

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

**$69 \leq Z \leq 76$ ATOM NUMARALI ELEMENTLERİN K TABAKASI SOĞURMA-
SICRAMA FAKTÖRLERİNİN TAYİNİ**

Necati KAYA

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde
“Yüksek Lisans (Fizik)”
Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.**

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih: 02.06.2006
Tezin Savunma Tarihi : 26.06.2006**

**Tez Danışmanı : Prof. Dr. Engin TIRAŞOĞLU
Jüri Üyesi : Prof. Dr. Ali İhsan KOBYA
Jüri Üyesi : Prof. Dr. Selami KARSLIOĞLU**

Enstitü Müdürü: Prof. Dr. Emin Zeki BAŞKENT

Trabzon 2006

ÖNSÖZ

Bu çalışma, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans Tezi olarak gerçekleştirildi.

Bu çalışmada, EDXRF tekniğini kullanarak iki farklı yöntemle $69 \leq Z \leq 76$ atom numaralı elementlerin K tabakasına ait soğurma-sıçrama faktörleri deneysel olarak elde edildi.

Deneysel çalışmalar Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Atom ve Molekül Fiziği Araştırma Laboratuvarında yapıldı.

Başta, Yüksek Lisans Tez çalışmalarımnda deneysel ve teorik bilgi yönünden yararlandığım ve Yüksek Lisans öğrenciliğimin her aşamasında bana yol gösteren değerli hocam Sayın Prof. Dr. Engin TIRAŞOĞLU 'na;

Çalışmalarımnda bana her türlü imkânı sağlayan Fizik Bölümü ve Fizik Anabilim Dalı Başkanı Sayın Prof. Dr. Ali İhsan KOBYA'ya;

Gerekli yardımı ve ilgiyi esirgemeyen sayın Doç. Dr. Uğur ÇEVİK'e, Öğr. Gör. Gökhan APAYDIN 'a,

Çalışmalarım esnasında yardımları olan Araş. Gör. Volkan Aylıkçı'ya ve Araş. Gör. Ahmet Çelik'e;

Maddi ve manevi destekleriyle bu günlere gelmemi sağlayan aileme ve özellikle ağabeyim Bahattin KAYA'ya en içten saygı ve teşekkürlerimi sunarım.

Necati KAYA

Trabzon 2006

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖNSÖZ	II
İÇİNDEKİLER	III
ÖZET	V
SUMMARY	VI
ŞEKİLLER DİZİNİ	VII
TABLolar DİZİNİ	IX
SEMBOLLER DİZİNİ	X
1. GENEL BİLGİLER	1
1.1. Giriş	1
1.2. X-Işınları	3
1.2.1. Sürekli X-Işınları	4
1.2.2. Karakteristik X-Işınları	6
1.3. X-Işınlarının Madde ile Etkileşmesi	6
1.3.1. Elektromagnetik Radyasyonun Soğurulması	7
1.3.1.1. Fotoelektrik Olayı	8
1.3.1.2. Çift Oluşumu	13
1.3.2. Elektromagnetik Radyasyonun Saçılması	14
1.3.2.1. İnkoharent Saçılma (Compton Saçılması)	14
1.3.2.2. Koharent Saçılma (Rayleigh Saçılması)	15
1.4. Soğurma Katsayıları	16
1.4.1. Lineer Soğurma Katsayısı	16
1.4.2. Kütle Soğurma Katsayısı	17
1.5. Soğurma Kıyıları	18
1.6. K X-Işını Tesir Kesiti	23
1.7. X-Işını Spektrumlarının İncelenmesi	26
1.7.1. Koherent Pik	26
1.7.2. İnkoharent (Compton) Pikleri	27
1.7.3. Karakteristik X-Işını Pikleri	27

1.7.4. Auger (Öje) Pikleri.....	27
1.7.5. Üst Üste Binme (Pile-Up) Pikleri.....	28
1.7.6. Kaçak (Escape) Pikler.....	28
1.7.7. Satellite Pikleri.....	28
1.8. Radyasyon Dedektörleri.....	29
1.8.1. Orantılı Sayaçlar.....	30
1.8.2. Geiger-Müller Sayacı.....	31
1.8.3. Sintilasyon Dedektörleri.....	32
1.8.4. Yarıiletken Dedektörler.....	33
1.8.4.1. Dedektör Verimi.....	34
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	35
2.1. Sayma Sistemi.....	35
2.1.1. Yüksek Voltaj Kaynağı.....	38
2.1.2. Ön Yükseltici.....	38
2.1.3. Yükseltici.....	38
2.1.4. Analog Digital Dönüştürücü.....	39
2.1.5. Çok Kanallı Analizör.....	39
2.2. Numunelerin hazırlanması.....	40
2.2.1. Kütle Soğurma Katsayılarının Deneysel Ölçümü.....	43
2.2.2. Flüoresans Tesir Kesitlerinin Deneysel Ölçümü.....	44
3. BULGULAR.....	47
3.1. Deneysel Kütle Soğurma Katsayıları Kullanılarak J_K 'nın Hesaplanması.....	47
3.2. Deneysel Flüoresans Tesir Kesitleri Kullanılarak J_K 'nın Hesaplanması.....	57
4. TARTIŞMA VE SONUÇ.....	62
5. ÖNERİLER.....	64
6. KAYNAKLAR.....	65
ÖZGEÇMİŞ.....	68

ÖZET

Bu çalışmada, $69 \leq Z \leq 76$ atom numaralı elementlerin deneysel kütle soğurma katsayılarından ve flüoresans tesir kesitlerinden yararlanılarak K tabakası soğurma-sıçrama faktörleri hesaplandı.

Ölçümlerde uygun geometride, 5,9 keV'de yarı maksimumdaki tam genişliği 150 eV olan Ultra-LEGe dedektör kullanıldı. Numuneler aktivitesi 25 mCi olan Co-57 kaynağı ile uyarıldı.

Deneysel değerler hesaplanmış teorik değerlerle karşılaştırıldı. Bulunan sonuçlarla hesaplanan teorik değerler arasında iyi bir uyum olduğu gözlemlendi.

Yapılan literatür çalışmalarında, mevcut elementler için diğer araştırmacılar tarafından yapılmış deneysel çalışma bulunmadığından, elde edilen deneysel ölçüleri karşılaştırma imkanı olmamıştır. Bu sebeple, mevcut çalışmada sunulan değerler XRF alanında ilk deneysel ölçüleri oluşturmaktadır.

Anahtar Kelimeler: X-Işını Flüoresans, Soğurma-sıçrama faktörü, Kütle Soğurma Katsayısı, Flüoresans Tesir Kesiti, Co-57, Ultra-LEGe

SUMMARY

Determination of K-Shell Absorption Jump-Factors for Elements $69 \leq Z \leq 76$

In this study, K-shell absorption jump-factors for elements $69 \leq Z \leq 76$ have been derived from measured mass attenuation coefficients and fluorescence cross sections.

Measurements have been performed using an annular source (Co-57) and Ultra-LEGe solid state detector with a resolution of 150 eV at 5.9 keV, in fitted geometry.

Experimental results have been compared with theoretically calculated values. Good agreement was observed among the experimental and theoretical values.

We couldn't compare with obtained results because there isn't any study by other researchers in our literature scanning. So, experimental values in present study constitute first experimental data in XRF studies.

Key Words: X-Ray Fluorescence, Absorption-Jump Factor, Mass Attenuation Coefficients, Fluorescence Cross Section, Co-57, Ultra-LEGe

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No:

Şekil 1.	Soğurucu ortamın atomlarıyla X-ışınlarının etkileşimi sonucu ortaya çıkan olaylar.	7
Şekil 2.	(1) Compton saçılması, (2) Etkileşmeye uğramadan geçen foton, (3) Ardı ardına gerçekleşen Compton saçılması ve fotoelektrik olayı, (4) Çift oluşumu, (5) Fotoelektrik olayıyla fotoelektron oluşumu (Debertin and Helmer, 1988).....	8
Şekil 3.	Fotoelektrik olayı	9
Şekil 4.	X-ışını spektrumu üreten elektron geçişleri (Apaydın, 2002).....	11
Şekil 5.	K, L ve M flüoresans verimleri (Bertin, 1975).	13
Şekil 6.	Çift oluşumu.....	14
Şekil 7.	Compton saçılması	15
Şekil 8.	Kalınlığı dt olan bir maddede X-ışının soğrulması	16
Şekil 9.	Kütle soğurma katsayısının dalga boyuna göre değişimi(Williams, 1987).....	19
Şekil 10.	Herhangi bir dalga boyu için kütle soğurma katsayıları, daha uzun dalga boylarının tüm soğurma kıyılarındaki fotoelektrik işlemlerin bileşenlerinin toplamıdır (Williams, 1987).....	21
Şekil 11.	İdeal bir X-ışını spektrumu.....	26
Şekil 12.	Cd-109 radyoaktif kaynağından elde edilen Ag'nin K spektrumunun üç tip X-ışını detektörlerindeki ayırma kapasiteleri (Ertuğrul, 1999).....	30
Şekil 13.	Orantılı ve Geiger sayaçlarının genel şematik gösterimi	30
Şekil 14.	Sintilasyon dedektörlerin şematik gösterimi	32
Şekil 15.	Yarı iletken dedektörlerin şematik gösterimi	33
Şekil 16.	Dedektör ve bölümleri.....	37
Şekil 17.	Sayma sisteminin blok diyagramı	37
Şekil 18.	(a) Numuneleri öğütmek için kullanılan havan, (b) Küçük parçacık büyüklüğü elde etmek için kullanılan elekler.....	40
Şekil 19.	(a) 1,3cm çapında olan palet (b) Baskı aleti	41
Şekil 20.	(a) Yapılan tabletler, (b) 10^{-4} gr hassasiyetli terazi.....	41
Şekil 21.	Deneyde kullanılan ikincil uyarıcı ve transmisyon geometrisi.....	43
Şekil 22.	Deneyde kullanılan transmisyon geometrisi.....	45
Şekil 23.	Deneyde kullanılan uyarma geometrisi.....	46

Şekil 24. Tm için; ikincil uyarıcı Yb'den alınan soğuruculu ve soğurucusuz karakteristik pikler.....	49
Şekil 25. Tm'nin K soğurma kıyısı yakınında kütle soğurma katsayıları.....	49
Şekil 26. Yb için; ikincil uyarıcı Os'dan alınan soğuruculu ve soğurucusuz karakteristik pikler.....	50
Şekil 27. Yb'nin K soğurma kıyısı yakınında kütle soğurma katsayıları	50
Şekil 28. Lu için; ikincil uyarıcı Ir'den alınan soğuruculu ve soğurucusuz karakteristik pikler.....	51
Şekil 29. Lu'nin K soğurma kıyısı yakınında kütle soğurma katsayıları.....	51
Şekil 18. Hf için; ikincil uyarıcı Ta'dan alınan soğuruculu ve soğurucusuz karakteristik pikler.....	52
Şekil 31. Hf'un K soğurma kıyısı yakınında kütle soğurma katsayıları	52
Şekil 32. Ta için; ikincil uyarıcı W'dan alınan soğuruculu ve soğurucusuz karakteristik pikler.....	53
Şekil 33. Ta'nın K soğurma kıyısı yakınında kütle soğurma katsayıları.....	53
Şekil 34. W için; ikincil uyarıcı Re'dan alınan soğuruculu ve soğurucusuz karakteristik pikler.....	54
Şekil 35. W'nin K soğurma kıyısı yakınında kütle soğurma katsayıları	54
Şekil 36. Re için; ikincil uyarıcı Os'dan alınan soğuruculu ve soğurucusuz karakteristik pikler.....	55
Şekil 37. Re'un K soğurma kıyısı yakınında kütle soğurma katsayıları.....	55
Şekil 38. Os için; ikincil uyarıcı Ir'den alınan soğuruculu ve soğurucusuz karakteristik pikler.....	56
Şekil 39. Os'un K soğurma kıyısı yakınında kütle soğurma katsayıları.....	56
Şekil 40. Os için; Co-57 kaynağının soğurucu ve soğurucusuz spektrumu	57
Şekil 41. Tm elementinin karakteristik X-ışını spektrumu	58
Şekil 42. Soğurma sıçrama faktörünün atom numarasına göre değişimi.....	61

TABLolar DİZİNİ

Sayfa No:

Tablo 1. Siegbahn gösterimleri	10
Tablo 2. Çalışmada kullanılan numuneler ve numunelerin özellikleri	42
Tablo 3. Elementlerin K soğurma kıyısı, kullanılan ikincil uyarıcılar ve karakteristik X-ışını enerjileri	44
Tablo 4. $69 \leq Z \leq 76$ elementler için Co-57 uyarıcı kaynağı enerjisinde σ_t , $\sigma_{K\alpha}$, $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$, σ_{ts} ve ω_K değerleri	59
Tablo 5. Sıçrama-faktörü değerlerinin deneysel ve teorik karşılaştırılması.....	60

SEMBOLLER DİZİNİ

c	: Işıık hızı
e	: Elektronun yükü
E	: Enerji
E_e	: Elektronun kinetik enerjisi
E_K	: Kinetik enerji
$F_{K\alpha}$: K_α X-ışını grubu kısmi emisyon hızı
$F_{K\beta}$: K_β X-ışını grubu kısmi emisyon hızı
G	: Geometrik faktör
h	: Plank sabiti
I	: Radyasyon şiddeti
J_K	: K tabakasına ait soğurma sıçrama faktörü
m	: Kütle
M	: Atomik kütle
N	: Avagadro sayısı
P	: Sürekli ışımaya ihtimali
r_K	: K tabakasına ait soğurma-sıçrama oranı
t	: Birim yüzeydeki numune kalınlığı
Z	: Atom numarası
β	: Soğurma düzeltme faktörü
$\epsilon_{K\alpha}$: K_α X-ışını enerjisinde dedektör verimi
$\epsilon_{K\beta}$: K_β X-ışını enerjisinde dedektör verimi
Φ	: Bağlanma enerjisi
Φ_K	: K tabakası bağlanma enerjisi
κ	: Sabit
λ	: Dalga boyu
μ	: Lineer soğurma katsayısı
μ/ρ	: Kütle soğurma katsayısı
ν	: Frekans

- q : Elektrik yükü
 σ : Perdeleme sabiti
 $\sigma_{K\alpha}$: K tabakası fotoionizasyon tesir kesiti
 $\sigma_{\tau s}$: toplam atomik saçılma tesir kesiti
 σ_{τ} : Toplam atomik soğurma tesir kesiti
 v : Hız
 w_K : K tabakasına ait flouresans verim

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

X-ışını spektroskopisi (XRS) çalışmalarında kullanılan teknikler, genellikle X-ışınlarının soğurulması, saçılması ya da yayımlanması esasına dayanmaktadır. Monokromatik bir radyasyon demeti, bir maddeden geçirildiğinde, şiddetinde bir azalma gözlenir. Madde içerisine giren radyasyon, madde atomları ile çeşitli etkileşimler yaparak enerjisini kısmen ya da tamamen kaybeder. Hedef materyal ister bileşik ister element formunda olsun radyasyon tipi ve enerjisi için kütle soğurma katsayıları, flüoresans tesir kesitleri ve bu parametrelerden elde edilen soğurma-sıçrama faktörü (jump-factor) ayırt edici bir özelliktir. Kütle soğurma katsayıları, flüoresans tesir kesitleri ve soğurma-sıçrama faktörü deneysel olarak ölçülebilen bir nicelik olduğundan mikroskobik fizik alanında birçok olayın hesaplanmasında ve birçok alandaki bazı değişimlerin incelenmesinde büyük öneme sahiptir. Belirtilen özelliklerin bilinmesi bilimsel araştırmalarda, endüstriyel radyografide, tıbbi fizikte enerji taşıma ve depolamada, radyasyon katsayılarının hesaplanmasında ve diğer alandaki bazı değişimlerin incelenmesine imkân sağlar. Ayrıca, elementlerin özelliklerinin deneysel olarak bulunması, atomların yapısı, yaş tayini, tahribatsız miktar analizleri ve ilaç sanayi ve bilgisayar tomografi gibi bir çok uygulama alanlarında kullanılır.

Bu çalışmanın amacı, iki farklı deneysel yöntemle bazı elementlerin kütle soğurma katsayıları ve flüoresans tesir kesitleri hesabı yardımıyla soğurma-sıçrama faktörü ölçülmesi esasına dayanmaktadır. Bu çalışma, verilecek literatür taraması ve özetinden de anlaşılacağı üzere çalışılan elementlerin soğurma-sıçrama faktörü iki yöntem içinde ilk defa ölçülmüş verileri oluşturmasıyla orijinal bir nitelik taşımaktadır.

Elementlerin X-ışını kütle soğurma katsayılarının teorik değerleri ile deneysel olarak ölçülen değerlerin uyumluluğunun test edilmesi gerekir (Saloman vd., 1988). Gerward (1993) özellikle bu konuda eksikliği işaret etmiştir. Manninen vd. (1988), Mason'un (1978) bir çalışmasından esinlenerek, çizgi şekillerini belirlemek için geniş bir çizginin daraltılması metodunda inkoherent olarak saçılmış tek enerjili çizginin geniş bir enerji dağılımı ortaya koymasının avantajını göz önüne alarak soğurma-sıçrama oranını ölçmek için basit ve güvenilir bir metot geliştirdi. Ouspeh vd. (1982) tarafından da tavsiye edilen

soğurma kıyısının her iki kenarındaki çizgileri temel alarak radyoaktif bir kaynak vasıtasıyla soğurma-sıçrama oranı ölçmek uygun bir metottur. Bazı araştırmacılar çeşitli elementlere ait, kütle soğurma katsayılarını (Kerur vd., 1993), fotoelektrik tesir kesitlerini (Erzeneoğlu vd., 1995) farklı enerjiler için deneysel olarak ölmüşlerdir. Bu farklılıkları araştırmak için, yeni geliştirilmiş yüksek ayırma gücüne ve sayma verimine sahip olan dedektörler ile belirtilen parametrelerin yeniden ölçülmesi gerekmektedir. Düşük enerjiler için, kolime edilmiş X-ışını tüpleri ve siklotron kaynakları oldukça yaygın kullanılmaktadır (Parthasaradhi vd., 1988). Bununla beraber, yüksek enerjilerde genellikle radyoaktif kaynaklar kullanılmaktadır (Canada vd., 1977; Ouspeh vd., 1982). Bu kaynakların sınırlı olmasına rağmen, diğer bazı metotlar atom numarası büyük olan elementler için sıçrama faktörlerinin ölçülmesine imkân vermektedir (Poehn vd., 1985; Ayala vd., 1996). Bazı araştırmacılar, kimyasal etkileri dikkate alarak çeşitli elementlere ve onların bileşiklerine ait kütle soğurma katsayılarını (Kerur vd., 1991; Kerur vd., 1994), fotoelektrik tesir kesitlerini (Chandra vd., 1989; Büyükkasap, 1998) deneysel ölçmüşlerdir. Yapılan bu ölçümlerde numuneyi uyarmak için X-ışını tüpü, farklı enerjili radyoizotop kaynaklar ve ikincil uyarıcılar kullanılmış ve elde edilen değerler çizelgeler halinde verilmiştir (Hubbel vd. 1994; Saloman vd. 1988). Bazı araştırmacılar da μ/ρ 'nun hesaplanmasında önemli parametrelerden biri olan fotoelektrik tesir kesitlerini farklı enerjiler için teorik olarak hesaplamış ve çizelgeler halinde vermiştir (Storm vd., 1970; Hubbel vd., 1995). Angelone vd. (2001), karbon ve kurşun arasındaki seçilen 22 farklı saf element için 13–50 keV enerji aralığında kütle soğurma katsayılarını deneysel ve teorik olarak hesaplamışlardır. Roy vd. (1997), ağır elementlerin soğurma kıyılarına yakın olan 43 ve 59,5 keV foton enerjilerinde atom numarası $40 \leq Z \leq 52$ arası seçilen Nb, Mo, Ag, In, Sn ve Te saf elementleri için öncelikle toplam kütle soğurma katsayılarını, toplam ve fotoelektrik tesir kesitlerini farklı bir metotla ölçmüşlerdir. Karabulut vd. (1999), $58 \leq Z \leq 68$ arasındaki elementlerin toplam atomik soğurma, toplam fotoelektrik soğurma ve toplam atomik saçılma tesir kesitlerini ve $26 \leq Z \leq 42$ arasındaki elementlerin 59,5 keV'de K_{α} ve K_{β} X-ışını flüoresans tesir kesitlerini deneysel olarak hesaplamışlardır. Govil vd. (2000) $26 \leq Z \leq 42$ arasındaki elementler için X-ışını üretim tesir kesitini 20, 22 ve 25 MeV'lik proton uyarıcıları için ölçmüşlerdir. Zachary H. Levine ve Stevan Granthom (2001) Tungsten (W) K soğurma kıyısında kütle soğurma katsayılarını deneysel olarak hesaplamışlardır. Söğüt vd. (2003) Br, I ve bileşikleri için K_{β}/K_{α} X-ışını şiddet oranlarını hesapladı. Budak vd. (2003) $41 \leq Z \leq 68$ arasındaki bazı elementlerin ve yine Budak vd. (2004) farklı bir yöntemle Gd, Dy, Ho ve

Er elementlerinin K X-ışınının soğurma sıçrama faktörlerini, Polat vd. (2005) Ag, Cs, Ba ve La elementlerinin K tabakasına ait soğurma sıçrama-faktörlerini deneysel olarak hesaplamışlardır.

Çalışmamızın birinci kısmında; deneysel kütle soğurma katsayıları kullanılarak soğurma-sıçrama faktörleri deneysel olarak hesaplandı. Bu kısımda, elementlerin K soğurma kıyılarına karşılık gelen ikincil uyarıcı kaynakların X-ışını enerjileri kullanılarak soğurma geometrisinde, yaklaşık 5 keV enerji aralığında kütle soğurma katsayıları belirlendi. Bu verilerden yararlanılarak K soğurma kıyısındaki soğurma-sıçrama faktörleri deneysel olarak hesaplandı.

Çalışmamızın ikinci kısmında ise; deneysel flüoresans tesir kesitleri hesabından yararlanarak soğurma-sıçrama faktörleri deneysel olarak belirlendi. Bu kısımda iki farklı geometride ölçümler yapıldı. Toplam atomik soğurma tesir kesitini (σ_t) bulabilmek için soğurma geometrisinde, K_{α} fotoiyonizasyon tesir kesiti ve $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranlarını bulabilmek için uyarma geometrisinde ölçümler yapıldı. Ölçülen bu değerler yardımıyla K tabakasına ait soğurma-sıçrama faktörü deneysel olarak hesaplandı.

Çalışmalarımızda uyarıcı kaynak olarak Co-57 halka kaynağından yayımlanan γ -ışınları primer demet olarak kullanıldı. İki farklı yöntemle elde edilen deneysel değerler ve hesaplanan teorik değerler karşılaştırıldı.

1.2. X-Işınları

X-ışınları Wilhelm Conrad Röntgen tarafından 1895'te keşfedildi. Röntgen, siyah bir kâğıtla tamamen kaplı bir boşalma tüpü yakınında bulunan bazı baryum-platinocyanide kristallerinin, boşalma vuku bulunduğu zaman ışıdığıı gördü.

