

**BAZI BİYOLOJİK DOKULARIN LİNEER X-IŞINI
AZALTMA KATSAYILARININ ELDE EDİLMESİ
VE BUNLARIN BİLGİSAYARLI TOMOGRAFİDE
DOKU AYRIMININ İYİLEŞTİRİLMESİ İÇİN
KULLANILMASI**

M. Erdem SAĞSÖZ

Doktora Tezi

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Salih Zeki ERZENEÖĞLU

2006

Her hakkı saklıdır

**ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

**BAZI BİYOLOJİK DOKULARIN LİNEER X-IŞINI AZALTMA
KATSAYILARININ ELDE EDİLMESİ VE BUNLARIN
BİLGİSAYARLI TOMOGRAFİDE DOKU AYRIMININ
İYİLEŞTİRİLMESİ İÇİN KULLANILMASI**

M. Erdem SAĞSÖZ

FİZİK ANABİLİM DALI

**ERZURUM
2006**

Her hakkı saklıdır

Prof. Dr. Salih Zeki ERZENEÖĞLU danışmanlığında, M. Erdem SAĞSÖZ tarafından hazırlanan bu çalışma/...../..... tarihinde aşağıdaki jüri tarafından. Fizik Anabilim Dalı'nda doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Engin TIRAŐÖĐLU *İmza :*

Üye : Prof. Dr. Adnan OKUR *İmza :*

Üye : . Prof. Dr. Mehmet ERTUĞRUL *İmza :*

Üye : Prof. Dr. Gökhan BUDAK *İmza :*

Üye : Prof. Dr. Salih Z. ERZENEÖĞLU *İmza :*

Yukarıdaki sonucu onaylarım
(imza)

Prof. Dr. Mehmet ERTUĞRUL
Enstitü Müdürü

ÖZET

Doktora Tezi

BAZI BİYOLOJİK DOKULARIN LİNEER X-IŞINI AZALTMA KATSAYILARININ
TAYİNİ VE BU KATSAYILARIN BİLGİSAYARLI TOMOGRAFİDE DOKU
AYIRIMININ İYİLEŞTİRİLMESİ İÇİN KULLANILMASI

M. Erdem SAĞSÖZ

Atatürk Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Salih Z. ERZENEÖĞLU

Temel bir parametre olarak biyolojik numunelerin X-ışını azaltma katsayısı spektroskopik, radyolojik ve patolojik değerlendirmelerde ve biyolojik dokularda radyasyon dozu dağılımının belirlenmesinde oldukça yaygın olarak kullanılmaktadır. Özellikle belli biyolojik dokuların, temel kimyasında ve morfolojisinde meydana gelen anormalliklerin normal olanlardan ayırt edilmesine ve bu yolla teşhis edilmelerine imkan sağlamaktadır. Bu tez çalışması ile inceliklerini keşfetme imkanı bulduğumuz BT (Bilgisayarlı Tomografi) sistemlerinin ve bu sistemlerde elde edilen X-ışını azaltma katsayılarının yüksek doğrulukla belirlenmesinin önemi ortaya konmuştur.

BT sistemi ile elde edilen verilerde, azalan filtrelenmiş ortalama foton enerjine bağlı olarak X-ışını azaltma katsayıları ve dolayısıyla suyun azaltma katsayısına oranı gösteren HU (Hounsfield Unit) değerleri artmaktadır. EDXRF (Energy Dispersive X-Ray Fluorescence) ölçümlerinin nispeten uzun sürelerde gerçekleştirilebilmesi bu ölçümleri güvenilir kılmaktadır. Önerilen filtrelerle, ancak kalibre edilemeyen tıbbi teşhis amaçlı BT cihazlarında elde edilen, canlıdan çıkarılmış beyin tümörü kesitlerinde, beklendiği üzere görüntülerdeki doku kontrastının arttığı gözlenmiştir.

2006, 66 sayfa

Anahtar Kelimeler: X-ışını tüpü, X-ışını azaltma katsayısı, bilgisayarlı tomografi, X-ışını filtreleri.

ABSTRACT

PhD Thesis

DETERMINATION OF LINEAR X-RAY ATTENUATION
COEFFICIENTS OF SOME BIOLOGICAL TISSUES AND USE OF THESE
COEFFICIENTS IN TISSUE CONTRAST ENHANCEMENT IN COMPUTED
TOMOGRAPHY

M. Erdem SAĞSÖZ

Atatürk University

Institute of Natural and Applied Sciences

Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Salih Z. ERZENEÖĞLU

As an essential parameter, X-ray attenuation coefficient is being used in common radiologic, pathologic and spectroscopic examinations and determination of radiation dose distribution in biological tissues. Especially, it enables us to diagnose by differentiating abnormal tissues from normal ones with their morphological and basic chemical structure. This thesis study demonstrates the importance of CT (Computed Tomography) systems and of precisely determining the X-ray attenuation coefficients with these systems.

For the data acquired from computed tomography systems with the decreasing filtered photon mean energy, X-ray attenuation coefficients thus the HU (Hounsfield Unit) showing the ratio of these to water's attenuation coefficient are increased. Parallel, X-ray attenuation measurements by EDXRF (Energy Dispersive X-Ray Fluorescence) methods are more reliable because of the length of acquisition times. With our suggested X-ray filters, nevertheless without calibrated CT patient scanners for these filters, tissue contrast enhancement have been increased in ex vivo brain tumor slices.

2006, 66 Pages

Keywords: X-ray tube, X-ray attenuation coefficient, computed tomography, X-ray filters.

TEŞEKKÜR

Doktora tez alıŐmamda destek ve bilgilerini esirgemeyen tez danıŐmanım Sayın Prof. Dr. Salih Zeki ERZENEÖĞLU'na teŐekkürü bir borç bilirim.

ÇalıŐmama yapmış oldukları katkılardan dolayı Tıp Fakóltesi Radyoloji Anabilim Dalı'ndan Sayın Prof. Dr. Adnan OKUR'a, Patoloji Anabilim Dalı'ndan Sayın Doç. Dr. Fazlı ERDOĐAN'a ve Fen Fakóltesi Fizik Bölümünün tüm akademik personeli ve teknisyenlerine teŐekkürlerimi sunarım.

M. Erdem SAĞSÖZ

Kasım 2006

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	ix
1.GİRİŞ.....	1
1.1. Tıbbi ve biyolojik kapsamda foton etkileşim tesir kesiti.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	4
2.1. Foton etkileşim olayları.....	3
2.1.1. Atomik fotoelektrik tesir kesiti (σ pe veya τ).....	4
2.1.2. Soğurma kenarı ince yapısı.....	6
2.1.3. İnkohherent (Compton- inelastik) saçılma.....	6
2.2. X-ışını tüpleri.....	7
2.2.1. X-ışını tüp spektrumu.....	12
2.2.2.Karakteristik radyasyon.....	14
2.2.3. Sürekli spektrum.....	14
2.2.4. Filtreler.....	15
2.3. X-ışını soğrulma özelliklerinin radyodiagnostik uygulaması.....	16
2.4. Bilgisayarlı Tomografi.....	17
2.4.1 Bilgi teorisi: Görüntü oluşturma teorisi.....	17
2.4.2 Bir görüntünün oluşturulması.....	18
2.5 Bilgisayarlı Tomografinin temel prensipleri.....	25
2.5.1 Bilgisayarlı Tomografi teorisi.....	26
2.5.2 Projeksiyonlardan rekonstruksiyon.....	27
2.5.3 İteratif metotlar.....	28
2.5.4. Bilgisayarlı Tomografide (Computed Tomography-BT)	
X-ışını soğrulması.....	29
2.6. Nicel BT tekniklerindeki gelişmeler.....	32

2.7. Biyolojik dokuların patolojik değerlendirmesi	33
3. MATERİYAL ve YÖNTEM.....	39
3.1. Deney geometrisi üzerine alışmalar.....	40
3.1.1. Biyolojik numunelerin hazırlanması.....	42
3.2. Deney sistemi.....	43
3.2.1. Patolojik numunelerin XRF laboratuvarında incelenmesi.....	44
3.3. BT sisteminde yapılan ölçümler.....	45
4. ARAşTIRMA BULGULARI.....	47
4.1. NaI(Tl) dedektörü ile tanısıl amaçlı kullanılan bir X-ışını tüpü spektrumuna ilişkin alışma.....	47
4.2. Deneyleerde kullanılan çeşitli malzemelerin yarı-kalınlık ve lineer azaltma katsayısı ölçümleri.....	48
4.3. Numune kalınlığı üzerine yapılan alışmalar.....	49
4.3.1. EDXRF ile yapılan X-ışını tüp spektrumlarına ilişkin alışma.....	50
4.2. Tüp kararlılığı üzerine yapılan alışmalar.....	52
4.3. X-ışını filtreleriyle ortalama enerjilerde lineer azaltma katsayıları.....	52
5. SONUÇ ve ÖNERİLER	57
KAYNAKLAR.....	63

SİMGELER DİZİNİ

$E_{K\ edge}$	K tabakası soğurma kıyısı enerjisi
\mathcal{F}	Fourier dönüşümü
λ_0	Sürekli bölgenin kısa dalga boyu sınırı
$\mu\ (cm^{-1})$	Lineer azaltma katsayısı
μ/ρ	Kütle soğurma katsayısı
N_A	Avogadro sayısı (= $6,02212367 \times 10^{23}$ atom/mol)
$S(x,Z)$	İnkoherent saçılma fonksiyonu
σ_{pe} (veya τ)	Atomik fotoelektrik tesir kesiti
σ_{incoh}	İnkoherent (Compton) tesir kesiti
σ_{coh}	Koherent (Rayleigh) tesir kesiti
σ_{pair}	Çift oluşumu tesir kesiti
σ_{trip}	Triplet oluşumu tesir kesiti
$\sigma_{ph.n.}$	Fotonükleer soğurma tesir kesiti
$u(g)$	Atomik kütle birimi
Z	Atom Numarası
Kısaltmalar	
EDXRF	Enerji ayrımlı X-ışını fluoresans
EXAFS	X-Işını soğurma ince yapısı spektrometri
PTF	Faz transfer fonksiyonu
MTF	Modulasyon transfer fonksiyonu
ROI	Region of interest (İlgilenilen alan)

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1. İnce demetin azaltma katsayılarının tespiti için deneysel düzenek.....	2
Şekil.2.1. Döner tungsten anotlu X-ışını tüpünün röntgen görüntüsü.....	8
Şekil 2.2. SWT kesit gösterimi.	9
Şekil 2.3. SWT detaylı geometrik gösterimi.....	10
Şekil 2.4. Karakteristik ve bremsstrahlung X-ışınlarının oluşumu.....	14
Şekil 2.5. Bakır anot için sürekli ve karakteristik X-ışınları dalga boyu spektrumu.....	15
Şekil 2.6. Beta filtrelerinden Ni soğurma kıyısının Cu karakteristik spektrumu üzerinde gösterimi.....	16
Şekil 2.7. Görüntü oluşumunun şematik temsili.....	18
Şekil 2.8. Tek bir impulsun karşılığı.....	18
Şekil 2.9. Tek boyutlu bir nesnenin $f(x)$ ile temsil edilen görüntü oluşumu.....	19
Şekil 2.10. Bir $f(x, y)$ cisminin bir kesitinden izdüşümlerin oluşturulması.....	26
Şekil 2.11. a) Paralel izdüşüm kümelerinin oluşturulması, b) Yelpaze demeti izdüşüm kümelerinin oluşturulması.....	27
Şekil 2.12. Bir $f(j, k)$ örnekleme kesitinin projeksiyonunun oluşturulması.....	28
Şekil 2.13. (a) Gri tonlama histogramıyla BT kesiti, (b) Bir bilgisayarlı tomografi cihazının iç görünüşü, (c)Hounsfield biriminin (HU) dokulara göre değişimi (Hounsfield, 1973).....	31
Şekil 2.14 Azaltma değerinin lineer azaltma katsayısı ile değişimi.....	36
Şekil 2.15. Su fantomunun BT görüntüsü (gri tonların ters çevrilmiş hali).....	38
Şekil 3.1. Soğurma geometrisinin yandan ve altta şematik gösterimi.....	40
Şekil 3.2 Çeşitli patolojik numunelerin fotoğrafları.....	43
Şekil 3.3 EDXRF deney sistemi.....	44
Şekil 3.4. XRF sisteminde ölçme geometrisi.....	45
Şekil 3.5 a) Farklı doku eşdeğeri silindirik malzemeler içeren BT fantomu. b) Patolojik beyin tümörü numunelerinin üç boyutlu BT görüntüsü c) HU ölçümlerinin yapıldığı pencere.....	45
Şekil 4.1 Uygulanan potansiyelle foton ortalama enerjisini değişimi.....	47

Şekil 4.2 Uygulanan potansiyelle foton şiddetinin değişimi.....	48
Şekil 4.3. a) PMMA ve b) parafin (C ₂ H ₆) malzemelerinin lineer X-ışını azalması fit eğrileri.....	48
Şekil 4.4. Farklı hızlandırma potansiyellerinde X-ışını tüpü enerji spektrumu.....	50
Şekil.4.5. Farklı anot-katot akımı (mA) değerlerinde X-ışını tüpü enerji spektrumu.....	51
Şekil 4.6. Farklı ticari filtrelerle elde edilen X-ışını enerji spektrumları.....	51
Şekil 4.7. X-ışını tüpünün foton akısındaki kararlılık.....	52
Şekil 4.8. Seçilen farklı filtrelerle elde edilen enerji spektrumları.....	53
Şekil 4.9. Farklı filtrelerle elde edilen farklı ortalama enerjili fotonlarla parafin için elde edilen X-ışını üstel azalma eğrileri.....	53
Şekil.4.10. Aziziye Araştırma hastanesi Bilgisayarlı Tomografi cihazı HU ölçüm ekranında numuneler ve üzerlerine yerleştirilen ROI (Region of Interest) bölgeleri (gri tonların ters çevrilmiş hali)	55

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 3.1 Su ve parafin için kullanılan enerjilerde lineer azaltma katsayısı ve HU değerleri.....	44
Çizelge 4.1. Deneilerde kullanılan çeşitli malzemelerin lineer azaltma katsayıları ...	47
Çizelge 4.2. Numune kalınlığının ölçülmesinde asgari sayma sayısının tespiti.....	48
Çizelge 4.3. Farklı ortalama mfon enerjilerine sahip filtre spektrumlarının parafindeki deneysel ve teorik lineer azaltma katsayıları.....	52
Çizelge 4.4. X-ışını tüpü ile Ba filtreli ölçümlerde iki örnek numune ölçümleri.....	52
Çizelge 4.5. Hesaplanan bazı lineer azaltma katsayıları.....	52
Çizelge 4.6. Bilgisayarlı Tomografi ve XRF teknikleriyle elde edilen HU değerlerinin çeşitli beyin tümörü numuneleri için karşılaştırması.....	54
Çizelge 4.7. Numunelerin mikroskopik patoloji teşhislerine göre sınıflandırılması	56
Çizelge 4.8. Numuneleri ayırt etmede başarılı olan foton enerjilerindeki ölçümlerin istatistik analiz tablosu.....	57
Çizelge 4.9. Farklı X-ışını filtrelerinin istatistik analiz testleriyle karşılaştırılması	57
Çizelge 4.10 BT sisteminden alınan ölçümlerin Sn, Mo filtrelerle ve filtresiz olarak numune gruplarını ayırt etme kabiliyetinin istatistik metotlarla değerlendirilmesi.....	58

1.GİRİŞ

1.1. Tıbbi ve biyolojik kapsamda foton etkileşim tesir kesiti

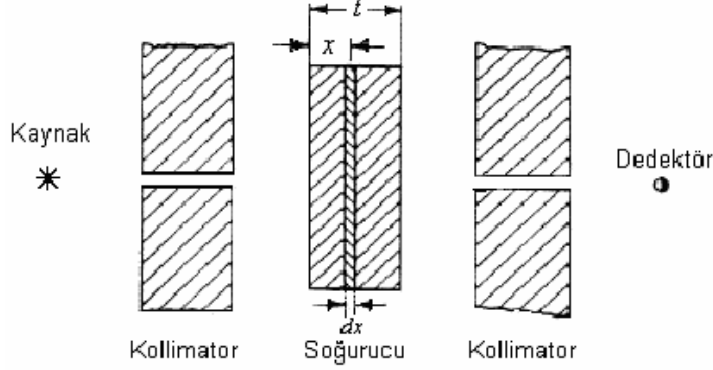
Bir fotonun (X-ışını, gama-ışını, bremstrahlung, vs) belli bir enerjide, t kalınlığında madde tabakasını geçerken soğrulma veya saçılmaya uğrama olasılığı, lineer azaltma katsayısı μ (cm^{-1}) cinsinden nicel olarak ifade edilebilir. μ , maddenin değişebilen yoğunluğu olan ρ (g/cm^3)'ya bağlı olduğundan, büyüklüğü genellikle yoğunluğa bağlılığın bertaraf edildiği μ/ρ (cm^2g^{-1}) kütle soğurma katsayısı ile ifade edilir. 1 MeV' in altındaki foton enerjileri için μ/ρ yeri geldiğinde fotonun madde atomları ile mümkün olan çeşitli tipteki etkileşimlerin toplamı biçiminde elde edilebilir. 1 MeV' in altındaki foton enerjileri için en baskın etkileşimli prosesleri inkoherent (Compton) saçılması, koherent (Rayleigh) saçılması ve atomik fotoelektrik soğurma olarak ele alınabilir. 1 MeV' in üzerinde nükleer alanda çift oluşumu ve atomik alan (triplet) oluşumu ve 5 MeV üzerinde prensipte fotonükleer soğurmanın dahil edilmesi gerektiği halde son kısım şimdiye kadar olan veri düzenlemelerinde gözardı edilmiştir. X-ışınlarının biyolojik dokularda azalma, radyasyondan korunma ve dozimetrik malzemelerden geçiş ve soğurulması verileri düzeltme yapılmadan, olduğu gibi kullanılmaktadır.

X-ışınları Röntgen tarafından keşfinden sonra birkaç yıl içerisinde ince (paralel) bir X-ışını demetinin farklı malzeme tabakalarından geçişi ölçülmüş ve gelen foton enerjisi ile malzemenin atom numarasına karşı değişimi, Barkla ve Sadler (1907, 1909) tarafından ölçülmüştür. Bu ifade μ/ρ kütle soğurma katsayısı cinsinden şu şekilde ifade edilir.

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)\rho = t^{-1} \ln\left(\frac{I_0}{I(t)}\right) \quad (1.1)$$

Burada t, soğurma tabakasının kalınlığı (birimi g/cm^2 'dir). I_0 , gelen foton demetinin, ölçülen şiddeti ve $I(t)$ ise geçen demetin, Şekil.1.1'de şematik olarak gösterildiği üzere

soğurucu içinde x derinliğinde dx diferansiyel kalınlığında soğurucunun alındığı, ölçülen şiddettir.



Şekil 1.1. İnce demetin azaltma katsayılarının tespiti için deneysel düzenek

ρ , g/cm^3 cinsinden soğurucu tabaka yoğunluğu ve μ ise cm^{-1} cinsinden lineer azaltma katsayısı olmak üzere μ , herhangi bir element veya bileşik için belirgin şekilde değişebilen ρ numune yoğunluğuna bağlı olduğundan derleme maksatlı olarak μ/ρ kütle soğurma katsayısı şeklinde düzenlenerek bu bağımlılık ortadan kaldırılmıştır. Hubbell (1969)'da daha detaylı açıklandığı üzere demet şiddetinin dI/I kesrinde azalması, yukarıdaki μ/ρ kütle azaltma katsayısı ve tabaka kalınlığı dx ile şöyle orantılıdır;

$$-\frac{dI}{I} = (\mu/\rho)\rho dx \quad (1.2)$$

bu eşitliğin integrasyonu ile kalın dilim üzerinden geçen $I(t)$ şiddeti,

$$I(t) = I_0 e^{-\int (\mu/\rho)\rho dx} \quad (1.3)$$

olarak bulunur. Homojen bir ortam için (1.3) eşitliği tam olarak Bouguer (1729); Lambert (1760); Beer (1852) eksponansiyel azaltma kanununa indirgenir.

$$I(t) = I_0 e^{-(\mu/\rho)\rho dx} \quad (1.4)$$

Foton etkileşim verilerinin hesaplanması, genellikle atomik tesir kesitleri cm^2/atom , özellikle barns/atom (veya b/atom , $1 \text{ barn}=10^{-24} \text{ cm}^2$) cinsindedir. Böylelikle σ_{top} toplam atomik kesiti kütle azaltma katsayısı;

$$\mu/\rho (\text{cm}^2/\text{g}) = \sigma_{\text{top}} (\text{cm}^2/\text{atom}) / [u(\text{g}).A] = \sigma_{\text{top}} (\text{b}/\text{atom}) \times 10^{-24} / [u(\text{g}).A]$$

burada $u(\text{g}) = 1,6605402 \times 10^{-24} \text{ g}$. (Cohen ve Taylor 1986; 1997) değerinde ^{12}C atom çekirdeğinin kütleinin $1/12$ ' si olarak ifade edilen atomik kütle birimidir ve hedef A elementinin bağlı atomik kütleisidir (Martin 1988). $u(\text{g})=1/N_A$, burada N_A , Avogadro sayısıdır ve değeri $6,02212367 \times 10^{23} \text{ atom/mol}$ 'dür.

Toplam atomik kesiti σ_{top} , fotonun atomla etkileştiği en muhtemel proseslerin ayrı ayrı toplanmasıyla yazılabilir;

$$\sigma_{\text{top}} = \sigma_{\text{pe}} + \sigma_{\text{incoh}} + \sigma_{\text{coh}} + \sigma_{\text{pair}} + \sigma_{\text{trip}} + \sigma_{\text{ph.n}} \quad (1.5)$$

Burada sırasıyla σ_{pe} (veya τ) atomik fotoelektrik tesir kesiti, σ_{incoh} ve σ_{coh} inkoherent (Compton) ve koherent (Rayleigh) tesir kesitleridir. σ_{pair} , çift oluşum tesir kesiti, σ_{trip} triplet oluşumu tesir kesiti ve $\sigma_{\text{ph.n}}$ fotonükleer soğurma tesir kesitidir (Hubbell 1999).

Madde ile çeşitli mekanizmalarla etkileşimde bulunan X-ışınları değişik birçok endüstriyel, tıbbi ve bilimsel uygulamalara sahiptir. Tıbbi açıdan son derece büyük faydaları olmasına karşın verdiği biyolojik hasarların en aza indirilmesi ve tabii mümkün olan en yüksek faydanın sağlanması çok önemlidir.

