olmaktadır. Bu durum, uygulanan yöntemlerde kontrast ile sinyal/gürültü oranı arasında asgari koşulları sağlayacak bir çözüm gerektirmektedir. Bu doğrultuda, çalışmada elde edilen bulgular;

- *Dar Pencere (DP) Yöntemi* için görüntüye daha fazla bilgi taşıyan %15 PHA enerji penceresi seçilmesinin
- *Asimetrik Pencere(ASYM) Yöntemi* için fotopik merkezinin 74 keV olduğu enerji penceresi kullanmanın

kantitatif çalışmalar için uygun olduğu göstermiş ve yukarıdaki çizelgeler bu gözleme paralel olarak düzenlenmiştir. Ayrıca, ²⁰¹Tl görüntülemeye

uygulanan diğ er saçılma düzeltme yöntemleri, lezyon kontrastı ve sinyal/gürültü oranı açısından değ erlendirildiğ inde aşağıdaki sonuçlara ulaşılmıştır.

- *Fotopik Enerji Dağılım Analizi* (FPEDA) yönteminin uzaysal rezolüsyonda %5-10 oranında iyileşme sağladığı ve soğuk lezyon kontrastını %5-6, sıcak lezyon kontrastını ise %16-36 oranında geliştirdiğ i gözlenmiştir. Bu yöntemde, SNR oranında en fazla kayıp soğuk lezyonlarda (12 cm saçıcı kalınlığında) % 32.8 olarak gözlenmiştir.
- DEPW yöntemi, uzaysal rezolüsyonda %10-13 oranında iyileşme sağlamış ve bu iyileşmeye paralel olarak soğuk lezyon kontrastında, % 5-8, sıcak lezyon kontrastında % 17- 38 oranında artış gözlenmiştir. Uygulanan bu yöntemde SNR, soğuk lezyonlarda % 14-25, sıcak lezyonlarda ise %1-8 oranında düşmüştür.
- TEW (yamuk) yöntemi, rutin uygulamalara göre uzaysal rezolüsyonu ~%15 oranında iyileştirmiştir. Bu doğ rultuda, görüntü kontrastında soğuk lezyonlar için % 15-24, sıcak lezyonlar için % 22-50 gibi büyük oranlarda artış gözlenmiştir. Bu yöntemde, soğuk lezyonlar için SNR oranında ~ %28 kayıp gözlenmektedir
- TEW (üçgen) yöntemi, uzaysal rezolüsyonda yaklaşık % 14 oranında iyileşme sağlamıştır. Bu yöntem ile elde edilen görüntülerde, soğuk lezyon kontrastı %12-17,

sıcak lezyon kontrastı ise %16-42 oranında artış göstermiştir. Üçgen yaklaşımı TEW yöntemi, fotopikin yüksek enerji kısmındaki saçılmaları dikkate almadığı için, bir önceki yamuk yaklaşımı TEW yöntemine göre, daha yüksek SNR oranı vermiş ve soğuk lezyon SNR oranında gözlenen kayıp %22.7 olmuştur.

Sonuç olarak, önerilen bu yöntemler saçılan fotonların görüntü içine dahil olmasını engelliyerek, uzaysal rezolüsyonu ve buna dayalı olarak kontrastı iyileştirmekte, ancak sayım verimini düşürerek sinyal/gürültü oranını kötüleştirmektedir. Bu anlamda, Compton saçılmasını gideren yöntemleri uygulamakta karşılaşılan en büyük sorun lezyon algılanabilirliği düşüren sinyal/gürültü oranını, kalitatif ve kantitatif analiz yapabilecek seviyede tutmaktır. Çizelge 5.4’de çalışmada uygulanan her bir yöntemin rutin ²⁰¹Tl radyonükliti görüntülemeye göre başarısı, görüntü kontrastındaki iyileşme ve SNR oranındaki kayıp olarak değerlendirilmiştir.

Genelde gama kamera ile radyonüklit görüntülemeye, aktivite içeren sıcak bir lezyonun çevresindeki background aktivitesine karşı iyi kontrasta sahip olduğu, aktivite içermeyen soğuk bir lezyonun ise, aktivitesi yüksek komşu dokular içinde ayırt edilmesinin güç olduğu bilinmektedir. Bu gözlem doğrultusunda Çizelge 5.4 incelendiğinde, elde edilen görüntülerde sıcak lezyonlar için kontrast artışının ve sinyal/gürültü oranındaki kaybın soğuk lezyonlara göre daha iyi olduğu gözlenmektedir. Ayrıca, bu çizelgede dikkat çeken bir başka gözlem, diğer yöntemlerle karşılaştırılabilir SNR oranları gösteren TEW

yöntemlerinin, sıcak ve soğuk lezyon kontrastında büyük iyileşme sağlamasıdır.