Işıkla benzerlik göstermesinden dolayı (ışık gibi doğru boyunca yayılması ve fotoğraf filminde aynı etkiyi göstermesi) Röntgen ve çağdaşları, sınırlı imkânlarla X-ışınları ile polarizasyon, yansıma, kırılma ve kırınım deneyleri yapmaya başladılar. Fakat bu özelliklerden hiçbirisini kanıtlayamadılar. 1897'de Thompson, katot ışınlarının anotta durdurulmasıyla meydana gelen ışınların elektronlar olduğunu söyledi. X-ışınları dalga boyları $\sim 10^{-5}$ Å ile ~ 100 Å arasında olan elektromagnetik radyasyon olarak tanımlanabilir.

1906'da Barkla yaptığı saçılma deneylerinde X-ışınlarının polarize olduğunu gösteren kanıtlar buldu ve bu ışınların dalga olması gerektiğini söyledi. Ancak Bragg'ın

iyonizasyon için yapmış olduğu çalışmalar bunların parçacık nitelikli olduğunu da gösterdi. Esas itibariyle X-ışınlarının dalga doğası Laue, Friedrich ve Knipping tarafından tespit edildi. Bunlar X-ışınlarının bir bakır-sülfat-pentahidrat kristalinde kırınımına uğradığını gösterdiler. Baba oğul Bragg'lar X-ışınlarının yansıma kanunlarını buldular. 1908'de Barkla ve Sadler saçılma deneyleri ile bir hedef maddesinin karakteristiklerini ihtiva eden X-ışınlarının varlığını tespit ettiler ve bunlara K ve L radyasyonları dediler. Öyle ki bu radyasyonlar, 1913'te Bragg'ın kırınım deneyleri ile bulduğu kesin dalga boylarına sahiplerdi. Bu deneyler, sürekli bir spektrum üzerine binmiş bir çizgi spektrumunun varlığını açıkça gösteriyordu. Moseley, çizgilerin dalga boylarının hedef maddenin karakteristikleri olduğunu ve atom numarası bakımından aynı zincire bağlı olduklarını gösterdi. Böylece ilk defa atom numaralarının anlamı tayin edilmiş oldu. Karakteristik K soğurması ilk defa De Broglie tarafından gözlemlendi. Bragg ve Siegbahn tarafından açıklandı. X-ışını spektrumlarının teorisi Sommerfield ve arkadaşları tarafından çalışıldı. 1932 başlarında Coster ve diğer araştırmacılar X-ışını floresans spektroskopisinin özelliklerini ayrıntılı bir şekilde araştırdılar (Markowicz, 1993).

1.2.1. Sürekli X-Işınları

Sürekli X-ışınları, yüksek enerjili parçacıkların (elektronlar, protonlar, alfa parçacıkları gibi) ağır çekirdeklerin Coulomb alanından geçerken enerji kaybetmeleri sonucu oluşur. Bu etkileşimde parçacığın ışıdığı enerji, Sürekli spektrum veya Bremsstrahlung spektrumu olarak adlandırılır. Sürekli X-ışını spektrumları geniş bir frekans aralığına sahiptir. Bu nedenle sürekli X-ışınlarına beyaz X-ışınları da denir(Markowicz, 1993).

Bu iş için genellikle iki metal elektrot ve bir elektron kaynağı içeren X-ışını tüpü kullanılır. Elektronlar, on binlerce voltluk gerilim uygulanan elektrotlar arasında yüksek bir hızla anoda çarpar. X-ışınları etkileşme noktasında üretilir ve tüm yönlerde yayılır. Çarpışma noktasında elektronların sahip olduğu kinetik enerji;

$$E_K = eV = \frac{1}{2}mv^2 \quad (1)$$

ile ifade edilir. Burada m elektronun kütlesi, V tüpe uygulanan gerilim, e elektronun yükü ve v ise elektronun hızıdır. Bu hız, 30000 voltluk potansiyelde ışık hızının yaklaşık üçte biridir. Anoda çarpan elektronların kinetik enerjisinin çoğu ısıya dönüşürken, yaklaşık yüzde birlik kısmı X-ışınlarına dönüşür. Oluşan X-ışınları incelendiğinde, farklı dalga boylarından oluşan bir karışıma sahip olduğu ve dalga boyuyla şiddetin değişiminin potansiyele bağlı olduğu bulunur (Cullity ve Stock, 2001).

Bir X-ışını tüpünde elektronlarla oluşturulan sürekli X-ışını spektrumu, uyarıcı elektronların maksimum enerjilerine karşılık gelen, λ_{\min} kısa dalga boyu limitiyle karakterize edilir.

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eV_0} \quad (2)$$

Burada h Planck sabiti ($6,62 \cdot 10^{-34}$ j.s), c ($3 \cdot 10^8$ m/s) ışık hızıdır. Bu ifade Duane Hunt kanunu olarak bilinir. Sürekli ışınım ihtimali ise,

$$P \propto \frac{q^2 Z^2 E_K}{M_0} \quad (3)$$

ile orantılıdır. Burada q parçacığın yükü, Z hedef maddenin atom numarası, E_K parçacığın kinetik enerjisi ve M_0 ise parçacığın durgun kütesidir. Protonlar ve ağır parçacıklar elektron kütesine göre daha büyük kütleyle sahip olduklarından nispeten daha az ışınım yaparlar.

Bir X-ışını tüpünde elektronlar tarafından oluşturulan sürekli X-ışını spektrumu şu özelliklere sahiptir;

- Kısa dalga boyu limiti (λ_{\min}) altında radyasyon gözlenmez.
- Toplam şiddet, tüp voltajı ve hedef maddenin atom numarası ile orantılıdır (Markowicz, 1993).

1.2.2. Karakteristik X-Işınları

Sürekli radyasyonun meydana gelmesini sağlayan elektron etkileşmelerine ilave olarak karakteristik radyasyonun meydana gelmesine yol açan elektron etkileşmeleri de vardır. Karakteristik X-ışınları, atomun yörüngeleri veya enerji seviyeleri arasındaki elektron geçişleri sonucu meydana gelir. Eğer yüksek enerjili bir parçacık (elektron, foton vs.) hedef maddesinin bağlı elektronlarından birine çarparsa ve parçacığın kinetik enerjisi elektronun bağlanma enerjisinden büyükse bu elektronun atomdan sökülmesi mümkün olacaktır. Sökülen elektron, atomu $E-\Phi$ kinetik enerjisi ile terk eder. Burada E gelen parçacığın enerjisi, Φ ise elektronun bağlanma enerjisidir. Bu olay sonucunda atom, kararsız bir durumda veya uyarılmış bir durumda kalır. Uyarılmış durumdaki atom, elektron geçişleriyle kararlı hale geçer. Bu geçişlerde ilk ve son durum arasındaki enerji farkına eşit enerjili X-ışını fotonları yayınlanır. Yayınlanan tüm X-ışını fotonlarının enerjileri elektronik seviyeler arasındaki enerji farkı ile orantılı olduğundan verilen bir elementten elde edilen çizgiler o elementi karakterize ederler.

Karakteristik X-ışını çizgileri W.H. Bragg tarafından keşfedildi ve H.G. Moseley tarafından sistematik hale getirildi. Moseley yasasına göre yayınlanan karakteristik X-ışınının frekansının kareköküyle atom numarası arasında lineer bir ilişki vardır. Buna göre,

$$\sqrt{\nu} = \kappa(Z - \sigma) \quad (4)$$

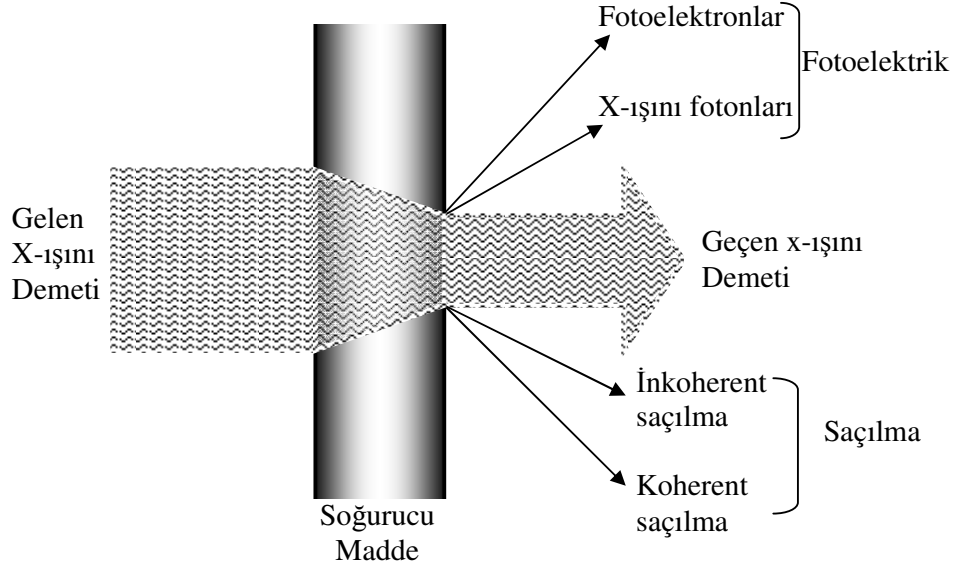
şeklinde olur. Burada κ her bir spektral seri için farklı değerler alan bir sabittir, σ perdeleme sabitidir (Markowicz, 1993).

1.3. X-Işınlarının Madde ile Etkileşmesi

Bir X-ışını demeti maddeyi geçerken, X-ışını fotonları ile ortamın atomları arasındaki etkileşmelerin sonucu olarak demetin şiddetinde bir azalma olur. Bu tür soğurma etkileri X-ışını Flüoresans (XRF) analizlerinde büyük öneme sahiptir. Soğurulma miktarı numune kompozisyonuna bağlıdır ve genellikle numunelere ve standartlara göre farklılık gösterir. Bu nedenle soğurma olayını iyi anlamak ve soğurma etkilerini düzeltmek gerekir.

X ışınları madde ile etkileştiğinde;

- 1) Fotoelektron yayınlanması (ya da auger elektronları)
 - 2) Soğurucu atomların karakteristik X-ışınlarının yayınlanması (ikincil flöresans)
- şeklinde fotoelektrik olarak soğurulabilirler. Ya da
- 3) Atomlar tarafından; Koherent ve İnkoherent saçılma olarak saçılabilirler (Williams, 1987).



Şekil 1. Soğurucu ortamın atomlarıyla X-ışınlarının etkileşimi sonucu ortaya çıkan olaylar.

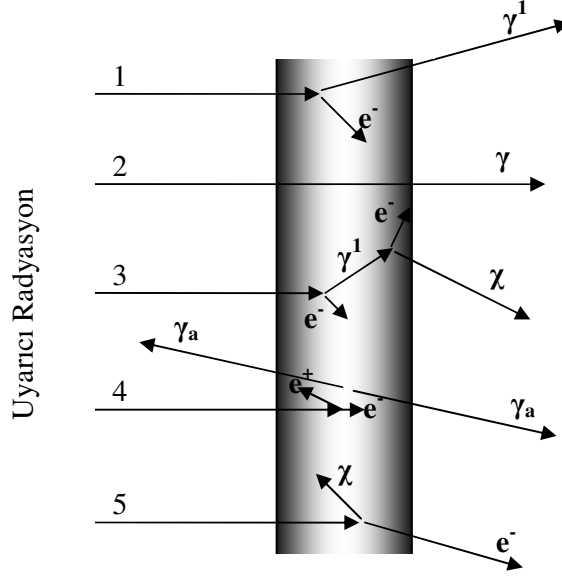
Genel olarak, X-ışınlarının madde ile etkileşmesini soğurma ve saçılma olarak iki grupta toplayabiliriz.

1.3.1. Elektromagnetik Radyasyonun Soğurulması

X-ışınları, yörüngedeki elektronların fotonlarla olan karşılıklı tesiri ve bu tesirin sürekliliği ile meydana gelir. Bu nedenle numuneyi oluşturan atomların yörüngedeki elektronlarının sayısına bağlıdır. Aynı zamanda, X-ışını demeti her bir karşılıklı etkileşiminde bir miktar enerji kaybeder. Eğer numune yeterince kalın ise ışın demetini hemen soğurur. Bu sebepten dolayı kurşun X-ışınlarına karşı koruyucu zırh olarak kullanılır.

Madde içerisine giren X-ışını fotonları, madde atomunun bağlı elektronları, serbest elektronları ve çekirdeği ile etkileşirler. Elektromagnetik radyasyonun soğurulması çeşitli

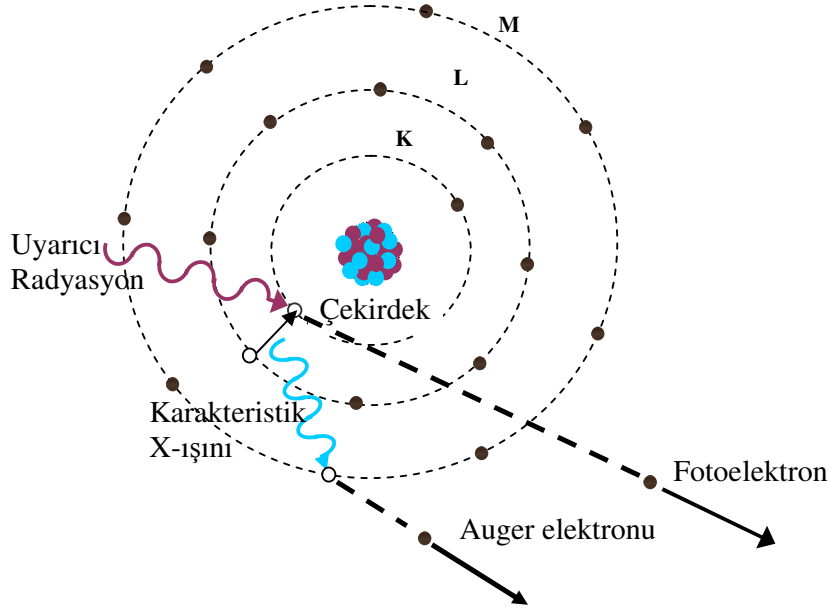
olaylar sonucu gözlenmekle beraber bu olayların en baskın olanları fotoelektrik olayı, saçılma (Compton, Koherent) olayı ve çift oluşumdur. Bu olayların meydana gelme ihtimaliyeti foton enerjisi ile değişmektedir. Fotoelektrik olayı 0,001 MeV ile 0,5 MeV foton enerjisi arasında daha etkindir. Çift oluşum olayı ise 1,02 MeV' den başlar ve artan foton enerjisi ile artar (Bertin, 1975).



Şekil 2. (1) Compton saçılması, (2) Etkileşmeye uğramadan geçen foton, (3) Ardı ardına gerçekleşen Compton saçılması ve fotoelektrik olayı, (4) Çift oluşumu, (5) Fotoelektrik olayıyla fotoelektron oluşumu (Debertin and Helmer, 1988).

1.3.1.1. Fotoelektrik Olayı

Enerjisi atoma bağlı bir elektronun enerjisinden büyük olan bir foton, bağlı elektronla etkileşirse, elektron fotonun toplam enerjisini soğurarak serbest hale geçebilir. Serbest hale geçen elektrona fotoelektron ve bu olaya fotoelektrik olayı denir. K elektronlarından birinin sökülmesiyle sonuçlanan bir fotoelektrik olay Şekil 3'de şema tarzında gösterilmiştir.



Şekil 3. Fotoelektrik olayı

Bu kabuktan sökülen elektronun kinetik enerjisi;

$$E_e = h\nu - \Phi_K \quad (5)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $h\nu$ gelen fotonun enerjisi, Φ_K elektronun K tabakasına bağlanma enerjisidir. Bu şekilde K tabakasında oluşturulan boşluk, atomun kararsız bir halini gösterir.

Sonuçta daha düşük bağlanma enerjili bir tabakadan bir elektron boşluğu doldurmak üzere K tabakasına geçer. Bu işlem sonucu iki tabakanın bağlanma enerjileri arasındaki fark kadar enerjiye sahip bir foton yayınlanır. Atomdan yayınlanan bu foton karakteristik X-ışını olarak adlandırılır.

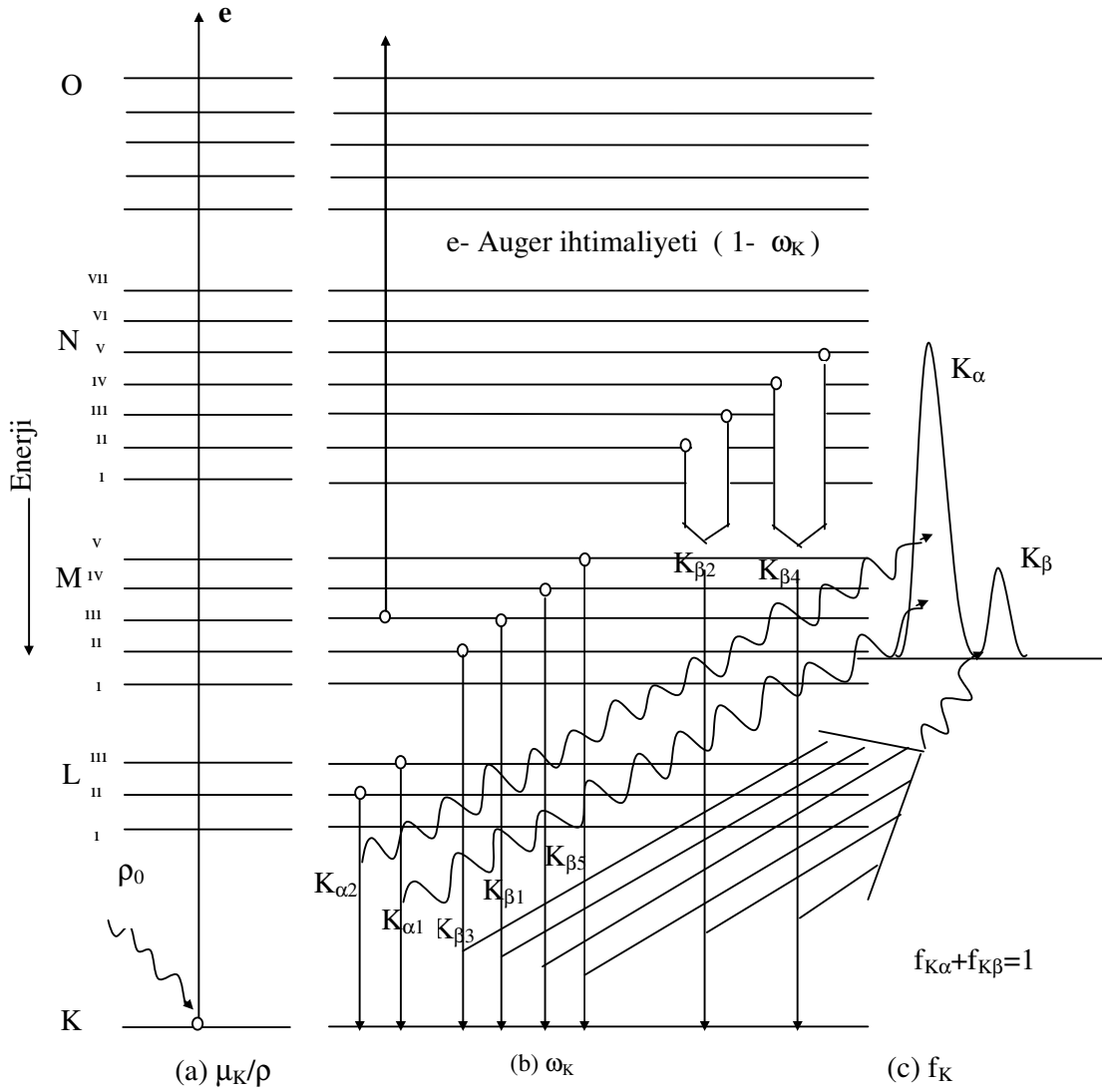
X-ışınları, gözle görülebilir ışıktan daha yüksek enerjili elektromagnetik radyasyonlardır. Bunlar atomun iç kabuklarındaki etkileşmelerden dolayı meydana gelmektedir. Eğer hedefi bombardıman eden elektron, foton veya parçacıklardan birisi en az atomdaki elektronun bağlanma enerjisi kadar kinetik enerjiye sahipse çekirdeğe yakın yörüngedeki bir elektronu atomun diğer tabakalarından birine veya dışarı atabilir. Bunun anlamı atom uyarılmış yani daha yüksek enerjili bir duruma geçmiştir. Daha dış yörüngedeki elektronlardan biri hemen alt kabuktaki bu boşluğu doldurur ve bu işlem

neticesinde foton yayınlanır. Böylece atom yeniden minimum enerjili haline (temel hale) dönmüş olur. Bu yayınlanan fotonun enerjisi iki hal arasındaki enerji farkına eşittir. Karakteristik olmasının sebebi her elementin K, L, M, ... tabakaları arasındaki enerji seviyelerinin farkı, yani sadece o element atomlarına has olmasıdır.

Bir atomun K kabuğunda meydana getirilen boşluk L kabuğundaki elektron tarafından doldurulmuşsa yayınlaman karakteristik X-ışınına K_{α} X-ışını, şayet geçiş M veya N kabuğundan olmuşsa yayınlanan karakteristik X-ışınına K_{β} X-ışını adı verilir. Kabuklardaki elektronların enerji seviyeleri arasındaki küçük farklardan dolayı K_{α} X-ışınları, $K_{\alpha 1}$ ve $K_{\alpha 2}$ X-ışınları olarak iki gruba ayrılabilir. K kabuğunda olduğu gibi L kabuğunda meydana gelen elektron boşluğunun M ve N kabuklarındaki elektronlarla doldurulması sırasında L_{α} , L_{β} ve L_{γ} X-ışınları yayınlanır. X-ışınlarının adlandırılması ve geçişlerle ilgili Siegbahn gösterimleri Tablo 1 ve Şekil 4 'de verilmektedir.

Tablo 1. Siegbahn gösterimleri (Apaydın, 2002)

Siegbahn gösterimi	Tabakalar Arası geçiş	Siegbahn gösterimleri	Tabakalar Arası geçiş	Siegbahn gösterimi	Tabakalar Arası Geçiş
$K\alpha_2$	K-L _{II}	$L\gamma_4'$	L _I -O _{II}	$L\beta_6$	L _{III} -N _I
$K\alpha_1$	K-L _{III}	$L\gamma_4$	L _I -O _{III}	$L\beta_{15}$	L _{III} -N _{IV}
$K\beta_3$	K-M _{II}	$L\gamma_{13}$	L _I -P _{II,III}	$L\beta_2$	L _{III} -N _V
$K\beta_1$	K-M _{III}	$L\eta$	L _{II} -M _I	$L\beta_7$	L _{III} -O _I
$K\beta_5$	K-M _{IV,V}	$L\beta_1$	L _{II} -M _{IV}	$L\beta_5$	L _{III} -O _{IV,V}
$K\beta_2$	K-N _{II,III}	$L\gamma_5$	L _{II} -N _I		
$K\beta_5$	K-N _{III}	$L\gamma_1$	L _{II} -N _{IV}		
$K\beta_4$	K-N _{IV,V}	$L\gamma_8$	L _{II} -O _I		
$L\beta_4$	L _I -M _{II}	$L\gamma_6$	L _{II} -O _{IV}		
$L\beta_3$	L _I -M _{III}	$L\iota$	L _{III} -M _I		
$L\gamma_2$	L _I -N _{II}	$L\alpha_2$	L _{III} -M _{IV}		
$L\gamma_3$	L _I -N _{III}	$L\alpha_1$	L _{III} -M _V		



Şekil 4. X-ışını spektrumu üreten elektron geçişleri (Apaydın, 2002)

Bu geçişler $\Delta n \neq 0$, $\Delta l = \pm 1$ ve $\Delta j = 0, \pm 1$ kuralına göre gerçekleşir.