Bu tez çalışmasında yaygın bir şekilde kullanılan ve X-ışını azaltma katsayılarının gri tonlu renklerle haritalanması ile elde edilen anatomik aksiyel kesitlerin, bilgisayarlı tomografide hastalıkların teşhisinde kullanımına bir iyileştirme sağlanması maksadı güdülmektedir.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Foton etkileşim olayları

2.1.1. Atomik fotoelektrik tesir kesiti (σ_{pe} veya τ)

Hubbell (1969)'da ayrıntılarıyla tartışılan atomik fotoelektrik olayda, bir foton ortadan kaybolur ve bir elektron atomdan salınır. Elektron, soğrulan fotonun tüm enerjisi ile elektronun atoma bağlanma enerjisinin farkını taşır. Atoma en sıkı bağlı K tabaka elektronları tıbbi ve biyolojik yönden en önemli enerji aralığında yer alır. Ancak foton enerjisi belli bir kabuğunun bağlanma enerjisi altına düştüğünde kabuktan elektron salınmaz. Bundan dolayı özellikle orta ve yüksek Z (kütle numarası)'li elementlerin σ_{pe} 'ye karşı foton enerjisi grafikleri, her bir elektron kabuğu bağlanma enerjisine ulaştığında karakteristik soğurma kıyıları gösterir ve fotoelektrik uyarımın enerji bazında izin verildiği yeni bir kanal oluşur. Bu soğurma kıyıları belli derecede ince yapıyla bunların üzerine bindiği, tıbbi ve diğer genel amaçlı azaltma katsayıları derlemesinde bu kıyılar basit testere dişi şeklinde idealize edilmiştir.

İlk yarı-teorik μ/ρ tablolarında, Klein-Nishina (1929) formülünden, makul bir yaklaşımla saçılma tesir kesitleri teorik olarak elde edilmiştir. Böylelikle fotoelektrik tesir kesiti ölçülen μ/ρ değerinden teorik saçılma tesir kesintilerinin çıkarılması ve Z ile foton enerjisi üzerinden interpolate edilmesi, fotoelektrik soğurma kıyılarının, Z ile enerji kaymasının hesaba katılmasıyla elde edilmiştir.

Atomik fotoelektrik olayın ilk hesaplamalarına ilişkin daha geniş bir liste için Hubbell (1969)'a bakılabilir. Yalnız K tabakası için olan bu hesaplamaların çoğu, 200 keV ila 2 MeV enerji aralığında Pratt *et al.* (1964) ve Pratt (1960)'da rastgele yüksek enerjilere geldiğinde asimtotik davranışa gidildiği yüksek enerji çalışmalarıyla tipikleştirilmiştir. Hultberg *et al.* (1961, 1968) İsveç'teki BESK bilgisayarını kullanarak K-tabakası tesir kesitlerinin fotoelektron açılma bağımlılığını Z=1'den 100'e kadar olan 21 element için

Z=1'de 1 MeV'den Z=92'de 10 MeV'e kadar olacak şekilde çalışmışlardır (Hubbell 1999).

Atomik fotoelektrik tesir kesiti hesaplamalarında 1 keV ila 2 MeV enerji aralığında atom numarası 13, 26, 50, 74 ve 92 elementlerde yalnız K tabakası için değil, aynı zamanda belirgin katkısı olan daha yüksek alt tabakalardaki (L_{I-II}, M_{I-V}, N_{I-VII} ve O_{I-III}) hesaplamalarında da büyük gelişmeler olmuştur. Daha önceki diğer önemli çok tabakalı fotoelektrik hesaplamaları, Allign ve Johnson (1965), Matese ve Johnson (1965) ve Schmickley ve Pratt (1967) tarafından oluşturulmuştur. Bu çalışmalarla elde edilen interpolasyonlar, Pratt'ın (1960) K tabakası yüksek enerji asimetric davranışını incelemesiyle Hubbell'in (1969) tabakalarını oluşturması ve bunlarla birlikte bilinen teorik saçılma tesir kesitlerinin ölçülen toplam tesir kesitlerinden (azaltma katsayıları) çıkartılmasıyla büyük miktarda bir deneysel toplam fotoelektrik tesir kesiti verisi elde edilmiştir (Hubbell 1999).

Daha büyük bir ilerleme Scofield (1973)'in tüm tabakalar için atomik fotoelektrik tesir kesitlerinin, Z=1 ila 101'deki tüm elementler ve 1 keV ila 1,5 MeV aralığındaki foton enerjileri üzerinden sistematik hesaplamalarıyla gelmiştir. Bu, relativistik olmayan hesaplamalar, statik bir Hartree-Slater merkezi potansiyelinde hareket eden orbital elektronlar için Dirac eşitliğinde Scofield'in kendi çözümü üzerine kurulmuştur. Scofield (1973) Z=2 ila 54 element aralığında relativistik Hartree-Fock denkleminde beklenen değerlere dönüşüm için renormalizasyon faktörleri oluşturmuştur (Hubbell 1999).

Bu renormalizasyon, Hubbell (1977; 1982) ile Hubbell *et al.* (1980) tarafından μ/ρ ve μ_{en}/ρ iki alt derlemesi için uygulanmıştır. Ancak detaylı karşılaştırmalar (Saloman ve Hubbell 1986, Saloman *et al.* 1988) ile kapsamlı NBS/NIST μ/ρ ölçüm veri tabanını renormalize edilmemiş Scofield (1973) σ_{pe} normalize değerler üzerine yönlendirmiştir. Böylelikle Berger ve Hubbell (1987) ile Hubbell ve Seltzer (1995) gibi sonraki derlemelerde renormalize olmayan Scofield (1973) σ_{pe} değerleri kullanılmıştır.

Hubbell ve Saloman ile özel bir iletişim içerisindeki Scofield (1985) bu hesaplamaları 0,1 keV'e indirmiş ve bunlar (renormalize olmamış değerler) Saloman ve Hubbell (1986), Saloman *et al.* (1988)'nin hem sayısal hem de grafik olarak NBS/NIST μ/ρ ölçüm veri tabanını ve hatta Henke *et al.* (1982) tarafından yapılan deneysel kaynaklı karşılaştırmalarını içermiştir. σ_{pe} değerleri, Chantler'in (1995) kapsamlı teorik sonuçlarında önceden de bahsedildiği şekliyle öz uyumlu Dirac-Hartree-Fock denklemlerine göre hesaplanarak verilmiştir. $Z=1$ 'den 92'ye kadar olan elementler için en düşük bağ enerjisi 1 ila 10 eV, en yüksek bağ enerjisi 0,4 ila 1,0 MeV aralığında değişmektedir (Hubbell 1999).

2.1.2. Soğurma kıyısı ince yapısı

Soğurma kenarlarının hemen üzerindeki dalgali yapı iyi bilinmekte (mesela Sommerfeld 1920; Az'aroff 1963; Stern 1974) ve yüksek çözünürlüklü spektrometrelerle kolaylıkla gözlemlenmektedir. Bazı eşiklerin üzerinde atomik foto iyonizasyon rezonansa bağlı ani pikler meydana gelebilmektedir. Mesela Ti ($Z=22$; $E_{K \text{ edge}}=4,97$ keV) ile Zn ($Z=30$; $E_{K \text{ edge}} = 9,66$ keV) aralığındaki metal serisi için K kenarını hemen üzerindeki μ/ρ ölçümlerinde $\sim 0,5$ keV aralığında, $\sim 0,05$ keV genişliğinde ve %5 ila 10 düzeltilmiş değerlerin üzerinde piklere sahip osilasyonlar, Del-Grande (1980) tarafından gözlemlenmiştir. Fe ($Z=26$) ve Cu ($Z=29$) her biri düzeltilen değerlerin %20'si üzerinde ince pik serisi göstermiştir. Bunların üzerine binen pikler kimyasal bağların etkisiyle, genişletilmiş X-ışını soğurma ince yapısı (EXAFS)'ın ~ 2 'si mertebesinde veya daha az modülasyonlar olabilmektedir. Ancak sıcaklığa bağlılıkları, diğer değişken atomik ortamlara bağlı olarak, bu ve yukarıdaki dalgali yapılar tıbbi ve biyolojik uygulamaların μ/ρ düzenlemelerinde ihmal edilmektedir (Hubbell 1999).

2.1.3. İnkohherent (Compton- inelastik) saçılma

Harding (1997) inkohherent saçılma tesir kesiti σ_{incoh} 'nin biyomedikal bilim ve endüstride uygulamaları üzerine çalışmıştır. Berger-Hubbell (1987) XCOM PC programı gibi halihazırdaki μ/ρ derlemeleri, ile Hubbell ve Seltzer (1995) düzenlemesi

ve Cullen *et al.* (1997) CCNL veri tabanı halen $S(x,Z)$ inkoherent saçılma fonksiyonuna dayanmaktadır.

Hubbell *et al.* (1975) inkoherent saçılma fonksiyonu $S(x,Z)$ değerleri, Pirene (1946) $Z=1$ çalışması, Brown (1970; 1972; 1974) ($Z=2$ 'den 6'ya, konfigürasyon etkileşimli) ve Cromer-Mann (1967) ile Cromer (1969 $Z=7$ ila 100, non-relativistik Hartree-Fock modelinden) çalışmalarından bir araya getirilmiştir. Relativistik S matrisi ve daha karmaşık modeller kullanılarak izole durumlar için tesir kesiti hesaplamalarından %2-3 farklı değerler verdiği halde derli-toplu olmaları ve kullanım kolaylığına sahip olmaları sebebiyle bu $S(x,Z)$ ve σ_{incoh} değerleri hala bir çok tıbbi, biyolojik ve diğer pratik uygulamalarda kullanılmaktadır (Hubbell 1999).

2.2. X-ışını tüpleri

Wilhelm Röntgen Kasım 1895'te, Wurzburg Üniversitesinde, Almanya'da çalıştığı sırada X-ışınlarını keşfetmiştir. Farklı tipteki vakumlu katot ışını tüpleri üzerinde çalışırken katot ışınlarının havada aldığı yolu belirlemeye uğraşmaktaydı. Işınların oluştukları sırada elektronların erişemeyeceği bir uzaklıkta baryum platinosiyenid kaplı floresan bir ekranda parıldamalar olduğunu fark etmiştir. Bunun üzerine katot ışınları tüpünün çalıştığı sırada tüp duvarlarından (bilinmeyen anlamında) X-ışınlarının yayındığını öne sürmüştür. Henüz şaşkınlığı devam ederken, ışınların elinden geçerek kemiklerin bir gölgesini duvardaki ekrana düşürdüğünü görmüştür. Yıllar sonra sonuçları yayınlayana kadar haftalarca çalışmalarına devam etmiştir. Bu temele sahip modern bir tüp Şekil 2.1'de görülmektedir.

Röntgen, makalesinde X-ışınlarının birçok özelliğini kayda almıştır. Bunlar;

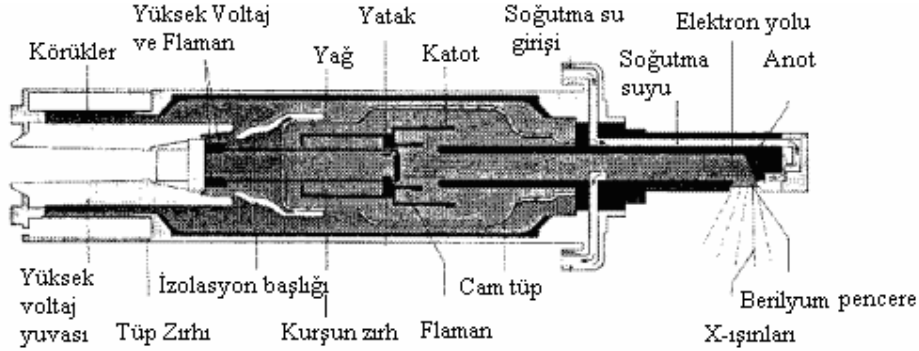
- Görünür ışığa karşı opak olan birçok malzemedan geçebilmekte ve nüfuz etmektedirler. Malzeme içerisinden geçerken malzeme bileşimi, yoğunluk ve kalınlığa bağlı olarak şiddette azalmaya uğrarlar.
- İnsan gözüyle görülmemektedirler.

Şekil.2.1. Döner tungsten anotlu X-ışını tüpünün röntgen görüntüsü (bu görüntü, Atatürk Üniversitesi Tıp Fakültesi, Radyoloji Anabilim Dalı'nda alınmıştır).

- Çok çeşitli tipte malzemelerde floresan etki meydana getirirler ve fotografik kâğıda kaydedebilirler. Görünür ışık gibi doğrular boyunca yayıldıklarından ışın olarak isimlendirilmişlerdir.
- Işık gibi 306108 m/s hızla hareket ederler. Elektrik ve magnetik alandan etkilenmezler. Yansır, kırınımına uğrarlar ve polarize olurlar.
- Gazları iyonize edebilirler. Katıların ve sıvıların elektrik özelliklerini değiştirebilirler. Fotografik plakaları karartırlar.
- Atomdan fotoelektron ya da geri tepen elektronların yayınlanmasına sebep olabilirler. Biyolojik tepkimelere yol açabilirler (mesela canlı hücrelere zarar verebilir veya bunları yok edebilirler ve genetik mutasyonlara yol açabilirler).

Vakumlu X-ışını tüpleri XRF ve soğurma analizlerinde diğer potansiyel kaynaklar arasında en verimli kullanılan X-ışını kaynaklarıdır. Hızlandırma potansiyelleri (kV) ve katot-anot arası elektron akımı (mA) değerlerinin ayarlanmasıyla elde edilen X-ışını demeti amaca uygun foton enerji aralığı ve foton akısına yakın değerlerin elde edilmesi sağlanabilir. Günümüzde çok geniş bir uygulama alanına sahip olan tüpler, 1895'te Röntgen'in buluşundan sonra, bundan yaklaşık 90 yıl kadar önce Physical Review'de Coolidge'in yayımlattığı sıcak katotlu X-ışını tüpleriyle ilgili makalesiyle, temel olarak son halini almıştır. Bu sistem elektronların üretimi için sıcak bir tungsten flaman, soğutulmuş bir anot ve soğurma katsayısı düşük bir pencereden oluşmaktadır. Yarım yüzyıldan fazla bir zamana yayılan birçok değişimden, pratik amaçlar için en uygun iki

geometri ortaya çıkmıştır: uç pencere (end-window-EWT) ve kenar pencere (side-window-SWT) tüp (Şekil 2.2).



Şekil 2.2. SWT kesit gösterimi (Van Grieken 2001)

Bunların her ikisinin de kendine göre avantajları ve sınırlamaları vardır. Bir X-ışını kaynağının genel gereklilikleri;

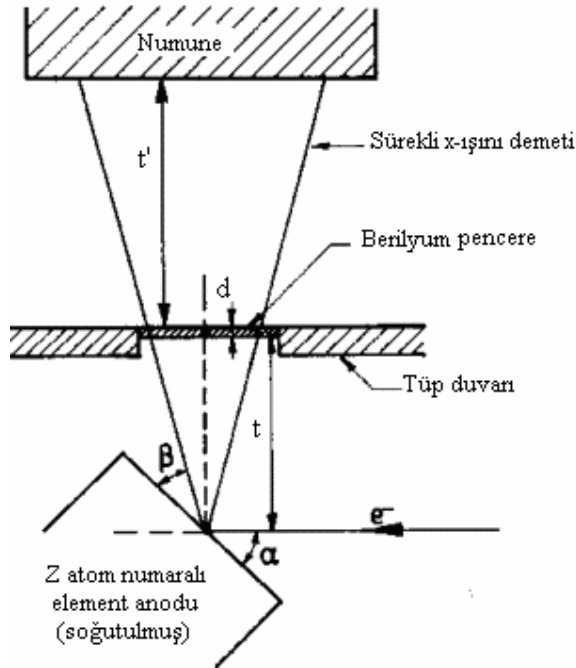
1-Geniş bir spektral aralıkta yeterli foton akısıyla sürekli spektrumun uzun dalgaboyu kuyruğundaki vurgunun artması. Bu, düşük atom numaralı elementlerin analizinde önem kazanmaktadır. Düşük enerjide soğurma kıyısına sahip bu elementler, uyarıcı kaynağın enerji spektrumunun biraz üstlerinde yer almasıyla en üst düzeyde fotopik verimi veya soğurmaya sebep olmaktadır.

2-Foton akısını kararlılığı (<0,1). Uzun süreli kararlılık rutin analizlerde kalibrasyonun sık yapılması gerekliliğini azaltır.

3-Her bir element için en etkin uyarma olayının sağlanabilmesi için ayarlanabilir tüp potansiyeli 10-100 kV aralığındadır. Analit çizgilerinin şiddeti uyarma şartlarının değişimi ile belirgin şekilde değişir. Uç noktalar için bir örnek Al-Mo alaşımlarının uyarımı için Vrebos ve Helsen (1985) tarafından verilmiştir. Şartlardan üçüncüsü yalnız SWT'de gerçekleştirilebilir. Fakat SWT'nin bu avantajı üreticiler arasında hala bir tartışma konusudur. Çizgi girişiminin olmaması ve anodun saçılan karakteristik çizgileriyle analit çizgilerinin spektroskopik etkileşimi şiddetin konsantrasyona

çevrilmesi işlemini karmaşıktırılmaktadır. Bu, temel parametre hesaplamalarıyla olduğu kadar bazı algoritmalarla düzeltmeden sonra elde edilen sonuçlarla da bulunur.

Bir X-ışını tüpü, anot elementi (tek element veya çift anotlu tüplerde iki element), giriş gücü (kW cinsinden) anot-katot arası gerilim 10-130 kV, EWT için 75 kV ile sınırlı, tüp akımı (60mA-100mA, tıbbi uygulamalarda 1000mA ve hatta üzeri), kapalı devre veya açık devre (döner anotlu, yağ soğutmalı) anot soğutma sistemi olmasına göre karakterize edilir. Tüpün foton çıkışı veya daha önemlisi numuneye ulaşan foton akısı, (giriş gücü watt saniye başına saniyedeki sayma şeklinde ifade edilir), flaman boyutlarına bağlı fokus ebatları, elektron demetinin anot üzerine düşme açısı α , ayrılma açısı SWT için β , t pencereye olan uzaklık, pencere, ısı soğurucu yağ ve diğer zırlama özelliklerinin toplamı olan tabii filtrelemeye bağlıdır (Şekil 2.3). Giriş gücünün ancak %1 oranında bir kısmı X-ışını enerjisi ve bunun dışındaki enerji ısı ve düşük frekanslı elektromagnetik radyasyon olarak salınır.



Şekil 2.3. SWT detaylı geometrik gösterimi (Van Grieken 2001)

Elektronların çarpmasıyla içinden sürekli spektrum ve karakteristik piklerin çıktığı bir uyarma hacmi meydana gelir. Bu olay SWT ve EWT arasındaki iki temel farkı ortaya

çıkartır. Fotonların çıkış yolu SWT geometrisine EWT ye nazaran daha kısadır. Bu özelliğin bir sonucu olarak yalnız EWT de iki anot malzemesi kullanılmıştır; hafif bir element (mesela skandiyum) bunun kapladığı nispeten ağır bir element (mesela molibden). Uyarım potansiyelinin değiştirilmesiyle X-ışınları ya üst (hafif) element tabakasından ya da alt tabakada (yüksek Z li element) oluşarak tüp enerji spektrumunda kısa ve uzun dalga boylu bölgede farklı verimlere sahip iki ayrı çizgi oluşturur.

Daha kısa t mesafesi ile daha yüksek çıkış elde edilir. t değerinin 0,5t azaltılmasıyla şiddet 4 kat artar. Klasik sistemlerde t'nin azaltılması sınırlıdır. t ne kadar küçükse elektronlarla bombardıman o kadar şiddetli ve akabinde saçılan elektronlarla pencerenin ısınma miktarı o kadar yüksektir. SWT de bu bombardıman daha şiddetlidir. Çünkü bu geometride anot ve pencerenin her ikisi de elektriksel olarak toprak potansiyelindedir. Bunun tersine, EWT de flaman ve pencere aynı potansiyeldedir ve pencerenin ısınması ihmal edilebilir. EWT de elektronlar yüksek potansiyelli anot ile karşılaşacağından t azaltılmaz.

Nordfors (1956), iki anotun birbirinden fiziksel olarak ayrıldığı bir çift-anotlu tüp önermiştir. Bunlar elektronların her iki anota da yönlendirilmesiyle uyarılmıştır. Kararlılık eksikliği bu çözümün ticarileşmesine engel olmuştur.

Numunenin anot olarak kullanılması da başka bir çözümdür. Bunun değişik bir şekli taramalı elektron mikroproblarında kullanılmaktadır.

Başka bir çözüm tıbbi uygulamalarda da kullanılan döner anotlu X-ışını tüp jeneratörüdür. Bu sistemlere yeterli şiddet elde edilebilmekte, düşük kolimasyonlarla mikrofloresans ölçümler gerçekleştirilebilmektedir. Anot yüzeyinden ayrılma açısının çok önemli olmasından dolayı, düşük dalga boylu radyasyon verimini optimize edecek şekilde anot yüzeyinin basamaklı yapılması mümkündür. Bu uygulama karakteristik fotonlar anottan ayrılırken daha az öz soğurma etkisine maruz kalmaktadırlar.

Yüksek voltaj jeneratörü, katot-anot arası yüksek potansiyeli sağlayan elektronik sistemdir. Baz tüplerde bu sistemin tamamı veya bir kısmı tüple bütünleşik olmaktadır. Temel olarak şebeke gerilimi uygun trafo ve doğrultucularla veya kondansatörlerle ayarlanabilir, kV mertebesinde potansiyele çevrilerek özel yalıtımlı kablolar aracılığı ile anot ve katoda ulaştırılmaktadır. Günümüzde önce doğru akıma çevrilen şebeke gerilimini yüksek frekanslı olarak dilimleyen ve bir kondansatör üzerinden tüpe yüksek voltaj sağlayan sistemler yaygın olarak kullanılmaktadır.

2.2.1. X-ışını tüp spektrumu

X-ışını tüp şiddetinin, dalga boyunun bir fonksiyonu olarak ifade edilmesinin ilk çabaları, Kulenkampff ve Kramers (1922; 1933) tarafından gerçekleştirilmiştir. X-ışını floresans şiddetlerinin temel parametreler cinsinden nicel ifadesi, uyarıcı demetin şiddet fonksiyonu hakkında bilgi gerektirir. Tüp spektrumları temel olarak sürekli spektrum (bremmstrahlung) ve bunun üzerine binmiş anot karakteristik çizgilerinden oluşmaktadır. Bu iki bileşenin nispi önemi hedef anoda bağlıdır. Tungsten'den yapılmış bir hedefin yayınladığı radyasyonun yaklaşık %24'ü karakteristik fotonlardan oluşmaktadır. Buna karşın Cu hedef materyali 45 kV'da %60 oranında karakteristiklerini çıkarmaktadır.