Çizelge 5.4 Compton Saçılmasını Gideren Yöntemlerin Genel Değerlendirilmesi

Yöntem	Görüntü Kontrastı İyileşme Oranı (%)		Sinyal Gürültü Oranındaki Kayıp (%)	
	Soğuk Lezyon	Sıcak Lezyon	Soğuk Lezyon	Sıcak Lezyon
DP	2.4-4.8	3.4-5.0	0.4-15.8	16.4-17
ASYM	3.2-4.9	1.3-13.6	9.3- 45.6	1.9-7.1
FPEDA	4.8-5.9	15.9- 36	20.5-32.8	9.1-22.1
DPW	4.8-7.8	17.2-37.7	14.0-25.3	0.7-8.1
TEW _{yamuk}	14.6-24.2	22.1-50.6	13.0-28.2	9.9-31.8
TEW _{üçgen}	9.8-12.2	16.6-42.1	5.8-22.7	1.7-19.8

Bu çizelge maksimum ve minimum değerler alınarak düzenlenmiştir.

Açıkça ifade etmek gerekirse, yukarıda sözü edilen saçılma düzeltme tekniklerinin birçoğu, saçılmış fotonların fotopikin düşük enerji bölgesinde yoğunlaşacağı yaklaşımı üzerine kurulmuştur. Ancak, ^{201}Tl enerji spektrumunun yüksek enerji bölgesinde fotopike katkı yapan bir çok X [80.11 keV (%15), 82.58 keV(4.1)] ve gama [135.3 (%2.5), 167.38 keV (%9.6)] ışını bulunmaktadır. Bu doğrultuda, fotopikin Compton spektral bölgesi üzerine oturduğunu varsayan ve düşük enerji bölgesi yanında, yüksek enerji bölgesini de dikkate alan yamuk yaklaşımli üçlü enerji pencere (TEW) yöntemi, ^{201}Tl radyonükliti için diğer yöntemlere üstünlük sağlamaktadır. Ancak, bu yöntemde yüksek enerji bölgesinde seçilen enerji penceresine (~2 keV), saçılmalar yanında, ^{201}Tl spektrumunda yer alan 80.11 keV (%15), 82.58 keV(4.1) keV enerjili X

ışınlarından katkı gelmektedir. NaI(Tl) kristalinin sınırlı enerji rezolüsyonundan kaynaklanan bu durum, görüntülerde sinyal/gürültü oranının düşmesine neden olmuştur. Bu doğrultuda, yamuk yaklaşımli TEW yönteminde, yüksek enerji penceresinin 2 keV'den daha dar tutulması, sinyal/gürültü oranını arttıracak bir çözüm olarak önerilebilir. Üçgen yaklaşımli TEW yöntemi, fotopikin yüksek enerji kısmındaki saçılmaları dikkate almadığı için, bir önceki yamuk yaklaşımli TEW yöntemine göre daha yüksek SNR oranı vermiş, ancak görüntü kontrastında daha az iyileşme sağlamıştır. Beklentiler doğrultusunda gelişen bu durum, fotopikin yüksek enerji kısmının dikkate alınması gerektiğini açıkça ortaya koymaktadır. Bu anlamda, bir başka dikkate değer gözlem, fotopik altındaki spektral background'ı çıkarmayı hedefleyen üçgen yaklaşımli TEW yönteminin, diğer yöntemlerden daha başarılı olmasıdır. Bu sonuç, fotopik enerji penceresi altındaki Compton background'ını çıkarmaya dayalı her iki TEW yönteminde, ^{201}Tl görüntüleme, saçılma problemini giderecek başarılı yöntemler olduğunu ortaya koymaktadır.