Oluşan karakteristik X-ışını fotonu her zaman atomu terk etmez. Bu foton atomun dış tabakalarındaki elektronların birisi tarafından soğurulabilir. Bu olaya Auger (öje) olayı, sökülen elektrona da auger elektronu denir.

Her hangi bir tabakada oluşturulan bir boşluğun, karakteristik X-ışını yayınlanarak doldurulması ihtimaline o tabakaya ait flüoresans verim, auger elektronu yayınlanarak doldurulması ihtimaline de o tabakaya ait auger verimi denir. Floresans verim artan atom numarasıyla artarken auger verimi azalır.

Auger olayından dolayı, verilen serideki çizgiler, ilgili yörüngede meydana getirilen boşluk sayısından daha şiddetli değildir. K flüoresans verim veya K karakteristik foton verimi ω_k , K serisinde birim zamanda yayınlanan bütün çizgilere ait foton sayısının, aynı zamanda K kabuğunda meydana gelen boşluk sayısına oranıdır.

O halde,

$$\omega_k = \frac{\sum(n_k)_i}{N_k} = \frac{n_{k\alpha1} + n_{k\alpha2} + n_{k\beta1} + \dots}{N_k} \quad (6)$$

N_k : K kabuğunda oluşturulan boşluk sayısı,

$(n_k)_i$: Yayınlanan toplam karakteristik K X-ışınlarının sayısıdır.

ω_L ve ω_M benzer şekilde tanımlanır. Auger verimi veya auger elektron verimi, auger elektronu sayısının aynı zamanda meydana gelen boşluk sayısına oranı olup $1 - \omega$ 'ya eşittir. Bu iki olayın meydana gelme ihtimalleri toplamı 1'e eşittir. Auger olayı olmasaydı daima $\omega_k = 1$ olurdu. Floresans verimi yaklaşık olarak

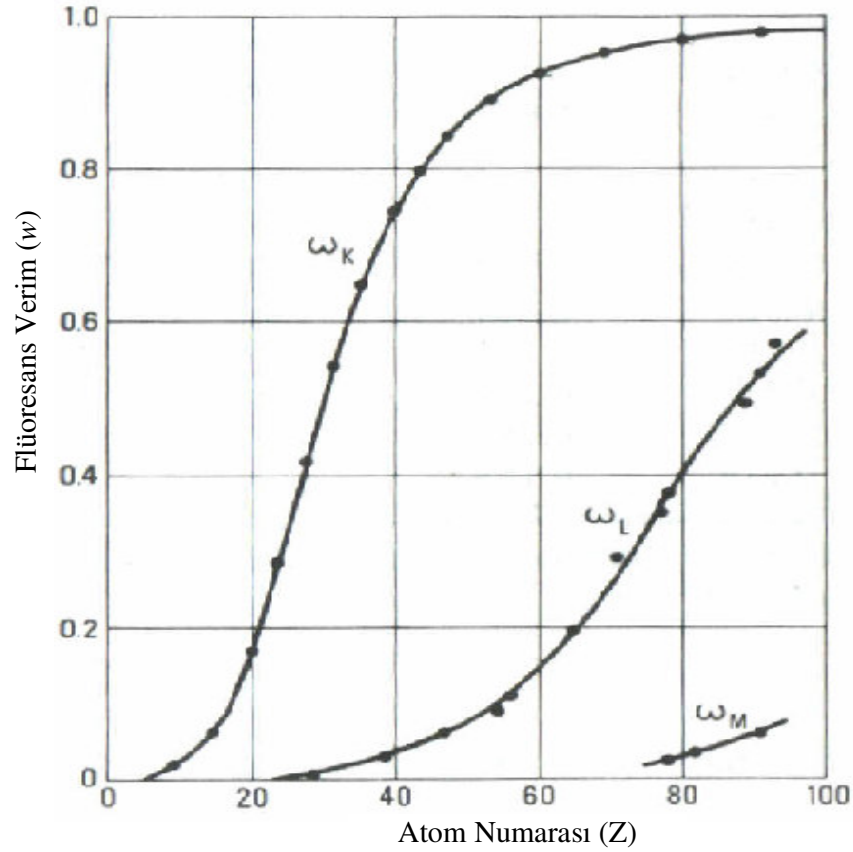
$$\omega = \frac{Z^4}{(A + Z^4)} \quad (7)$$

ile verilmektedir. Burada Z atom numarası, A ise K ve L X-ışınları için karşılıklı olarak yaklaşık 10^6 ve 10^8 değerlerinde sabittir. Daha uygun bir ifade,

$$\left(\frac{\omega}{1 - \omega}\right)^{1/4} = A + BZ + CZ^3 \quad (8)$$

şeklindedir. Burada A, B ve C flüoresans serilerden her biri için farklı değerleri bulunabilen sabitlerdir (Bertin, 1975).

K, L ve M kabuklarına ait flüoresans verimlerin atom numarasına göre değişimi Şekil 5'de verilmektedir.



Şekil 5. K, L ve M flüoresans verimleri (Bertin, 1975).

1.3.1.2. Çift Oluşumu

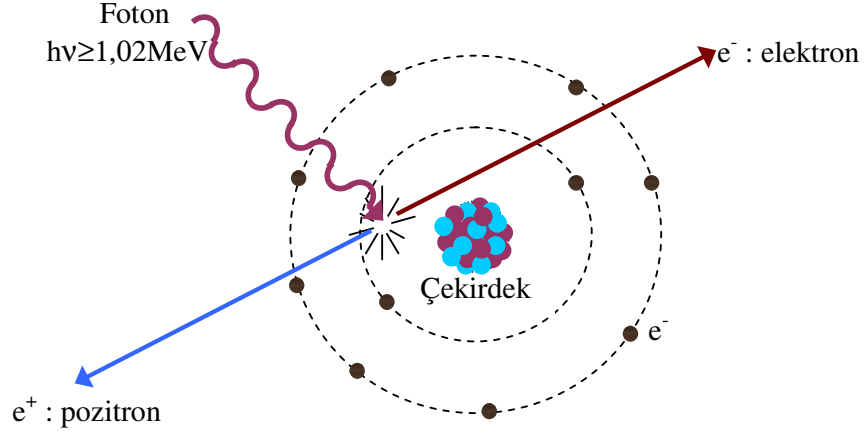
Rölativistik enerjinin bir şekilden başka bir şekle dönüşmesinin en ilginç şekli çift oluşumdur. Çift oluşumu, bir fotonun bir elektronla (e^-) bir pozitrona (e^+) dönüşmesi olayıdır.

$$X \text{ ya da } \gamma \text{ fotonu} \rightarrow e^- + e^+$$

Bir elektron veya pozitronun durgun kütle enerjisi $E = mc^2$ ile verilir ve değeri 0,51MeV'dir. Böylece çift oluşumu olayı için gerekli olan eşik foton enerjisi 1,02MeV'dir.

Bu olay ilk olarak 1928'de Dirac tarafından teorik olarak öngörülmüş ve 1932'de Anderson tarafından deneysel olarak gözlenmiştir. Bu deneylerde yeterli enerjiye sahip fotonlar yaklaşık 6mm kalınlığında bir kurşun levhadan geçmeye zorlanmışlardır. Çıkan ışınların doğrultusuna dik bir magnetik alan içinde bulunan bir sis odasından geçirilerek

çekilen fotoğrafları bu fotondan elektron ve pozitron şeklinde iki yeni parçacığın oluştuğunu göstermiştir. Bu parçacıkların kütleleri eşit ve yükleri zıt olduğundan bu oluşumda hiçbir korunum ilkesi bozulmuş olmaz. Yani hem yük, hem çizgisel momentum ve hem de toplam enerji korunur. Bu olay Şekil 6 'de şema tarzında gösterilmiştir. Bu çalışmada uyarıcı birincil ışınımın enerjisi 1.022 MeV 'in altında olduğundan elektron çifti oluşumunun etkisi konumuz dışındadır (Polat, 2002).



Şekil 6. Çift oluşumu

1.3.2. Elektromagnetik Radyasyonun Saçılması

Elektromagnetik radyasyonun madde ile etkileşmesi olaylarından biri olan saçılmayı, saçılan ışının enerjisine göre koherent ve inkoherent saçılma olmak üzere iki grupta toplayabiliriz.

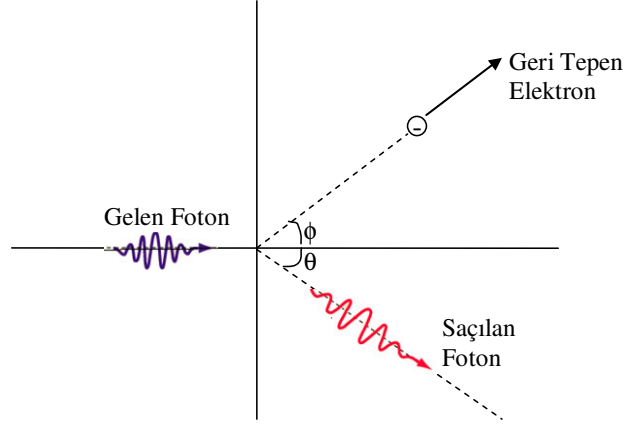
1.3.2.1. İnkoharent Saçılma (Compton Saçılması)

Işığın kuantum teorisi, durgun kütlelerinin yokluğu haricinde fotonların parçacıklar gibi davrandığını kabul eder. Bu, fotonlarla elektronlar arasında iki parçacığın çarpışması gibi bir çarpışma olayının dikkate alınmasını gerektirir. Gelen fotonlar, serbest elektronlar veya genellikle dış kabuk elektronları ile etkileşerek Compton olayını meydana getirirler.

Bu olayda λ gelen fotonun, λ' ise saçılan fotonun dalga boyu olmak üzere gelen fotonun dalga boyunda değişim,

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\phi) \quad (9)$$

ile verilir. Burada m_0 elektronun durgun kütlesi, ϕ fotonun saçılma açısı, c ışık hızı, h ise planck sabitidir. Eşitlikte görüldüğü gibi dalga boyundaki değişim gelen fotonun λ dalga boyundan bağımsızdır. h/m_0c büyüklüğüne elektronun Compton dalga boyu denir ve değeri $0,024 \text{ \AA}$ ' dur. O halde dalga boyundaki en büyük değişme $\phi=180^\circ$ için 0.048 \AA değerinde olacaktır.



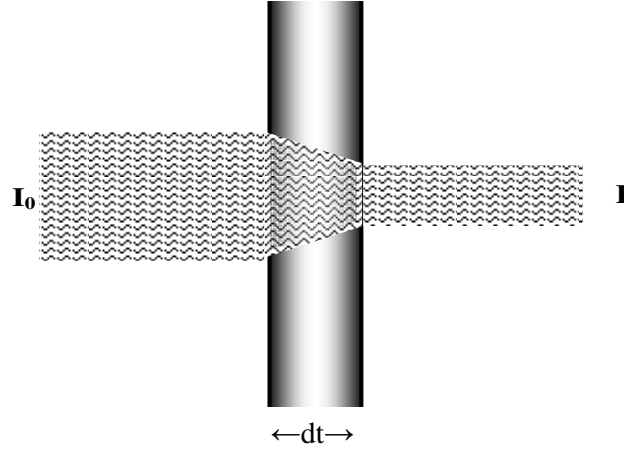
Şekil 7. Compton saçılması

1.3.2.2. Koharent Saçılma (Rayleigh Saçılması)

Fotonun atoma sıkı bağlı olan elektronlarla olan çarpışmasıdır ve elektron yörüngeden kopmaz, titreşim yapar. Yani atom iyonize olmaz veya uyarılmış duruma geçmez. Gelen fotonlar, değişmeyen bir frekans ile geri saçılırlar. Atom tarafından saçılan radyasyonun şiddeti her bir bağlı atomdan koharent olarak saçılan radyasyonun genliklerinin toplamı alınarak hesaplanır.

1.4. Soğurma Katsayıları

1.4.1. Lineer Soğurma Katsayısı



Şekil 8. Kalınlığı dt olan bir maddede X-ışının soğurulması

Bir fotonun (X-ışını, γ -ışını, bremsstrahlung, vs.) belli bir enerjide bir Z atom numaralı madde tabakasından geçerken soğurulma veya saçılmaya uğrama olasılığı, lineer soğurma katsayısı μ (cm^{-1}) cinsinden nicel olarak ifade edilebilir

Soğurucu bir maddenin dt kalınlığında sonsuz ince bir tabakasını göz önüne alalım. I_0 şiddetinde monokromatik X-ışını demeti dt kalınlığını geçerken dI kadar azaldığını farz edelim. dI azalma miktarı dt soğurucu kalınlığı ile orantılıdır.

$$dI \propto -I dt \quad (10)$$

$$dI = -\mu I dt \quad (11)$$

Lineer soğurma katsayısı, μ (cm^{-1}) birim kalınlık başına, birim alandaki soğurulmayı verir. Bu nicelik atom numarası (Z) ve foton enerjisine (E) bağlıdır. Buradaki negatif işaret, kalınlık arttıkça şiddetin azalacağını ifade etmektedir. μ , fotoelektrik(τ) ve saçılma(σ) işlemlerinin etkilerini içerir ($\mu = \tau + \sigma$). Buradan

$$\frac{dI}{I} = -\mu dt \quad (12)$$

ifadesinin sonlu t kalınlığı üzerinden integral alınarak

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = - \int_0^t \mu dt \quad (13)$$

$$\ln I - \ln I_0 = -\mu t \quad (14)$$

$$I = I_0 e^{-\mu t} \quad (15)$$

Bu ifade ‘‘Lambert Yasası’’ yasası olarak bilinir.

$$\mu = \frac{\ln\left(\frac{I_0}{I}\right)}{t} \text{ (cm}^{-1}\text{)} \quad (16)$$

elde edilir.

1.4.2. Kütle Soğurma Katsayısı

Soğurmanın derecesi verilen bir sistemin yol uzunluğuna bağlı olduğu gibi soğurucu ortamın yoğunluğuna da bağlıdır. Örneğin; sıvı civanın 1mm uzunluktaki azaltılması, aynı uzunlukta gaz civanın azaltılmasından daha büyüktür. Bu nedenle, soğurucunun kalınlığını ifade etmek için kütle soğurma katsayısını yoğunluk ve lineer kalınlık olarak yani ρt gibi ifade etmek çok daha uygundur.

$$\mu_m = \mu / \rho \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right) \quad (17)$$

μ_m , birim kütle başına birim alandaki soğurulma

Kütle soğurma katsayısı μ / ρ (cm/g), kimyasal ve fiziksel durumlardan bağımsız olup elementlerin atomik bir özelliğidir. Sadece dalga boyu (enerji) ve atom numarasının bir fonksiyonudur. Ayrıca μ / ρ , bileşik, çözelti ve karışımlar için muhtevaya ait değerlerden hesaplanabilir. Bu durumda μ / ρ ; bileşiği oluşturan elemanların soğurma katsayılarının

ağırlıklı ortalamalarıdır. Hedefin ağırlık kesirleri W_1, W_2, \dots ise bunlara karşılık $\mu_1/\rho_1, \mu_2/\rho_2, \dots$ hesaplanırsa toplam kütle soğurma katsayısı;

$$\mu/\rho = W_1(\mu_1/\rho_1) + W_2(\mu_2/\rho_2) + \dots \quad (18)$$

ile bulunabilir.

X-ışınlarının toplam soğurma katsayıları hesaplanırken sadece yutulup soğurulmasından değil maddeyi geçerken saçılmadan ve çift oluşumundan dolayı şiddetlerindeki azalmalarda dikkate alınmalıdır.

$$\mu/\rho = (\tau/\rho) + (\sigma/\rho) + (\pi/\rho) \quad (19)$$

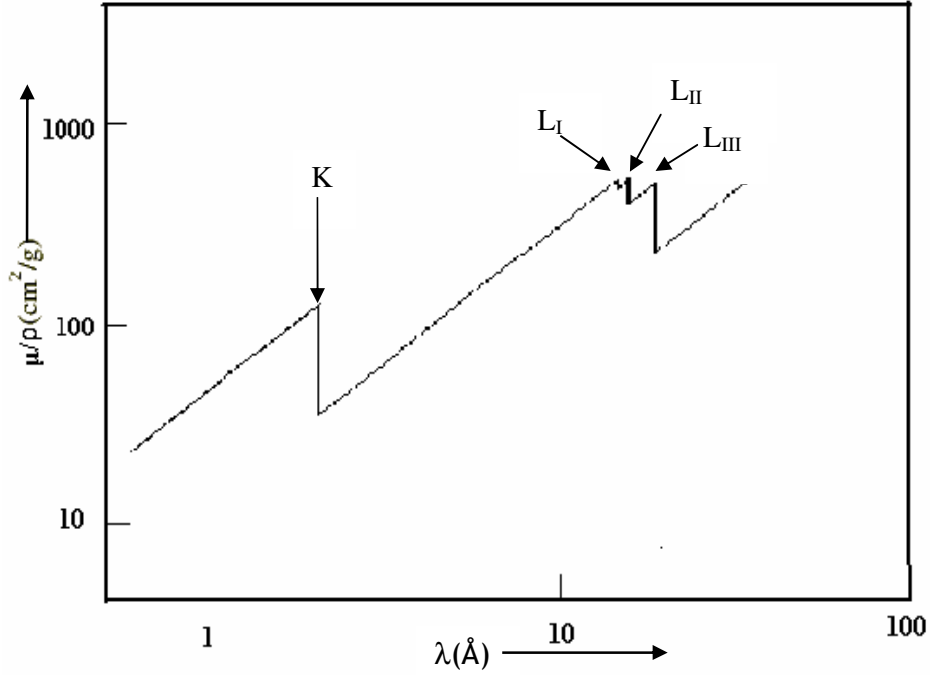
μ/ρ ; toplam soğurma katsayısı, τ/ρ ; fotoelektrik soğurma katsayısı, σ/ρ ;saçılma soğurma katsayısı, π/ρ ; çift oluşum soğurma katsayısı

1.5. Soğurma Kıyıları

Herhangi bir element veya bileşiğin kütle soğurma katsayısı, soğurulan X-ışınlarının enerjisiyle veya dalga boyuyla değişir. Kütle soğurma katsayısının seçilen herhangi bir soğurucu için dalga boyuna karşı grafiği çizilirse beklenildiği gibi daha uzun veya yumuşak dalga boyuna doğru genel bir artış gösterecektir. Aslında bu değişim sürekli değildir ve sürekliliğin bozulduğu bu kırılma aralıkları soğurma kıyıları olarak adlandırılır.

Şekil 9'da görüldüğü gibi bir elementin X-ışını soğurma katsayısı, genellikle dalga boyu azaldıkça azalır. Bununla beraber eğride düzgün süreksizlikler vardır. Bunlar kritik soğurma kıyıları veya kritik soğurma dalga boyları olabilir ve ikincil uyarılarda önemlidir.

Bir atomda verilen bir seviyeden elektron sökebilmek için gerekli maksimum dalga boyu (minimum foton enerjisi) o elementin o seviyedeki soğurma kıyısı olarak bilinir. Her element uyarma potansiyeli sayısınca soğurma kıyısına sahiptir. Her element için soğurma kıyısı, çekirdeğe yaklaştıkça azalır.



Şekil 9. Kütle soğurma katsayısının dalga boyuna göre değişimi(Williams, 1987).

Kıyılar arasında kütle soğurma katsayıları ile dalga boyu arasında aşağıdaki gibi bir ilişki vardır.

$$\frac{\mu}{\rho} = K \lambda^u Z^v \quad (20)$$

Burada K, u ve v sabitlerdir. K'nın değeri her bir soğurma kıyısında değişir, u ve v, λ ve Z'nin belli bir yere kadar fonksiyonlarıdır ve yaklaşık olarak değerleri sırasıyla 3 ve 4'tür. Bu genel açıklamaya deneysel olarak türetilen başka terimler de eklenmiştir. Bunlardan en uygun olanı Dr. Keith Norrish (1969) tarafından türetilen,

$$\frac{\mu}{\rho} = (A + BZ + CZ^2)^3 \lambda^n \quad (21)$$

eşitliğidir. Burada A, B, C ve n değerleri her bir soğurma kıyısında değişir ve n, Z'nin bir fonksiyonudur.

Bazı kütle soğurma katsayılarını özellikle uzun dalga boyulu X-ışını radyasyonu ya da radyasyonun büyük bir kısmını çok kısa mesafesinde soğuran ağır soğurucular için ölçmek oldukça zordur. Bu yüzden soğurma katsayılarını deneysel ölçümlerin daha uygun olan bölgelerden ekstrapolasyonla hesaplamak gereklidir.

Her bir elementin soğurma kıyıları ile karakteristik spektrumları arasında açık bir ilişki vardır. K, L, M spektral serileri ve bunların dışındaki serilerde bulunan en kısa dalga boylarında soğurma kıyıları vardır ve karşılıklı ilişki K, L₁, L₂, L₃, M₁, ... gibi tanımlanmış olan kıyıya izin verir. Bu yüzden bir elementin K soğurma kıyısı daima bu elementin K_{β2} emisyonundan daha kısa dalga boylarında (veya daha büyük enerjilerde) bulunur. En yüksek enerji çizgisi normal olarak K spektrumunda bulunur.

Ayrıca soğurma kıyısına karşılık gelen enerjiler bu özel spektral seriler için tam olarak kritik uyarma potansiyeline karşılık gelir. Açıkça söylemek gerekirse soğurma kıyısı enerjileri her bir geçiş seviyesi için elektronların bağlanma enerjilerine eşittir.

Soğurma kıyısından daha büyük enerjili fotonlar fotoelektrik soğurma yoluyla büyük oranda soğurulmuş olacaktırlar. Hâlbuki soğurma kıyısının hemen altında daha düşük enerjili fotonlar bu geçiş seviyesinde iyonlaşmaya neden olacak yeterli enerjiye sahip olamayacak ve büyük oranda soğurulamayacaklardır.

Karakteristik emisyon çizgisini uyarmak için, bir foton uygun soğurma kıyısına eşit veya daha büyük enerjiye (daha küçük dalga boyu) sahip olmalıdır. Mesala 1,79 Å dalga boyuna sahip CoK_α, FeK_α'dan daha büyük dalga boyuna sahip olmasına rağmen uyaramayabilir. Bunun anlamı Fe'nin K soğurma kıyısı 1,74 Å'dur ve CoK_α'dan daha büyük bir enerjiye sahiptir. Dikkat edilmesi gereken, herhangi özel bir dalga boyunun soğurması, saçılma (σ) ve fotoelektrik (τ) bileşenlerinin toplamı olduğudur. Saçılma bileşeni göreceli olarak sabit ve genellikle küçük olmasına rağmen her biri dalga boyuyla değişir.