Kalın hedefe sahip bir X-ışını tüpünün spektrumunun enerji dağılımı için en genel formül Kulenkampff'ın bulduğu şu ifadedir (Marcowicz 2001):

$$I(\nu) d\nu = i[aZ(\nu_0 - \nu) + bZ^2] d\nu \quad (2.1)$$

Burada $I(\nu) d\nu$ sürekli X-ışınlarının $(\nu, \nu + d\nu)$ frekans aralığındaki şiddeti, i hedef anoda çarpan elektron akımıdır, Z hedef anot atom numarası, $\nu_0 = c/\lambda_{\min}$ kesim frekansdır, a ve b birer sabittir.

Sürekli spektrum için Kramer kuralı genel olarak geçerli hale gelmiş durumdadır. Bunun deneysel sonuçlarında meydana gelen sapmalar dalga boyunun integral dışındaki bir, m üssü ile düzeltilebilir.

$$N_{\lambda} \approx \frac{Z^r}{\lambda^2} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} - 1 \right) \quad \text{Kramer Yasası} \quad (2.2)$$

$$N_{\lambda} \approx \frac{Z^r}{\lambda^2} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} - 1 \right)^m \quad \text{Brunetto'nun sonucu} \quad (2.3)$$

Burada λ_0 sürekli bölgenin kısa dalga boyu sınırıdır ve hızlandırma potansiyeli ile belirlenir, r ve m deneysel verilerden elde edilen integral dışı sabit üstlerdir. Brunetto'nun sonucu sonradan Tertain ve Broll (1984) tarafından teyit edilmiştir. Bunlara ek olarak; soğurma düzeltmesini (ekseriya Philibert'te oldu gibi, bkz Pella *et al.* (1985) ve Marcowicz ve Van Grieken (1984), elektron geri saçılma kaybı terimi, pencere soğurma düzeltmesinin hesaba katıldığı eksponansiyel düzeltme terimi) eklemişlerdir.

Bunun yanı sıra Pella *et al.* (1985), karakteristik çizgileri hesaba katarak, ilginç bir algoritma önermişlerdir. Green ve Cosslett (1961) tarafından önerilen eşitliği kullanarak fotopik (N_{char}) ve fon (N_{con}) şiddetinin oranını, fazla voltaj U_0 ve Z atom numarasının bir fonksiyonu olarak bulmuşlardır.

$$\frac{N_{char}}{N_{con}} = \exp \left[0.5 / \left(\frac{U_0 - 1}{1.17U_0 + 3.2} \right)^2 \right] \left(\frac{a}{b + Z^4} + d \right) \left(\frac{U_0 \ln U_0}{U_0 - 1} - 1 \right) \quad (2.4)$$

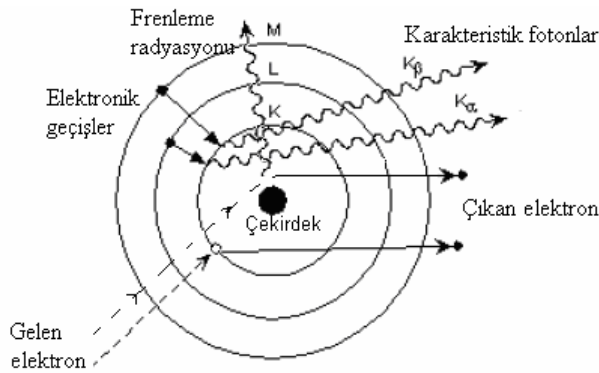
U_0 , fazla voltaj; elektronun başlangıç enerjisi E_0 'ın verilen bir kabuğun kritik uyarma enerjisi E_q 'ya oranıdır. a , b ve d sembolleri deneysel olarak belirlenen sabitlerdir.

2.2.2. Karakteristik radyasyon

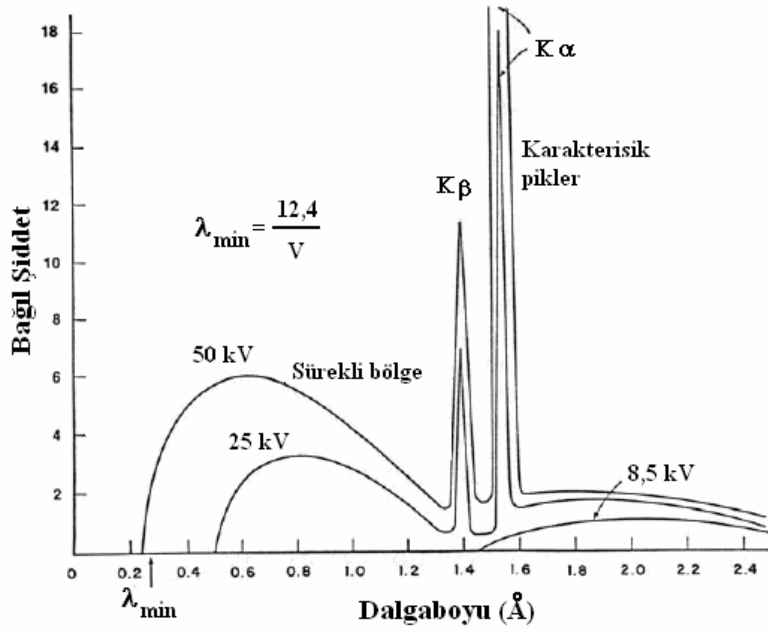
Çeşitli kırınım ve spektroskopi çalışmaları için yüksek şiddetli monokromatik X-ışınları gerekmektedir. Toz difraktometresinde bu mesele çok yüksek şiddetli bilinen dalga boyundaki karakteristik X-ışınlarının üretilmesiyle çözülmektedir. Karakteristik pikler sürekli spektrumla birlikte soğurucu filtrelerle 'filtrelenerek' ve bundan sonra bir kristal monokromatör kullanılarak dalga boyu seçimli bir dedektörle veya bunların bir birleşimi ile monokromatik X-ışını oluşturmada kullanılmaktadır.

2.2.3. Sürekli spektrum

Madde, yüksek enerjili yüklü parçacıklar ya da fotonlara maruz bırakıldığında X-ışınları meydana gelir. Parçacıklarla (mesela elektronlar ile) meydana gelen bütün etkileşimlerde enerji kaybı meydana gelir ve enerjinin korunumu ilkesine göre bu kayba karşılık X-ışını fotonları salınır (Şekil 2.4). Sürekli bölgeyi oluşturan X-ışını fotonları genel olarak frenleme (bremsstrahlung) ve elektronlardan Compton saçılmalarıyla gerçekleşmektedir. Sürekli bölge ve karakteristik çizgilerin izlendiği bir bakır anotlu X-ışını tüpü spektrumu aşağıda Şekil 2.5'te yer almaktadır.



Şekil 2.4. Karakteristik ve bremsstrahlung X-ışınlarının oluşumu



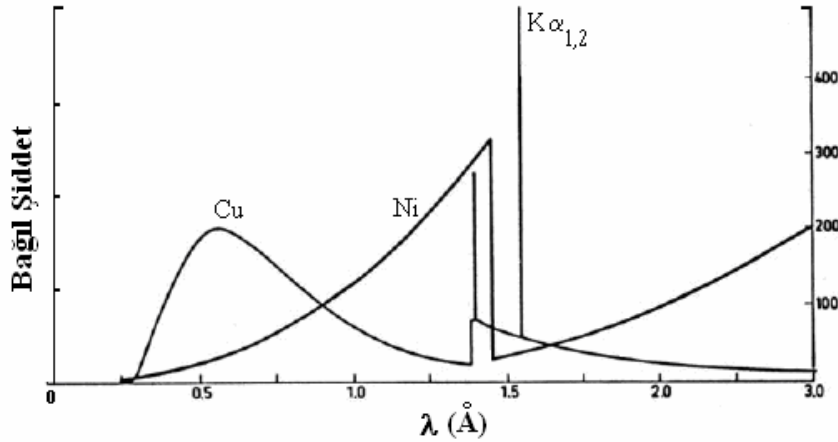
Şekil 2.5. Bakır anot için sürekli ve karakteristik X-ışınları dalga boyu spektrumu.

2.3.4. Filtreler

Filtreleme, istenen karakteristik veya sürekli bölge radyasyon alanının numune veya görüntülenecek objeye ulaştırıldığı, istenmeyen radyasyonun bertaraf edildiği bir işlemdir. Genel olarak yapılan işlem X-ışını demeti spektrumunun şekillendirilmesidir. Filtreleme için kullanılan malzemenin Kβ karakteristik piklerinin çıkması gereken enerjide sürekli spektrum veya karakteristik çizgilere ait fotonlar kısmen veya tamamen soğurulmakta ve daha düşük enerjideki fotonlar sadece ilgili enerjideki azaltma katsayısıyla orantılı bir şiddet azalmasına uğramaktadır. Filtreleme malzemesinin soğurma kıyısının hemen üzerindeki bölgede fotonlar fotoelektrik olay meydana getirmek üzere tamamen soğurulmaktadır. Yine filtre malzemesinin hedef karakteristik çizgi enerjisindeki azaltma katsayısı ile orantılı biçimde hedef fotopikleri azalmaya uğramaktadır. Soğurma ve soğurma kıyısı hakkında Jenkins and Snyder (1996) da geniş bilgi bulunabilir. Tüm malzemeler X-ışınlarını özelliklerine göre azaltmaya maruz bırakır. Bir malzemenin X-ışınlarını kütsel olarak soğurmasına sebep olan birçok mekanizma mevcuttur. Bunlardan biri temelde soğurucu malzemenin elektron yoğunluğuna bağlıdır. Diğer fotoelektrik soğurmadır ve soğurucu malzemenin

orbital elektronlarının ikincil uyarımı ile ilgilidir. Bu tarz bir soğurma lineer değildir ve X-ışınlarının dalga boyuna bağlı olarak belirgin şekilde değişir. Dalga boyu veya enerji spektrumunda soğurmanın tedricen arttığı ve aniden düştü nokta ‘soğurma kıyısı’ olarak adlandırılır. Filtre olarak soğurma kıyısı $K\beta$ ve $K\alpha$ karakteristik enerjileri arasında yer alan bir element seçildiğinde, $K\alpha$ fotonlarının çoğu geçerken, $K\beta$ fotonlarının büyük oranda azalmaya uğradığı görülür.

Mesela Cu karakteristik radyasyonunun filtrelenmesinde bir Ni filtre kullanılır. Aşağıda bakırın X-ışını spektrumuna Ni soğurma kıyısının binmesi görülmektedir (Şekil 2.6). Ni filtre olarak kullanıldığında geçen Cu radyasyonunun son hali, Cu spektrumundan Ni soğurma spektrumunun çıkarılmasıyla elde edilir.



Şekil 2.6. Beta filtrelerinden Ni soğurma kıyısının Cu karakteristik spektrumu üzerinde gösterimi.

2.4. X-ışını soğurma özelliklerinin radyodiagnostik uygulaması

X-ışınlarının 1895'te W. Röntgen tarafından keşfi, insan hastalıklarının algılanması ve teşhisi için yeni yollar açmıştır. X-ışınları hasta muayenesine hekimin iç anatomi ve hastanın fizyolojisine yeni bir yaklaşımla vakıf olmasını sağlamıştır. Günümüzde X-ışınları hastanelerde, kliniklerde ve dünya çapında acil servislerde kullanılmakta ve geniş bir yelpazede her yıl milyonlarca hastada, hastalıkların ve yaralanmaların görülmesine ve tanısına temel bilgi sağlamaktadır. Bir “projection (izdüşüm)

görüntüsü” (radyogram) X-ışını tüpünden yayımlandıktan sonra vücudun bir bölgesinden geçen X-ışınları tarafından oluşturulur. İzdüşüm görüntüsündeki her bir nokta, X-ışınlarının yolu üzerindeki çeşitli doku bileşenlerinin yoğunlukları ve atom numaralarındaki farklarla oluşturulmuş (şiddeti değiştirilmiş) olan noktalara doğru yönelmiş X-ışınlarının şiddetini gösterir. İzdüşüm görüntüsü, görüntü düzleminde üst üste binmiş izlerle (gölgeler) temsil edilen üç boyutlu bir şekle sahip doku bileşenlerinin iki boyutlu bir tasviridir. Sonuçta ilgilenilen anatomik yapı sık sık hastanın içinde alt ve üstte yer alan organlarla gölgelenir. Bu gölgelerin giderilmesi çoğu kez şeklin “delineation”u (taslaklaştırılmasını) ve yapının bileşenlere ayrılmasını kolaylaştırır.

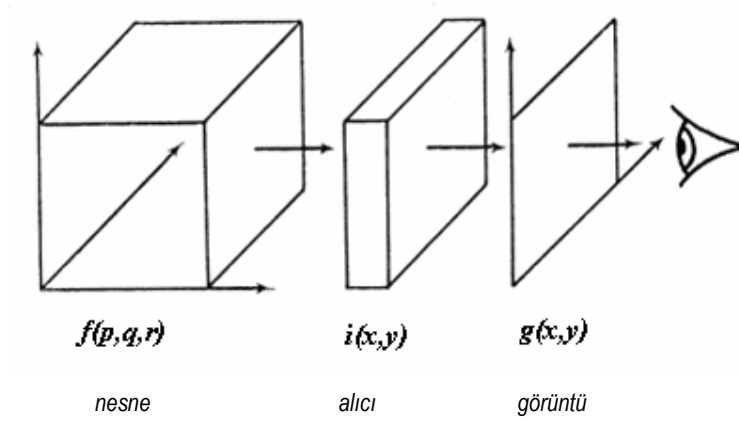
Analog ve bilgisayarlı tomografi gibi iki yaklaşım gölgelerin yok edilmesinde kullanılabilir. Son yirmi yılda bilgisayarlı tomografi büyüyerek geniş bir kabul görmüş ve analog tomografi popülaritesini kaybetmiştir. Bunda en önemli etken gerçek üç boyutta yer alan oluşumların ve anomalilerin tamamı analog veya izdüşüm radyografisinde görülmemektedir, özellikle yumuşak doku görüntülenememekte ve yumuşak dokular arası ayırım yapılamamaktadır, her bir yapının yoğunluğu ayrı ayrı bulunamamakta, X-ışının üzerinden geçtiği dokuların azaltma katsayılarının ancak bir ortalaması filme yansımaktadır (Hendee 1999).

2.5. Bilgisayarlı Tomografi (BT)

2.5.1 Bilgi teorisi: Görüntü oluşturma teorisi

Görüntüleme sistemlerinde, bir $f(p, q, r)$ nesnesiden $g(x, y)$ görüntüsünü oluşturulması için Şekil.2.7'de görüldüğü gibi bir alıcı kullanılır.

Genel olarak, $g(x, y), f(p, q, r)$ 'nin bir projeksiyonu olacaktır. Bilgi teorisine göre nesne, 'bilginin kaynağı'dır ve görüntü, bilginin 'varış yeri' olarak kabul edilebilir. Bir şekle bir nesnenin izdüşümünün transferi, birkaç basit nesne bakımından düşünülür ve görüntüleme sistemlerinin genel özellikleri türetilir.

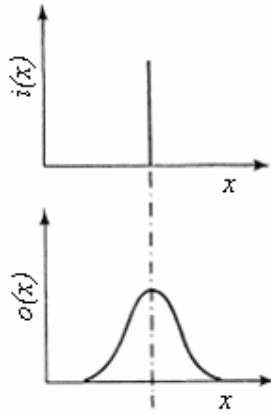


Şekil 2.7. Görüntü oluşümünün şematik temsili

2.5.2 Bir görüntünün oluşturulması

Bir nokta nesnenin görüntüsü ve impuls karşılığı

Açık ve basit olması amacıyla ilk olarak bir boyutlu bir görüntüleme sistemi durumu ele alınır ve sonuçlar sonra, iki boyutlu şekillere genellenir. Bir nokta girişi $i(x)$, delta fonksiyonu olarak ele alınabilir. Bu, bir $o(x)$ fonksiyonu olarak görüntülenecektir (Şekil 2.8).



Şekil 2.8. Tek bir impulsun karşılığı

Genel olarak görüntü fonksiyonu, görüntüleme cihazındaki kusurlardan dolayı giriş noktasından yanlara doğru yayılır. Bir noktanın görüntüsü birim alana normalize

edildiğinde $h(x)$ sistemin impuls karşılığını verir. Böylelikle impuls karşılığı şöyle yazılabilir;

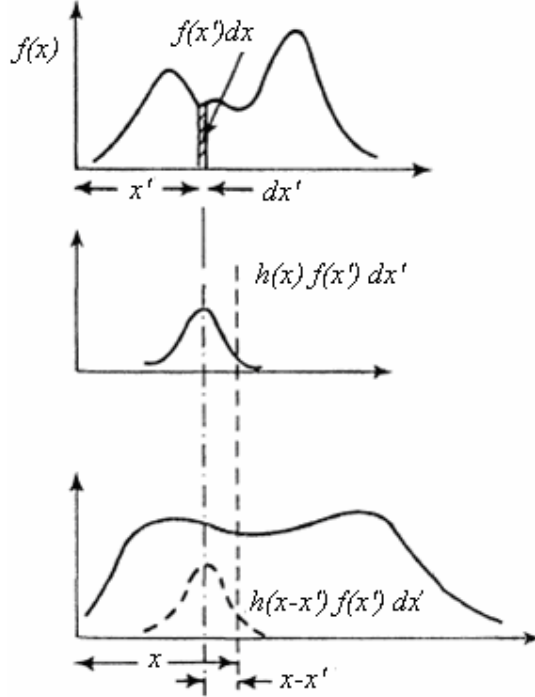
$$h(x) = o(x) / \int_{-\infty}^{+\infty} o(x) dx \quad (2.5)$$

$$\therefore \int_{-\infty}^{\infty} h(x) dx = 1$$

iki boyutta impuls karşılığı $h(x,y)$ olur.

Uzatılan bir nesnenin görüntüsü ve katlama (konvolusyon) integrali

Bir tek veya iki boyutlu nesne, $f(x)$ gibi Şekil 2.9'da görülen bir tek boyutlu bir projeksiyon ile temsil edilebilir.



Şekil 2.9. Tek boyutlu bir nesnenin $f(x)$ ile temsil edilen görüntü oluşumu (Pullan 1981)

x noktasında dx birim elemanı bir $f(x)dx$ alanına sahip nokta girişi olarak kabul edilebilir. Bu, görüldüğü gibi $h(x)f(x')$ dx' gibi bir fonksiyon şeklinde görüntülenecektir. $f(x)$ giriş fonksiyonu bir nokta girişler kümesi olarak alınırken, çıkış fonksiyonu her bir sonsuz küçük girişe gelen karşılıkların toplamı şeklinde ifade edilebilir. x konumunda girişteki x' ögesi ile toplam şekle yapılan katkı $h(x - x')f(x')$ dx' olacaktır. $g(x)$ görüntüsü, bütün bu katkıların toplamı olacaktır ve bu yüzden, şu ifade ile verilir:

$$g(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(x - x') f(x') dx' \quad (2.6)$$

Bu, konvolusyon (katlama) integralidir ve nesne ile görüntü arasındaki ilişkiyi ifade eder. Bu şekilde verilen teori şimdiye kadar kolayca, iki boyutta görüntülenmiş bir üç boyutlu nesne olayına uygulanabilir olarak genellenebilir. Görüntüleme cihazı, nesnenin iki boyutlu projeksiyonunu oluşturur, bunun paralel bir projeksiyon olduğu olay bir delikli paralel kolimatörlü bir gamma kamerası, koni biçiminde bir projeksiyon olduğu olay ise röntgen filmi durumudur. Her iki durumda da görüntüleme cihazı veya dedektör ile gördüğünü projeksiyonu $f(x,y)$ olarak düşünebiliriz. Eğer tek boyutu iki boyuta genişletirsek $g(x, y)$ görüntüsü;

$$g(x, y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} h(x - x', y - y') f(x', y) dx' dy' \quad (2.7)$$

olacaktır.

Bu ifade integrasyondaki değişkeni değiştirme ile şöyle de yazılabilir,

$$g(x, y) = \iint f(x - x', y - y') h(x', y') dx' dy' \quad (2.8)$$

Katlama integrali genellikle, şöyle simgesel bir formda yazılır:

$$g(x, y) = f(x, y) * h(x, y) \quad (2.9)$$

Genişletilen bir nesne görüntüsü bu şekilde impuls karşılığından ve dedektör ile görülen nesnenin izdüşümünden hesaplanır. Impuls karşılığı bir görüntüleme sisteminin çok önemli bir tanımlayıcısı olarak görülebilir.

Bir çizgi ve basamak nesnesinin görüntüsü

Bir çizgi, noktaların bir takımı olarak kabul edilebilir, her nokta impuls karşılığı olarak görüntülenecektir. Böylelikle bir çizginin görüntüsü, çizgi boyunca noktalardan ortaya çıkan bütün impuls karşılıklarının toplamı olacaktır. Çizgi karşılığı $l(x)$ şu ifade ile verilir:

$$l(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(x, y) dy \quad (2.10)$$

Bir basamak şimdi, çizgiler ve basamak karşılığı $s(x)$ 'in bir takımı olarak kabul edilebilir ve şu ifade ile verilebilir:

$$s(x) = \int_0^x l(x) dx \quad (2.11)$$

Karşıt şekilde, çizgi karşılığı, basamak karşılığının diferansiyelinin alınmasıyla tespit edilebilir:

$$l(x) = \frac{d}{dx} [s(x)] \quad (2.12)$$

Sinusoidal modulasyonlu nesnelerin görüntüsü

Sinusoidal sinyaller ilk olarak, elektrik mühendisliği ve iletişimin alanlarında sistemlerin performansını test etmek için kullanılmıştır. Sonradan optik alanında sistemleri ve metotları analiz etmek için kullanılan sinusoidal modulasyonlu nesneler, tıbbi şekillendirme sistemlerine geniş ölçüde uygulamıştır. Sinusoidal modulasyonlu nesneler, görüntüleme sistemlerinin bilgi transfer özelliklerinin araştırmasında önem taşımaktadır.

Basit iki boyutlu sinusoidal modülasyonu göz önüne aldığımızda,

$$f(x, y) = \cos ux \quad (2.13)$$

olur, burada $u=2\pi v$ 'dür.

Bu $g(x, y)$ nesnesinin görüntüsü,

$$g(x, y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \cos u(x-x') h(x', y') dx' dy' \quad (2.14)$$

şeklindedir. Kosinüs teriminin açılması ve yeniden düzenlenmesiyle,

$$g(x, y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} [\cos ux \cos ux'] h(x', y') dx' dy' + \iint_{-\infty}^{+\infty} [\sin ux \sin ux'] h(x', y') dx' dy' \quad (2.15)$$

elde ederiz.