Nükleer tıp görüntüleme çalışmalarında kullanılan tek enerjili $^{99\text{m}}\text{Tc}$ radyonüklitin aksine, spektral analize dayalı saçılma düzeltme yöntemlerinin ^{201}Tl radyonüklitine uygulanmasında karşılaşılan en büyük sorun, bu radyonüklitin çoklu γ ve X ışınından oluşan enerji spektrumudur. Bu nedenle, ^{201}Tl uygulamalarında saçılma düzeltmeleri genelde, deneysel yöntemler ile değil Monte Carlo simülasyonu ile yapılmaktadır. Bu doğrultuda, rutin klinik ^{201}Tl görüntülemede saçılma düzeltmesi için uygulanabilecek deneysel yöntemlerin ortaya koyulduğu bu çalışma, nükleer tıp görüntüleme için önemli bir girişimdir.

KAYNAKLAR DİZİNİ

- Adams, R., and Dams, R.,** 1970, Applied Gamma-Ray Spectrometry, 2nd ed., Pergamon, Oxford
- Axelsson, B., Msaki, B., Israelsson, A.,** 1984, Subtraction of Compton-scattered photons in single-photon emission computerized tomography, J Nucl Med, Vol. 25, pp. 490–494.
- Bailey, D. L., and Adamson, K. L.,** 2003, Nuclear medicine: From Photons to Physiology, Current Pharmacesitical Design, Vol. 9, pp. 903-916.
- Blokland, K. (J.). A. K., Nederveen Cappel, W. H. de V. Tot, Eck-Smit, B. L. F. Van, and Pauwels, E. K. J.,** 2003, Scatter correction its own increases image contrast in Tl-201 myocardium perfusion scintigraphy, but does it also improve diagnostic accuracy?, Annals of Nuclear Medicine, Vol. 17, No. 8, pp. 725-731.
- Bor, D.,** 1990, Gama Kameraların Çalışma Prensipleri ve Kalite Kontrol Yöntemleri, TAEK, Ankara, 110s.
- Buvat, I., Rodriguez-Villafuerte, M., Todd-Pokropek, A., Benali, H., and Di Paola, R.,** 1995, Comparative Assessment of Nine Scatter Correction Methods Based on Spectral Analysis Using Monte Carlo Simulations, J Nucl Med, Vol. 36, pp.1476-1488.
- Debertin, K. and Helmer, R.G.,** 1988, Gamma- and X-ray spectrometry with semiconductor detectors, North-Holland, Amsterdam.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Dilsizian, V., Bacharach, S. L., Khin, M. M., and Smith, M. F.,** 2001, Fluorine-18-deoxyglucose SPECT and coincidence imaging for myocardial viability: Clinical and technologic issues, *Journal of Nuclear Cardiology*, Vol. 8, pp.75-88.
- Elkamhawy, A. A., Rothenbach, J. R., Damaraju, S., Badruddin, S. M.,** 2000, Intrinsic Uniformity and Relative Sensitivity Quality Control Tests for Single-Head Gamma Cameras. *Journal of Nuclear Medicine Technology*, Vol. 28, No. 4, pp. 252-256.
- Floyd, C. E. Jr., Jaszczak, R. J., Haris, C. C., and Coleman, R. E.,** 1984, Energy and spatial distribution of multiple order Compton scatter in SPECT: a Monte Carlo investigation, *Phys. Med. Biol.*, Vol. 29, No. 10, 1217-1230.
- Floyd, C. E. Jr., Jaszczak, R. J., Greer, K. L., and Coleman, R. E.,** 1985, Deconvolution of Compton Scatter in SPECT, *J. Nucl. Med.*, Vol. 26, pp. 403-408
- Floyd, C. E., Jaszczak, R. J., Greer, K. L., Coleman, R. E.,** 1986, Inverse Monte Carlo as a unified reconstruction algorithm for ECT, *J Nucl Med*, 27: 1577–1585.
- Formiconi, A. R.,** 2002, Collimators, *The quarterly Journal of Nuclear medicine*, Vol. 46, pp. 8-15.
- Fukumoto, M.,** 2004, Single-photon agents for tumor imaging: ^{201}Tl , $^{99\text{m}}\text{Tc}$ -MIBI, and $^{99\text{m}}\text{Tc}$ -tetrofosmin, *Annals of Nuclear Medicine*, Vol. 18, No. 2, pp.79–95.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Gagnon, D., Todd-Pokropek, A., Arsenault, A., Dupras, G.,** 1989, Introduction to holospectral imaging in nuclear medicine for scatter subtraction, IEEE Trans Med Imag, Vol.8, pp.245–250.
- Graham, S. L .,** 1996, Scintillation camera imaging performance and quality control, Nuclear Medicine, Editor: Henkin, R. E., Boles, M. A., Dillehay, G. L., Halama, J. R., Karesh, S. M., Wagner, R. H., Zimmer, A. M., Mosby-Year Book Inc., St. Louis.
- Graham, S. L., Levin, S. C., Muehllehner, G.,** 2003, Anger Scintillation Camera, Diagnostic Nuclear Medicine, 4th Ed., Section 4, Editor: Sandler, M. P., Coleman, R. E., Patton, J. A., Wackers, F. J. T., and Gottschalk, A., Lippincott Williams&Wilkins, Philadelphia, USA