Saçılma bileşeni ihmal edilirse, soğurma eğrisi her bir soğurma kıyısından dolayı fotoelektrik soğurmanın ilave etkilerinden oluştuğu Şekil 10'daki gibi görülebilir.

K kıyısından daha küçük dalga boylarında;

$$\tau_{\text{toplam}} = \tau_K + (\tau_{L_I} + \tau_{L_{II}} + \tau_{L_{III}}) + (\tau_{M_I} + \tau_{M_{II}} + \dots) + \dots \quad (22)$$

ile ifade edilir.

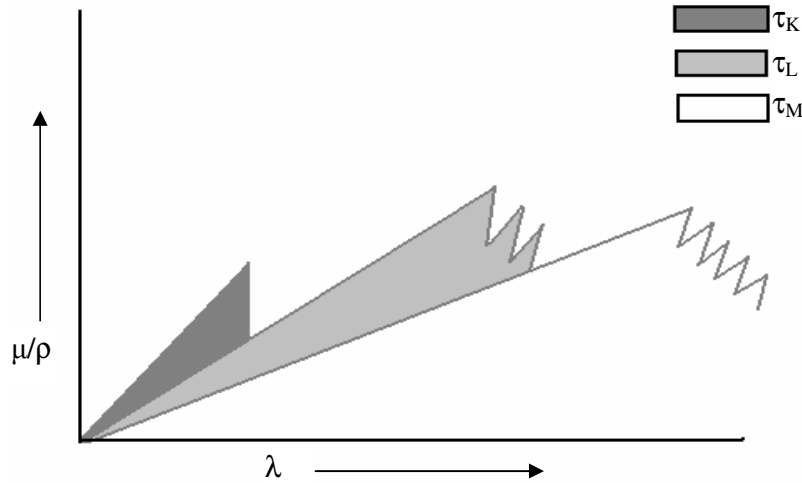
K kıyısı daha düşük enerji veya daha uzun dalga boyuna doğru giderse τ_K bileşeni yok olur. Kıyının diğer tarafındaki ani soğurma oranı r_K ve r_{LIII} ,

$$r_K = \frac{\tau_K + \tau_L + \tau_M + \dots}{\tau_L + \tau_M + \dots} \quad (23)$$

$$r_{LIII} = \frac{\tau_{LIII} + \tau_{MI} + \tau_{MII} + \dots}{\tau_{MI} + \tau_{MII} + \dots} \quad (24)$$

ile verilir ve soğurma kıyısı soğurma-sıçrama oranı (jump-ratio) olarak adlandırılır. Bu durum K ve L_{III} soğurma kıyıları içindir.

Herhangi bir saf element için, bir K, L, M, ... tabakasına karşılık gelen soğurma sıçrama oranı toplam birincil iyonizasyonu belirler. Burada toplam birincil iyonizasyonun kesri o tabakanın iyonizasyonudur. Örneğin, silisyum (Si) r_K soğurma sıçrama-oranı yaklaşık olarak 13'tür. K tabakası iyonizasyonunu veren toplam Si iyonizasyonunun kesri $(r_K-1)/r_K$ oranıyla verilir. Yani, Si için $(13-1)/13 = 0,92$ dir. Bu aslında, Si'nin toplam fotoelektrik iyonizasyonlarının yaklaşık %92 sinin K tabakasının iyonizasyonu olduğu anlamına gelir.



Şekil 10. Herhangi bir dalga boyu için kütle soğurma katsayıları, daha uzun dalga boylarının tüm soğurma kıyılarındaki fotoelektrik işlemlerin bileşenlerinin toplamıdır (Williams, 1987).

Soğurucunun K kıyısından daha kısa dalga boylarında toplam soğurma, K, L, M, ... soğurmalarının toplamıdır.

Numunemiz bir bileşikten oluşuyorsa, bileşikteki her bir elementin soğurma kıyıları toplamı bileşik için toplam soğurma kıyısı olarak göz önüne alınabilir.

Soğurma kıyısı sıçrama-oranları r ve sıçrama farkları δ , herhangi bir atomik enerji seviyesi tarafından toplam soğurulmuş X-ışını radyasyonunun kesrinin bir ölçüsüdür. Örneğin, K ve L_{III} sıçrama oranları (23) ve (24) denklemleriyle ifade edilir. Sıçrama farkları ise aşağıda sıra ile verilen denklemlerde pay ile payda arasındaki fark ile ifade edilir.

$$r = \frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_S}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_L} \quad (25)$$

$$\delta = \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_S - \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_L \quad (26)$$

S ve L; sırayla soğurma kıyısının kısa ve uzun dalga boyuna karşılık gelir. Yani, $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)$ 'nin maksimum ve minimum değerleri olarak da söylenebilir. Fotoiyonizasyonun toplam sayısının gerçek kesrinin K tabakasında oluştuğu kabul edilirse bu aşağıdaki denklemlerle ifade edilebilir (Williams, 1987).

$$J_K = \frac{\left[\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_S\right] - \left[\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_L\right]}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_S} = 1 - \left(\frac{1}{r_K}\right) = \frac{(r_K - 1)}{r_K} \quad (27)$$

1.6. K X-Işını Tesir Kesiti

K-tabakası soğurma kıyısından büyük enerjilere sahip fotonlarla uyarılan elementlerin K tabakasının fotoiyonozasyonu ile oluşan boşlukların doldurulmasıyla yayınlanan karakteristik X-ışınlarının $\sigma_{Ki}(i = \alpha, \beta)$ XRF tesir kesiti K tabakasına ait atomik parametreler kullanılarak teorik olarak hesaplanabilir (Rao, 1993).

$$\sigma_{Ki} = \sigma_K(E)\omega_K F_{Ki} \quad (28)$$

Burada σ_K elementin K uyarma enerjisindeki K tabakası fotoelektrik tesir kesiti (Scofield, 1973), ω_K K tabakası flüoresans verimi (Hubbel, 1989) ve F_{Ki} Ki X-ışını grubunun kısmi emisyon hızı olup K_α ve K_β X-ışınları için

$$F_{K\alpha} = [1 + (I_{K\beta} / I_{K\alpha})]^{-1} \quad (29)$$

$$F_{K\beta} = [1 + (I_{K\alpha} / I_{K\beta})]^{-1} \quad (30)$$

olarak tanımlanır. Burada $I_{K\beta} / I_{K\alpha}$, K X-ışını şiddet oranı olup değerleri Scofield'in (1974) tablolarından alınmıştır. İyi ayırma gücüne sahip spektrometreler ile büyük atom numaralı elementlerin spektrumlarında K_β tepeleri, K_β tepesini oluşturan geçişlerin enerjileri ve spektrometrenin ayırma gücü alınarak iki gruba ($K\beta_{1,3,5}$ ve $K\beta_{2,4}$) ayrılabilir. Bu iki grup X-ışınının XRF tesir kesitini (28) denklemini kullanarak bulurken kısmi emisyon hızları;

$$F_{K\beta_{1,3,5}} = \frac{\Gamma_{K\beta_1}(K - M_{III}) + \Gamma_{K\beta_3}(K - M_{II}) + \Gamma_{K\beta_{\frac{5}{1,2}}}(K - M_{V,IV})}{\Gamma_K} \quad (31)$$

$$F_{K\beta_{2,4}} = \frac{\Gamma_{K\frac{2}{1,2}}(K - N_{II,III}) + \Gamma_{K\beta_{\frac{4}{1,2,3,4}}}(K - N_{V,IV}, O_{II,III})}{\Gamma_K} \quad (32)$$

ile verilir. Burada Γ_K toplam K tabakasının emisyon hızı, Γ_{K_i} ($i=1, \frac{2}{1,2}, 3, \frac{4}{1,2,3,4}, \frac{5}{1,2}$) uygun K X-ışınının emisyon hızıdır.

K XRF tesir kesitleri deneysel olarak

$$\sigma_{K_i} = \frac{I_{K_i}}{I_o G \varepsilon_{K_i} \beta t} \frac{M}{N} (b / atom) \quad (33)$$

denklemleri ile hesaplanabilir. Burada I_{K_i} ($i = \alpha, \beta, \beta_{1,3,5}, \beta_{2,4}$) i . K X-ışını grubunun şiddeti, I_o gelen radyasyonun şiddeti, G geometri faktörü, ε_{K_i} K_i X-ışını grubu için dedektör verimi, M atomik kütle, N avagadro sayısı ve β gelen fotonlar ile yayımlanan karakteristik X-ışınlarının numunede soğurulmalarını hesaba katan soğurma düzeltmesi faktörüdür. β ;

$$\beta = \frac{1 - \exp \left[- \left(\frac{\mu_{inc}}{\sin(\theta_1)} + \frac{\mu_{emit}}{\sin(\theta_2)} \right) t \right]}{\left(\frac{\mu_{inc}}{\sin(\theta_1)} + \frac{\mu_{emit}}{\sin(\theta_2)} \right)} \quad (34)$$

ile verilir. Burada μ_{inc} ve μ_{emit} sırasıyla gelen fotonların ve yayımlanan karakteristik X-ışınlarının kütle soğurma katsayılarıdır ve bu değerler Berger ve Hubbell (1987 ve 1999) tarafından ilk versiyonu 1987 yılında hazırlanan ve 1999 yılında 3.01 versiyonu düzenlenen XCOM programından alınmıştır. θ_1 ve θ_2 numune yüzeyi ile gelen fotonların ve yayımlanan karakteristik X-ışınları arasındaki açılar ve t numunenin kalınlığı olup gr/cm^2 boyutunda verilir. Böylelikle $I_o G \varepsilon_{K_i}$ biliniyorsa X-ışını flüoresans tesir kesitlerinin değerleri hesaplanabilir. Bununla birlikte; gelen foton akısı, geometrik faktör ve X-ışını dedektörünün mutlak verimi ile ilgili terimleri içeren $I_o G \varepsilon_{K_i}$ faktörünün değerlerini belirlemek için; aynı geometride ilgilenilen enerji aralığını temsil edecek karakteristik K_α X-ışını enerjisine sahip elementlerin karakteristik X-ışınlarının şiddeti ölçülerek;

$$I_o G \varepsilon_{K_i} = \frac{I_{K_\alpha}}{\sigma_{K_\alpha} \beta_{K_\alpha} t} \quad (35)$$

denkleminde tespit edilir. Burada $I_{K\beta}$, $\beta_{K\alpha}$ ve $\epsilon_{K\alpha}$, denk (33)'deki ile aynı anlamdadır. $\sigma_{K\alpha}$ XRF tesir kesitinin teorik değerleri denklem 28'den hesaplanır.

K kabuğu soğurma sıçrama faktörü;

$$J_K = \frac{\sigma_{K\alpha}}{(\sigma_t - \sigma_{ts})\omega_K F_{K\alpha}} \quad (36)$$

denklemini ile de ifade edilebilir. Burada $\sigma_{K\alpha}$ fotoionizasyon tesir kesiti olup teorik değerleri $i=\alpha$ için (28) denklemi ile ifade edilebilir. Deneysel olarak $\sigma_{K\alpha}$; $i=\alpha$ için (33) denklemiyle hesaplanabilir. σ_t ; toplam atomik soğurma tesir kesiti, σ_{ts} ; toplam atomik (compton + koherent) saçılma tesir kesitidir. σ_t deneysel olarak;

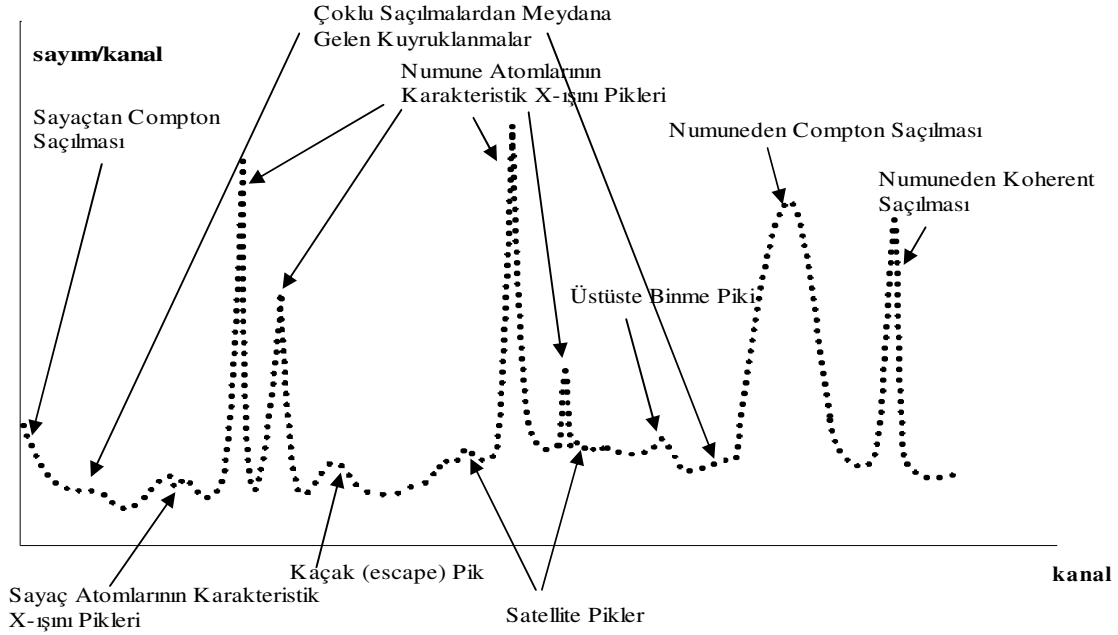
$$\sigma_t = -\frac{\ln\left(\frac{I}{I_o}\right)}{t} \frac{M}{N} (b / atom) \quad (37)$$

denklemini ile elde edilebilir. Burada I_o ve I sırasıyla γ -ışınlarını numunenin soğurmada önce ve soğurmada sonraki şiddetleridir. M ve N denklem (33) ile aynı anlamdadır. ω_K ; denklem (28) ile aynı anlamdadır. $i=\alpha$ için $F_{K\alpha}$; denklem (29) ile ifade edilebilir. Yine $I_{K\beta} / I_{K\alpha}$ aynı anlamdadır. Deneysel olarak;

$$\frac{I_{K\beta}}{I_{K\alpha}} = \frac{N_{K\beta} \beta_{K\alpha} \epsilon_{K\alpha}}{N_{K\alpha} \beta_{K\beta} \epsilon_{K\beta}} \quad (38)$$

denklemini elde edilebilir. Burada $N_{K\beta}$ ve $N_{K\alpha}$, K_β ve K_α X-ışını piklerinin altındaki net alandır. $\epsilon_{K\alpha}$, $\epsilon_{K\beta}$, $\beta_{K\alpha}$ ve $\beta_{K\beta}$; denklem (33) ile aynı anlamdadır.

1.7. X-ışını Spektrumlarının İncelenmesi



Şekil 11. İdeal bir X-ışını spektrumu

Şekil 11'de görüldüğü gibi X-ışını spektrometresiyle elde edilen bir spektrumda, incelenen elementin karakteristik piklerinden başka piklerde meydana gelebilir. Bunları şu şekilde gruplandırabiliriz (Bertin, 1975).

1.7.1. Koherent Pik

Uygun bir geometride uyarıcı kaynaktan çıkan primer fotonlarının doğrudan sayacı görmeleri önlenemesine rağmen spektrumda uyarıcı kaynak ışınlarının enerjilerine karşılık gelen enerjide spektrum pikleri meydana gelmektedir. Bu pikler kaynak ışınlarının numuneden koherent bir şekilde yani enerjilerini kaybetmeden aynı fazlı olarak saçılmasının neticesinde meydana gelmektedir.

1.7.2. İnkohherent (Compton) Pikleri

Uyarıcı kaynaktan çıkan ve numuneden compton saçılmasına uğrayarak bir miktar enerjisini kaybeden fotonlara ait bu pik koherent pikinin düşük enerji bölgesinde meydana gelir. Numunenin iç kısmında meydana gelen karakteristik X-ışınlarının bir veya birkaç kez Compton saçılmasına uğramaları mümkündür. Ayrıca sayaca ulaşan fotonlar da sayaç kristalinde Compton saçılmasına uğrayabilirler. Numune ve sayaçtaki saçılmalardan ve sayaçtaki tuzaklanmalardan dolayı gerek compton pikinin gerekse diğer piklerin düşük enerjili yamaçları, yüksek enerjili yamaçlarına kıyasla daha az diktir. Sayaçta meydana gelen Compton saçılmasından dolayı spektrumun en düşük enerjili kısmında yüksek temel saymalı bir bölge meydana gelir.

Sayaç içi comptonlardan, üst üste binmelerden ve tamamlanmamış yük toplanmalarından dolayı spektrumda bir baştan diğer başa temel sayma meydana gelir.

1.7.3. Karakteristik X-Işını Pikleri

Uyarılma sonucu numuneden yayımlanan karakteristik X-ışını pikleri, kolimatör ve kaynak maddesinin karakteristik X-ışını pikleri enerjilerine bağlı olarak koherent saçılma tepesinin düşük enerjili tarafında meydana gelir. Dedektöre gelen X-ışınları, ölü tabakadaki sayaç atomlarını uyarabilir. Buradan yayımlanan sayaç atomlarının karakteristik çizgileri, numuneden gelenler gibi sayılırlar ve dedektör maddelerinin karakteristik çizgileri olarak kaydedilirler.

1.7.4. Auger (Öje) Pikleri

Uyarılmış bir atomun yayınladığı karakteristik X-ışını yine aynı atomun daha dıştaki kabuklardan elektron sökebilir. Numunenin auger elektronlarının piki soğurulan X-ışını tepesinin düşük enerji kısmında yer alır. Bu olay elektronları daha az bağlanma enerjisiyle bağlı bulunan düşük atom numaralı elementlerde, büyük atom numaralılarından daha çok meydana gelir (Bertin, 1975).

1.7.5. Üst Üste Binme (Pile-Up) Pikleri

İki atom aynı anda veya elektronik sistemin pik ayırma zamanından daha kısa bir zaman aralığı ile sayaca gelirse sistem bu iki foton için tek puls verir. Bu pulsun büyüklüğü onu meydana getiren foton pulslarının ayrı ayrı büyüklükleri toplamına; iki puls arasındaki zaman ne kadar küçükse o kadar yaklaşır. İkinci veya daha yüksek mertebelerden de üst üste binme pulslarının meydana gelmesi mümkündür. Tamamlanmamış yük toplanması ve üst üste binme etkileri, keskin piklerin genişlemesine ve kaymasına sebep olur.

Üst üste binme etkilerini azaltmak için ölçümler, düşük sayma hızlarında 10^3 sayım/saniye ve düşük ölü zamanlarda %2' den daha az yapılmalıdır (Dojo, 1974).

1.7.6. Kaçak (Escape) Pikler

Sayaca gelen herhangi bir foton, atomun iç kabuklarından bir elektron sökünce bu fotoelektron elektron-hole çifti meydana getirerek ilerlerken atomun kendi karakteristik X-ışını da yayınlanır. Eğer etkileşme sayaç yüzeylerine yakın bir yerlerde olursa bu karakteristik ışın başka etkileşmelere girmeden sayaçtan kaçabilir. Dolayısıyla sayaç gelen fotonu geliş enerjisinden daha düşük enerjili olarak sayar. Böylece oluşan kaçak pikler asıl piklerin düşük enerjili tarafında yer alırlar.

Kaçak pik alanının asıl pik alanına oranı, asıl piklerin düşük enerjili bölgelerinden sayaç maddesinin soğurma kıyılarına yaklaştıkça artar.

1.7.7. Satellite Pikleri

Auger olayının bir başka neticesi de geride kalan iki kere iyonlaşmış, yani iç kabuklarında iki boşluk oluşmuş bir atomdur. Atomda önce K kabuğunda bir boşluk oluştuğunu, bunun L'den gelen elektronla doldurulduğunu ve bu esnada K_{α} fotonunun yayınlandığı, bu fotonun L kabuğundan bir başka elektron koparmasıyla auger olayının gerçekleştiğini düşünelim. Böylece L kabuğunda iki elektron boşluğu oluşur. İki kere iyonlaşmış atom sadece auger olayında gerçekleşmez. Primer ya da sekonder fotonlarla veya elektronlarla da atom aynı anda iki kere iyonlaştırılabilir. Ancak bir X-ışını halinin yarı ömrü $\sim 10^{-16}$ sn gibi çok kısa ve uyarıcı şudaki elektron yoğunluğunun hedef

atomdakine kıyasla az olmasından dolayı elektronlarla iyonlaştırmada, aynı atom için ardi ardına iki kez çarpışma ve iki kez iyonlaşmış halde bulunma hemen hemen mümkün değildir. İki kere iyonlaşmış atomlardan yayınlanan çizgilerin dalga boyları, bir kere iyonlaşmış atomlardan yayınlanan çizgilerin dalga boylarından biraz farklıdır. Bu tür çizgiler satellite (non-diyagram) çizgileri olarak adlandırılmaktadırlar.

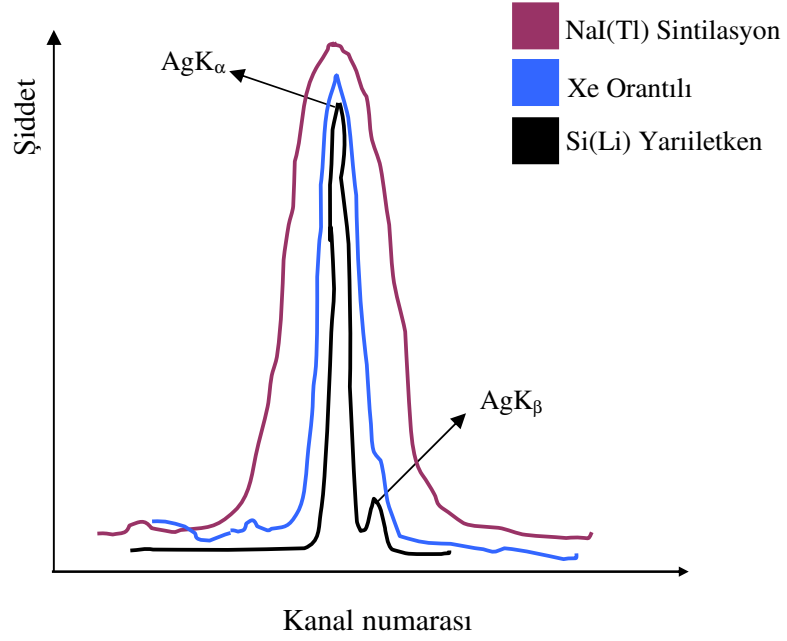
1.8. Radyasyon Dedektörleri

Günümüzde kullanılmakta olan dört tip dedektör vardır. Bunlar orantılı sayaçlar, Geiger-Müller sayaçları, sintilasyon dedektörleri ve yarıiletken dedektörlerdir. Bu dedektörlerin hepsi de şu üç temel prensibe göre çalışırlar.