Bunu şu şekilde de yazabiliriz,

$$g(x, y) = A(u) \cos ux + B(u) \sin ux \quad (2.16)$$

$$A(u) = \iint h(x', y') \cos(ux') dx' dy' \quad (2.17)$$

$$B(u) = \iint h(x', y') \sin(ux') dx' dy' \quad (2.18)$$

Böylelikle, $g(x, y)$, $f(x, y)$ giriş fonksiyonu ile aynı yönde fakat $\sqrt{A(u)^2 + B(u)^2}$ genliğinde ve giriş dalgasıyla bir $\tan^{-1}[B(u)/A(u)]$ fazıyla uyumlu bir sinusoidal fonksiyon elde edilmiş olur.

Modülasyon Transfer Fonksiyonu (MTF); MTF nun bir fonksiyonu olarak çıkış genliğinin giriş genliğine oranı $\sqrt{A(u)^2 + B(u)^2}$ olarak bulunabilir. Faz Transfer Fonksiyonu PTF girişe görelisi olarak çıktının faz kaymasıdır ve böylece, $\tan^{-1}[B(u)/A(u)]$ yani,

$$MTF = \sqrt{A(u)^2 + B(u)^2}$$

$$PTF = \tan^{-1}[B(u)/A(u)] \text{ olur.}$$

Modulasyon transfer fonksiyonu ve faz transfer fonksiyonu, impuls karşılığı kullanılarak doğrudan (2.14) ve (2.18) denklemlerinden türetilir. (2.7) denklemine benzer şekilde (2.17) ve (2.18) denklemleri şöyle yazılabilir;

$$A(u) = \int_{-\infty}^{+\infty} l(x') \cos ux' dx' \quad (2.19)$$

$$B(u) = \int_{-\infty}^{+\infty} l(x') \sin ux' dx' \quad (2.20)$$

MTF ve PTF çizgi karşılığından elde edilebilir ve bu genellikle pratikte uygulanır.

Bir görüntünün Fourier dönüşüm özellikleri

Bir noktanın görüntüsünün Fourier dönüşümü

Bir noktanın görüntüsü $h(x,y)$ ve bir noktanın görüntüsünün Fourier dönüşümü tanımdan;

$$H(u, v) = \iint_{-\infty}^{+\infty} h(x, y) e^{[-i(ux+vy)]} dx dy \quad (2.21)$$

Burada $h(x, y)$ impuls karşılığıdır. Üstel terimi açılırsa,

$$H(u, v) = \iint_{-\infty}^{+\infty} h(x, y) \cos(ux + vy) dx dy - i \iint_{-\infty}^{+\infty} h(x, y) \sin(ux + vy) dx dy \quad (2.22)$$

Bunun (2.13) ve (2.14) denklemleriyle mukayesesi, $A(u)$ ve $B(u)$ 'nin, impuls karşılığı $h(x, y)$ 'nin Fourier dönüşümünün sırasıyla reel ve imajiner parçalarına karşılık geldiğini

gösterir. Böylece MTF ve PTF ile impuls karşılığı arasında açık bir bağlantı kurulmuş olur. MTF impuls karşılığının Fourier dönüşümünden doğrudan türetilebilir olmaktadır. Impuls karşılığının Fourier dönüşümü genellikle, transfer fonksiyonu veya bazen optik transfer fonksiyonu, OTF olarak adlandırılabilir. Transfer fonksiyonunun faydalı fiziksel bir yorumu, yukarıdaki sonuçtan türetilir. Bu sonuç sinusoidal fonksiyonların değişik ağırlıktaki toplamları veya integrallerinin bir kümesiyle elde edilebilir. Basit olarak bu işlem elde edilecek fonksiyonun Fourier dönüşümüdür. Impuls karşılığının Fourier dönüşümü böylece, sentezle birleştirilecek impuls karşılığını elde etmek için gereken sinusoidal bileşenlerinin ağırlıklı bütünüdür (integraldir). Impuls karşılığını oluşturan giriş, birim ağırlıklarıyla birleşen tüm frekanslarından oluşan bir delta fonksiyonu olduğunda, impuls karşılığının Fourier dönüşümü, basitçe bir görüntünün tüm frekans bileşenlerinin her birinin ayrı ayrı sönümlenmesini temsil eder.

Uzatılan bir nesnenin görüntüsünün Fourier dönüşümü

Bir $g(x, y)$ görüntüsünün Fourier dönüşümü tanımdan:

$$G(u, v) = \iint_{-\infty}^{+\infty} g(x, y) e^{-i(ux+vy)} dx dy \quad (2.23)$$

Böylece $G(u, v)$, görüntü fonksiyonu $g(x, y)$ 'yi oluşturmak üzere birleştirilen sinusoidal fonksiyonlar kümesidir ve bunların her biri, impuls karşılığının Fourier dönüşümü $H(u, v)$ kadar nesne projeksiyonuna bağlı olarak azalmaya uğrayacaktır.

Katlama integralinin Fourier dönüşüm özellikleri

(2.6) eşitliğinde gösterildiği gibi bir $f(x)$ giriş fonksiyonunun tek boyutlu görüntüsü $g(x)$,

$$g(x) = \int f(x') h(x - x') dx' \quad (2.24)$$

$g(x)$ 'in Fourier dönüşümü $G(u)$ şöyle verilir,

$$G(u) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} f(x') h(x-x') dx' \right] e^{[-iux]} dx' \quad (2.25)$$

Bu ifade şu şekilde düzenlenebilir,

$$G(u) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x') e^{[-iux']} dx' \int_{-\infty}^{+\infty} h(x-x') e^{[-iu(x-x')]} d(x-x'), \quad (2.26)$$

$$\therefore G(u) = F(u) H(u)$$

Burada $F(u)$ and $H(u)$ sırasıyla $f(x)$ ve $h(x)$ 'in Fourier dönüşümüdür.

Bu yüzden, eğer bir fonksiyon, diğer ikisinin katlamasına eşitse, onun Fourier dönüşümü katlamış bu iki fonksiyonun Fourier dönüşümlerinin çarpımına eşittir. (2.26) eşitliği şöyle yazılabilir.

$$\mathcal{F}[f(x) * h(x)] = F(u) H(u) \quad (2.27)$$

Bu ilişkiyi türemek için kullanılan düşünceler, tersine bir ilişkinin de, var olduğunu gösterebilir, yani,

$$\mathcal{F}[F(u) * H(u)] = f(x) h(x) \quad (2.28)$$

Bu düşünceler iki boyuta şu sonuçları elde etmek üzere genişletilebilir,

$$\mathcal{F}[f(x,y) * h(x,y)] = F(u,v) H(u,v) \quad (2.29)$$

$$\mathcal{F}[F(u,v) * H(u,v)] = f(x,y) h(x,y) \quad (2.30)$$

Denklem (2.29) ve (2.30), çok önemlidir ve görüntü oluşturma ve işleme matematiğine temel teşkil ederler, özellikle bilgisayarlı tomografi matematiğinin esasıdır.

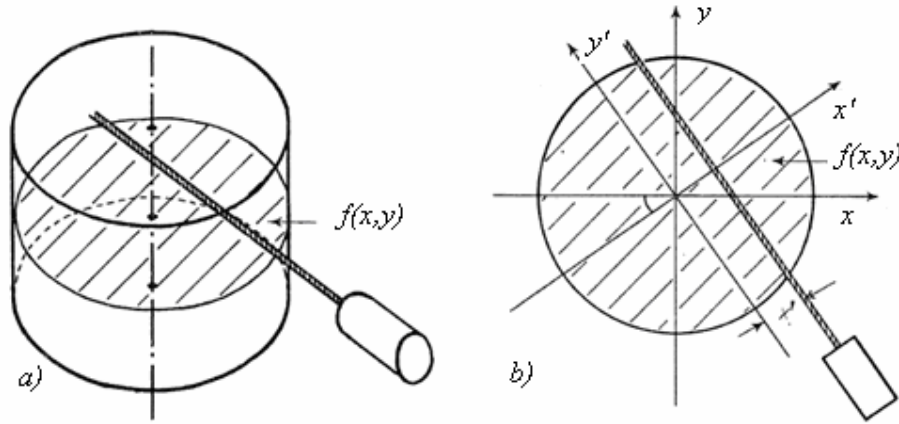
2.6 Bilgisayarlı Tomografinin temel prensipleri

Bilgisayarlı tomografide temel hedef, bir cismin çeşitli izdüşümlerinden (projeksiyonlarından) ya da bir kaç farklı açıdan alınan görünümülerinden, bazı fiziksel özelliklerinin kesitsel dağılımını hesaplamaktır. Sonuç, kendisinde gri tonlarının, nesne boyunca ince bir kesitte ölçülen fiziksel özellik dağılımının temsil ettiği bir resim olarak gösterilebilir. Bu metot tıpta vücuttan, X-ışınlarının geçişini ölçerek X-ışını azalmasının

dağılımını, gamma ışını yayılmasını ölçerek radyoaktif izotopların dağılımını ve ultrasonik (ses üstü) dalgaların iletimini ölçerek akustik özelliklerin dağılımını bulmada kullanılmıştır. Cisimlerin doğrudan izdüşümlerini görüntülemektense kesitlerini hesaplamak ve görüntülemeye çalışmak, temel olarak ilgilenilen düzlemdeki özelliklerin, yapıların üst üste gelmesiyle oluşan karmaşaları bertaraf ederek görüntü elde etme amacına hizmet etmektedir. Düzgün kalınlıktaki bir kesitte bilginin miktarı, izdüşümlerde olandan genellikle daha küçüktür ve bu görüntüleme ile bilginin algısını çok daha kolay hale getirir. Ayrıca, ilgilenilen özellik dağılımının kesin nicel bir ölçüsü, çoğunlukla bulunmaktadır; Bu, X-ışını azalması ve izotop konsantrasyonunun dağılımının kesin ölçümlerine imkan sağlar.

2.6.1 Bilgisayarlı Tomografi teorisi

Projeksiyonların oluşturulması: Şekil 2.10'da görüldüğü gibi bir cisim düşünün. Görüntülenecek kesitteki bir niceliğin dağılımı $f(x, y)$ olacaktır. Bir dedektör, şekilde görüldüğü gibi çizgi boyunca $f(x, y)$ 'nin integralini ölçer.

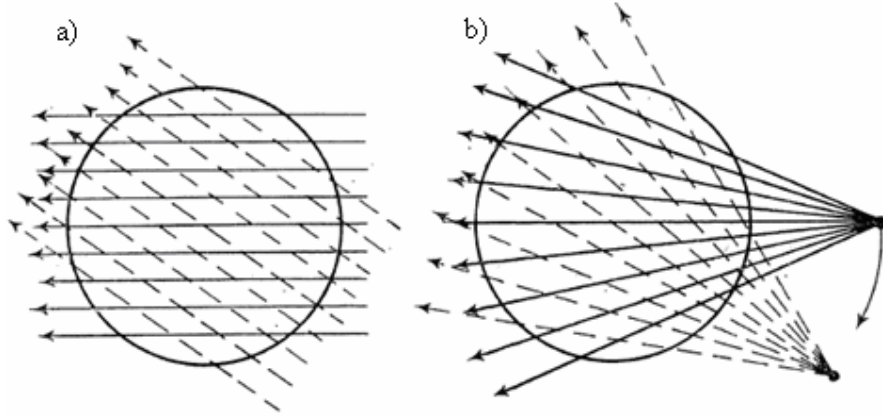


Şekil 2.10. Bir $f(x, y)$ cisminin bir kesitinden izdüşümlerin oluşturulması

Eğer bir (x', y') eksen takımı bir T açısı ile (x, y) eksenlerinden döndürüldüğünde Şekil 2.10b'de gösterilen biçimde inşa edilirse, dedektör çıktısı, $p_\theta(x')$ şöyle olur;

$$p_\theta(x') = \int f(x', y') dy' \quad (2.31)$$

Bu durumda $p_{\theta}(x')$ fonksiyonu, $f(x, y)$ fonksiyonunun bir projeksiyonudur. Bilgisayarlı tomografide genel problem, Şekil 2.11a'da gösterildiği gibi $f(x, y)$ 'yi belirlemek için farklı θ açılarından alınan $p_{\theta}(x')$ projeksiyonların yeterli sayıda bir takımından oluşması gerekliliğidir.



Şekil 2.11. a) Paralel izdüşüm kümelerinin oluşturulması, b) Yelpaze demeti izdüşüm kümelerinin oluşturulması

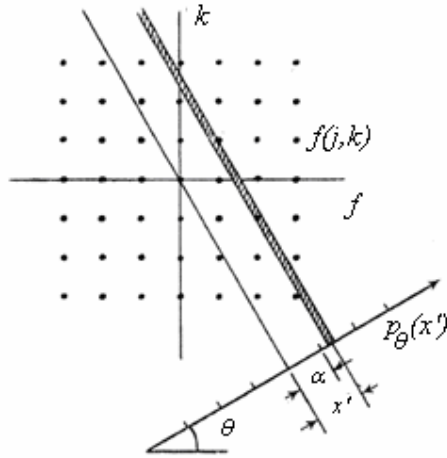
Kesitin projeksiyonunun diğer türleri, yelpaze ışın demeti projeksiyonu mümkündür ve böyle bir örnek, Şekil 2.11b'de gösterilmektedir. Rekonstruksiyon teorisi, Şekil 2.11a'da gösterildiği gibi paralel projeksiyonlar kümesinde geliştirilecek ve sonra yelpaze demeti ışınlarının kümesine uygulanacaktır.

2.6.2 Projeksiyonlardan rekonstruksiyon

Bir kaç metot, probleminin çözümü için geliştirilmiştir ve Gordon ve Herman, Brooks ve Di Chiro tarafından da incelenmiştir. Metotlar temel olarak iki gruba ayrılır: İteratif (tekrarlayıcı) ve doğrudan analitik. İteratif metotlar, ilk X-ışını tomografik tarayıcılarında kullanılmıştır, ama şu sıralar doğrudan analitik metotlar uygulamaların çoğunda yer almaktadır.

2.6.3 İteratif metotlar

İlk EMI tarayıcısında kullanılan algoritma, ART (Algebraic Reconstruction Transfer) 'in bir formuydu, aritmetik rekonstrüksiyon tekniği ve bu, metotların genel sınıfını tasvir etmede kullanılmaktadır. $f(j,k)$ ayrık (discrete) örnekleme değerlerinin bir takımını ile temsil edildiği düşünülen $f(x,y)$ kesiti Şekil 2.12'de gösterildiği gibi ele alınmakta ve $f(j,k)$ için ilk bir tahmin yapılmaktadır. Uygun bir başlangıç tahmini, $f(j,k) = \bar{f}$ olmaktadır, burada \bar{f} , kesitte bütün örnekleme değerlerinin ortalamasıdır. Bu, sadece bir izdüşümden belirlenebilir.



Şekil 2.12. Bir $f(j, k)$ örnekleme kesitinin izdüşümünün oluşturulması

Daha iyi bir yaklaşım sonra, başlangıç yaklaşımından beklenmesi gereken izdüşüm değerlerinden yapılan hesaplamalarla elde edilir. Hesaplanan ve gözlenen izdüşüm değerlerinin arasında farklar, $f(j, k)$ 'nin tahmininin iyileştirmek için kullanılır.

İzdüşüm değerlerinin, genellikle Şekil 2.12'de görüldüğü gibi herhangi bir α aralığında örneklendiği farz edilir. İzdüşüm değerleri, x' her bir (j, k) noktasında hesaplanmasıyla şu ilişki kullanılarak belirlenir,

$$x' = j \cos \theta + k \sin \theta \quad (2.32)$$

Merkezden itibaren n 'inci numune konumunda hesaplanan izdüşüm değeri $r_\theta(n)$ şöyle verilir,

$$r_\theta(n) = \sum_j \sum_k f(j, k) h(x' - \alpha n) \quad (2.33)$$

burada $h(x' - \alpha n)$, dedektörün ekseninden $(x' - \alpha n)$ mesafede algılama sisteminin impuls karşılığı değeridir.

İzdüşümün ardışıl düzeltmelerle iteratif hesaplanmasında (2.34) eşitliğinde, (n) , $f(j, k)$ 'nin q 'uncu tahmininin hesaplanan izdüşümüdür,

$$f(j, k)^{q+1} = \left[f(j, k)^q + \frac{p_\theta(n) - r_\theta^q(n)}{N} \right] b(q) \quad (2.34)$$

yani $q+1$ yaklaşımı q artı q 'nun yaklaşıklığından doğan hatanın bir kısmına eşittir. N ise $f(j, k)$ 'nin belli bir izdüşüm değerine katkıda bulunan öğelerinin (elemanlarının) sayısıdır, aynı zamanda $h(x' - \alpha n)$ sıfırdan farklı öğelerinin sayısıdır, $b(q)$, hatanın miktarını tekrar değiştiren bir fonksiyondur ve genelde bu, her iterasyonla azalır. İteratif algoritmaların birkaç alternatif formu bulunmaktadır, ancak bunların hepsi, uygulama için hızlı ve geniş bilgisayar hafızaları gerektirir.

2.6.4. Bilgisayarlı Tomografide X-ışını soğurulması

İlk ticari BT birimi 1972'de yapılmıştır. Avusturya'lı matematikçi Radon, G. Afrikalı fizikçi Cormack ve İngiliz mühendis Hounsfield'in önderliğindeki çalışmalarla ortaya çıkmıştır. Bu kişilerden son ikisi BT'e yapmış oldukları katkılardan dolayı tıp alanında Nobel ödülünü almışlardır. Bu cihazda, ince bir X-ışını demeti hasta üzerinden geçerek diğer taraftaki bir sintilasyon dedektörü ile senkron şekilde taranmaktadır (Hounsfield, 1973). Bu teknikle geliştirilen yelpaze demetli, hasta etrafında dönen dedektör-kaynak sisteminin bir iç görünüşü Şekil 2.13a'da görülmektedir.

Dedektörde ölçülen X-ışınlarının şiddeti;

$$I = I_0 e^{\left(\frac{-\sum \mu_i x_i}{i} \right)} \quad (2.35)$$

burada μ_i ince X-ışını demetinin yolu üzerindeki her bir “i” yapısının lineer soğurma katsayısını ve x_i her bir “i” yapısının kalınlığını temsil etmektedir.

X-ışını geçişinin bir tek ölçümü ile ayrı soğurma katsayıları belirlenebilir. Ancak bu katsayılar, eğer yeterince geçirme ölçümü farklı konumlardan hasta üzerinden alınırsa geri-yansıma (back-projection) algoritmasının bir tipinin kullanıldığı hesaplamalar vasıtasıyla birbirinden ayırt edilebilir. Bu şekildeki hesaplamaların sonuçları, tarayan X-ışını demetinin çizgi genişliğinin belirlediği bir kalınlığa sahip görüntü kesiti boyunca dağılan lineer azaltma katsayılarının iki boyutlu bir haritasıdır. Bu katsayılar BT katsayılarına (HU-Hounsfield Unit) şu formülle çevrilebilir:

$$HU = BT_{\text{sayısı}} 1000 \left[\frac{\mu - \mu_w}{\mu_w} \right] \quad (2.36)$$

burada μ , kesitin belli bir noktasındaki lineer azaltma katsayısı ve μ_w BT tarama için kullanılan X-ışını enerjisinde saf suyun azaltma katsayısıdır. Kesit üzerindeki BT sayılarının dağılımı kesitteki dokuların dağılımını her biri kendi BT numarasıyla çeşitli gri tonlarda görüntülenecek şekilde verir (Şekil 2.13c). Bu görüntü bir BT görüntüsü olarak ele alınmaktadır (Şekil 2.13a).

İlk BT birimlerinde X-ışını tüpü ve sintilasyon dedektörü, bunların dönme eksenine dik bir yol boyunca hastayı taramaktaydı. Transmisyon verileri azaltma katsayılarının hesaplanması için iteratif bir metoda uygulanmıştır. Hastalarla meşgul bir klinik için transmisyon verilerinin alınması ve gri tonlu bir görüntü haline getirilmesi çok zordu.

Hesaplamalara ait problem daha hızlı bir katlama (konvolusyon) algoritması geliştirilerek giderilmiştir. Bu yaklaşımla transmisyon verileri bir Fourier dönüşümüyle frekans uzayında rampa ve kesim frekans filtrelerinin kullanımına olanak sağlanarak, görüntü kalitesini artırmak ve görüntüdeki tanımlanması zor cisimleri belirginleştirmesi amaçlanmaktadır.

Şekil 2.13. (a) Gri tonlama histogramıyla BT kesiti, (b) Bir bilgisayarlı tomografi cihazının iç görünüşü, (c) Hounsfield biriminin (HU) dokulara göre değişimi (Hounsfield, 1973).

X-ışını transmisyonu verileri için örnekleme süresi, tam dönen BT birimlerinin geliştirilmesi ve bu şekilde tüm tarama işleminin birkaç saniyede bitirilmesiyle kısaltılmıştır. Bu hareketin, dönme eksenini boyunca hastanın eş zamanlı hareket ettirilmesinin birleştirilmesiyle nispeten kısa uygulama zamanında birçok kesit görüntüsünün birikmesine müsaade edilmektedir. Bu işlem BT'nin özellikle thoraks ve batin bölgelerinde uygulamalarını yaygınlaştıran spiral veya helizonik tarama olarak bilinmektedir. Spiral tarama BT numaralarının üç boyutlu bir dizisini ve paralel (sagittal ve koronal kesitler), dik (transaxial kesitler) hastanın uzun eksenini ile herhangi bir açıda görüntülerin azaltma katsayı dizilerinin ilgili düzlemlerden derlenmesiyle elde edilen görüntüleri verir (MPR- Multi Planar Reconstruction). Üç boyutlu veri tabanı üç boyutlu gibi gözükken görüntüleri şekline ve belli aralıklardaki BT numarasına karşılık gelen seçilmiş dokuların BT numarasına karşılık gelen pencerelere yerleştirir.

Dönen BT birimleri birkaç saniyede görüntü üretebiliyor olmasına rağmen kalp ve diğer kan-perfüze organlarının hareketinden kaynaklanan belirgin bulanıklaşma olmadan görüntüleri yakalamaları yeterince hızlı ($<0,1s$) veri alamamasından dolayı mümkün olmamaktadır. Bu görüntüler için tarayıcının mekanik hareketi olmadan çeşitli açılarda transmisyon verilerinin elde edilmesi için bir yol gerekmektedir. Bu amaçla metal bir hedefi farklı izdüşümleri boyunca X-ışını demetleri oluşturacak şekilde bir elektron tabancasının taramasıyla çalışan bir tarayıcı tasarlanmıştır. E-beam BT olarak adlandırılan sistemde elde edilen uygulama zamanları 50-1000 ms kadar kısadır (Hendee ve Ritenour 1992). Bu teknoloji işletimi oldukça zor olması sebebiyle dünyada birkaç merkezde bulunmaktadır. Buna karşın teknolojideki son gelişmeler neticesinde elde edilen MDBT (Multi Dedektör BT) sistemleri ve EKG tetikleme sayesinde kalp gibi hareketi kontrol edilemeyen organların görüntüleri alınabilmekte, üç boyutlu incelemelerle son derece önemli teşhisler konabilmektedir (Okur ve Kantarcı 2006).