- Groch, M. W., and Erwin, W. D.,** 2000, SPECT in the Year 2000: Basic Principles, Journal of Nuclear Medicine Technology 2000, Vol. 28, pp. 233-244.
- Gustafsson, A., Arlig, Å., Jacobsson, L., Ljungberg, M., and Wikkels, C.,** 2000, Dual-window scatter correction and energy window setting in cerebral blood flow SPECT: a Monte Carlo study, Phys. Med. Biol., Vol. 45, pp.3431–3440.
- Hademenos, G. J., King, M. A., Ljungberg, M., Zubal, I. G., and Harrell, C. R.,** 1993, A Scatter Correction Method For Tl-201 Images: A Monte Carlo Investigation, IEEE transactions on nuclear science, Vol. 40, No. 4, pp.1179-1186.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Hamill, J. J., DeVito, R. P.,** 1989, Scatter reduction with energy weighted acquisition, IEEE Trans Nucl Sci, Vol. 36, pp.1334–1339.
- Hamilton, D.,** 2004, Diagnostic Nuclear Medicine. A Physics Perspective. Springer-Verlag, Germany.
- Hannequin, P. P., and Mas, J. F.,** 1998, Photon energy recovery: A method to improve the effective energy resolution of gamma cameras, J. Nucl. Med., Vol. 39, pp. 555-562.
- Hubbell J. H.,** 1969, Photon cross sections, attenuation coefficients, and energy absorption coefficients from 10 keV to 100 GeV. Washington. DC: US Government Printing Office, NSRDS-NBS Report No. 29, 80 pages.
- Hughes, A., and Sharp, P. F.,** 1988, Factors affecting gamma-camera non-uniformity, Phys. Med. Biol., Vol. 33, pp.259–269.
- IAEA-TECDOC-602,** 1991, Quality Control of Nuclear Medicine Instruments, Vienna, Austria, 259 pages.
- Ichihara, T., Ogawa, K., Motomura, N., Kubo, A., and Hashimoto, S.,** 1993, Compton scatter compensation using the triple-energy window method for single-and dual-isotope SPECT, Journal of Nuclear Medicine, Vol. 34, No. 12, pp.2216-2221.
- Jarrit, P. H., Acton, P. D.,** 1996, PET imaging using gamma camera systems: a review, Nucl Med Commun, Vol.17, pp. 758-766.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Jaszczak, R. J., Greer, K. L., Floyd, C. E., Haris, C. C., Coleman, R. E.** 1984, Improved SPECT quantification using compensation for scatted photons, J Nucl Med, Vol. 25, pp.893-900.
- Jonsson, C.,** 2000, Advances in quantitative emission tomography: Development and analysis of methods for validation and correction Stockholm (Doctoral Thesis), pp.1-49.
- Jonsson, C., and Larsson, S. A.,** 2001, A spatially varying Compton scatter correction for SPECT utilizing the Klein-Nishina cross section. Phys. Med. Biol., Vol. 46, pp.1767-1783.
- Kadrmas, D. J., Frey, E. C., Karimi, S. S., Tsui, BMW.,** 1998, Fast implementations of reconstruction-based scatter compensation in fully 3D SPECT image reconstruction, Phys. Med. Biol., Vol. 43, pp.857–874.
- Khalil, M. E., Brown, E. J. Jr., and Heller, E. N.,** 2004, Does scatter correction of cardiac SPECT improve image quality in the presence of high extracardiac activity?, Journal of Nuclear Cardiology, Vol. 11, No. 4, pp. 424-432.
- King, M. A, Tsui, B. M, Pan, T. S, Glick, S. J., Soares, E. J.,** 1996, Attenuation compensation for cardiac single-photon emission computed tomographic imaging: Part 2. Attenuation compesation algorithms,J Nucl Cardiol, Vol. 3, pp.55-64.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- King, M. A., Hademenos, G. J., Glick, S. J.,** 1992, A dual-photopeak window method for scatter correction, J Nucl Med, Vol. 33, pp.605–612.
- King, M. A., and Farncombe, T.,** 2003, An Overview of Attenuation and Scatter Correction of Planar and SPECT Data for Dosimetry Studies, Cancer Biotherapy & Radiopharmaceuticals, Vol. 18, No. 2, pp.181-190.
- Knoll, G. F.,** 1979, Radiation Detection and Measurement, John Wiley& Sons, New York.
- Kojima, A., Matsumoto, M., Takahashi, M., Hirota, Y., and Yoshida, H.,** 1989, Effect of Spatial Resolution on SPECT Quantification Values, J Nucl Med, Vol. 30, pp.508-514.