- a) Foton enerjisi fotoelektrik soğurma, compton saçılması ve çift oluşumu ile elektronların kinetik enerjisine dönüştürülmesi,
- b) Bu elektronlarla uyarılmış moleküler seviyeler elektron delik çiftleri veya elektron iyon çiftleri oluşturulması,
- c) Yük taşıyıcılarının veya moleküler seviyelerin yeniden uyarılması (deekzitasyon) sonucu yayınlanan ışığın toplanması ve ölçülmesi

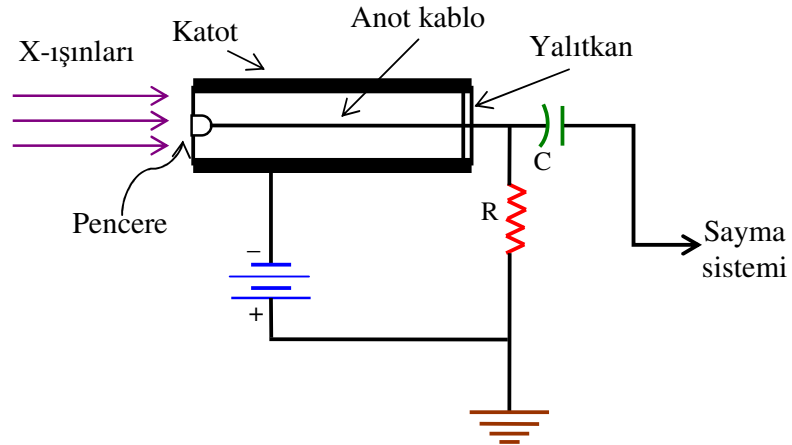
Dedektörlerin kalitesini onların sayım kayıpları, etkinliği ve enerji ayırma gücü rezolüsyonları belirler (Debertin ve Hemler, 1988).

Şekil 12'de Cd-109 radyoaktif kaynağından elde edilen Ag' nin K spektrumunun üç tip X-ışını detektörlerindeki ayırma kapasiteleri gösterilmiştir.



Şekil 12. Cd-109 radyoaktif kaynağından elde edilen Ag'nin K spektrumunun üç tip X-ışını detektörlerindeki ayırma kapasiteleri (Ertuğrul, 1999)

1.8.1. Orantılı Sayaçlar



Şekil 13. Orantılı ve Geiger sayaçlarının genel şematik gösterimi

Radyoaktif parçacıkların aktivitelerinin ölçülmesinde kullanılan en yaygın yöntem parçacıkların gaz içinde meydana getirdikleri iyonlaşmadan yararlanarak iyonları bir

elektrik alan yardımıyla bir elektrot üzerinde toplamak suretiyle yüklü parçacığın dedeksiyonunu sağlamaktır. Bu tür sayaçlara gaz akışlı orantılı sayaçlar denir. Şekil 13’de gösterildiği gibi, eksenini boyunca uzanan ince bir metal kablo (anot) içeren ve içi neon, argon, metan veya bunların karışımı olan bir gazla doldurulmuş olan 2cm çaplı, 10cm uzunluğunda silindirik bir metal kabuk (katot) düşünelim. Burada ince metal kablo elektriksel olarak kabuktan izole edilmiştir ve elektrotlar 1000 voltluk bir potansiyel fark altında tutulmaktadır. Radyoaktif parçacıktan çıkan fotonlar silindire girdiğinde büyük bir kısmı gaz tarafından soğurulurken küçük bir kısmı aynen yoluna devam eder gider. Fotonların soğurulması sonucu gaz molekülleri (+) ve (-) iyonlara ayrılır. Bu iyonlar uygulanan potansiyelin etkisiyle oluşan elektrik alanın vasıtasıyla anot ve katoda doğru hareket ederler. Anot civarında biriken elektronlar daha fazla çarpışmalarla ilave iyonlaşmalara yol açar. Böylece üretilen elektronlar da ilave iyonlaşmalara sebep olur ve bu böyle devam eder gider. Anotta toplanan bu elektronlar bir anot akımı oluşturur ve bu akım RC devresiyle bir voltaj pulsu haline dönüştürülür. Bu pulslar elektronik sayma devreleri vasıtasıyla sayılır. Orantılı sayacın en büyük dezavantajı orantılılık karakteristiklerinin muhafaza edilebilmesi için oldukça kararlı ve pahalı güç kaynaklarına ihtiyaç duymasıdır (Cullity ve Stock, 2001).

1.8.2. Geiger-Müller Sayacı

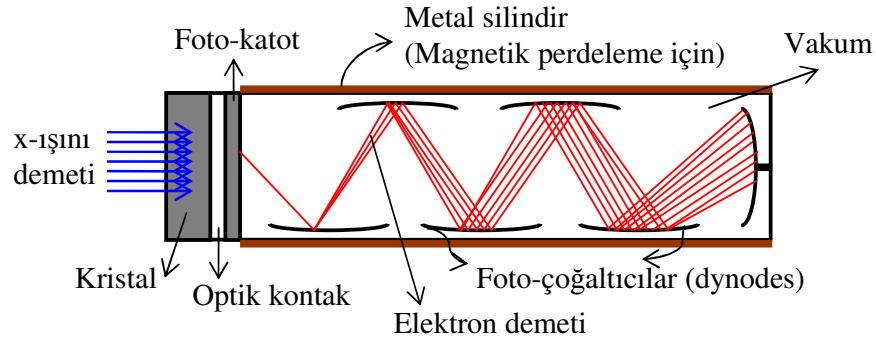
Bir orantılı sayacın elektrotları arasına uygulanan potansiyel fark orantılılık bölgesinin ötesine kadar arttırılırsa (~1500volt) sayaç artık bir Geiger-Müller sayacı olarak çalışır.

Elektrotlar arasına uygulanan voltaj o kadar yüksektir ki sayaca giren fotonlar sadece bazı atomları iyonlaştırmakla kalmaz, üstelik diğerlerini de uyarılmış seviyelere çıkararak foton yayınlamalarına neden olur. Bu fotonlar oldukça yüksek hızlarda diğer gaz atomlarına ve katot kabuğa çarparak sayaç boyunca hareket ederler. Bu kadar fazla sayıda üretilen elektronlar peş peşe çığlara yol açar ve sonuçta bu elektron çığları anot kablo boyunca birikir. Bu sayacın gaz amplifikasyon faktörü orantılı sayaçtan oldukça büyük olduğundan üretilen pulsun boyutu da büyük olur. Bu nedenle Geiger-Müller sayaçları ön yükselteçlere ihtiyaç duymaz. Diğer taraftan dedektöre gelen fotonun enerjisi ne olursa olsun üretilen tüm pulslar aynı büyüklüğe sahiptir. Bu nedenle Geiger-Müller sayacının kullanımı tek parçacıkların dedeksiyonu ile sınırlıdır (Cullity ve Stock, 2001).

1.8.3. Sintilasyon Dedektörleri

Sintilasyon dedektörleri iki ana kısımdan oluşmaktadır (Şekil 14).

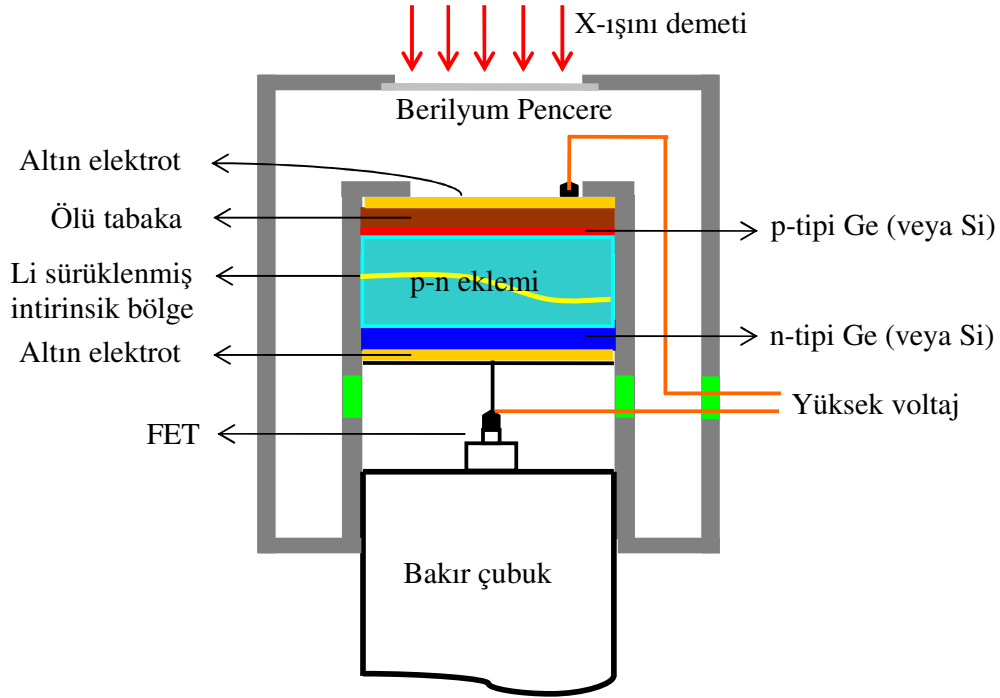
- Üzerine yüklü bir parçacık (X-ışını, γ -ışını, ...) düştüğü zaman ışık pırıltıları meydana getiren, küçük miktarlarda Tulyum veya Evropiyum gibi saf elementlerin sürüklendiği sodyum iyodür, sezyum iyodür, antrasin, naftalin ve fenantrin gibi maddelerden oluşan kristal kısım.
- Oluşan ışık pırıltılarını ölçülebilir bir voltaj pulsuna dönüştüren foto çoğaltıcı tüp kısmı.



Şekil 14. Sintilasyon dedektörlerin şematik gösterimi

Şimdi NaI(Tl) sintilasyon dedektörlerinin çalışmasını kısaca açıklayalım. Kristal üzerine düşen X-ışınlarının soğurulması sonucu kristalde ışık pırıltıları oluşur. Bu pırıltılar foto çoğaltıcı tüpe geçerek foto katot yüzeyden elektronların sökülmesine neden olur. Sökülen bu elektronlar, 800 ile 1500 voltluk potansiyel uygulanan peş peşe ve voltaj artmaları olacak şekilde yerleştirilen birçok metal çoğaltıcıya doğru sürüklenir. Sürüklenen bu elektronlardan çoğaltıcıya çarpan her elektron iki elektrona dönüşerek, tüp sonundaki çoğaltıcıda büyük miktarlarda elektron oluşmasını sağlar. Bu olayın tamamı bir mikro saniyeden daha kısa sürelerde gerçekleşir. Bu elektronlar burada bir yük pulsuna dönüştürülür. Bu pulsun yüksekliği gelen fotonların enerjisiyle orantılıdır. Bu pulsar yükseltilerek bir sayıcı ile sayılır (Cullity ve Stock, 2001).

1.8.4. Yarıiletken Dedektörler



Şekil 15. Yarı iletken dedektörlerin şematik gösterimi

Tipik bir katıhal dedektörü Şekil 15’de şematik olarak gösterilmiştir. Elektrotlar, lityum sürüklenmesiyle elde edilmiş silisyum (veya germanyum) yüzeyine altın buharlaştırılmasıyla elde edilir. Dedektörün altın tabaka kalınlığı üretim sırasında kontrol edilir. Ancak buharlaştırılmış tabakalar çoğu kez düzgün değildir ve bu yüzden düzgün buharlaştırılmış bir tabakayı temel alan hesaplamalar ile uyuşmayan bir sapma meydana getirir (Barfoot, 1984). Dedektör, en uygun ayırma gücünü elde etmek ve gürültüyü azaltmak için sıvı azot sıcaklığında (-196°C) tutulmaktadır. Bunun için sayaç kristali ve FET (alan etkili transistör) içerisinde sıvı azot bulunan bir kaba (dewar) yerleştirilmiştir. Dedektör, dış ortamdan gelebilecek yüzey kirlenmesini önlemek için bir berilyum pencere ile koruma altına alınmıştır. Enerjili bir foton sayacın aktif bölgesine düştüğünde kristalin (silisyumun veya germanyumun) atomlarını iyonlaştırır. Foton, enerjisinin tamamını fotoelektronlara verir. Fotoelektronlar, enerjileri bitinceye kadar yolu boyunca elektron delik çifti oluşturarak dedektör kristali içerisinde hareket ederler.

Dedektöre bir ters besleme potansiyeli uygulanarak elektrik alan oluşturulur. Oluşan elektrik alan, fotonlar tarafından üretilen elektron-delik çiftlerini toplar. Ters beslemeden dolayı elektronlar n-tipi bölgeye, delikler ise p-tipi bölgeye yönelirler. Sonuçta dedektör üzerine gelen fotonun enerjisiyle orantılı sayıda elektron-delik çifti oluşur. p- ve n- tipi bölgelerde elektrik alan vasıtasıyla toplanan yükler, bir FET devresiyle akım pulsundan potansiyel pulsuna dönüştürülür. Elektronik bir sistem vasıtasıyla potansiyel pulsu, puls yükseklik analizöründe enerjisine karşılık gelen kanala atanır.

1.8.4.1. Dedektör Verimi

X-ışını spektroskopik çalışmalarında, dedektör veriminin bilinmesi ve verim eğrisinin belirlenmesi gerekmektedir. Dedektör verimliliği aşağıdaki gibi sınıflandırılabilir.

- Fotopik (sayma) verimi: Dedektörde ilgili enerjide, sayılabilir büyüklükte puls meydana gelme ihtimalidir.
- Mutlak verim: Dedektörde sayılan fotonların, radyoizotop kaynak tarafından tüm doğrultularda yayınlanan fotonlara oranıdır ve kaynak dedektör uzaklığına bağlıdır.
- Bağıl verim: Herhangi bir enerjide dedektör verimliliğinin, diğer enerjideki dedektör verimliliğine oranı olarak tanımlanır.
- İnstristik verim: Dedektörün instristik bölgesinde sayılan fotonların, bu bölgeye gelen fotonların sayısına oranıdır.
- Radyal verim: Herhangi bir enerjide, dedektör verimliliğinin dedektör yarıçapına bağlı olarak değişimini ifade eder.

Enerjisi E olan bir foton için yarı iletken dedektörün sayma verimi

$$\epsilon_E = \epsilon_R G(E) \quad (39)$$

ile verilir. Burada $G(E)$ geometri faktörüdür. ϵ_R ise rölatif verimdir ve gerçek verim ile çeşitli düzeltme faktörlerinin çarpımı olarak

$$\epsilon_R = \epsilon_A f_a f_{Au} f_d f_e f_c \epsilon_S \quad (40)$$

şeklinde verilir

Burada;

ε_A tüm yükün toplanmış olduğu kabul edilen dedektörün hassas hacminin instristik verimi, f_a dedektör yüzeyinin dışında bulunan maddelerdeki soğurma için düzeltme faktörü, f_{Au} altın elektrottaki soğurma için düzeltme faktörü, f_d altın elektrot ve hassas hacim arasında bulunan ölü tabakadaki soğurma için düzeltme faktörü, f_c kolimasyon etkileri için düzeltme faktörü, f_e hassas hacimden kaçan silisyuma ait karakteristik X-ışınlarına ait düzeltme faktörü, ε_s toplam yük toplanması verimidir.

Bir dedektörün bir enerjideki sayma verimi, dedektörden sabit bir uzaklıkta bulunan standart kaynaktan birim zamanda dedektöre gelip sayılan fotonların sayısını bilmekle de belirlenebilir. Bu şekilde elde edilen verim bütün geometri ve soğurma faktörlerini içine almaktadır. Sayma verimi;

$$\varepsilon_E = \frac{C_E}{(N_E D)} \quad (41)$$

şeklinde yazılabilir. Burada,

C_E , E enerjisinde birim zamanda kaynaktan gelip dedektörde sayılan fotonların sayısı, N_E kaynakta bozunma başına E enerjisinde yayımlanmış fotonların kesri (yayımlanma ihtimali), D standart kaynağın parçalanma hızıdır (Cohen, 1980).

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

2.1. Sayma Sistemi

Çalışmada, temel olarak karakteristik X-ışınlarının ve Co-57 kaynağının γ -ışınlarının şiddetleri ölçülmektedir. Yapılan ölçümlerde spektrumlar Ultra-LEGe dedektörü ve buna bağlı elektronik sistem kullanılarak elde edilmiştir.

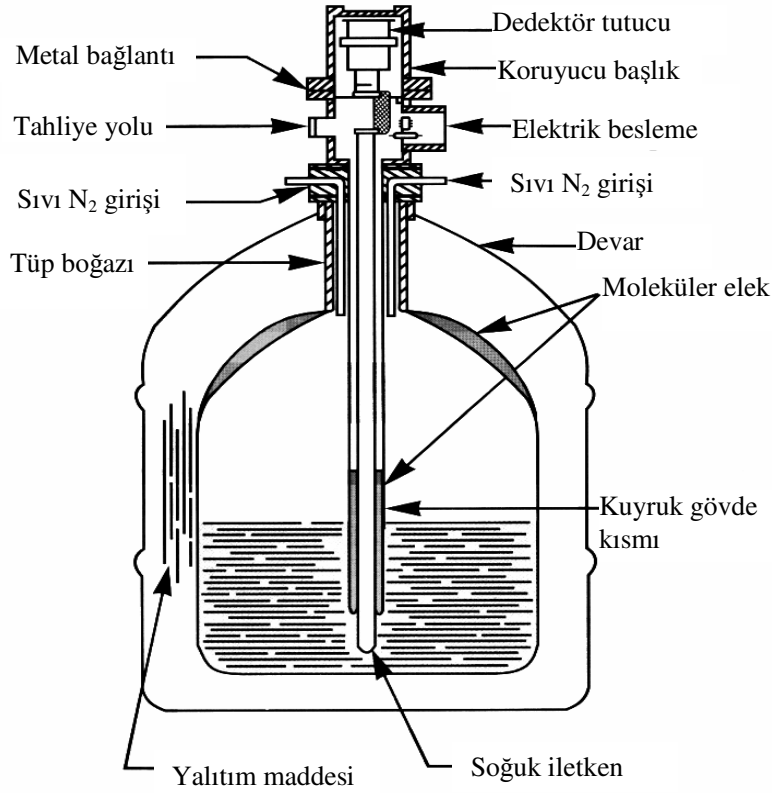
Dedektörün iki önemli özelliği alanı ve kalınlığıdır. Sayım için önemli bir faktör olan geometrik verimlilik, dedektör alanı arttıkça artar. Kullandığımız sayacın aktif alanı

30mm² ve kalınlığı 5mm'dir. Dedektör, en uygun ayırma gücü elde etmek ve gürültüyü azaltmak için sıvı azot sıcaklığında (-196°C) tutulmalıdır. Bunun için dedektör, 30 lt sıvı azot alabilecek bir devar kabına yerleştirilmiştir. Dedektör, dış ortamdan gelebilecek yüzey kirlenmesini önlemek için 0,4µm kalınlığında berilyum pencere ile koruma altına alınmıştır.

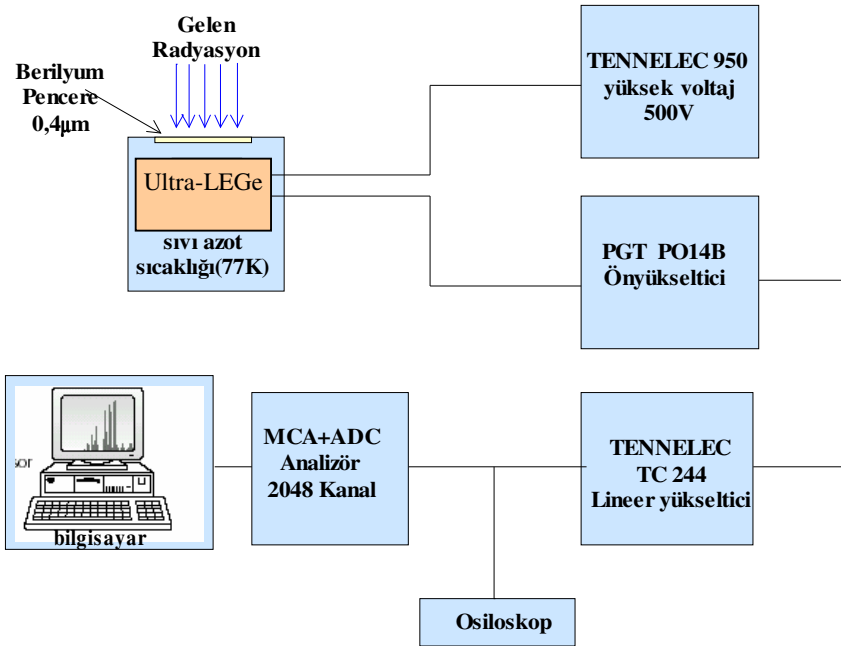
E enerjili bir foton sayacın aktif bölgesine düştüğünde germanyum atomlarını iyonlaştırır. Foton, enerjisinin tamamını fotoelektronlara verir. Fotoelektron, enerjisi bitinceye kadar yolu boyunca elektron-boşluk çifti meydana getirerek dedektör içinde hareket eder.

Ultra-LEGe yaklaşık olarak 500 Volt'luk ters besleme potansiyeli uygulanır. Meydana gelen elektrik alan, fotonların oluşturduğu elektron-boşluk çiftlerini toplar. Ters beslemeden dolayı elektronlar n-tipi bölgeye, boşluklar ise p-tipi bölgeye yönelirler.

p-tipi ve n-tipi bölgelerde elektrik alan vasıtasıyla toplanan yükler, akım pulsundan potansiyel pulsuna dönüştürülür. Sistemde kullanılan elektronik sistem vasıtasıyla potansiyel puls, puls yükseklik analizöründe enerjisine karşılık gelen kanala yerleştirilir. Dedektör, Şekil 16'de görüldüğü gibi LN₂ devarın içine bağlanmış olan bir vakum odasına monte edilmiştir. Böylece dedektörün hassas yüzeyi rutubetten ve diğer kirleticilerden korunmuştur (Debertin ve Helmer, 1988).



Şekil 16. Dedektör ve bölümleri



Şekil 17. Sayma sisteminin blok diyagramı

Şekil 17’de sayma sistemini oluşturan elemanlar görülmektedir. Görüldüğü gibi bir sayma sistemi; bir dedektör, ön yükseltici, yükseltici, analog sayısal dönüştürücü, Puls yükseklik analizörü, osiloskop ve bir yüksek voltaj kaynağından oluşmaktadır.

2.1.1. Yüksek Voltaj Kaynağı

Dedektörde meydana gelen yükleri toplamak için yüksek voltaj dedektör üzerine uygulanmaktadır. En iyi çalışma voltajı genellikle üretici firma tarafından belirlenir ve küçük bir dedektör için birkaç yüz volttan, büyük bir dedektör için 4000V’un üstüne kadar değişebilir (Debertin ve Hemler, 1988).