Bilgisayarlı tomografi görüntüleme konusundaki gelişmeler, görüntü kalitesinin artırılması, hasta radyasyon dozunun, tarama süresinin düşürülmesinin yanı sıra çok enerjili X-ışını soğurulması alanlarına kaymaktadır.

2.7. Nicel BT tekniklerindeki gelişmeler

X-ışını tüplerinden elde edilen, tanısal amaçlı görüntülemelerde kullanılan fotonların enerji dağılımı ve bunların farklı elektron yoğunluğuna sahip biyolojik dokulardan geçmeleri sırasında meydana gelen fiziksel olayların sonucu olarak farklı derecede azalmaya uğramaları, son çeyrek yüzyılda farkına varılmış ancak teknik sınırlamalar sebebiyle pratik uygulamalar bulamamış bilgiler arasında yer almaktadır. Fotonların azalma katsayılarından yararlanılarak elde edilen klasik radyografik ve bilgisayarlı tomografik ölçümler ve bunların gri tonlarla monitörlere aktarılan imajları (görüntüleri) anatomik yapıların morfolojik olarak ortaya konmasının yanı sıra damardan verilen ve kanın azaltma katsayısını artırarak monitörde damarlarda parlamaya sebep olan iyotlu kontrast maddelerin kullanımı ile dokuların fonksiyonellikleri hakkında da bilgi edinmek mümkün olmuştur (Crocker 1976; Evens 1976). Monokromatik X-ışını demeti saçılma

etkilerini azaltırken fotoelektrik soğrulma ihtimallerini artırabilmektedir. Faz kontrast görüntüleme tekniklerinde kullanılan saçılma etkileri, incelenen numune hakkında daha fazla bilgi edinilmesini mümkün kılmaktadır. Bu konuda yapılan çalışmalar katıhal X-ışını dedektörlerinin gelişimi ve bunların paneller üzerinde dedektör dizinleri haline getirilmesi ile hız kazanmıştır (Wilkins *et al.* 1996).

Dengelenmiş filtrelerden faydalanılan bir yalancı monokromatik ışınli bilgisayarlı tomografi (BT) sistemi nicel BT görüntüleri elde etmek üzere geliştirilmiştir. Bu sistemde bilinen radyografi yüksek voltaj jeneratörleri, dedektör ve X-ışını tüpünün karşılıklı üzerinde olduğu, sürekli saat yönünde dönen bir mekanizma bulunmaktadır. Bunlara ilaveten tungstenin karakteristik pikleriyle birlikte Er ve Yb metalik levhalarının kullanıldığı dengeleyici filtrelerle monokromatik X-ışınları elde edilmektedir. Bu sözde monokromatik X-ışını demetinin ortalama enerjisi ve enerji genişliği yüksek saflıktaki Ge dedektör ile sırasıyla 59,5 ve 1,9 keV olarak belirlenmiştir. Çeşitli fantom malzemelerinde bu sistem ile elde edilen görüntüler incelendiğinde buradaki lineer X-ışını azaltma katsayılarındaki dağılım ile ‘demet sertleşme etkisi’ düzeltmelerine gerek kalmadan nicel BT görüntülerinin elde edilebileceği gösterilmiştir (Saito 2004). Benzer çalışmalar polikromatik (çok enerjili) BT algoritmalarıyla X-ışını tüpünde anot açışından kaynaklanan demet sertleşme etkisini düzeltmek için kullanılmıştır. Burada X-ışını demetinin çok enerjili olmasından faydalanılarak daha kullanışlı ve doğru sonuçlu lineer azaltma katsayısı ölçümleri gerçekleştirilebildiği ve katsayıları birbirine yakın farklı dokuların daha iyi ayırt edildiği birçok çalışmada gösterilmiştir (Dilmanian 1992; Sandborg 1994; Lopes *et al.* 2000).

2.8. Biyolojik dokuların patolojik değerlendirmesi

Vücut dışarısına çıkarılmış çeşitli normal ve patolojik dokuları birbirinden ayırt etmede ve derecelendirmede mikroskopik ve spektroskopik metodlar kullanılmaktadır. Patolojinin tıbbi teşhise katkısı; hastalardan tarama veya tanı amacıyla hücre/doku örneklerinin alınmasıyla veya organların çıkarılmasıyla başlar. Bu örneklerin önce dış görünüşleri (makroskopi) değerlendirilir ve mikroskop altında incelenmesi gerekli

görülen kısımlar seçilerek ayrılır. Patolojiyi en iyi yansıttığı düşünülen kısımlar örneklenip, çok ince (4-5 mikron kalınlıkta) kesitlerin alınabilmesine olanak verecek işlemlerden (doku takibi) geçirilir ve hazırlanan kesitler rutin olarak "hematoksilen-eosin" yöntemiyle boyanır. (Hücre çekirdekleri mavi, sitoplazmalar kırmızı boyanır). Daha sonra, bu boyanmış kesitlerin ışık mikroskopunda incelenmesiyle morfolojik (biçimlere ağırlık veren) bir değerlendirme yapılır.

Morfolojik değerlendirme, patoloğun tanıya ulaşmada kullandığı yollardan yalnızca birisidir. Patolog, yeri geldiğinde biyokimyasal, farmakolojik, mikrobiyolojik, genetik, moleküler biyolojik verileri kullanabilir; özel yöntem ve düzeneklerin yardımıyla dokular üzerinde nitel (kalitatif) veya nicel (kantitatif) incelemeler yapabilir. Bunlar arasında

- histokimya,
- immunohistokimya,
- doku kültürü,
- in situ hibridizasyon,
- DNA sitometrisi,
- dijital görüntü analizi,

gibi yöntemler sayılabilir.

Patoloğun en sık kullandığı düzenek ışık mikroskopudur. Işık mikroskobu ile sağlanabilecek büyültme yaklaşık 1000 kat ile sınırlıdır ve görünür ışığın dalga boyundan kaynaklanan bu sınırın teknolojik ilerleme ile aşılması mümkün değildir. Lazer, X-ışını, ultrasound kullanarak veya dijital yöntemlerle değişik mikroskoplar yapılmakta ve bunların kendilerine özgü kullanım alanları bulunmaktadır. Günümüzde, tek tek atomların görüntülenmesine izin veren özel mikroskoplar (scanning tunneling microscope) bile geliştirilmiştir. 'Elektronmikroskop' ise, temel olarak "tarayıcı" (scanning) ve "geçişimsel" (transmission) adlı iki biçimde kullanılmaktadır. Bunların ilki, çok çarpıcı "üç boyutlu" görüntüler sağlayabilmesine rağmen, dar bir kullanım alanına sahiptir ve sık görülen hastalıkların tanısında hemen hemen hiç rolü yoktur.

"Transmission" elektron mikroskopi ise daha çok araştırma amacıyla kullanılmakta, nadiren tanısal açıdan da gerekli olabilmektedir. Bu mikroskopların büyültme gücü ışık mikroskobundan yüzlerce kere fazladır. Ancak, büyültme ne kadar fazlaysa tanının o kadar kolay ve doğru olacağını düşünmek yanlış olur. Her inceleme yönteminin olduğu gibi, elektron mikroskopinin de kendine özgü bir kullanım alanı vardır.

Patoloji gibi ex vivo (ölü hücre) yöntemlerin kullanıldığı bilim dalları kanser gibi hastalıkların ancak belli bir düzeye gelmesinden sonra teşhisine imkan sağlar. Bilgisayarlı tomografi gibi son çeyrek yüzyılda insanlığın faydasına sunulmuş başka bir erken teşhis yöntemi PET (Proton Emisyon Tomografi); kısa yarılanma ömrüne sahip, kanser hücrelerinin çok miktarda tükettiği glukoza bağlanan radyoaktif maddelerin sintilasyon sayıcı dizinleriyle haritalanması ilkesine dayanır. Oldukça yüksek maliyetli olan bu teknik yüksek pozitif tahmin yüzdesine sahiptir. Bu teknikler içerisinde uygulanabilirliği ve verimi açısından bilgisayarlı tomografi halen üstünlüğünü korumaktadır.

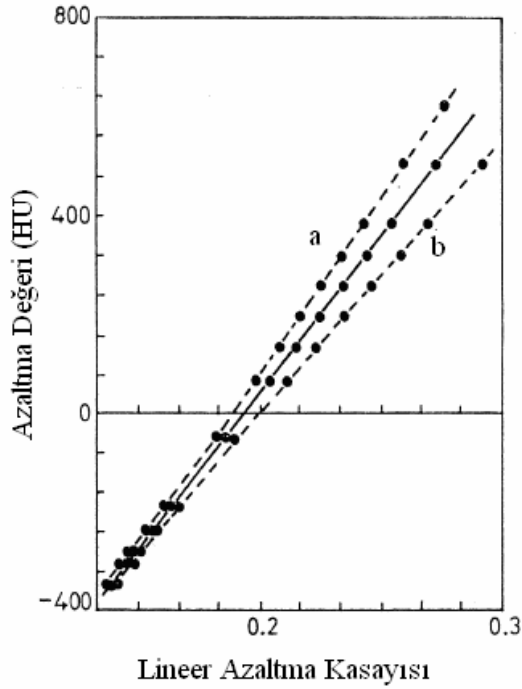
Doku bileşenlerinin belirlenmesi

Bilgisayarlı tomografide azaltma değeri (HU), taranan cismin lineer azaltma katsayısının suyun lineer azaltma katsayısından farkı ile orantılıdır. Biyolojik dokuların bileşenleri, esas itibarıyla farklı birkaç X-ışını enerjisindeki azaltma katsayılarının ölçülmesiyle belirlenebilir. Uygulamada kabul edilebilir doz sınırlarında ölçümdeki belirsizlik, kimyasal bileşenlerin tanımlanmasında yalnız iki enerjide ölçüm alınmasına imkan sağlamaktadır. İki bileşenli bir karışımın iki ayrı enerjideki ölçümü ile bileşim formülünü bulmak mümkün iken dokularda daha ziyade serbest elektron yoğunluğu ve atom numarası gibi değişkenleri ölçmek mümkün olmaktadır. Bu ölçümlerin alındığı X-ışını tüpü kullanılan tarayıcılarda azaltma katsayısı değerlerinin hesaplanmasında X-ışını demetinin etkin enerji değeri temel alınmaktadır.

Biyolojik dokuların lineer X-ışını azaltma katsayılarının hesaplanmasında Rutherford'un önerdiği şu ifade kullanılabilir.

$$\mu(E) = 20,64E^{-3,28} \sum_i Z_i^{4,62} n_i + \sigma_e(E) \sum_i Z_i n_i + 2,80E^{-2,02} \sum_i Z_i^{2,86} n_i \quad (2.35)$$

Burada birinci kısım fotoelektrik etkileşimden, ikinci kısım serbest elektronlardan Compton saçılmasından, üçüncü kısım ise elektronların atomlara bağlı olduğu gerçeğinden yola çıkarak yapılan düzeltmeyi göstermektedir. Ayrıca σ_e , Z atom numarası, n atom sayısı olmak üzere E enerjisinde tek serbest elektron için Klein-Nishina tesir kesitini göstermektedir.



Şekil 2.14 Azaltma değerinin Lineer azaltma katsayısı ile değişimi. Düz çizgi 70 keV enerjili olduğu varsayılan fotonlarla en hafif hidrokarbondan en yüksek derişimli kalsiyum klorid çözeltilisine değişimi göstermektedir a) 75 keV'de, b) 65 keV'de. (Pullan 1981).

Bazı araştırmacılar aynı anda iki enerjide ölçümün yapılabilmesi konusunda çeşitli önerilerde bulunmuşlardır. Mesela, Brooks, Di Chiro ve Fenster (1978), dedektör önüne yerleştirilen saçaklı levhaları ve Ritchings *et al.* (1979) 0,5 mm kalınlığında kalay levhanın kullanıldığı EMI 5005 model tarayıcıda filtreleri önermişlerdir.

İki farklı enerjide ölçüm yapmakla Z^* etkin atom numarası ve n^* atomik yoğunluk değerleri tespit edilebilmektedir. Birçok makalede etkin atom numarası ve elektron yoğunlukları cinsinden çift enerjili taramaların yorumlarının nasıl yapıldığı anlatılmıştır (Rutherford 1976; Dubal 1977; Marshall 1977; Latchaw 1978). Brooks (1977) elektronların saçılma tesir kesitine karşılık gelen azaltma değerlerini H_c ve fotoelektrik tesir kesitini tek elektron saçılma tesir kesiti H_p ile birleştirerek elde ettiği düzeltme terimleri çift enerjili taramalardan türetildiği bir metot tarif etmiştir. Z^* etkin atom numarası ve n^* atomik yoğunluğuna sahip, tarayıcının etkin enerjisinde eşdeğer azaltma katsayısına sahip sözde bir malzeme bu metotla tarif edilmektedir. Yalnız bir enerji değerinde Z^* , n^* için birer değer mevcuttur.

$$\mu(E) = \sum_i f(Z_i, E_i) n_i \quad (2.36)$$

Yukarıdaki tariftten

$$\mu(E_1) = \sum_i f(Z_i, E_1) n_i = f(Z^*, E_1) n^* \quad (2.37)$$

İkinci enerjide,

$$\mu(E_2) = \sum_i f(Z_i, E_2) n_i = f(Z^*, E_2) n^* \quad (2.38)$$

Kısmi-azaltma katsayıları H_c ve H_p ise şöyle ifade edilebilir;

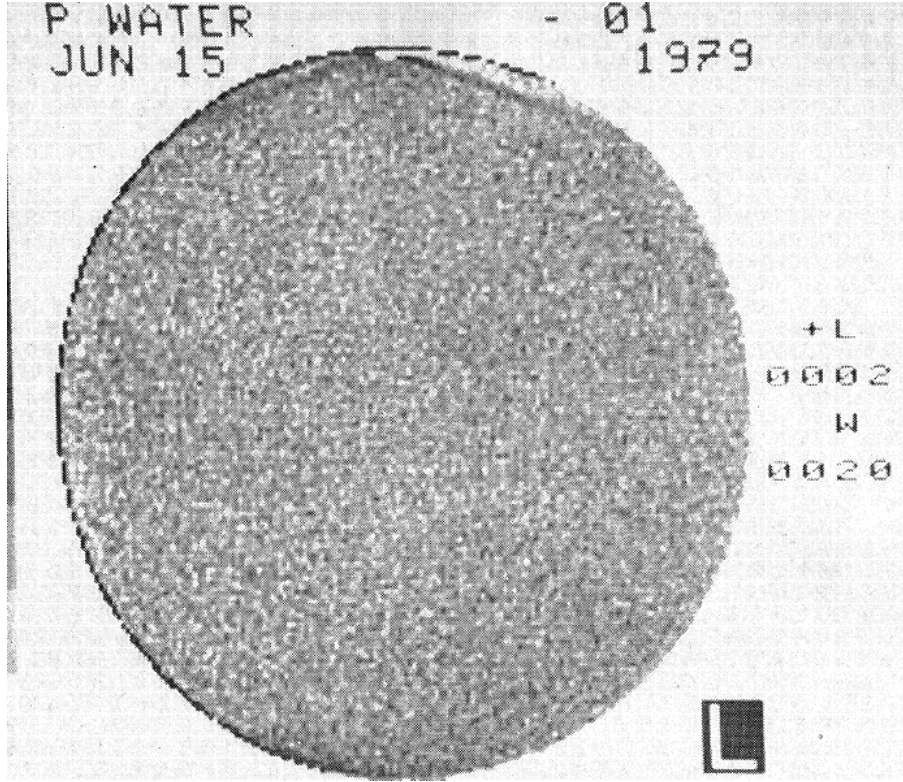
$$H_c = 1000 \frac{\mu_c - \mu_{cw}}{\mu_{cw}} = 1000 \left[\frac{\mu_c}{\mu_{cw}} - 1 \right], \quad (2.39)$$

$$H_p = 1000 \frac{\mu_p - \mu_{pw}}{\mu_{pw}} = 1000 \left[\frac{\mu_p}{\mu_{pw}} - 1 \right] \quad (2.40)$$

Doku yapısı

Bir su fantomunun taranması ile elde edilen görüntü de bile (bkz. Şekil 2.13) elektronik gürültüden kaynaklanan azaltma katsayısı dalgalanmaları bulunmaktadır. Bu gürültünün dağılımı hem uzaysal hem de büyüklük bakımındandır. Büyüklükteki dalgalanma

normal birinci dereceden istatistiki parametreler olan ortalama, standart sapma ve çarpıklık veya bunlara karşılık gelen momentler ile tarif edilmektedir. Uzaysal dağılım özelliği ikinci dereceden istatistiki ölçümler gerektirmektedir. İkinci dereceden, yararlı bulunan ikisi otomatik düzeltme (autocorrection) fonksiyonu ve gradyent anizotropinin ölçümüdür (Pullan 1981).



Şekil 2.15. Su fantomunun BT görüntüsü (gri tonların ters çevrilmiş hali) Pullan 1981

3. MATERYAL ve YÖNTEM

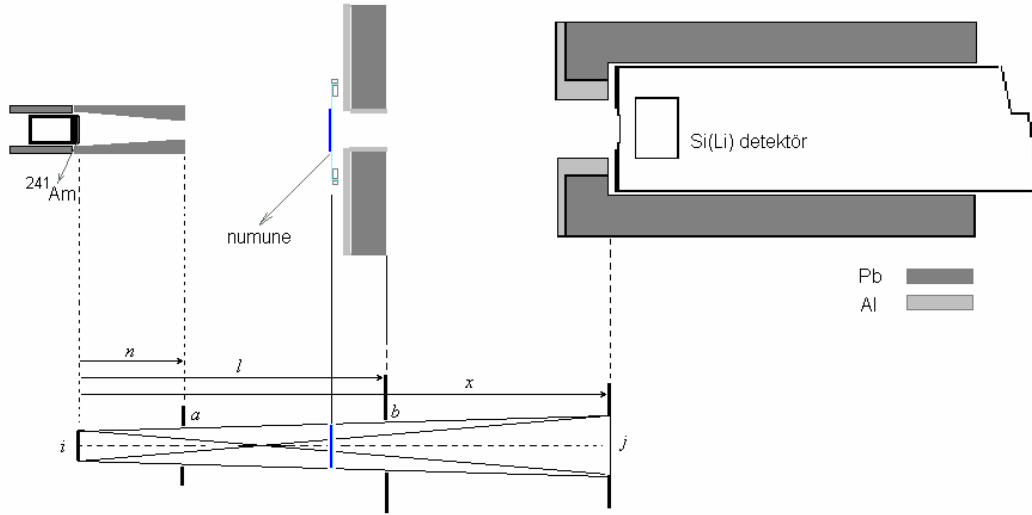
Tıbbi görüntüleme için kullanılan X-ışınlarının doku ayırt etme kabiliyeti, üzerlerinden geçtikleri doku parçalarının eşdeğer kütle soğurma katsayıları ile yakından ilgilidir. Farklı enerjilerdeki X-ışını fotonlarının farklı miktarda etkileşimlerle farklı miktarda soğurulmalara maruz kalmaları bu ayrıma yol açmaktadır. Tıp alanında çok enerjili kaynakların kullanıldığı görüntüleme sistemleri henüz kullanılmamaktadır (Alvarez 1996). Ancak görüntülenecek materyalin soğurma kıyısı yakınında foton enerjileri elde etmek için filtre kullanılarak, görüntülenen bölgede ilgilenilen maddeyi gölgeleyecek diğer yapılardan kurtulup, hastanın aldığı dozu düşürme ile ilgili çalışmalar yapılmaktadır (Riederer ve Mistretta 1977). Buna benzer şekilde daha hassas ayarlanacak soğurma kıyısı enerji spektrumları, özel ilgilenilen dokuların diğer dokulardan kolaylıkla ayırt edilmesine imkan sağlayacaktır.

Tez çalışmasında kullanılan materyal patolojik beyin dokusu olup, asıl ilgi alanı radyodiagnostikte kesin tanı konamayan ve biyopsi veya cerrahi ile numune alınarak patolojik incelemeye gönderilen örneklerdir. Bu numunelerin incelenmesinde öncelikle eşdeğer lineer azaltma katsayısını tespit için X-ışını floresans ve X-ışını soğurma spektrumlarından istifade edilmiştir.

Çalışmada yer alan doku grupları için eşdeğer kütle soğurma katsayılarına ve doku içerisindeki ayırt edici maddelerin soğurma kıyısında fotonlarla soğurulma olayının gerçekleştirilebilmesi için yalnız uygun olarak seçilen enerjilerdeki fotonların bilgisayarlı tomografi X-ışını tüplerinden çıkması sağlanarak görüntü kalitesinin iyileştirilmesi amaçlanmaktadır. Bu amaçla fizik bölümünde kullanılmakta olan XRF deney düzeneklerinin yanı sıra Araştırma Hastaneleri Radyodiagnostik Anabilim Dalı'nda hizmet vermekte olan bilgisayarlı tomografi sistemlerinde alınan sayısal verilerden de istifade edilmiştir.

3.1. Deney geometrisi üzerine çalışmalar

X-Işını Floresans (X-Ray Floresans-XRF) sistemlerinde yapılan çeşitli ölçümlerde deney geometrisi; kaynak aktivitesi, dedektör verimi, dedektör etkin alanı, kullanılan kollimatörlerin açıklığı, vb. değişkenlere bağlı olarak önceden tasarlanabilir. Bizim soğurma geometrimizde kollimatörlerin açıklığına bağlı olarak aralarındaki ve kaynağa olan uzaklıkları tam geometrik düşüncelere dayalı olarak Şekil 3.1’de görüldüğü gibi en iyi verim elde edilecek şekilde tasarlanmıştır.



Şekil 3.1. Soğurma geometrisinin yandan şematik gösterimi

Bu geometrik tasarımda a , b sırasıyla 1. ve 2. kollimatörlerin açıklık çapları olmak üzere, kollimatörlerin kaynağa olan uzaklıkları n , l şu şekilde elde edilmiştir;

$$n = x \frac{i - a}{i + j} \quad (3.1)$$

$$l = x \frac{i + b}{i + j} \quad (3.2)$$

Burada 1. kollimatörün kaynak çapından daha küçük bir çapa sahip olması fonksiyonelliği açısından gereklidir. Aksi takdirde kullanılmasının hiçbir önemi yoktur. Şekil 3.1’de yer alan şematik gösterim gerçek geometrinin oranlı olarak sığmaması

sebebiyle buna terstir. Bu tam geometrik tasarımda numuneden farklı açılarda saçılan fotonlar göz ardı edilirken, kollimatörlerin iç çeperlerinde söz konusu fotonların tamamıyla soğrulduğu varsayılmaktadır.