- Kojima, A., Takaki, A., Noguchi, T., Matsumoto, M., Katsuda, N., Tomiguchi, S., and Yamashita, Y.,** 2005, Optimum energy window setting on Hg-201 x-rays photopeak for effective Tl-201 imaging, Annals of Nuclear Medicine Vol. 19, No. 7, pp.541–547.
- Kojima, A., Tsuji, A., Takaki, Y., Tomiguchi, S., Hara, M., Matsumoto, M., et al.,** 1992, Correction of scattered photons in Tc-99m imaging by means of a photopeak dual-energy window acquisition, Ann Nucl Med, Vol. 6, pp.153–158.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Koral, K. F., Swailem, F. M., Buchbinder, S., Clinthone, N. H., Rogers, W. L., Tsui, BMW.,** 1990, SPECT dual-energy-window Compton correction: scatter multiplier required for quantification, J Nucl Med, Vol. 31, pp. 90–98.
- Koral, K. F., Wang, X., Rogers, W. L., Clinthone, N. H., Wang, X.,** 1988, SPECT Compton-scattering correction by analysis of energy spectra, J Nucl Med, Vol. 29, pp.195–20.
- Köseoğlu, K.,** 2001, Nükleer Görüntülemeye Spektral Analize Dayalı Compton Saçılması Düzeltme Yöntemleri, Doktora Tezi, Ege Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Nükleer Bilimler Anabilim Dalı, İzmir, 118 s.
- Lafontaine, R., Graham, L. S., and Stein, M. A.,** 1984, Effects of asymmetric photopeak Windows on flood field uniformity and spatial resolution for scintillation cameras, Abstract., J. Nucl. Med., Vol. 25, pp.25.
- Landori, S. K.,** 1986, NaI(Tl) Camera Crystal: Imaging Capabilities of Hydrated Regions on the Crystal Surface, Radiology, Vol. 158, pp. 823-826.
- Larsson, S. A., Jonsson, C., Pagani, M., Johansson, L., Jacobsson, H.,** 2000, A novel phantom design for emission tomography enabling scatter-and attenuation-“free” single-photon emission tomography imaging, Eur. J. Nucl. Med., Vol. 27, pp.131–139.
- Lee, W., Cho, G.,** 2002, Pinhole collimator design for nuclear survey system, Annals of Nuclear Energy, Vol. 29, pp.2029-2040.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Links, J. M.**, 1992, Toward a useful measure of flood-field uniformity: can the beauty in the eye of the beholder be quantified?, *Eur. J. Nucl. Med.*, Vol. 19, pp. 757–8.
- Logan, K. W., and McFarland, W. D.**, 1992, Single Photon Compensation by Photopeak Energy Distribution Analysis, *IEE Transactions on Medical Imaging*, Vol. 11, No.2, pp.161-164.
- Lowry, C. A., Cooper, M. J.**, 1987, The problem of Compton scattering in emission tomography: a measurement of its spatial distribution. *Phys Med Biol*, Vol. 32, pp.1187–1191.
- Mas, J., Hannequin, P., Younes, R. B., Bellaton, B., and Bidet, R.**, 1990, Scatter correction in planar imaging and SPECT by constrained factor analysis of dynamic structures (FADS), *Phys. Med. Biol.*, Vol. 35, No. 11, pp. 1451-1465.
- Meikle, S. R., Hutton, B. F., Bailey, D. L.**, 1994, A transmission dependent method for scatter correction in SPECT, *J. Nucl. Med.*, Vol. 35, pp. 360–367.
- Muehllehner, G.**, 1979, Effect of crystal thickness on scintillation camera performance, *J. Nucl. Med.*, Vol. 20, pp. 992-993.
- Narita, Y., Eberl, S., Iida, H., Hutton, B. F., Braun, M., Nakamura, T., et al.**, 1996, Monte Carlo and experimental evaluation of accuracy and noise properties of two scatter correction methods for SPECT, *Phys. Med. Biol.*, Vol. 41, pp. 2481–2496.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Narita, Y., Idia, H., Eberl, S., Nakamura, T.,** 1997, Monte Carlo Evaluation of Accuracy and Noise Properties of Two Scatter Correction Methods for 201Tl Cardiac SPECT, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 44, No. 6, pp. 2465-2472.
- NEMA,** 1994, Standarts publication NU1 performance of scintillation cameras, National Elecrical Manufacturers' Association, Washington.
- Ogawa, K.,** 2004, Image distortion and correction in single photon emission CT, Annals of Nuclear Medicine, Vol. 18, No. 3, pp.171-185.
- Ogawa, K., Harata, Y., Ichihara, T., Kubo, A., Hashimoto, S.,** 1991, A practical method for position-dependent Compton-scatter correction in single photon emission CT, IEEE Trans. Med. Imag., Vol. 10, pp. 408–412.