2.1.2. Ön Yükseltici

Modern bir yarıiletken dedektör sistemi ile yüke hassas bir ön yükseltici kullanılır. Elektronik gürültüyü en az indirmek için, genellikle bir alan-etkili transistör (FET) ile ön yükselticinin girişi dedektörle aynı tarzda soğutulur, yani sıvı azot sıcaklığında tutulur. Ön yükseltici çalışmasını iyileştirmek için FET’in sıcaklığı, oda sıcaklığında olan dedektörün dış muhafazasından içeriye biraz ısı sızmasına izin verilerek dedektörden daha sıcak tutulabilir. Ön yükseltici dedektörden gelen yük pulsunu voltaj pulsuna dönüştürür. Ön yükselticiden çıkan pulsların yükseklikleri veya genlikleri dedektörde toplanan yük miktarı ile doğru orantılı olmalıdır ve eğer fotonun tüm enerjisi dedektörde soğurulmuşsa fotonun enerjisiyle doğru orantılı olmalıdır (Debertin ve Helmer, 1988).

2.1.3. Yükseltici

Bir yükselticinin iki ana görevi vardır;

- 1) Ön yükselticinin çıkış puls genliklerini ayırt edilme ve sayılma için uygun voltaj seviyelerine yükseltme
- 2) Pulsları, puls genliği ve X-ışını fotonu arasındaki orantılı ilişkiyi tamamen sürdürerek işleme uygun bir forma sokmak.

Modern sistemler için maksimum çıkış pulsunun genliği 2 V’dan 10 V’a kadar değişir. Çoğu amplifikatör hem bir unipolar çıkış (sinyalin pik kısmı tamamen pozitif veya

tamamen negatiftir) hem de dipolar çıkış (sinyal hem pozitif hem de negatif bileşenlere sahip ile donatılmıştır. En iyi sinyal gürültü (signal-to-noise) oranını elde etmek için, yükselticinin unipolar çıkışı seçilir. Kullanıcının bilerek seçmesi gereken başka bir yükseltici denetimi puls genişliğini belirleyen şekillenme zamanı (shaping time) sabitidir. Bir spektrumdaki pikler için en iyi ayırma gücü, genellikle, o zaman sistem daha uzun bir zaman üzerinden gürültünün ortalamasını alabileceği için daha uzun bir zaman sabitiyle elde edilebilir. Bununla birlikte, daha uzun zaman sabitleri daha fazla rasgele toplamaya da neden olur. Bundan dolayı, eğer sistem 2000 s^{-1} 'lik sayma hızlarında çalıştırılabilecekse daha kısa zaman sabitleri kullanılabilir (Debertin ve Helmer, 1988).

2.1.4. Analog Digital Dönüştürücü

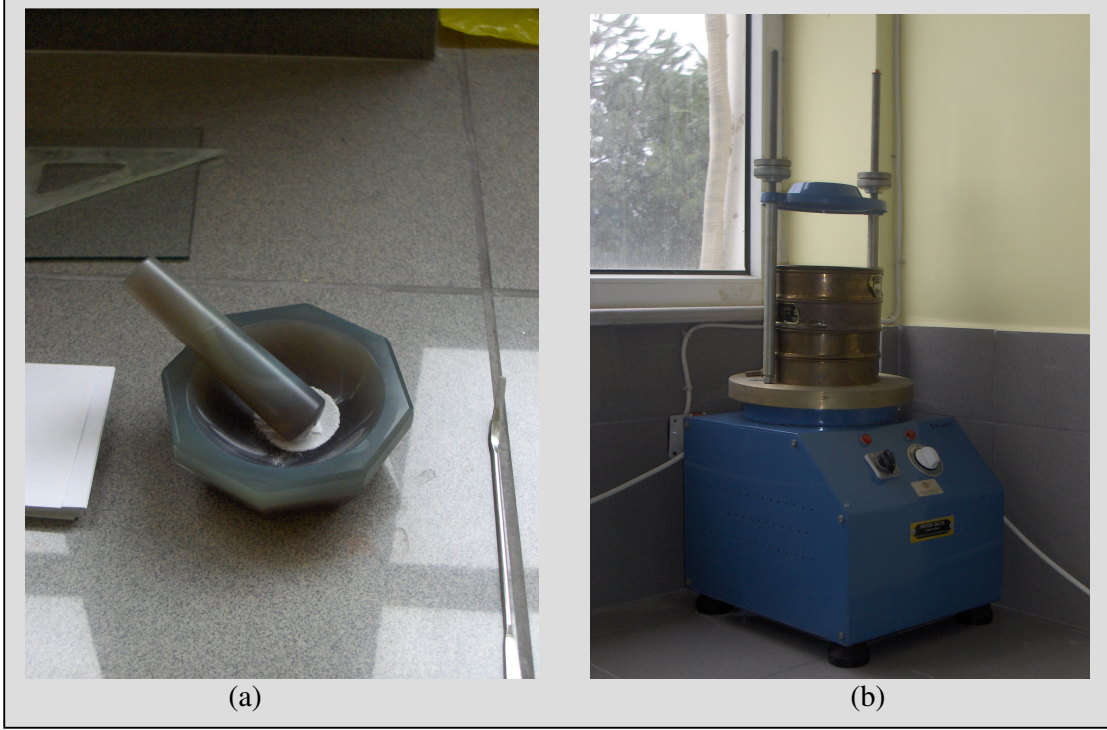
Analog sayısal dönüştürücünün (ADC) amacı yükselticiden gelen analog pulsu, onun genliğiyle dolayısıyla X-ışını fotonunun enerjisiyle orantılı bir tam sayıya çevirmektir. Bu işlemede analogu sayısala dönüştürme işlemi denir. Sayılmış olan her bir puls yüksekliği kadar sayı analizörün hafızasında birikir. Sonuçta bu bilgi bir enerji spektrumu olarak ekrana aktarılır (Debertin ve Helmer, 1988).

2.1.5. Çok Kanallı Analizör

Çok kanallı analizör sayısal hale getirilmiş pulsları kanallara yerleştirir ve bilgisayar hafızasına kaydeder. Gerçekte, her bir kanal depolamak için kullanılan bir kutudur ve X-ışını spektrumunda kesin olarak kalibre edilmiş sayısal enerji aralığı olan bir enerji aralığına düşen pulsları sayar. Kalibrasyon işlemi standart kaynaklarla işleme başlamadan önce yapılmalıdır (Williams, 1987).

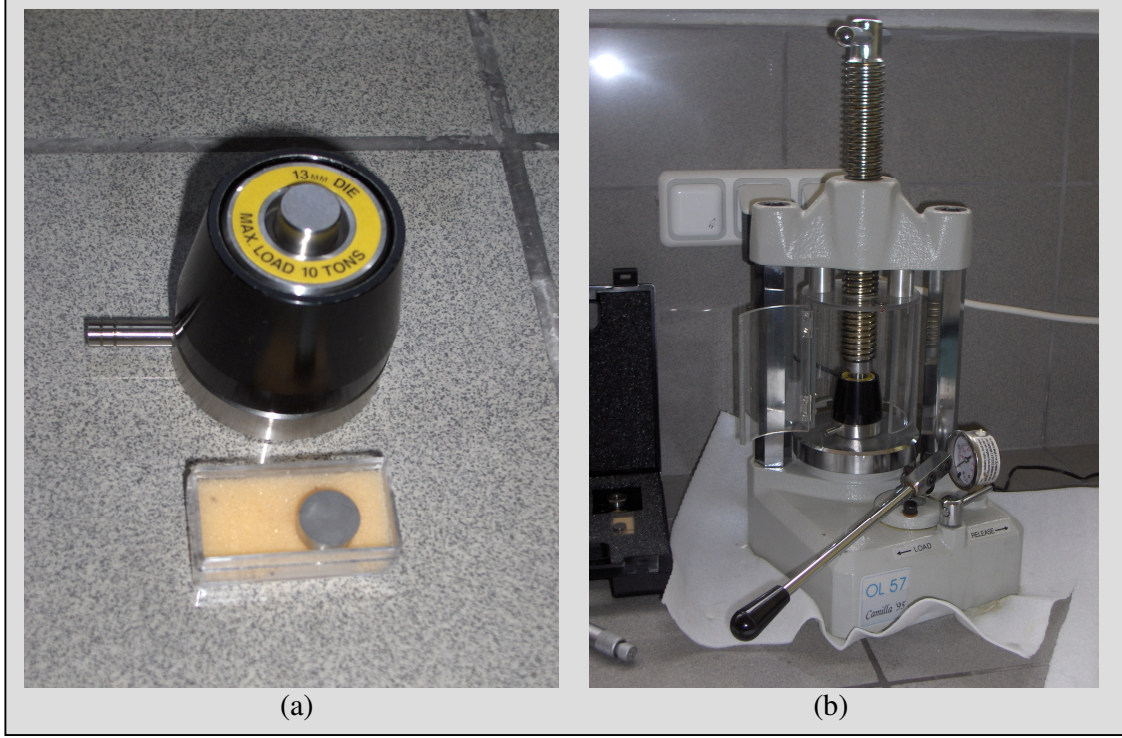
2.2. Numunelerin hazırlanması

Bu çalışmada saflığı yaklaşık %99 olan toz halinde Tm, Yb, Lu, Hf, Ta, W, Re ve Os elementleri kullanılmıştır. Toz numuneler pirinç havanda öğütüldükten sonra küçük parçacık büyüklüğü elde etmek için eleklerle (Şekil 18) elenmiştir.

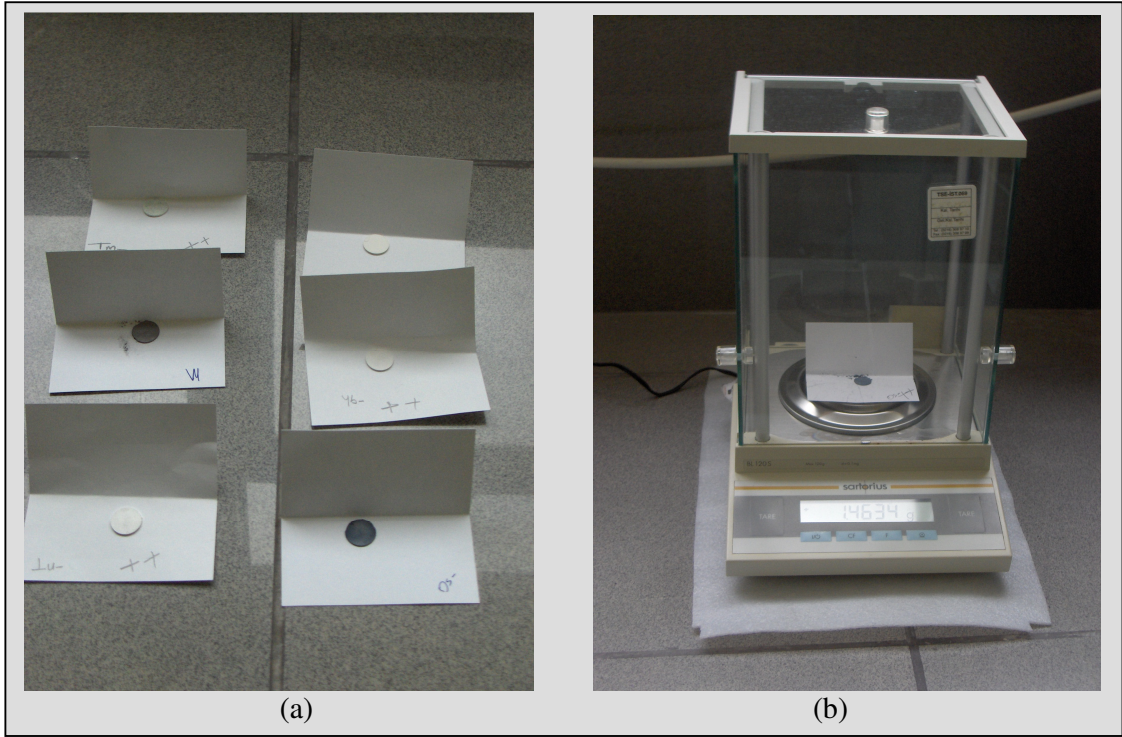


Şekil 18. (a) Numuneleri öğütmek için kullanılan havan, (b) Küçük parçacık büyüklüğü elde etmek için kullanılan elekler

Daha sonra toz numuneler preslenerek 1,3cm çapında tabletler haline getirilmiş ve bu numunelerin kütleleri, 10^{-4} gr hassasiyetli terazide ölçülmüştür (Şekil 19 ve 20).



Şekil 19. (a) 1,3cm çapında olan palet (b) Baskı aleti



Şekil 20. (a) Yapılan tabletler, (b) 10^{-4} gr hassasiyetli terazi

Kullandığımız numunelerin özellikleri Tablo 2’de verilmiştir. Numuneleri uyarmak için aktivitesi 25mCi olan Co-57 kaynağı kullanılmıştır.

Karakteristik X-ışınlarını ve numunede soğurularak geçen radyasyonu saymak için 5,9 keV’de yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM) 150 eV, aktif alanı 30mm² ve kalınlığı 5mm, berilyum pencere kalınlığı 0,4 µm olan bir Ultra-LEGe dedektör kullanılmıştır.

Tablo 2. Çalışmada kullanılan numuneler ve numunelerin özellikleri

Element (Z)	Cinsi	Parçacık büyüklüğü (mesh)	Kütlesi (gr)	Çapı (cm)	Safılığı (%)
Tm-69	Toz	400<	0,501	1,3	99,9 %
Yb-70	Toz	400<	0,454	1,3	99,9 %
Lu-71	Toz	400<	0,657	1,3	99,9 %
Hf-72	Toz	400<	0,705	1,3	99 %
Ta-73	Toz	400<	0,431	1,3	99,85 %
W-74	Toz	400<	0,853	1,3	99,8 %
Re-75	Toz	400<	0,566	1,3	99,9 %
Os-76	Toz	400<	0,656	1,3	99,8 %

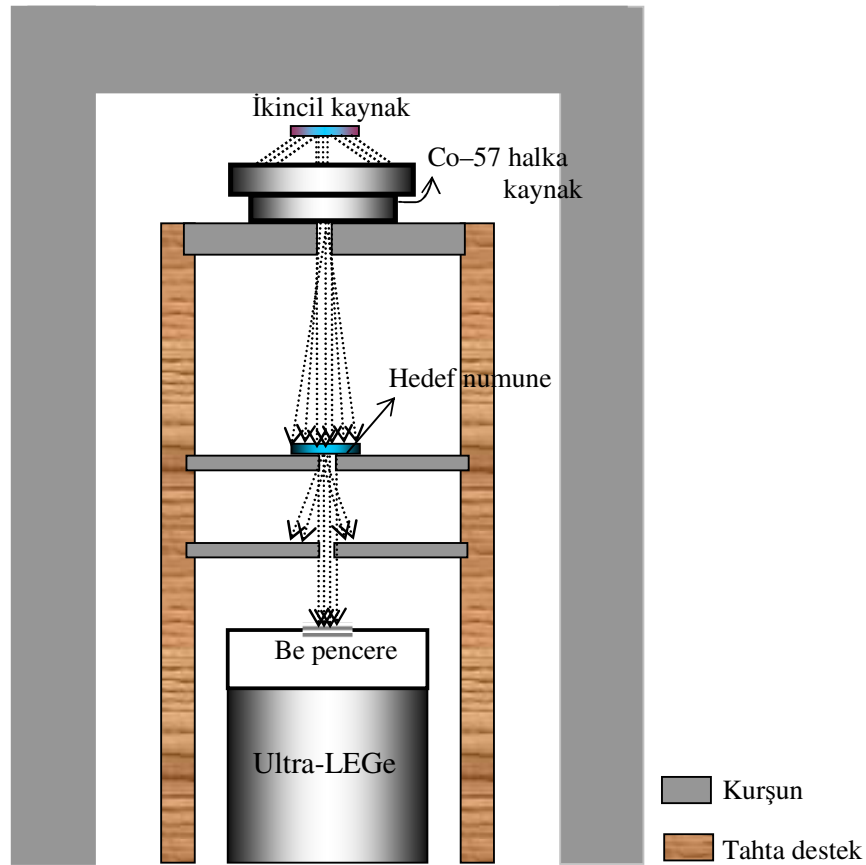
X-ışınları veya γ -ışınlarının saçılması veya soğurulması ilgili veriler bilim, mühendislik ve tıbbi uygulamalar için gereklidir (Hubbell, 1999). Berger ve Hubbell tarafından (1987) geliştirilen XCOM bilgisayar programı kullanılarak element, karışım ve bileşikler için tesir kesiti ve soğurma katsayılarının hesaplanması daha tercih edilir olmuştur. Bu programın veri tabanı 1-100GeV enerji aralığında karışım, bileşik veya herhangi elementin tesir kesiti ve kütle soğurma katsayılarını verir. Ayrıca fotoelektrik, koherent ile inkoherent saçılma, çift oluşumu gibi kısmi tesir kesitlerini ve kısmi soğurma katsayılarının hesaplamalarını da içerir.

Orijin 7,5 programı, bilimsel grafik ve veri analizleri için bir yazılım programıdır. Bu program, mevcut verilerin analizleri ve grafikleri büyük öneme sahip olduğu için bilim adamlarına oldukça kapsamlı bir çözüm sunar. Yaptığımız çalışmada, bu program kullanılarak grafik ve veri analizleri değerlendirilmiştir.

2.2.1. Kütle Soğurma Katsayılarının Deneysel Ölçümü

Bu deneyde amacımız; deneysel kütle soğurma katsayılarını gerekli ölçüm ve hesaplamaları yaparak bulmak ve elde ettiğimiz parametrelerden yararlanarak deneysel soğurma sıçrama-faktörlerini hesaplamaktır. Deneysel ölçümlerin alınmasında ve ikincil uyarma metoduna uygun olarak hazırlanan deney geometrisi Şekil 21’de verilmiştir.

İkincil uyarıcı kaynak olarak, 25mCi’lik Co-57 halka kaynağından yayımlanan ortalama 123,6 keV’lik gama ışınlarıyla uyarılan numuneden yayımlanan karakteristik X-ışınları kullanıldı. Deneyde, temel uğraşımız K soğurma kıyılarına karşılık gelen enerjide mümkün mertebede ikincil uyarıcı kaynakları seçmektir. Elementlerin soğurma kıyısı enerjileri ve ikincil uyarıcılardan elde edilen X-ışını enerjileri Tablo 3’de verilmiştir.



Şekil 21. Deneyde kullanılan ikincil uyarıcı ve transmisyon geometrisi

Tablo 3. Elementlerin K soğurma kıyısı, kullanılan ikincil uyarıcılar ve karakteristik X-ışını enerjileri

Element(Z)	K Soğurma Kıyısı Enerjisi (keV)	İkincil Kaynak ve Enerjisi (keV)
Tm-69	59,389	Yb $K_{\beta 1}$ 59,370
Yb-70	61,332	Os $K_{\alpha 2}$ 61,486
Lu-71	63,313	Ir $K_{\alpha 2}$ 63,286
Hf-72	65,350	Ta $K_{\beta 1}$ 65,223
Ta-73	67,416	W $K_{\beta 1}$ 67,244
W-74	69,525	Re $K_{\beta 1}$ 69,310
Re-75	72,676	Os $K_{\beta 1}$ 71,413
Os-76	73,870	Ir $K_{\beta 1}$ 73,560

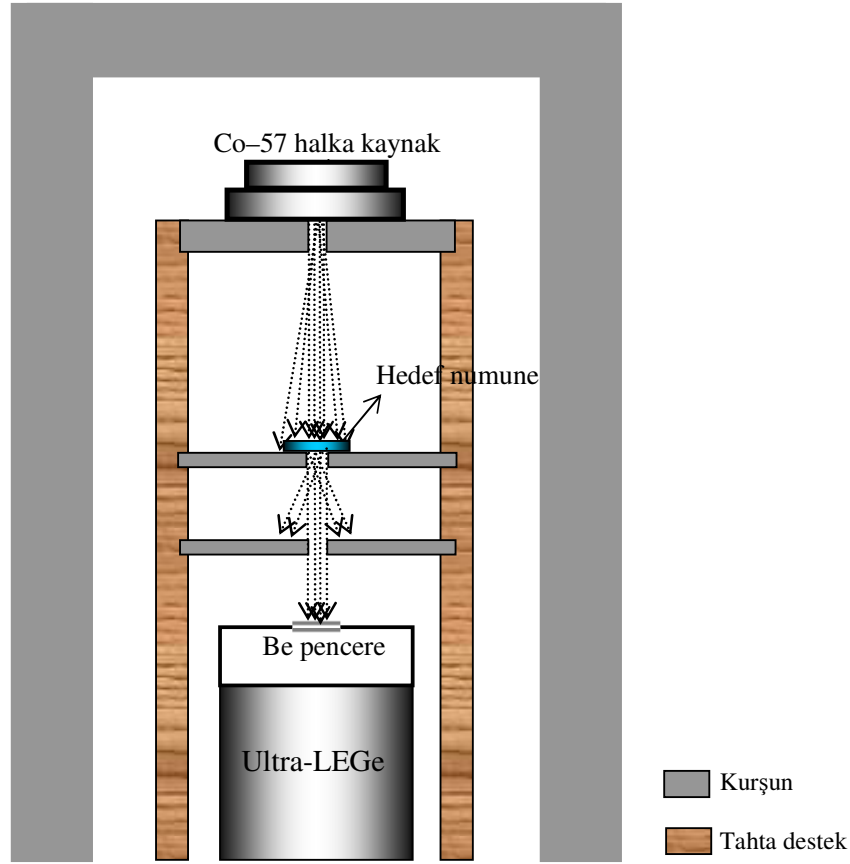
İkincil uyarıcıdan çıkan X-ışınları uygun bir kolimatör kullanmak suretiyle paralel bir demet halinde soğurucular üzerine kolime edilmiştir. Aynı zamanda, soğurucudan küçük açılardaki istenmeyen saçılmaları en aza indirmek için sayaç ile soğurucu arasına uygun bir kolimatör yerleştirilmiştir.

Önce soğurucu numuneler olmadan, ikincil uyarıcıdan yayımlanan X-ışınları $72 \times 10^3 \text{sn}$ süreyle sayılmıştır. Daha sonra aynı süre için, ikincil uyarıcı kaynak ile sayaç arasına soğurucu numuneler yerleştirildikten sonra sayımlar alınmıştır.

2.2.2. Flüoresans Tesir Kesitlerinin Deneysel Ölçümü

Bu deneyde amacımız; deneysel flüoresans tesir kesitlerini gerekli ölçüm ve hesaplamaları yaparak bulmak ve elde ettiğimiz parametrelerden yararlanarak deneysel soğurma sıçrama-faktörlerini hesaplamaktır. Ölçümler iki farklı geometride yapılmıştır.

Toplam atomik soğurma tesir kesitini (σ_T) bulabilmek için Şekil 22'de gösterilen soğurma geometrisinde ölçümler yapıldı. Önce soğurucu numuneler olmadan, kaynaktan yayımlanan 122 keV'lik γ -ışınları $5 \times 10^3 \text{sn}$ süreyle sayılmıştır. Daha sonra aynı süre için, uyarıcı kaynak ile sayaç arasına soğurucu numuneler yerleştirildikten sonra sayımlar alınmıştır.