Bu oranlar üzerinde ince ayarlamaların yapılmasıyla deneyde istenen ideal şartlar gerçekleştirilmiş olur. Bu şartların sağlanmasının yanı sıra dedektörün ölü zamanını ve istatistikî hataları en aza indirmek için kaynak dedektör arası mesafe kaynağın birim zamanda saldığı ortalama foton sayısı ve dedektörün birim zamanda sayabildiği foton sayısı göz önünde tutulmalıdır.

Bu geometri çalışmalarına ek olarak hassas kalınlık ölçümleri için XRF teknikleri araştırılmıştır. Burada mylar üzerine kaplanmış doku ile aynı kalınlıktaki homojen parafin tabasının kalınlığı Ekinci ve arkadaşlarının makalelerinde (Ekinci vd 2001) anlattıklarına benzer metotlarla belirlenmiştir. Elde edile sonuçların istatistiki dalgalanmalarının oldukça yüksek olması sebebiyle parafin gibi düşük atom numaralı atomlardan oluşan bir malzemenin kalınlığını ölçebilmek için gerekli asgari şartların ne olması gerektiği konusunda araştırmalar devam ettirilmiştir.

Çalışmada kullanılan materyaller Tıp Fakültesi Patoloji Anabilim Dalı'nda rutin olarak kullanılan lam yerine plastik kasa kılara gerilmiş X-ışını azaltması oldukça düşük olan mylar film üzerinde, parafin içerisinde dondurulmuş tümör dokularından alınan 10-15 µm'lik kesitlerde, XRF karakteristik pik şiddeti azaltması ile inceleme yapılmıştır. Bunun dışında yukarıda bahsi geçen kollimatör geometrileri kullanılarak çeşitli malzemelerin X-ışını azaltma katsayıları belirlenmiştir.

Taşınabilir bir dedektör olan NaI(Tl) ve Çok Kanallı Analizör (Multi-Channel Analyzer-MCA) sistemi ile Tıp Fakültesi Araştırma Hastanesi Radyodiagnostik Anabilim Dalı'nda hizmet vermekte olan Toshiba Winscope 5000 DSA'lı fluoroskopi cihazının X-ışını enerji spektrumu üzerine çalışmalar yapılmış ve bunlar tez kapsamında birlikte Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünün düzenlediği Geleneksel Fizik Günleri II programında sözlü sunum olarak yer almıştır.

Çeşitli radyoaktif gamma ışını ile ikincil kaynak ve nokta kaynakla şimdiye değin yapılan ölçümlerin yanı sıra Tıp Fakültesi Araştırma Hastanelerinden hibe olarak alınan taşınabilir X-ışını tüpü ile de çalışmalar aynı geometri üzerinden devam ettirilmiştir. Bu çalışmalara ek, ticari olarak kullanılan medikal X-ışını tüplerinin enerji spektrumları mevcut X-ışını filtreleriyle şekillendirilmekte, şiddet ve enerji dağılımında gözlenen değişimler de Bulgular ve Tartışma kısmında yer almaktadır.

Deneylerde kullanılan biyolojik dokuların içerisine gömülü olduğu parafin (C_2H_6) malzemesiyle CD malzemesi olarak kullanılan Poly Methyl Meth Acrylate (PMMA) malzemelerinin kaynak-soğurucu-dedektör lineer geometrisiyle yarı kalınlıkları ve elde edilen fit denklemlerinden lineer X-ışını azaltma katsayıları hesaplanmıştır.

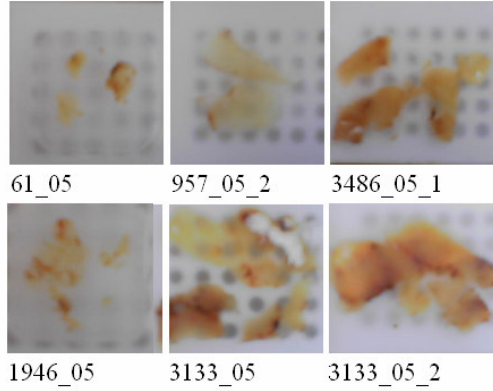
3.2. Biyolojik numunelerin hazırlanması

Biyolojik ve çevreyle ilgili malzemelerin içerisindeki inorganik bileşiklerin iz ve iz üstü seviyelerde miktarlarının belirlenmesi son zamanlarda iyice önem kazanmıştır. Eser element tayininde XRF için organik bir matriste minimum dedekte edilebilir madde konsantrasyonu 10^{-6} ila 10^{-7} mertebelerindedir. Matrisi ayırt etmek için kullanılan numune hazırlama prosedürleri basitten karmaşığa, değişken ama son derece önemli tekniklerdir. Bazı prosedürlerde numunenin parçaları, tamamını temsil edecek şekilde homojen bir şekilde birleştirilirken, bazılarında numune fiziksel ve kimyasal bileşenlerine ayrılmaktadır. Mesela kanın bazı hücresel ve hücre altı fraksiyonlara ayrılması buna örnektir. Biyokimyasal ayırma yöntemleri kullanıldığında analiz için mevcut madde miktarı oldukça az olmaktadır.

Patoloji Anabilim Dalı'ndan alınan numuneler parafin bloklarıyla dışardan doku kalınlıkları kumpas ile ölçülerek alınmıştır. Kalın parafin tabakasıyla yapılan ölçümler mylar üzerindeki ölçümlerden daha sağlıklı sonuçlar vermiştir. Çünkü parafin içerisindeki dokuların söz konusu enerjilerdeki azaltma katsayılarının düşük olması sebebiyle, mikrometre mertebesindeki kalınlıklar X-ışınlarına karşı tamamen saydam bir davranış göstermektedir.

Yaklaşık yirmi adet, farklı noktadan alınan ölçümler patolojik olarak değişik greydlerde ve aynı hastanın farklı tarihlerde ilerlemiş patolojisine bağlı olarak incelenmiştir.

Deneyler için kullanılan numuneler Tıp Fakültesi Patoloji Anabilim Dalı'nda bulunan arşivlerden, önceden konulmuş patoloji teşhisleriyle birlikte temin edilmiştir. Bunların bazılarının orijinal arşiv numaralarıyla resimleri Şekil 3.2'de görülmektedir. Bu dokular ameliyatla çıkarıldıktan sonra parafine batırılarak, hücrelerin içindeki sıvıların dışarı çıkması ve bozulmanın önüne geçilmesi sağlanmaktadır. Ölçümler sırasında bu bilgi göz önünde bulundurularak parafinle yer değiştiren su için düzeltme yapılacaktır.



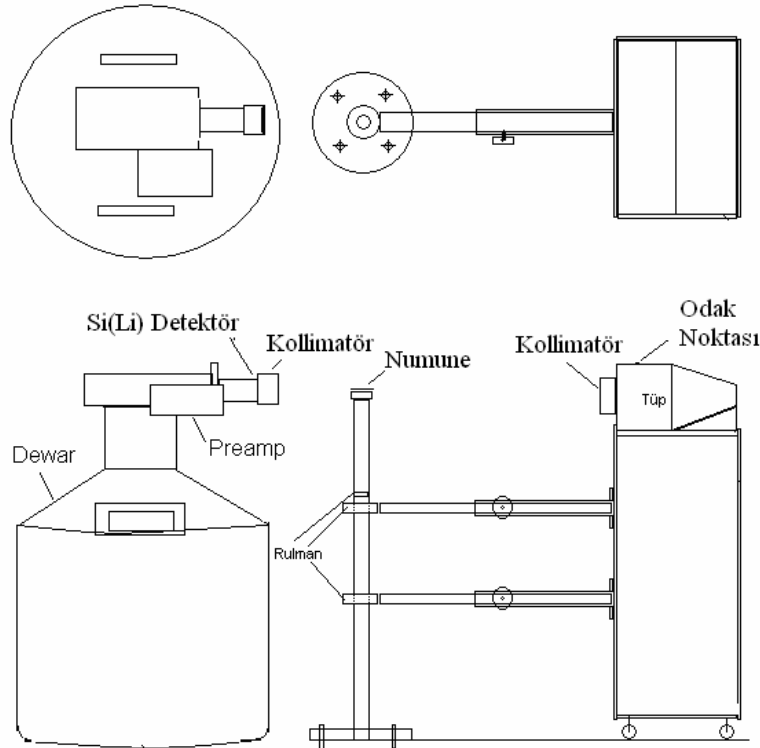
Şekil 3.2 Çeşitli patolojik numunelerin fotoğrafları

3.3. Deney sistemi

Bahsi geçen ölçülerin alınmasında Şekil 3.3'te görülen ölçüm geometrisi ve sistemi kullanılmıştır. X-ışını tüpü olarak, daha önceden araştırma hastaneleri ameliyathane biriminde kullanılan ve artık görüntü oluşturamayan; Siemens Sirephos 90 kV 30 mA seyyar tıbbi fluoroskopi sistemine ait X-ışın tüpü kullanılmıştır. Yine Şekil 3.3'de görülen deney geometrisi Si(Li) dedektörü ile kullanılmak üzere merkez atölyelerde yaptırılmış ve Fizik bölümünde kurulmuştur.

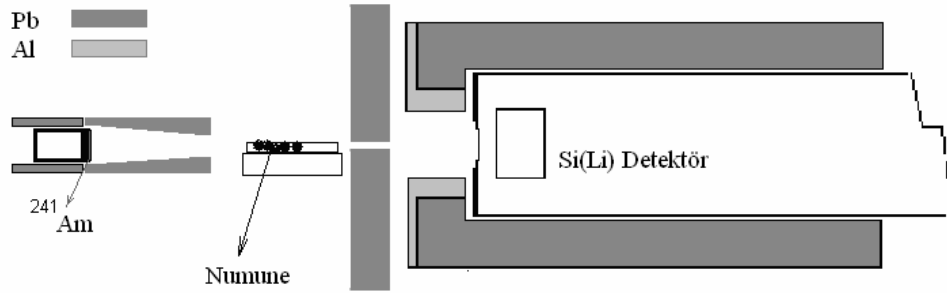
3.4. Patolojik numunelerin XRF laboratuvarında incelenmesi

XRF laboratuvarında gerçekleştirilen deneylerde Şekil 3.4'te görülen geometri kullanılmıştır. Bu geometri ile ilgilenilen dokuların parafin blok içerisindeki kalınlıkları göz önünde bulundurularak azaltma katsayıları belirlenmeye çalışılmıştır.



Şekil 3.3 EDXRF Deney sistemi.

X-ışını tüpünün sürekli spektrumunda farklı enerjilerde meydana gelen şiddet azalmaları 5-10 keV aralıklarla ve özel pikler için belirlenmiştir. Lambert-Beer yasası kullanılarak X-ışını azaltma katsayısı hesaplanmaktadır. Burada parafin için düzeltme, su ve parafinin aynı sistemde aynı şartlarda elde edilen azaltma katsayıları kullanılarak gerçekleştirilmektedir.



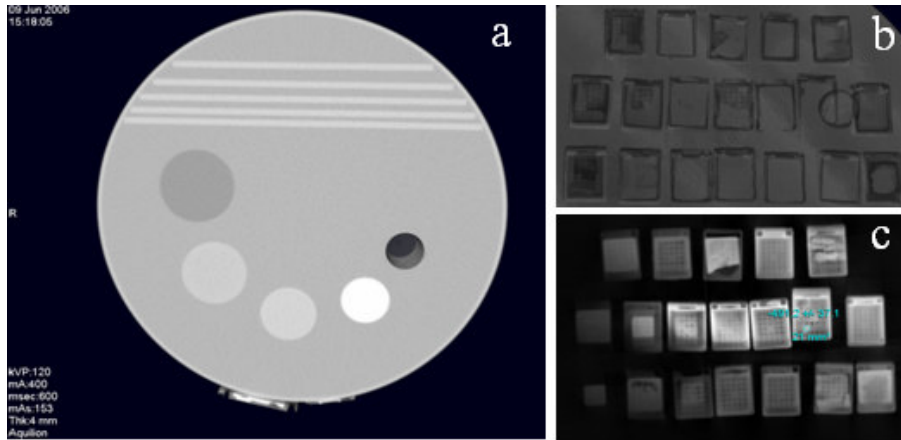
Şekil 3.4. XRF sisteminde ölçme geometrisi

3.5. BT sisteminde yapılan ölçümler

Tıp Fakültesi Araştırma Hastaneleri Radyodiagnostik Anabilim Dalı'nda, Toshiba marka katı hal dedektörlü Aquilion 16 MultiSlice ve Xe dedektörlü xVision/GX model BT sistemlerinde gerçekleştirilen ölçümlerde, istenen boyutlardaki eliptik ya da dikdörtgen alanda yer alan piksellerin HU (BT sayısı- Hounsfield Unit) değerlerinin ortalamaları ve standart sapmaları veya HU haritası elde edilmektedir. Bu değerlerden X-ışını azaltma katsayıları (3.3) eşitliğinden hesaplanmaktadır:

$$HU = 1000 [\mu - \mu_w] / \mu_w \quad (3.3)$$

Burada μ_w suyun lineer azaltma katsayısıdır. Aynı ölçümler görüntü kalitesi ve ölçüm doğruluğunun hesaplanması için Şekil 3.5.(a)'da görülen fantom malzemesinde ve çeşitli filtre malzemeleriyle tekrarlanmıştır.



Şekil 3.5 a) Farklı doku eşdeğeri silindirik malzemeler içeren BT fantomu. b) Patolojik beyin tümörü numunelerinin üç boyutlu BT görüntüsü c) HU ölçümlerinin yapıldığı pencere.

Kullanılan çeşitli filtrelerin meydana getirdiği spektrumlardaki etkin foton enerjisi değerlerine karşılık gelen su ve parafin için kullanılan enerjilerde teorik lineer azaltma katsayısı ve hesaplanan HU değerleri Çizelge 3.1’de yer almaktadır.

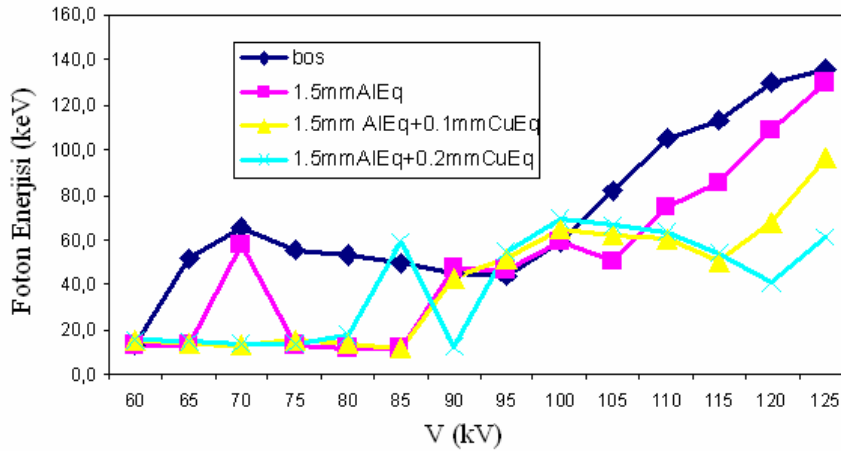
Çizelge 3.1 Su ve parafin için kullanılan enerjilerde WinXcom lineer azaltma katsayısı ve HU değerleri

Su	Enerji (MeV)	Foto-elektrik (cm ² /g)	Toplam (cm ² /g)	ρ (g/cm ³)	μ (cm ⁻¹)	HU
Mo	1,80 10 ⁻²	7,64 10 ⁻¹	1,04 10 ⁰	1,00 10 ⁰	1,042	0
Sn	2,70 10 ⁻²	2,06 10 ⁻¹	4,43 10 ⁻¹	1,00 10 ⁰	0,443	0
Ba	3,70 10 ⁻²	7,34 10 ⁻²	2,89 10 ⁻¹	1,00 10 ⁰	0,289	0
Eu	4,70 10 ⁻²	3,34 10 ⁻²	2,36 10 ⁻¹	1,00 10 ⁰	0,236	0
K α	5,95 10 ⁻²	1,53 10 ⁻²	2,07 10 ⁻¹	1,00 10 ⁰	0,207	0
K β	6,80 10 ⁻²	9,87 10 ⁻³	1,95 10 ⁻¹	1,00 10 ⁰	0,195	0
C ₂ H ₆	Enerji (MeV)	Foto-elektrik (cm ² /g)	Toplam (cm ² /g)	ρ (g/cm ³)	μ (cm ⁻¹)	HU
Mo	1,80 10 ⁻²	2,46 10 ⁻¹	5,06 10 ⁻¹	7,68 10 ⁻¹	0,389	-627
Sn	2,70 10 ⁻²	6,46 10 ⁻²	3,01 10 ⁻¹	7,68 10 ⁻¹	0,231	-479
Ba	3,70 10 ⁻²	2,27 10 ⁻²	2,44 10 ⁻¹	7,68 10 ⁻¹	0,187	-353
Eu	4,70 10 ⁻²	1,02 10 ⁻²	2,21 10 ⁻¹	7,68 10 ⁻¹	0,170	-280
K α	5,95 10 ⁻²	4,66 10 ⁻³	2,06 10 ⁻¹	7,68 10 ⁻¹	0,158	-235
K β	6,80 10 ⁻²	2,98 10 ⁻³	1,99 10 ⁻¹	7,68 10 ⁻¹	0,153	-217

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

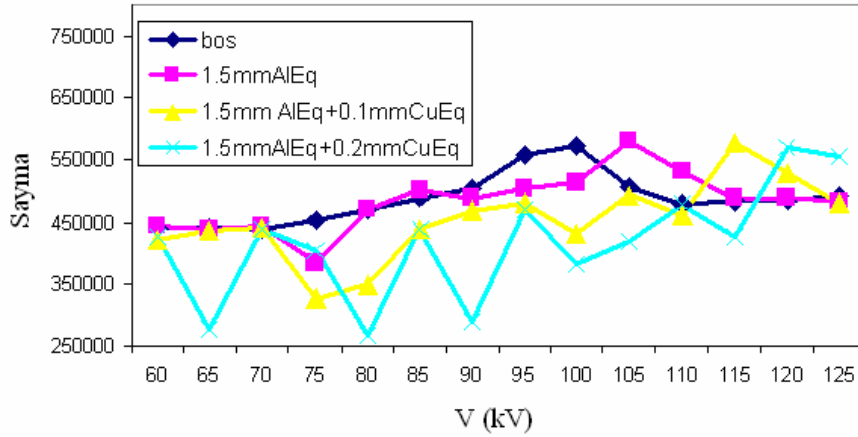
4.1. NaI(Tl) dedektörü ile tamsal amaçlı kullanılan bir X-ışını tüpü spektrumuna ilişkin çalışma

Tıbbi X-ışını tüplerinin farklı kV değerlerinde elde edilen enerji spektrumları ve bu spektrumların farklı filtrelerle şekillendirilmesi konuları araştırılmıştır. Filtre malzemelerinin soğurma kıyılarına bağlı olarak spektrumlara ek piklerin geldiği gözlenmiştir. Ayrıca düşük enerji bölgesinde ortaya çıkan frenleme radyasyonu bu filtrelerle azaltılarak, gereksiz hasta dozunun nasıl düşürüldüğü anlaşılmıştır. Farklı filtrelerle artan tüp potansiyeline karşın foton şiddeti ve etkin enerjide meydana gelen değişiklikler sırasıyla Şekil 4.1 ve Şekil 4.2’de grafik edilmiştir.



Şekil 4.1 Uygulanan potansiyelle foton ortalama enerjisinin değişimi

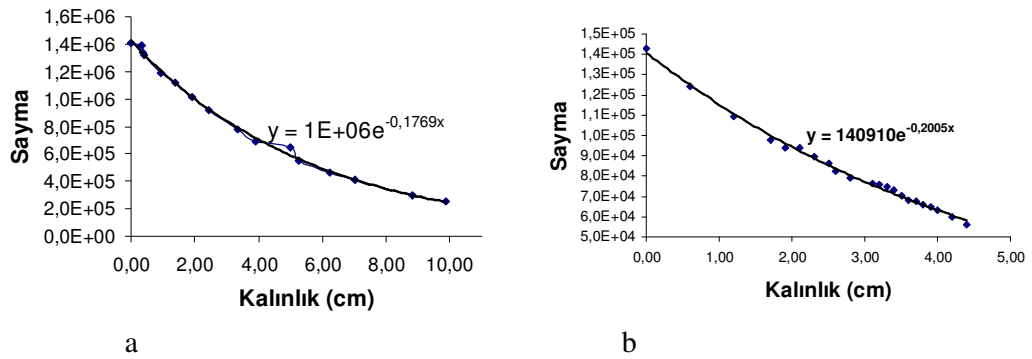
Burada kullanılan ticari filtreler Al eşdeğeri ve Cu eşdeğeri malzemelerin çeşitli konfigürasyonlarıyla elde edilmiştir. Görüldüğü üzere anot-katot akımı sabit tutulurken, hızlandırma potansiyelinin artırılması ile ortalama foton enerjisi doğru orantılı bir şekilde artmaktadır. Bu grafikteki lineerlikten sapmalar NaI(Tl) dedektörünün enerji-verim eğrisinin ikinci dereceden olmasından kaynaklanmaktadır.



Şekil 4.2 Uygulanan potansiyelle foton şiddetinin değişimi.

4.2. Deneylerde kullanılan çeşitli malzemelerin yarı-kalınlık ve lineer azaltma katsayısı ölçümleri

Deneylerde kullanılan biyolojik dokuların içerisine gömülü olduğu parafin (C_2H_6) malzemesiyle BT de doku eşdeğeri malzeme ve CD malzemesi olarak da kullanılan Poly Methyl Meth Acrylate (PMMA) malzemelerinin kaynak-soğurucu-dedektör lineer geometrisiyle yarı kalınlıkları ve elde edilen fit denklemlerinden lineer X-ışını azaltma katsayıları Şekil 4.3'teki üstel azalma eğrilerine fit edilmiş ve elde edilen deneysel ve teorik lineer azaltma katsayıları (μ) Çizelge 4.1'de, WinXCom yazılımının teorik ve bilgisayarlı tomografi cihazı deneysel sonuçlarıyla kıyaslanmıştır.



Şekil 4.3. a) PMMA ve b) parafin (C_2H_6) malzemelerinin lineer X-ışını azalması fit eğrileri.