- Ogawa, K., Ichihara, T., Kubo, A.,** 1994, Accurate scatter correction in single photon emission CT, Ann. Nucl. Med. Sci., Vol. 7, pp.145–150.
- Ogawa, K., Nishizaki, N.,** 1993, Accurate scatter compensation using neural networks in radionuclide imaging, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 40, pp. 1020–1024.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Patton, J. M., Budinger, T. F.,** 2003, Single Photon Emission Computed Tomography, Diagnostic Nuclear Medicine, 4th Ed., Section 4, Editor: Sandler, M. P., Coleman, R. E., Patton, J. A., Wackers, F. J. T., and Gottschalk, A., Lippincott Williams & Wilkins, Philadelphia, USA.
- Pretorius, P. H., Van Rensburg, A. J., Van Aswegen, A., Lötter, M. G., Serfontein, D. E., and Herbst, C. P.,** 1993, The Channel ratio Method of Scatter Correction for Radionuclide Image Quantitation, J. Nucl. Med., Vol. 34, pp. 330-335.
- Ricard, M.,** 2004, Imaging of gamma emitters using scintillation cameras, Nuclear Instruments and Methods in Physics research A 527, pp. 124-129.
- Rosenthal, M. S., Cullom, J., Hawkins, W., Moore, S. C., Tsui, B.M.W., and Yester, M.,** 1995, Quantitative SPECT Imaging: A Review and Recommendations by the Focus Committee of the Society of Nuclear Medicine Computer and Instrumentation Council, J. Nucl. Med., Vol. 36, pp. 1489-1513.
- Royal, H. D., Brown, P. H., Claunh, B. C.,** 1979, Effects of reduction in crystal thickness on Anger camera performance, J. Nucl. Med., Vol. 20, pp. 977-980.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Royal, H. D., Parker, J. A., Holman, B. L.,** 1988, Basic Principles of Computers, Diagnostic Nuclear Medicine, Chapter 10, Editor: Gottschalk, A., 2nd ed., Williams and Wilkins, Baltimore.
- Saha, G. B.,** 2002, Physics and Radiobiology of Nuclear Medicine, Second Ed., New York, NY, Springer-Verlag
- Sano, R. M., Tinkel, J. B., La Vallee, C. A., Freedman, G. S.,** 1978, Consequences of crystal thickness reduction on gamma-camera resolution and sensitivity, J. Nucl. Med., Vol. 19, pp.712-713.
- Sattari, A., Dehghan, M. K., Shirazi, B., Shafie, M., Shadanpour, N., Winkel, P. V.,** 2003, Dependence of quality of thallium-201 on irradiation data, Iran. J. Radiat. Res., Vol. 1, No.1, pp.51-54
- Seibert, J. A., and Boone, J. M.,** 2005, X-Ray Imaging Physics for Nuclear Medicine Technologists. Part 2: X-Ray Interactions and Image Formation, J. Nucl. Med. Technol., Vol. 33, pp. 3–18.
- Sharma, A., and Walker, J. G.,** 1992, Paralyzable and nonparalyzable deadtime analysis in spatial photon counting Review of Scientific Instruments, Vol. 63, No.12, pp. 5784-5793.
- Sorensen, J. A., Phelps, M. E.,** 1987, Physics in Nuclear Medicine, 2nd Ed., New York, Grune&Stratton.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Tenhunen, M., Pyykkönen, J., Tenhunen-Eskelinen, M., Jaatinen, K., and Kuikka, J. T.,** 1996, Components of the flood-field uniformity index in a gamma camera, *Phys. Med. Biol.*, Vol. 41, pp.1209–1216.
- Tsui, B. M. W., Frey, E. C., LaCroix, K. J., Lalush, D. S., McCartney, W. H., King, M. A, et al.,** 1998, Quantitative Myocardial Perfusion SPECT, *J. Nucl. Cardiol.*, Vol. 5, pp.507–522.
- Tsuji, A., Kojima, A., Matsumoto, M., Oyama, Y., Tomiguchi, S., Kira, T., Takagi, Y., Shimomura, O., and Takashi, M.,** 1999, A new method for crosstalk correction in simultaneous dual-isotope myocardial imaging with Tl-201 and I-123, *Annals of Nuclear Medicine*, Vol. 13, No. 15, pp. 317-323.
- Vandenberghe, S., D’Asseler, Y., Van de Walle, R., Kauppinen, T., Koole, M., Bouvens, L., Van Laere, K., Lemahieu, I., Dierckx, R. A.,** 2001, Iterative reconstruction algorithms in nuclear medicine, *Computerized Medical Imaging and Graphics*, Vol. 25, pp.105-111.
- Wilson, M. A., Bianco, J. A., Pyzalski, R. W.,** 1998, Radiation Detection, *Textbook of Nuclear Medicine*, Editor: Wilson, M., A., Lippincott-Raven Publisher, Philadelphia