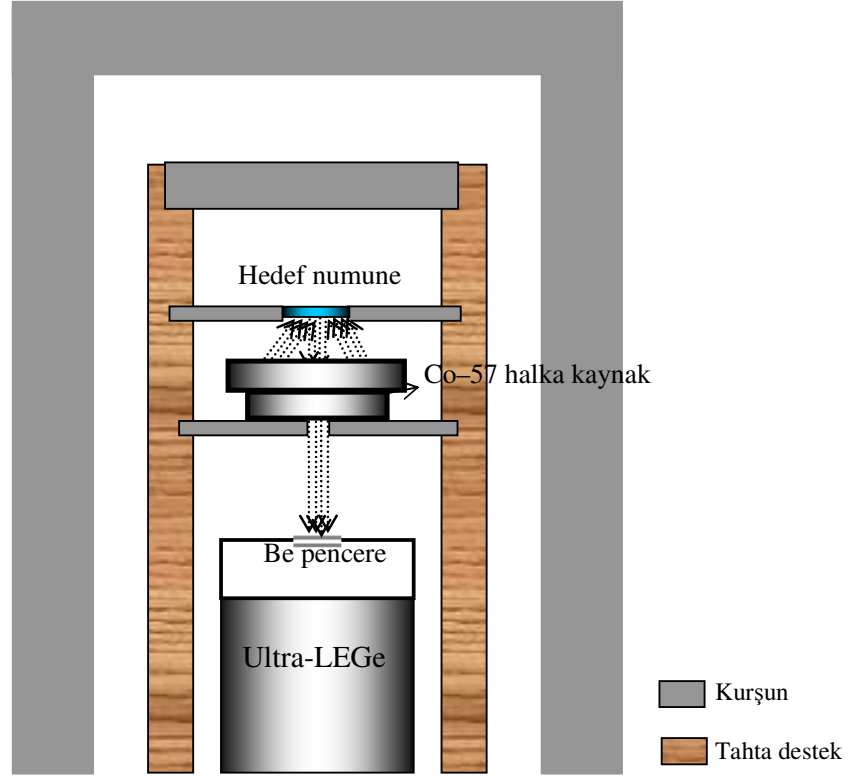
Şekil 22. Deneyde kullanılan transmisyon geometrisi

K_{α} fotoiyonizasyon tesir kesiti ($\sigma_{K\alpha}$) ve $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranlarını bulabilmek için Şekil 23'de verilen uyarma geometrisinde 2×10^3 sn süre ile ölçümler alınmıştır. Bu geometride hesaplamalar yapmak için dedektör verimine ihtiyaç vardır. Dedektör verimi deney geometrisi ile değiştiğinden her deneysel çalışma için dedektör verimi tayini yapılması gerekir. Böylece dedektör verimi yardımıyla şiddet oranları, flüoresans tesir kesitleri ve flüoresans verimlerin değerleri bulunabilir.

Am-241, Co-57 radyoaktif kaynaklarının kullanılmasıyla uyarılan Fe, As, Zr, Cd, Te, Ba, Nd, Er, Hg, Cu, Br, Sr, Mo, Ru, Sn, Pr ve Sm elementlerin karakteristik K X-ışını enerjilerine karşı elde edilen $I_0 G \epsilon$ grafiğinin regrasyonu sonucu *fit* denklemi;

$$I_0 G \epsilon = 3,03 \times 10^8 - 1,45 \times 10^7 E_{K_i} + 327568,2 E_{K_i}^2 - 2490,81 E_{K_i}^3 \quad (42)$$

elde edilmiştir. Burada, E_{K_i} K_i ($i = \alpha, \beta$) X-ışınlarının enerjileridir.



Şekil 23. Deneyde kullanılan uyarma geometrisi

3. BULGULAR

3.1. Deneysel Kütle Soğurma Katsayıları Kullanılarak J_K 'nin Hesaplanması

Kütle soğurma katsayıları “Lambert Beer” denkleminde yararlanılarak aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right) = -\frac{1}{t} \ln\left(\frac{I}{I_0}\right) \quad (43)$$

Burada, $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)$; kütle soğurma katsayısı, t numune kalınlığı, $\left(\frac{I}{I_0}\right)$ ise soğurucudan geçen demetin gelen demete oranı olup kısaca soğurulma kesri olarak da söylenebilir. Şekil 20'deki deney geometrisinden alınan ikincil uyarıcının soğuruculu ve soğurucusuz karakteristik pikleri Şekil 24, 26, 28, 30, 32, 34, 36 ve 38'de gösterilmiştir.

Denklemler (43)'den yararlanılarak kütle soğurma katsayıları hesaplandı. Kütle soğurma katsayısı (gr/cm^2)–enerji (keV) değişim grafikleri orijini 7.5 bilgisayar programında çizildi ve bu grafik değerleri Şekil 25, 27, 29, 31, 33, 35 ve 37 verilmiştir.

Ardından soğurma kıyısı yakınlarında oluşan keskin süreksizlikten faydalanılarak soğurma sıçrama-faktörleri deneysel olarak hesaplandı. Mesela K tabakasındaki soğurma-sıçrama faktörü;

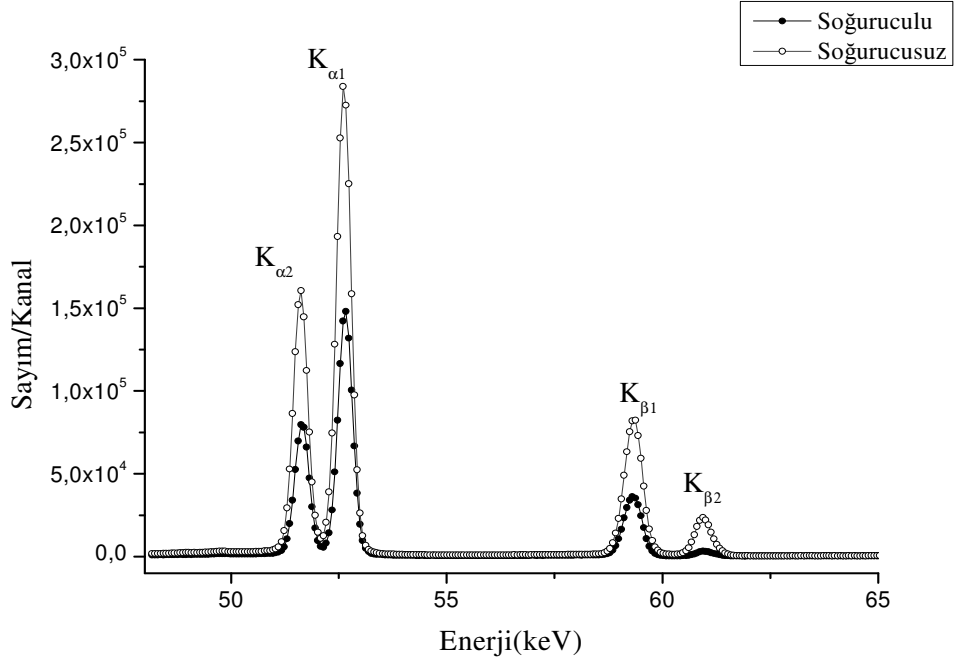
$$J_K = 1 - \left(\frac{1}{r_K}\right) = \frac{(r_K - 1)}{r_K} \quad (44)$$

$$r_K = \frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_+}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_-} \quad (45)$$

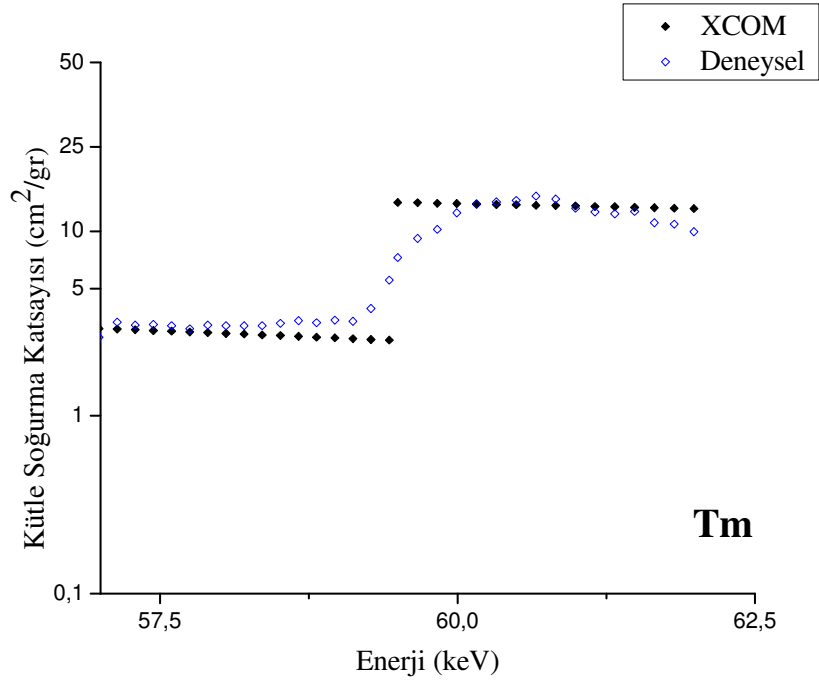
Burada $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_+$; soğurma kıyısının üst kenarı, $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_-$; soğurma kıyısının alt kenarı olması kaydıyla soğurma-sıçrama faktörü aşağıdaki denklemlerle hesaplanır.

$$J_K = \frac{\left[\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_+\right] - \left[\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_-\right]}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_-} \quad (46)$$

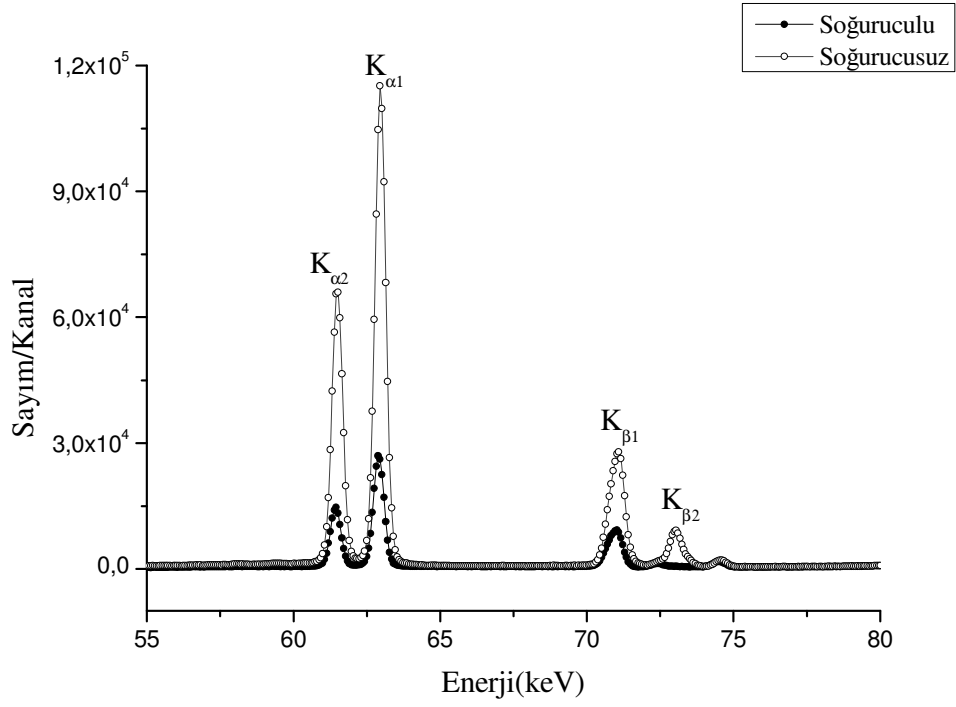
Elde edilen K kabuğu soğurma sıçrama faktörleri Tablo 5’da verilmiştir.



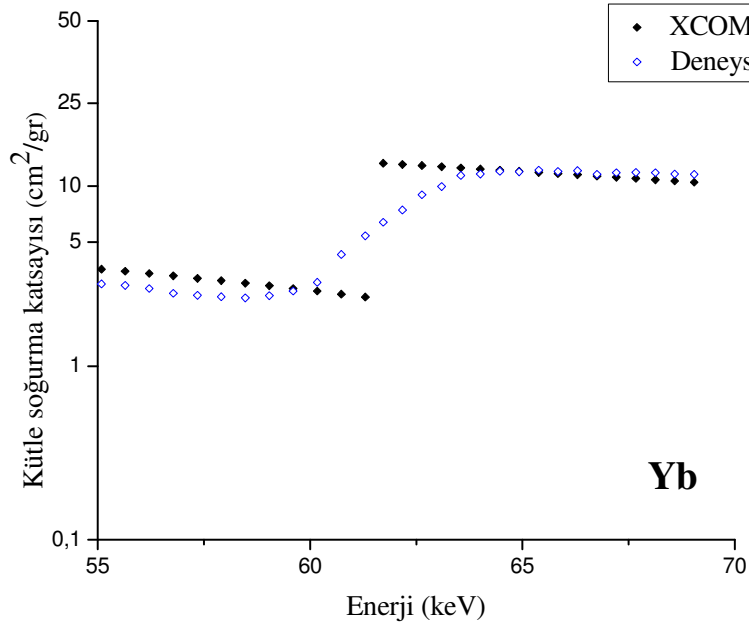
Şekil 24. Tm için; ikincil uyarıcı Yb'den alınan soğuruculu ve soğurucusuz karakteristik pikler



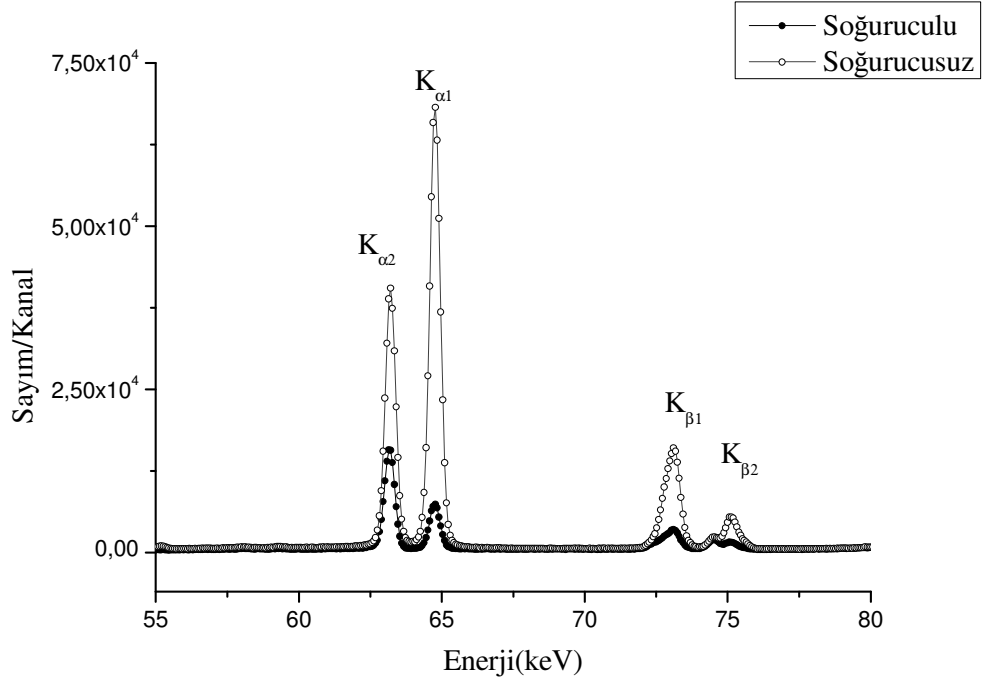
Şekil 25. Tm'nin K soğurma kıyısı yakınında kütle soğurma katsayıları



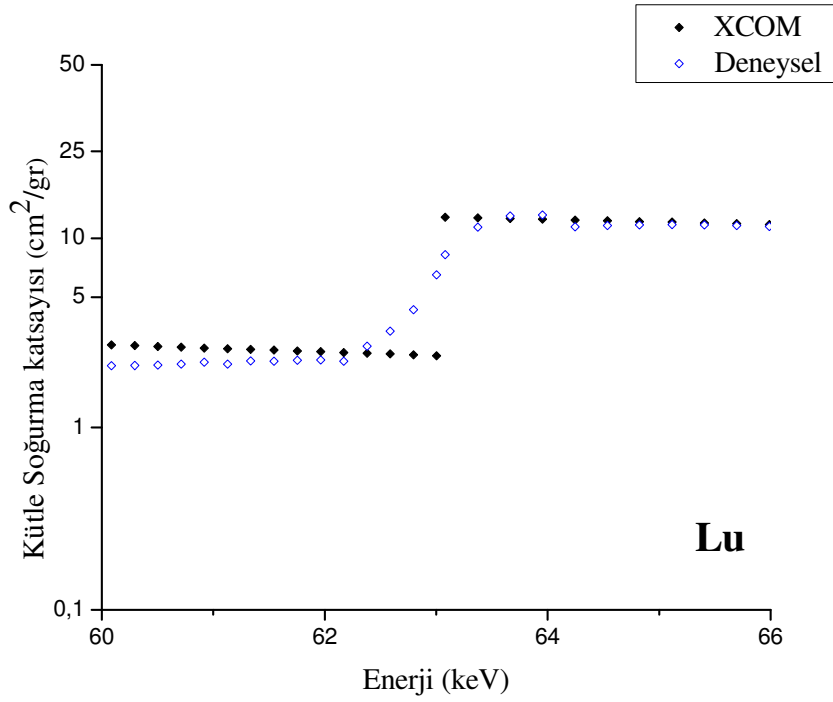
Şekil 26. Yb için; ikincil uyarıcı Os'dan alınan soğuruculu ve soğurucusuz karakteristik pikler



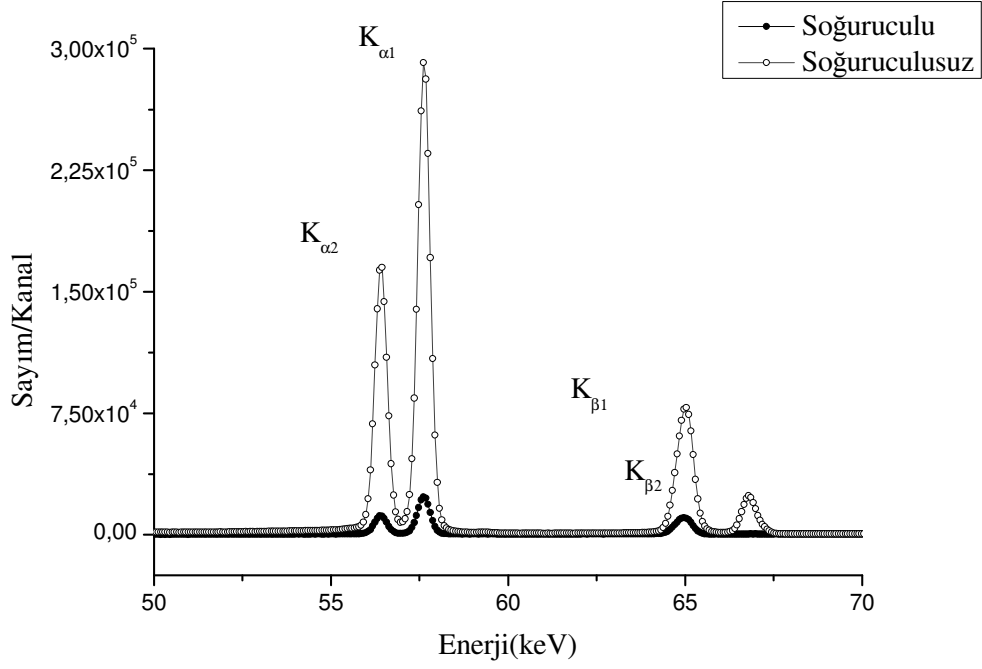
Şekil 27. Yb'nin K soğurma kıyısında kütle soğurma katsayıları



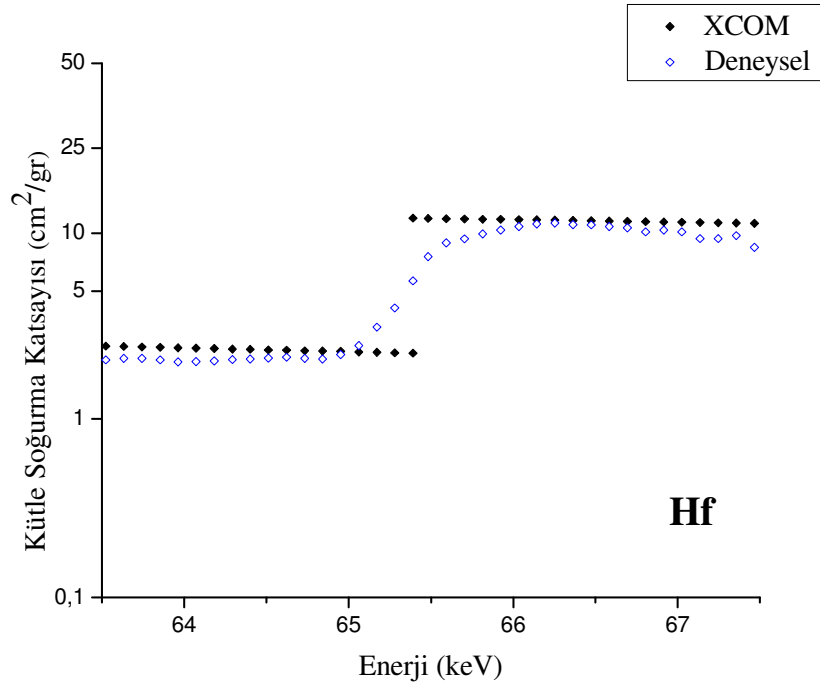
Şekil 28. Lu için; ikincil uyarıcı Ir'den alınan soğuruculu ve soğurucusuz karakteristik pikler



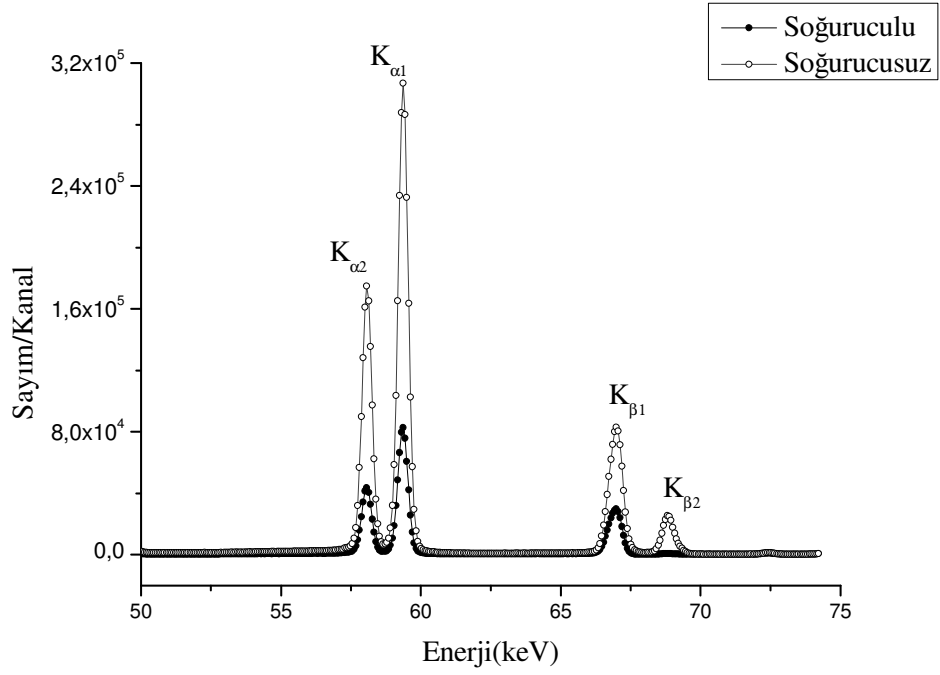
Şekil 29. Lu'nin K soğurma kıyısı yakınında kütle soğurma katsayıları