Çizelge 4.1. Deneysel kullanılan çeşitli malzemelerin lineer azaltma katsayıları (cm⁻¹)

Malzeme	Bileşik Formülü	Teorik (WinXCom)	Deneyisel (EDXRF)	Deneyisel (BT)
PMMA	CH ₂ .CH ₃ .C ₂ O ₂ .CH ₃	0,192x1,160=0,222	0,201	0,195
Parafin	C ₂ H ₆	0,206x 0,820=0,167	0,177	0,160

Çizelge 4.1’de görüldüğü üzere 59,5 keV’deki teorik X-ışını azaltma katsayıları ve elde edilen deneysel sonuçlar arasında iyi bir uyum bulunmaktadır. BT deneysel sonuçlarının daha düşük çıkması X-ışını tüpünün sürekli spektrumunun 120 kV hızlandırma potansiyelinde ~80 keV gibi daha yüksek bir etkin enerji değerine ve buna bağlı olarak daha düşük azaltma katsayılarıyla sonuçlanması ile açıklanabilir.

4.3. Numune kalınlığı üzerine yapılan çalışmalar

Bu kısımda özellikle patolojik numunelerin içine gömülü bulunduğu parafin malzemesi üzerinde durulmuştur. Parafinin düşük atom ağırlıkları göz önünde bulundurularak ölçüm zamanı hesaplamaları yapılmıştır. Sayma istatistiğindeki dalgalanmaların yapılan ölçümlerin hata aralığında kalması için hassasiyet gösterilmiştir.

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu\Delta t} \Rightarrow e^{-0.167.\Delta t}$$

err(N)= \sqrt{N} , N; Net sayma sayısı olmak üzere Çizelge 4.2’de oluşturulmuştur.

Çizelge 4.2’den de anlaşılacağı üzere parafin gibi atom numarası düşük elementlerden oluşan bir malzemenin kalınlığını $\Delta t=100$ μm hassasiyetle ölçebilmek için bile 10 milyon sayma almak gerekmektedir. Daha hassas kalınlık ölçümleri için oldukça uzun (~1000 saat) süreli sayma ölçümler almak gerekir ki bu pratik olarak mümkün değildir. Bu sebeple ölçümler blok parafin içerisindeki numunelerde kompasın yaklaşık ölçüm hassasiyeti içerisinde gerçekleştirilmiştir.

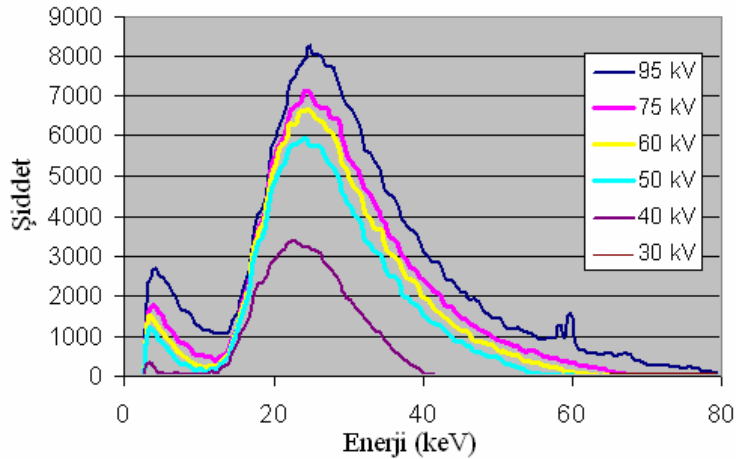
Çizelge 4.2. Numune kalınlığının ölçülmesinde asgari sayma sayısının tespiti

Hassasiyet (Δt)	I/I_0 oranı	Asgari Sayma (N)	err(N)	I_0-I
$1\mu\text{m}=0,0001\text{cm}$	0,999983300	10 000 000 000	100 000	167 000
$10\mu\text{m}=0,001\text{cm}$	0,99983301	100 000 000	10 000	16 699
$100\mu\text{m}=0,01\text{cm}$	0,9988331	10 000 000	3 162	11 669

4.4. EDXRF ile yapılan X-ışını tüp spektrumlarına ilişkin çalışma

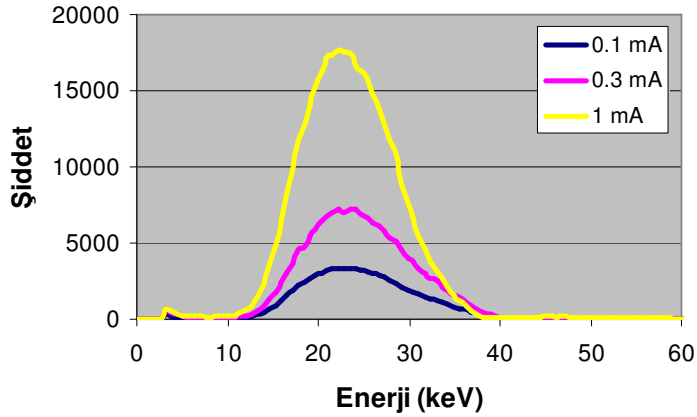
Tıp Fakültesi Araştırma hastanelerinden hibe olarak alınan taşınabilir X-ışını tüpü ile de çalışmalar aynı geometri üzerinden devam ettirilmiştir. Bu çalışmalara ek olarak ticari olarak kullanılan medikal X-ışını tüplerinin enerji spektrumları mevcut X-ışını filtreleriyle şekillendirilmekte, şiddet ve enerji dağılımında gözlenen değişimler de Şekil 4.4'te yer almaktadır.

Farklı hızlandırma potansiyellerinde, Şekil 4.4'de görüldüğü gibi potansiyelin artırılmasıyla hızlandırılan elektronlar tungsten hedefin karakteristik $K\alpha$ ve $K\beta$ piklerini uyarılabilir hale gelmektedir.

**Şekil 4.4.** Farklı hızlandırma potansiyellerinde X-ışını tüpü enerji spektrumu.

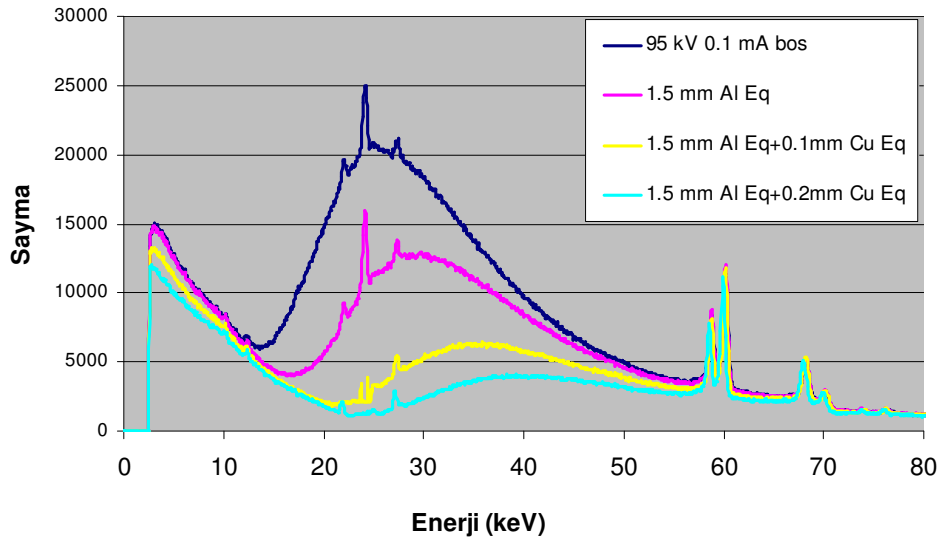
Sürekli kullandığımız Si(Li) dedektörünün ölü zamanını düşük tutabilmek için düşük hızlandırma potansiyelinde alınan farklı mA değerlerine ait grafikler ise Şekil 4.5'te

görülmektedir. Görüldüğü gibi X-ışını tüpünün foton akısı yaklaşık olarak mA değeri ile orantılı artmaktadır.



Şekil.4.5. Farklı anot-katot akımı (mA) değerlerinde X-ışını tüpü enerji spektrumu

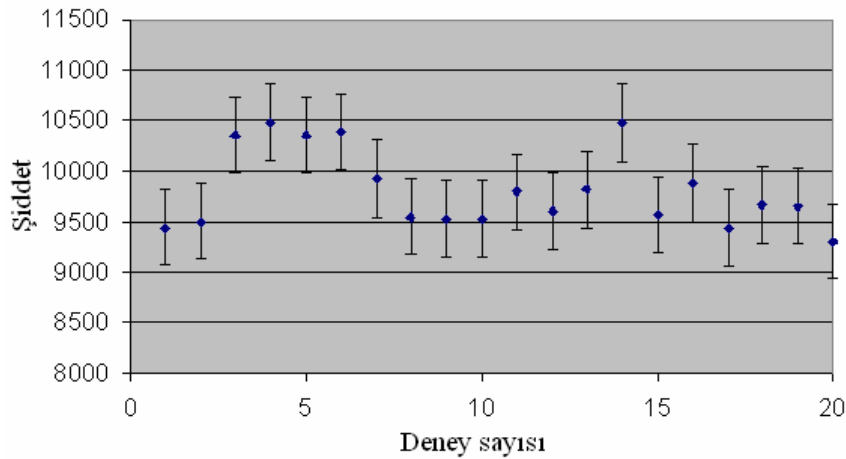
Şekil 4.6'da ise tıbbi uygulamalarda gereksiz hasta dozunu azaltılıp, X-ışını spektrumu sertleştirilerek (ortalama enerjisini artıracak) elde edilen görüntüdeki keskinliğin artmasını sağlayan çeşitli filtrelerle şiddetin nasıl değiştiği görülmektedir. Bu filtrelerde alüminyum levha üzerine bakır folyo kaplanmıştır. Sürekli bölgede görülen pikler dedektördeki In kirliliğinden kaynaklanmaktadır.



Şekil 4.6. Farklı ticari filtrelerle elde edilen X-ışını enerji spektrumları

4.5. Tüp kararlılığı üzerine yapılan çalışmalar

Çalışmaların yapıldığı X-ışını tüpünde art arda yapılan ölçümlerde tüpün çıkışında foton şiddetindeki dalgalanmaların, sayma sisteminin hata oranı ile karşılaştırması yapıldığında Şekil 4.7'deki grafik elde edilmektedir. Tüpün çıkışındaki dalgalanmalar, sayma istatistiğinin kabul edilebilir değerleri arasında yer almaktadır. Ancak iki saatten uzun süreli çalışmalarda tüpteki ısınmaya bağlı olarak foton şiddetinin giderek azaldığı gözlenmektedir. Bu olay, anot malzemesinin ısınması ve buna bağlı soğutucu yağın azaltma katsayısında meydana gelebilecek artışlara bağlanabilir. Bunun haricinde tüpte meydana gelecek aşırı ısınmaların anot malzemesinin erimesine ve bozulmasına yol açtığı bilinmektedir.

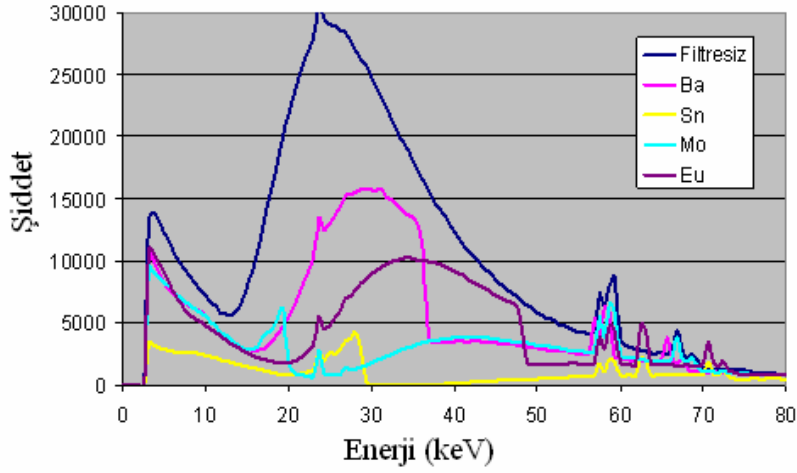


Şekil 4.7. X-ışını tüpünün foton akısındaki kararlılık.

4.6. X-ışını filtreleriyle ortalama enerjilerde lineer azaltma katsayıları

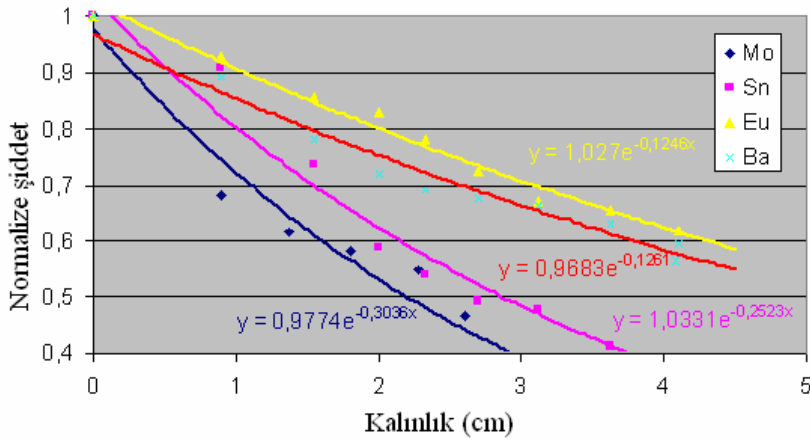
X-ışını enerji spektrumunun özellikle çalışılacak bölgedeki fotonlardan oluşturulması ve işe yaramayan fotonların filtrelenmesi, kısaca demet şekillendirme amacıyla farklı elementler seçilmiş ve bunların spektrumda meydana getirdiği değişimler Şekil 4.8'de gösterilmiştir. Burada asıl mesele soğurma kıyısı yaklaşık 32 keV olan Xe gazı ile çalışan bilgisayarlı tomografi cihazlarında son derece kısa örnekleme süreleri içerisinde dedektörlerin ölü zamanının minimal düzeyde tutulmasıdır. Burada tercih ettiğimiz

filtreler bu amaca hizmet etmelerinin yanı sıra düşük enerjide yumuşak dokuların yüksek azaltma katsayılarına sahip olmaları ve bu enerjilerle elde edilen görüntülerin doku kontrastını artırması sebebiyle de kullanılmışlardır.



Şekil 4.8. Seçilen farklı filtrelerle elde edilen enerji spektrumları.

Kullanılan filtre malzemeleriyle, beyin tümörlerinin içine gömülü olduğu parafin malzemesine ait farklı ortalama enerjilerdeki fotonlara ilişkin lineer azaltma katsayıları Şekil 4.9.'da görülen üstel azalma eğrileriyle elde edilmiş ve sonuçlar Çizelge 4.3'de teorik lineer azaltma katsayıları ile karşılaştırılmıştır.



Şekil 4.9. Farklı filtrelerle elde edilen farklı ortalama enerjili fotonlarla parafin için elde edilen X-ışını üstel azalma eğrileri.

Çizelge 4.3. Farklı ortalama foton enerjilerine sahip filtre spektrumlarının parafindeki deneysel ve teorik lineer azaltma katsayıları.

Filtre	Ortalama foton enerjisi (keV)	μ_l (cm ⁻¹ deneysel)	μ_l (teorik*)
Mo	18	0,303±0,014	0,317
Sn	27	0,222±0,006	0,211
Ba	37	0,126±0,002	0,172
Eu	47	0,125±0,002	0,168

Materyal ve yöntemlerde belirtilen teknikler kullanılarak kayda geçirilen verilere örnek Çizelge 4.4’de düzenlenirken, bu veriler kullanılarak elde edilen azaltma katsayılarına örnek, Çizelge 4.5’de görülmektedir. Kullanılan numune numaraları; XXXX_A_B(par) şeklinde kodlanmıştır. Burada XXXX, patoloji arşiv numarası; A, numune alt örnek numarası; B ya da par ibareleri ise numune içinde alınan 1x5 mm açıklıklı bölgenin numarası veya yalnız parafin olarak tespit edilmiştir.

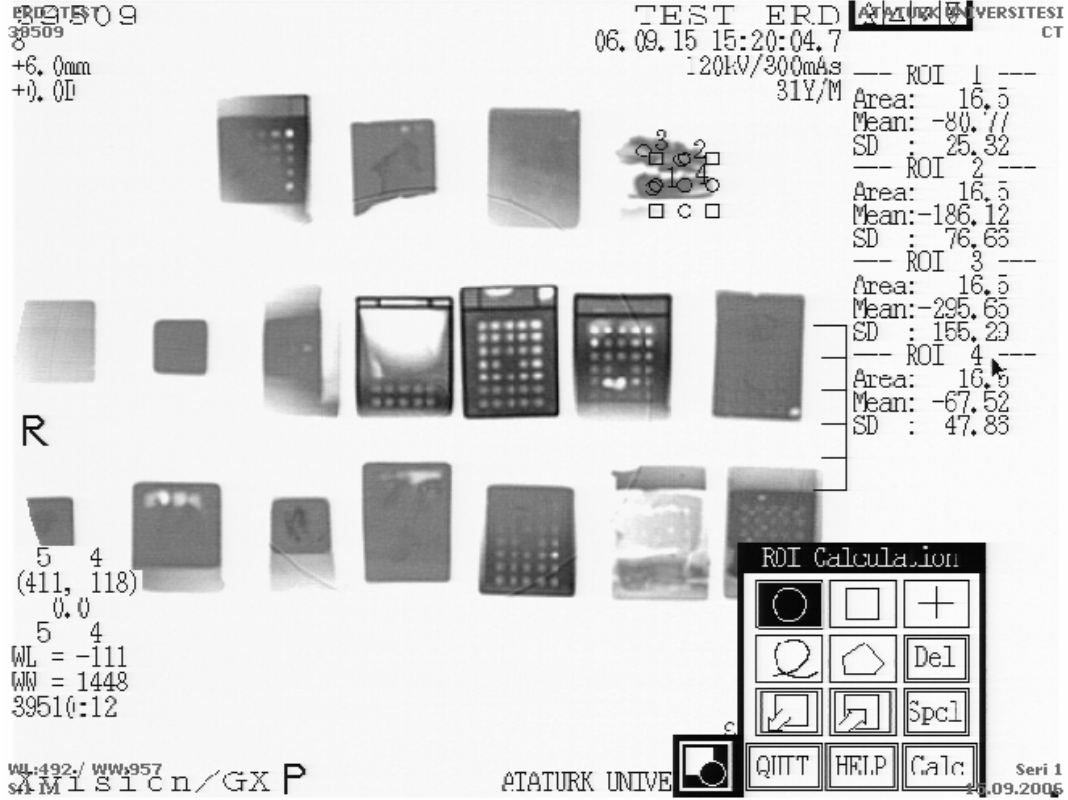
Çizelge 4.4. X-ışını tüpü ile Ba filtreli ölçümlerde iki örnek numune ölçümleri

Ba filtreli	Kanal 263-485	In1	In2	K α	K β	t(cm)
730_2_par	381667	10008	1112	44353	19131	0,310
730_2_1	374759	8969	1146	44554	19453	0,150
730_2_2	355721	8771	1308	42625	18043	0,100
3807_1_par	249830	8686	1260	40758	16690	2,600
3807_1_1	254213	8578	921	42885	18058	0,250
3807_2_par	188597	5979	1009	26824	11775	2,640
3807_2_1	195447	6134	1125	28252	12438	0,912
3807_2_2	200592	5978	1101	28366	12047	1,266

Çizelge 4.5. Hesaplanan bazı lineer azaltma katsayıları

Sayma\Enerji	25-35 keV	sayma	μ (cm ⁻¹)	35-45 keV	sayma	μ (cm ⁻¹)
61_par	635614	538282		467507	467507	
61_1	598569	511088	0,291	441115	441115	0,326
61_2	640818	541229,2	0,085	471254	471254	0,125
61_bos4	654921	555332,2		474354	474354	

Bilgisayarlı tomografi cihazının HU değeri ölçüm ekranında gerçekleştirilen ölçümler Şekil 4.10'da görülmektedir. Bu yazılım, seçilen dairesel bölgelerin içinde kalan doku parçalarının (burada tümör parçaları) ortalama HU değerlerini ve standart sapma değerleri ile birlikte vermektedir.



Şekil.4.10. Aziziye Araştırma hastanesi Bilgisayarlı Tomografi cihazı HU ölçüm ekranında numuneler ve üzerlerine yerleştirilen ROI (Region of Interest) bölgeleri (gri tonların ters çevrilmiş hali).

Bu çalışma sırasında kullanılan çeşitli filtre levhaları BT sistemin dönen kısmında bulunan X-ışını tüpünün çıkış penceresine yerleştirilmiş ve görüntülerin bu surette alınması sağlanmıştır.

Çizelge 4.6. Bilgisayarlı Tomografi ile elde edilen HU değerlerinin çeşitli beyin tümörü numuneleri için karşılaştırması.

	BT HU Ölçümleri		
	Filtresiz	Sn	Mo
3133_1_par	-80±20	40±25	60±30
3133_1_1	-40±20	140±25	150±30
3133_1_2	-80±20	80±25	100±30
3133_2_par	-90±20	50±25	60±30
3133_2_1	0±20	100±25	120±30
730_1_par	-80±20	50±25	60±30
730_1_1	-10±20	100±2	150±30
730_1_2	-10±20	60±25	120±30
3807_1_par	-80±20	30±25	40±30
3807_1_1	-20±20	30±25	50±30
3807_2_par	-70±20	30±25	40±30
3807_2_1	-90±20	20±25	30±30
3807_2_2	-80±20	-10±25	30±30
5486_1_par	-100±20	30±25	60±30
5486_1_1	-20±20	100±25	160±30
5486_1_2	-10±20	20±25	80±30
3486_1_par	-100±20	40±25	60±30
3486_1_1	-30±20	110±25	120±30
3486_1_2	-50±20	150±25	180±30
3486_1_3	-40±20	50±25	60±30
3486_2_par	-100±20	30±25	50±30
3486_2_1	-50±20	80±25	90±30
3486_2_2	-200±20	50±25	60±30
3486_3_par	-80±20	20±25	40±30
3486_3_1	0±20	60±25	90±30
3486_3_2	-120±20	30±25	60±30
3486_4_par	-100±20	40±2	60±30
3486_4_1	-30±20	120±25	150±30
3486_4_2	-50±20	100±25	120±30
1906_par	-80±20	30±25	40±30
1906_1	-30±20	90±25	100±30
1946_1	-50±20	50±25	70±30
762_1_par	-80±20	40±25	60±30
762_1_1	-50±20	100±25	120±30
762_3_par	-90±20	30±25	60±30
762_3_1	20±20	50±25	60±30
762_3_2	-10±20	-20±25	0±30
762_4_par	-80±20	30±25	60±30
762_4_1	-20±20	100±25	120±30
957_1_par	-80±20	30±25	60±30
957_1_1	-20±20	100±25	120±30
957_1_2	-30±20	50±25	70±30
957_1_3	-50±20	30±25	50±30
957_2_par	-80±20	30±25	60±30
957_2_1	10±20	100±25	110±30
3437_1_par	-100±20	40±25	60±30
3437_1_1	100±20	170±25	200±30

Numuneler patolojik teşhislerine göre sınıflandırılıp, üç gruba ayrılmıştır. Bu gruplandırma Çizelge 4.7’de görülmektedir.