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Yanch, J. C., Flower, M. A., and Webb, S.,** 1998, A Comprasion of Deconvalution and Windowed Subtraction Techniques for Scatter Compensation in SPECT, IEEE Transactions On Medical Imaging, Vol. 7, No. 1, pp.13-20.
- Yaprak, G.,** 1995, Radyoaktif Mineral İçeren Örneklerin Gama Spektroskopik Analizlerinde Matris Etkisi ve Self Absorpsiyon İçin Bir Düzeltme Yönteminin Geliştirilmesi, Doktora Tezi, Ege Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Nükleer Bilimler Anabilim Dalı, İzmir, 81s.
- Yaprak, G.,** 1998, Nükleer Spektroskopi II Ders Notları, E. Ü. Nükleer Bilimler Enstitüsü, İzmir.
- Zaidi, H.,** 2000, Comparative evaluation of scatter correction techniques in 3D positron emission tomography, Eur. J. Nucl. Med., Vol. 27, pp.1813-1826.
- Zaidi, H.,** 2004, Correction for image degrading factors is essential for accurate quantification of brain function using PET, Medical Physics, Vol. 31, No. 3, pp. 423-426.
- Zaidi, H., Koral, K. F.,** 2004, Scatter modelling and compensation in emission tomography, Eur. J. Nucl. Med. Mol. Imaging, Vol. 32, pp.761-782.
- Zanzonico, P., Heller, S.,** 2000, The intraoperative gamma probe: basic principles and choices available, Semin. Nucl. Med. XXX, pp. 33-48.

ÖZGEÇMİŞ

Ercan TURAN, 01.01.1972 yılında Bingöl’de doğdu. İlk, Orta ve Lise öğrenimini Bingöl’de tamamladı. 1990-1994 yıllarında Ege Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Teorik Fizik Programında lisans, 1995-1998 yıllarında Ege Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Nükleer Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans eğitimi alarak mezun oldu. Şubat 2001’de Ege Üniversitesi Nükleer Bilimler Enstitüsü Nükleer Bilimler Anabilim Dalında Doktora eğitimine başladı. Aralık 2001’de Pamukkale Üniversitesi Tıp Fakültesi Nükleer Tıp Anabilim Dalında Uzman Fizikçi olarak göreve başladı. 35. madde kapsamında Aralık 2004’de Ege Üniversitesi Nükleer Bilimler Enstitüsü Nükleer Bilimler Anabilim Dalında Araştırma Görevlisi olarak göreve başladı. Halen Ege Üniversitesi Nükleer Bilimler Enstitüsü Nükleer Bilimler Anabilim Dalında Araştırma Görevlisi olarak görevine devam etmektedir.