Çizelge 4.7. Numunelerin mikroskopik patoloji teşhislerine göre sınıflandırılması.

Grup1 (n=8)	Grup2 (n=7)	Grup3 (n=6)
AsrtositomLG	Gliablastom	AstrositomG3
1906_1	3437_1	3133_1_1
1946_1	5486_2	3133_1_2
957_1_1	3486_1_2	3133_2_1
957_2_1	3486_1_3	3807_1_1
762_1_1	3486_2_2	3807_2_1
762_3_1	3486_3_2	3807_2_2
730_2_1	3486_4_1	
730_2_2		

XRF sistemiyle yapılan ölçümlerde elde edilen lineer x-ışını azaltma verilerinin teşhis grupları; Grup 1, Grup 2, Grup 3 arasında uygulanan filtre veya seçilen enerji aralıklarının teşhis yapmadaki doğrulukları istatistiki metotlarla incelenmiştir. Burada SPSS 9.0 Chicago istatistik paket programı ile tek yönlü varyans analiz (one-way ANOVA) ve Duncan testleri verilere uygulanmış ve Çizelge 4.8’de görülen veriler elde edilmiştir. Tek yönlü varyans analiz işlemi bir nicel bağımlı değişken için tek faktör (bağımlı) değişken varyansı üretmektedir. Varyans analizi, bir çok ortalamamın eşit olduğu hipotezini test etmek için kullanılır. Bu teknik, iki örnekle t testinin bir uzantısıdır. Ortalamalar arasında görülen farkların belirlenmesine ek olarak hangisinin farklı olduğunu da ayırmaktadır. Genel lineer model Duncan univariate işlemi ile populasyon gruplara ayrılır ve çeşitli gruplardaki bir tek bağımsız değişken hakkında hipotez testi yapılabilir.

Çizelge 4.8. Numuneleri ayırt etmede başarılı olan foton enerjilerindeki ölçümlerin istatistik analiz tablosu.

	15-25 keV aralıklı fotonlarla		Tungsten K α fotonlarıyla	
	Ortalama	Standart hata	Ortalama	Standart hata
Grup1	0,153 ^b	0,028	0,149 ^{ab}	0,028
Grup2	0,196 ^{ab}	0,030	0,198 ^a	0,030
Grup3	0,273 ^a	0,034	0,074 ^b	0,035

a,b ayırt edilebilen, ab ayırt edilemeyen.

Aynı istatistik analiz testleriyle bu defa farklı X-ışını filtrelerinin karşılaştırıldığı Çizelge 4.9’da Ba filtre malzemesi olarak numune gruplarını birbirinden ayırt etmede daha yararlı bulunmuş olmakla birlikte verilerin güvenilirliği düşüktür.

Çizelge 4.9. Farklı X-ışını filtrelerinin istatistik analiz testleriyle karşılaştırılması.

	Eu filtre		Ba filtre		Sn filtre		Mo filtre	
	Ortalama	Standart	Ortalama	Standart	Ortalama	Standart	Ortalama	Standart
Grup1	0,243	0,064	0,243	0,064	0,307 ^b	0,123	0,307 ^b	0,123
Grup2	0,382	0,071	0,382	0,071	1,238 ^a	0,134	1,238 ^a	0,134
Grup3	0,275	0,071	0,275	0,071	0,643 ^b	0,134	0,643 ^b	0,134

BT sisteminden alınan ölçümlerin Sn ve Mo filtrelerle ve filtresiz olarak numune gruplarını ayırt etme kabiliyeti de benzer istatistik metotlarla değerlendirilmiştir. Sonuçlar Çizelge 4.10’da yer almaktadır.

Çizelge 4.10 BT sisteminden alınan ölçümlerin Sn, Mo filtrelerle ve filtresiz olarak numune gruplarını ayırt etme kabiliyetinin istatistik metotlarla değerlendirilmesi.

Grup	Ortalama	Std. Sapma	N
Filtresiz			
1	-20,9091	23,85563	11
2	-41,6667	70,68925	12
3	-51,6667	37,10346	6
Toplam	-35,8621	50,67524	29
Sn Filtreli			
1	64,5455	38,30500	11
2	86,6667	46,77477	12
3	60,0000	56,21388	6
Toplam	72,7586	45,73968	29
Mo Filtreli			
1	88,1818	42,61882	11
2	114,1667	48,88918	12
3	80,0000	50,59644	6
Toplam	97,2414	47,57675	29

Çizelge 4.10 (devam)

Grup	N	Filtresiz	Sn Filtre	Mo Filtre
3	6	-51,6667	60,0000	80,0000
1	11	-41,6667	64,5455	88,1818
2	12	-20,9091	86,6667	114,1667
Sig.		,243	,259	,160

Not: Duncan testinde düzgün dağılımlı alt kümeler şeklinde grup ortalamaları görülmektedir. Tip III kareler toplamı esas alındığında hata terimi ortalama kare (hata)=2097,669

a- Harmonik ortalama numune boyutu = 8,800. b- Alpha = 0,05. Sig.-Anlamlılık.

5. SONUÇ ve ÖNERİLER

Biyolojik numunelerin X-ışını azaltma katsayısı spektroskopik, radyolojik ve patolojik değerlendirmelerde oldukça yaygın olarak kullanılmaktadır. Özellikle belli biyolojik dokuların, belli X-ışını azaltma katsayısına sahip olmaları, bunların temel kimyasında ve morfolojisinde meydana gelen anormalliklerin normal olanlardan ayırt edilmesine ve bu yolla teşhis edilmelerine imkan sağlamaktadır. Bu tez çalışması ile imkanı bulduğumuz BT sistemleri ve bu sistemlerde elde edilen X-ışını azaltma katsayılarının yüksek doğrulukla belirlenmesinin önemi ortaya konmuştur. Sistemlerdeki doğruluk ve hassasiyet büyük oranda elektronik kararlılığa ve sistemin kalite kontrolünün zamanında ve doğru yapılmasına bağlıdır. Gerçekte bu veriler sadece BT kesit görüntülerinde insan gözüyle fark edilebilir şekil değişiklikleri meydana getirebildiklerinde anlam kazanmaktadırlar. Ancak şekil anormalliklerinin işlevsel problemlerin gösterimi ve teşhisi genellikle tedavinin zorlaştığı veya imkansız hale geldiği durumlardır. Günümüzde erken teşhis amacıyla kullanılan PET (Proton Emisyon Tomografi) gibi erken teşhis metotları var olmakla birlikte bunlar pahalı ve uygulaması çok zor tekniklerdir. Mevcut BT sistemlerinin ufak değişikliklerle iyileştirilmesi ya da gelişen katihal dedektör sistemleriyle enerji ayırmalı spektroskopinin bu teknik içerisine yerleştirilmesiyle nicel BT metotları hayata geçirilebilecektir. Mikro boyutlarda hastalığın vücutta teşhis edilmesi bu alanda geliştirilecek nicel metotlarla mümkün olacaktır.

Bu gaye ile daha önceden farklı araştırmacıların kullandığı ve bazılarını da bizim önerdiğimiz X-ışını filtre malzemeleri, BT sistemlerinde görüntü ve akabinde X-ışını azaltma katsayılarını, EDXRF sistemi ile de doğrudan X-ışını azaltma katsayılarını elde etmede kullanılmıştır.

BT sistemi ile elde edilen verilerde, çizelge 4.6'da görüldüğü üzere, azalan filtrelenmiş ortalama foton enerjine bağlı olarak X-ışını azaltma katsayıları ve dolayısıyla suyun azaltma katsayısına oranını gösteren HU değerleri artmaktadır. Bu ise düşük enerji

değerlerinde daha yüksek X-ışını azaltmalarının ortaya çıkması ile uyumludur. Bu ölçümlerde sağlıklı sayısal değerlerin elde edilmesi için kullanılan filtrelerle kalite kontrol işlemleri tekrarlanmalı, kV ve mA değerlerinin değişen değerlerine göre tüp çıkışındaki foton sayısı bir standarda bağlanmalıdır. Bu ise teşhis maksatlı kullanılan BT sistemlerinde mümkün olmadığından çalışmaların araştırma maksatlı BT sistemlerinde devam ettirilmesi gerekliliği ortaya çıkmaktadır.

Benzer paralellik EDXRF deneyleri ile elde edilen sonuçlarda da görülmektedir. EDXRF ölçümlerinin nispeten uzun sürelerde gerçekleştirilebilmesi ve ölçüm sistemlerinin kararlılığındaki farklılıklar, bu ölçümlerden elde edilen sonuçları daha güvenilir kılmaktadır. BT sistemlerinden elde edilen sonuçların standart sapmaları, sadece homojen fantom malzemelerindeki ROI alanı içerisinde yapılan ölçümlerin piksel değerlerinin ortalamalarından sapmalarının kareler ortalamasının karekökünü ifade etmektedir. Bu değerler aynı zamanda tüm sistemin kararlılığı ve ölçümedeki hata payını ortaya çıkarmaktadır.

EDXRF sistemiyle yapılan ölçümlerde 15-25 keV enerji aralığında ve 59,5 keV W $K\alpha$ enerjisinde patolojik gruplara ayrılmış numunelerin anlamlı ($p<0,05$) şekilde birbirinden ayrılabilirdiği görülmüştür (Çizelge 4.8). Bu olay hem bu değerlerdeki sayma miktarının fazla olması sebebiyle hatanın düşük olmasına hem de beklendiği üzere düşük enerjili fotonlarla doku ayrımının iyi yapılabilmesine bağlanabilir. Filtreler arasında Xe gazlı dedektörünün maksimum verimine karşılık gelen bir soğurma kenarına sahip Ba filtrenin grupları anlamlı şekilde ($p<0,01$) ayırt edebilmesi de önem taşımaktadır. Ancak buradaki ölçümlerin azlığı standart sapmanın artmasına ve sonucun güvenilirliğine etki etmektedir(Çizelge 4.9).

Benzer şekilde BT sisteminde filtresiz ve filtreli yapılan ölçümlerde öngörülen Sn ve Mo filtreler Grup 2'yi diğerlerinden anlamlı şekilde ($p=0,05$) ayırırken, Mo filtrenin ayrımının daha bariz olduğu, bu enerjideki foton sayısının az olmasına karşın uygulanan yöntemin düşük enerjide doku ayrımının daha iyi yapılabilmesine önemli etkisinin olduğu görülmektedir (Çizelge 4.10).

Bu tez çalışması ile elde edilen deneyim ve veriler bu konudaki çalışmaların ilerletilmeye değer olduğunu göstermektedir. Ancak söz konusu numunelerin sayısı ve çıkarıldıktan sonra konan patoloji teşhisi ile korele edilmesi son derece önemlidir. Ayrıca dokuları çıkarılmasını müteakip Dokulara özel, hastalık türlerine özel fiziksel X-ışını filtrelerinin kullanımıyla, BT teknolojilerinin içerisine enerji ayırmalı dedektörlerin dahil edilmesi ve geniş spektrumlu elemental analizin yaşayan dokularda yapılması mümkün olacaktır.

KAYNAKLAR

- Alling, WR. ve Johnson WR., 1965. Exact calculations of K-shell and L-shell photoeffect. *Phys. Rev.* 139 A1050–A1062.
- Alvarez RE., 1996. Active energy selective image detector for dual-energy computed radiography. *Med Phys.* Oct;23(10):1739-48.
- Alvarez R.E. Macovski A. 1976 Energy selective reconstructions in X-ray computerized tomography. *Phys. Med. Biol.* Vol. 21, PP. 733-744.
- Alvarez R.E, Macovski A, 1977. X-ray spectral decomposition imaging system. United States Patent 4029963.
- Az'aroff, LV., 1963. Theory of extended fine structure of X-ray absorption edges. *Rev. Mod. Phys.* 35 1012–22.
- Barkla C G. ve Sadler C A., 1907. Secondary X-rays and the atomic weight of nickel *Phil. Mag.* 14 408–22.
1909. The absorption of Roentgen rays *Phil. Mag.* 17 739–60.
- Beer, A., 1852. Bestimmung der Absorption des roten Lichts in farbigen. *Flussigkeiten Ann. Phys., Lpz.* 86 78–88.
- Berger, MJ. ve Hubbell J H., 1987. XCOM: photon cross sections on a personal computer NBSIR 87-3597 (Washington, DC: NBS).
- Bertin, E.P, 1975. Principles and Practices of X-ray Spectrometric Analysis. Plenum, Newyork.
- Boone J.M, Seibert J.A. 1994. A comparison of mono- and poly-energetic X-ray beam performance for radiographic and fluoroscopic imaging. *Med Phys.* Dec;21(12):1853-63.
- Bouguer, P., 1729. *Essai d'Optique sur la Gradation de la Lumi`ere* (Havre, France).
- Broll, N. 1985. C. R. Coll. Rayons X, Siemens, Grenoble, s284-304.
- Brunetto, M. G ve Riveros J. A, 1984. *X-ray Spectrom.* 13, s134.
- Chantler, C T., 1995. Theoretical form factor, attenuation and scattering tabulation for Z D 1–92 from E D 1–10 eV to E D 0:4–1.0 MeV *J. Phys. Chem. Ref. Data* 24 71–643.
- Cohen E R ve Taylor B N., 1986. The 1986 adjustment of the fundamental constants CODATA Bulletin 63 (values republished most recently in *Physics Today* August 1997, BG7-BG11).
- Connolly, J. R, 2005, *Introduction to X-Ray Powder Diffraction*, Earth & Planetary Sci., UNM.
- Coolidge, W. D, 1913. *Phys. Rev.*,2, s449.
- Crocker E.F, Zimmerman R.A, Phelps M.E, Kuhl D.E. 1976. The effect of steroids on the extravascular distribution of radiographic contrast material and technetium pertechnetate in brain tumors as determined by computed tomography. *Radiology.* May;119(2):471-4.
- Cromer, D T., 1969. Compton scattering factors for aspherical free atoms. *J. Chem. Phys.* 50 4857–9.
- Cromer D T ve Mann J B., 1967. Compton scattering factors for spherically symmetric free atoms. *J. Chem. Phys.* 47 1892–983.

- Cullen D E, Hubbell J H ve Kissel L., 1997. EPDL97: The evaluated photon data library Lawrence Livermore National Laboratory Report UCRL-50400, vol 6, rev 5.
- Del Grande N K., 1986. Measured 1 to 40 keV photoabsorption cross sections for: Fe, Ni, Sn, Ta, Pt, Au, Pb, U Proc.SPIE. 691 2–10.
1990. L shell photoabsorption spectroscopy for solid metals: Ti, V, Cr, Fe, Ni, Cu. Phys. Scr. 41 110–14.
- Dilmanian F.A. 1992. Computed tomography with monochromatic X rays. Am J Physiol Imaging. Jul-Dec;7(3-4):175-93.
- Ekinçi N., Oz E., Kurucu, Y. Sahin, Y., 2001. Measurement of sample thickness by an intensity ratio method, Instrumentation Science and Technology 29 (2) , 145-151.
2002. Determination of the coating thicknesses due to the scattered radiation in energy dispersive X-ray fluorescence spectrometry, Radiation Measurements 35 (3) , 223-227.
2002. Measurement of foil and cable thicknesses by a transmission method, Instrumentation Science and Technology 29 (5) , 415-421.
- Evens RG. 1976. New frontier for radiology: computed tomography. 40th Annual Preston M. Hickey Memorial Lecture. AJR Am J Roentgenol. Jun;126(6):1117-29.
- Green, M. ve Cosslett, V. E, 1961. Proc. Phys. Soc. 78, s1206.
- Harding G., 1997. Inelastic scattering effects and applications in biomedical science and industry. Radiat. Phys. Chem. 50 91–111.
- Henke B L, Lee P, Tanaka T J, Shimabukuro R L ve Fujikawa B K., 1982. Low-energy X-ray interaction coefficients: photoabsorption, scattering, and reflection, E D 100–2000 eV Z = 1–94. At. Data Nucl. Data Tables. 27 1–144.
- Hounsfield G, 1973. Br. J. Radiol. 46. 1016.
- Hendee W R, 1999. Physics and applications of medical imaging. Rev. Mod. Phys. vol.71, no.2.
- Hendee, W. R, 1999. Physics and applications of medical imaging. Rev. Mod. Phys. vol.71, No.2.
- Hounsfield, G., 1973. Br. J. Radiol. 46. 1016.
- Hubbell J H., 1969. Photon cross sections, attenuation coefficients, and energy absorption coefficients from 10 keV to 100 GeV. NSRDS-NBS 29.
1977. Photon mass attenuation and mass energy-absorption coefficients for H, C, N, O, Ar, and seven mixtures from 0.1 keV to 20 MeV. Radiat. Res. 70 58–81.
1982. Photon mass attenuation coefficients and energy-absorption coefficients from 1 keV to 20 MeV Int. J. Appl.Radiat. Isot. 33 1269–90.
- Hubbel, J.H., 1999. Review of photon interaction cross section data in the medical and biological context . Phys. Med. Biol. 44.
- Hubbell J H., Gerstenberg H M. ve Saloman E B., 1986. Bibliography of photon total cross section (attenuation coefficient) measurements 10 eV to 13.5 GeV. NBSIR 86-3461.
- Hubbell J H, Gimm H A ve Øverbø I., 1980. Pair, triplet, and total atomic cross sections (and mass attenuation coefficients) for 1 MeV–100 GeV photons in elements Z = 1 to 100 J. Phys. Chem. Ref. Data 9 1023–147.

- Hubbell JH ve Seltzer SM., 1995. Tables of X-ray mass attenuation coefficients and mass energy-absorption coefficients 1 keV to 20 MeV for elements $Z = 1$ to 92 and 48 additional substances of dosimetric interest. NISTIR 5632.
- Hubbell J H, Veigele Wm J, Briggs E A, Brown R T, Cromer D T ve Howerton R J., 1975. Atomic form factors, incoherent scattering functions, and photon scattering cross sections. *J. Phys. Chem. Ref. Data.* 4 471–538 (erratum 6 615–16 (1977)).
- Hultberg S, Nagel B ve Olsson P., 1961. Relativistic differential and total K-shell photoelectric cross-sections and photoelectron polarizations. *Ark. Fys.* 20 555–7.
1968. Numerical calculation of K-shell photoeffect .*Ark. Fys.* 38 1–96.
- Jenkins, R. ve Snyder, R. L., 1996. Introduction to X-ray Powder Diffractometry, John Wiley and Sons, 544s, New York.
- Klein O. ve Nishina Y., 1929 " Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac *Z.Phys.*52 853–68.
- Kulenampff , H., 1922. *Ann. Phys.*69, s548.
- Kramers, H. A., 1923. *Phylos. Mag.* 46, s836.
- Lopes R.T, Costa E.B, de Jesus E.F. 2000. Computed tomography with monochromatic bremsstrahlung radiation *Appl Radiat Isot.* Oct;53(4-5):665-71.
- Marcowicz, A. A ve Van Grieken R. E., 1984. *Anal. Chem.* 56, s2049.
- Martin R L., 1988. Atomic weights of the elements. 1987 *Pure Appl. Chem.* 60 841–54.
- Matese J J ve Johnson W R., 1965. Influence of screening on the atomic photoeffect. *Phys. Rev.* 140 A1–A7.
- Nordfors, N, 1956. *Ark Fys.* 10, s269.
- Pella, P. A, Feng, L ve Small, J. A, 1985. *X-ray Spectrom.* 14, s125.
- Pratt R H., 1960. Atomic photoelectric effect at high energies. *Phys. Rev.* 117 1017–28.
- Pratt R H, Levee R D, Pexton R L and Aron W., 1964. K-shell photoelectric cross sections from 200 keV to 2 MeV. *Phys. Rev.* 134 A898–A915.
- Riederer SJ ve Mistretta CA., 1977. Selective iodine imaging using K-edge energies in computerized X-ray tomography. *Med Phys.* Nov-Dec;4(6):474-81.
- Saito M, 2004. Quasimonochromatic X-ray computed tomography by the balanced filter method using a conventional X-ray source. *American Association of Physicists in Medicine.*
- Saloman E B, Hubbell J H ve Scofield J H., 1988. X-ray attenuation cross sections for energies 100 eV to 100 keV and elements $Z = 1$ to $Z = 92$. *At. Data Nucl. Data Tables* 38 1–197.
- Sandborg M, Carlsson CA, Carlsson GA.1994. *Med Biol Eng Comput.* Shaping X-ray spectra with filters in X-ray diagnostics. Jul;32(4):384-90.
- Schmickley R D ve Pratt R H., 1967. K-, L-, and M-shell atomic photoeffect for screened-potential models. *Phys. Rev.* 164 104–16.
- Scofield J H., 1973. Theoretical photoionization cross sections from 1 to 1500 keV Lawrence Livermore Laboratory Report. UCRL-51326.
- Sommerfeld A., 1920. Bemerkungen zur Feinstruktur der Roentgenspektren. *Z. Phys.* 1 135–46.
1934. *Atomic Structure and Spectral Lines* 3rd edn (London: Methuen). p 257.
- Stern E A., 1974. Theory of the extended X-ray-absorption fine structure. *Phys. Rev. B* 10 3027–37.

- Tertain, R ve Broll, N. 1984. X-ray Spectrom, 13, s134.
- Van Grieken, R. E, 1993. Handbook of X-Ray Spectrometry. Marcel Dekker Inc, İkinci basım. 704s, New York.
- New York, NY, USA: Marcel Dekker Incorporated, 2001.
- Vrebos, B. ve Helsen, J. A, 1985. X-ray Spectrom, 14, s27.
- Wilkins S.W. *et al* 1996. Phase-contrast imaging using polychromatic hard X-rays. Letters to Nature. Vol 384.
- Williams, K. L, 1987. An introduction to X-ray spectrometry: X-ray fluorescence and electron microprobe analysis. Allen & Unwin 370s, Londra .

ÖZGEÇMİŞ

1975 yılında Erzurum'da doğdu. Kültür Kurumu İlkokulu, Anadolu Lisesi orta kısmından sonra Erzurum Fen Lisesinde orta öğrenimini tamamladı. 1999 yılında Hacettepe Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Fizik Bölümünden mezun oldu. Çeşitli tıbbi cihaz ithalat firmalarında iki yıl teknik servis mühendisi olarak görev yaptı. 2000 yılında ilk DMS sınavı sonucuna göre açıktan atamalarla, Atatürk Üniversitesi Tıp Fakültesi Araştırma Hastanelerinde Sağlık Fizikçisi olarak çalışmaya başladı. Yüksek Lisans çalışmalarını 2002 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde tamamladı. Halen, Araştırma Hastaneleri Radyodiagnostik Anabilim Dalı'nda Uzman Fizik Mühendisi olarak görev yapmaktadır. Evli ve bir çocuk babasıdır.