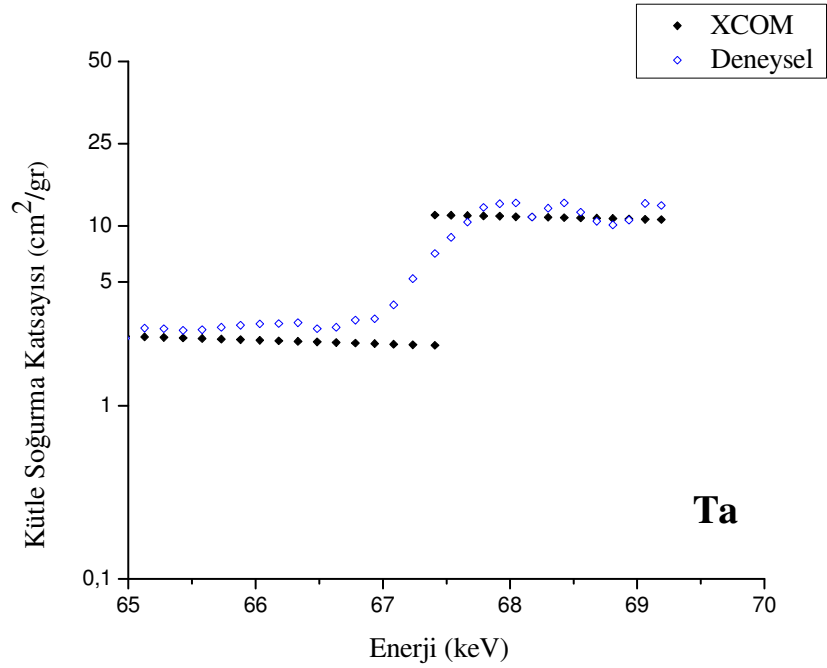
Şekil 30. Hf için; ikincil uyarıcı Ta'dan alınan soğuruculu ve soğurucusuz karakteristik pikler



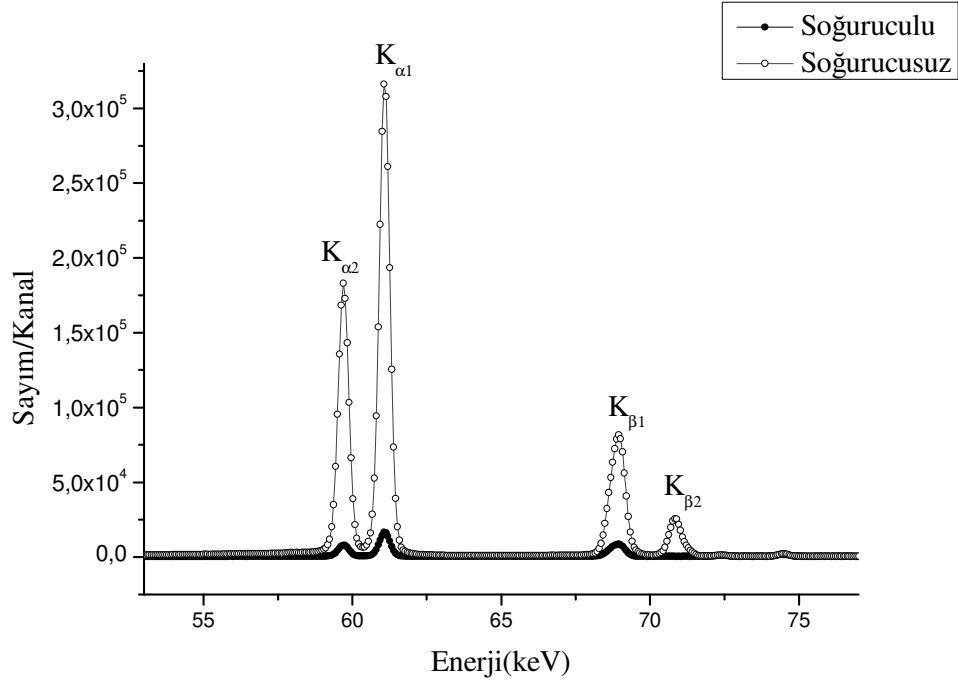
Şekil 31. Hf'un K soğurma kıyısında kütle soğurma katsayıları



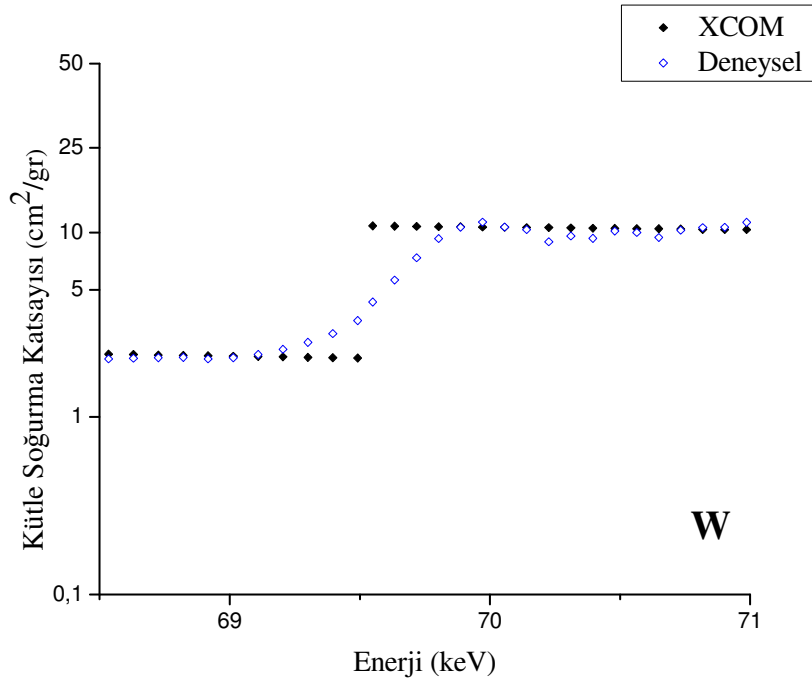
Şekil 32. Ta için; ikincil uyarıcı W'dan alınan soğuruculu ve soğurucusuz karakteristik pikler



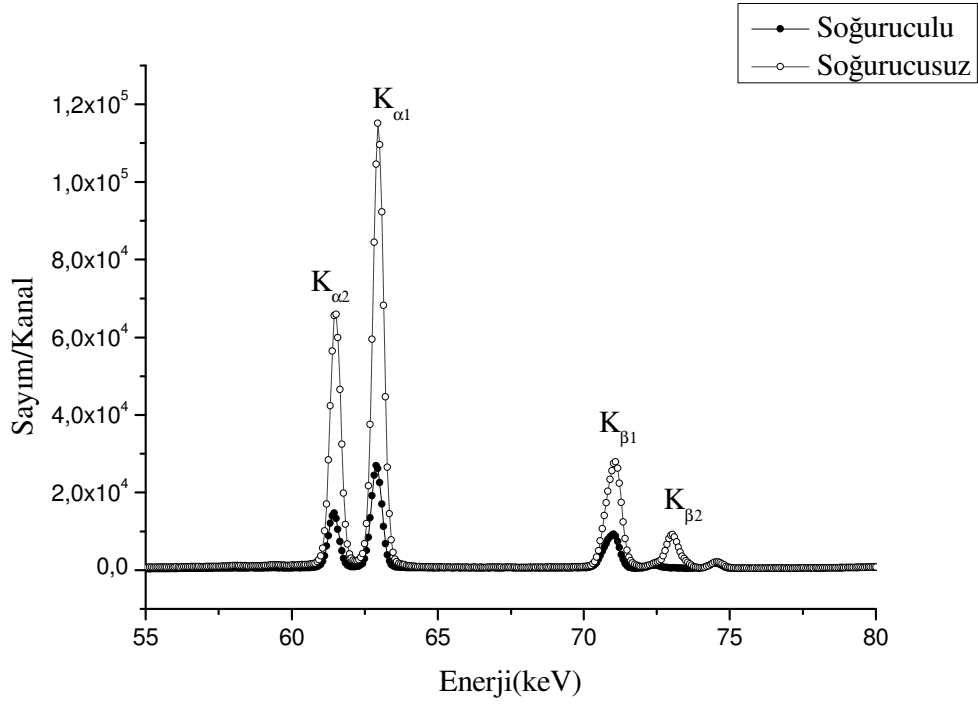
Şekil 33. Ta'ın K soğurma kıyısı yakınında kütle soğurma katsayıları



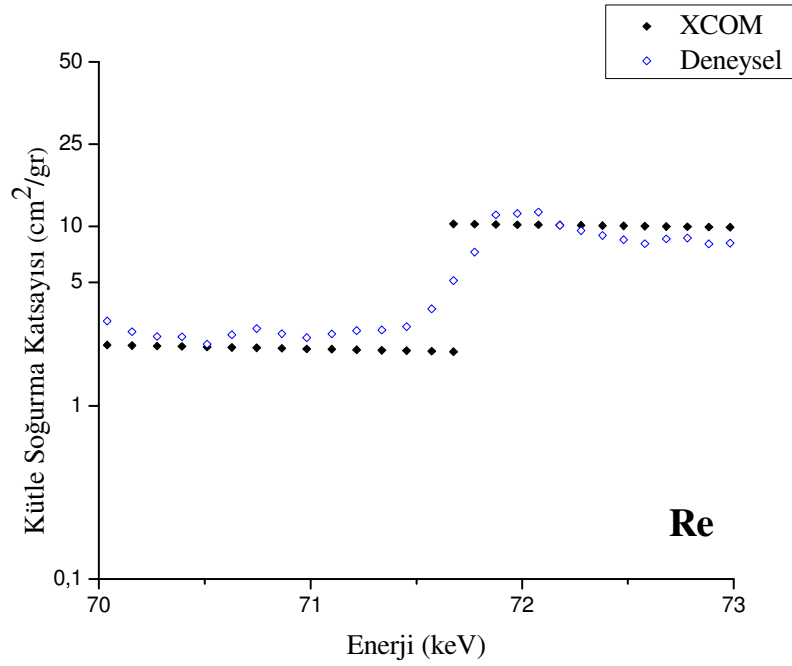
Şekil 34.W için; ikincil uyarıcı Re'dan alınan soğuruculu ve soğurucusuz karakteristik pikler



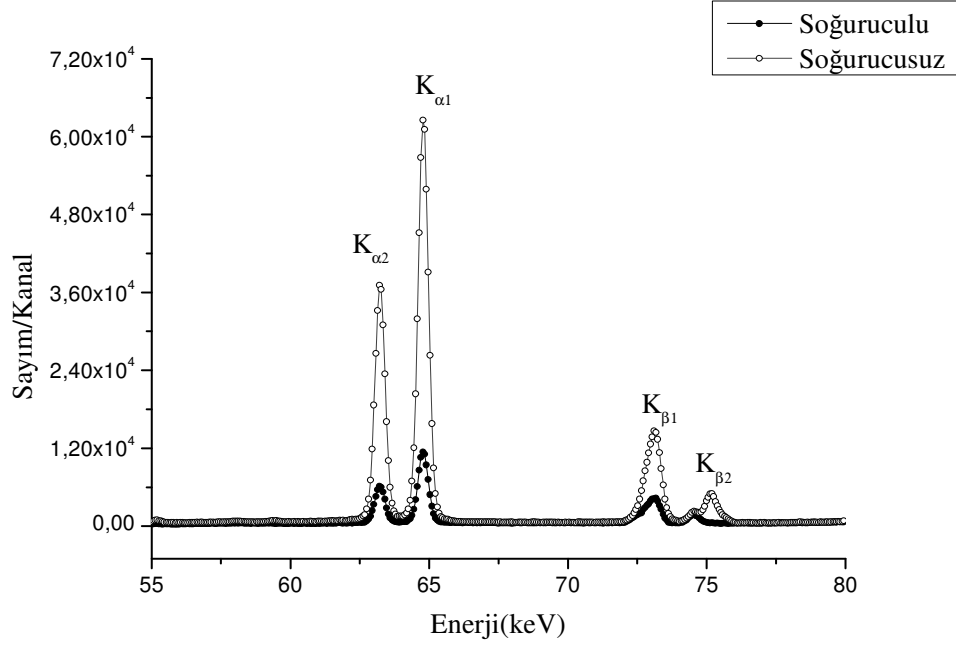
Şekil 35. W'nin K soğurma kıyısı yakınında kütle soğurma katsayıları



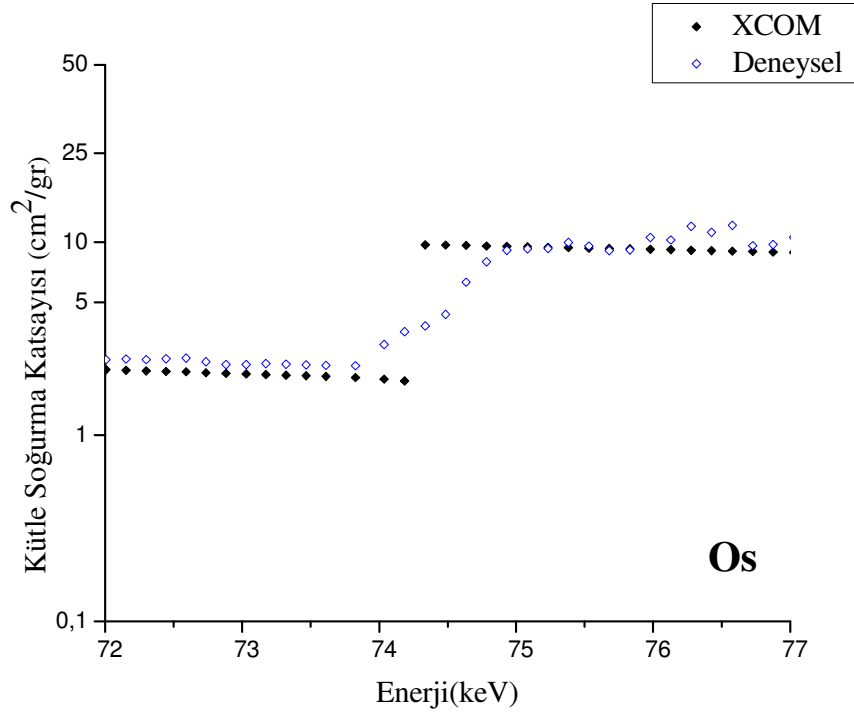
Şekil 36.Re için; ikincil uyarıcı Os'dan alınan soğuruculu ve soğurucusuz karakteristik pikler



Şekil 37. Re'un K soğurma kıyısı yakınında kütle soğurma katsayıları



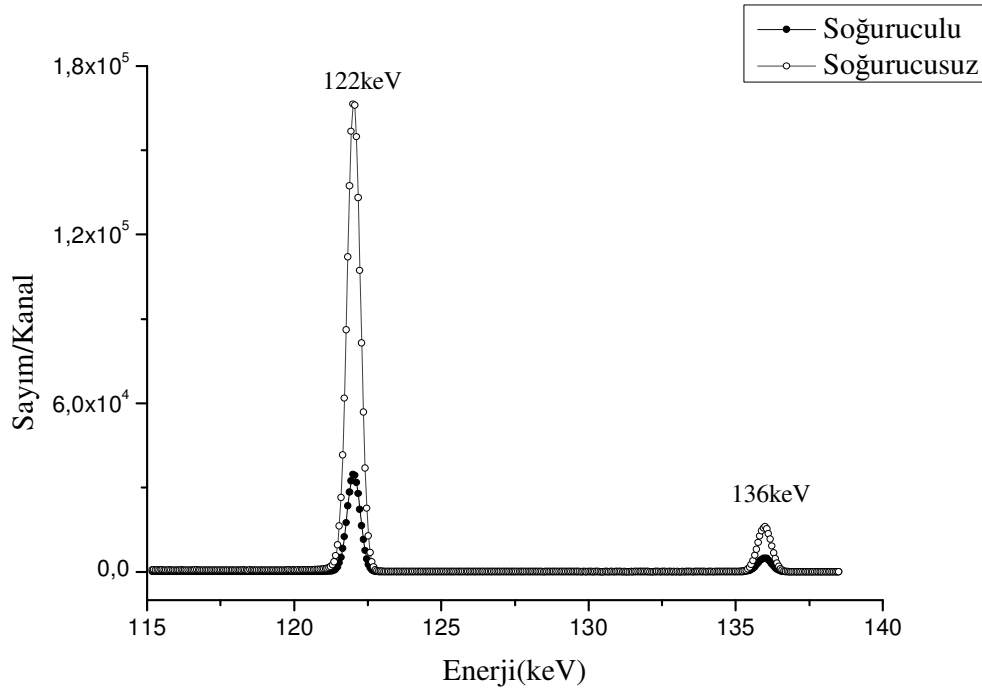
Şekil 38. Os için; ikincil uyarıcı Ir'den alınan soğuruculu ve soğurucusuz karakteristik pikler



Şekil 39. Os'un K soğurma kıyısında kütle soğurma katsayıları

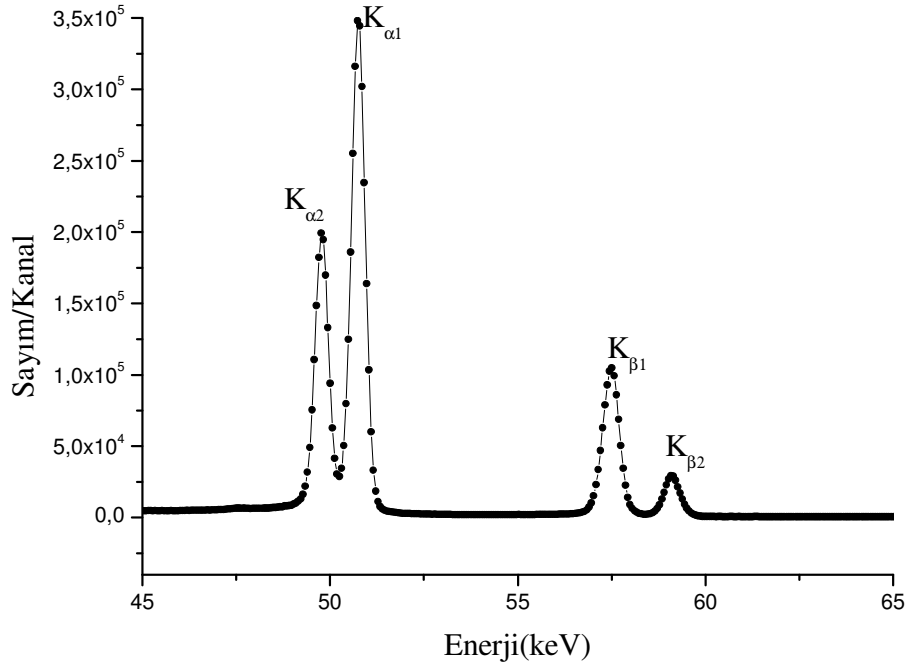
3.2. Deneysel Flüoresans Tesir Kesitleri Kullanılarak J_K 'nın Hesaplanması

Şekil 22'de verilen deney geometrisinde yapılan deneysel ölçümler kullanılarak toplam atomik soğurma tesir kesiti σ_t , deneysel olarak denklem (37) ile hesaplanmış ve bu geometride elde edilen soğurucu ve soğurucusuz kaynağın ölçülen spektrumu örnek olarak Şekil 40'da gösterilmiştir.



Şekil 40. Os için; Co-57 kaynağının soğurucu ve soğurucusuz spektrumu

Şekil 23'de verilen deney geometrisinde yapılan deneysel ölçümler kullanılarak K XRF tesir kesiti $\sigma_{K\alpha}$, $i=\alpha$ için denklem (33), K_α X-ışını grubunun kısmi emisyon hızı $F_{K\alpha}$ denklem (29) ve $I_{K\beta} / I_{K\alpha}$ oranı denklem (38) ile deneysel olarak hesaplanmıştır. Bu geometride uyarıcı Co-57 kaynağıyla elde edilen Tm elementine ait karakteristik X-ışını spektrumu örnek olarak şekil 41'da gösterilmiştir.



Şekil 41. Tm elementinin karakteristik X-ışını spektrumu

Deneysel olarak hesaplanan flüoresans tesir kesitleri kullanılarak K kabuğu soğurma-sıçrama faktörü J_K , denklem (36) ile hesaplandı.

Teorik değerler; toplam atomik soğurma tesir kesiti (σ_t) ve toplam atomik (compton + koherent) saçılma tesir kesiti (σ_{ts}); Hubbell ve Berger'in XCOM bilgisayar programından, K kabuğu fluoresans verimi (ω_K); M.O. Krause'nin (1979) tablosundan, $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ oranları; James H. Scofield 'in (1974) tablosundan alınmıştır

Yapılan ölçümler sonucunda elde edilen deneysel ve teorik değerler Tablo 5'de verilmiştir.

Tablo 4. $69 \leq Z \leq 76$ elementler için Co-57 uyarıcı kaynağı enerjisinde σ_t , $\sigma_{K\alpha}$, $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$, σ_{ts} ve ω_K değerleri

Element	σ_t (b/atom)		$\sigma_{K\alpha}$ (b/atom)		$I_{K\beta}/I_{K\alpha}$		σ_{ts} (b/atom)	ω_K
	DeneySEL	T ^a	DeneySEL	T ^b	DeneySEL	T ^c	T ^a	T ^d
Tm	605,902 ±24	632	338,033 ±14	344,895	0,256 ±0,010	0,262	61	0,945
Yb	624,486 ±31	668	340,677 ±17	359,598	0,270 ±0,014	0,263	63	0,947
Lu	716,646 ±38	703	380,503 ±20	382,461	0,260 ±0,013	0,265	64	0,949
Hf	781,042 ±27	739	420,686 ±15	399,983	0,268 ±0,009	0,267	66	0,950
Ta	788,703 ±49	777	429,309 ±18	419,101	0,273 ±0,011	0,268	68	0,952
W	826,114 ±42	816	447,457 ±23	442,739	0,266 ±0,012	0,270	70	0,954
Re	873,180 ±39	855	467,696 ±21	461,159	0,274 ±0,015	-----	72	0,955
Os	897,454 ±48	894	497,940 ±27	483,005	0,275 ±0,017	0,273	74	0,957

T; teorik değerler

^aXCOM(1887/1999)

^bScofield (1973)

^cScofield (1974)

^dKrause (1979)

Deneyisel kütle soğurma katsayılarını ve deneyisel flüoresans tesir kesitlerini kullanarak elde edilen soğurma-sıçrama faktörleri ve teorik olarak hesaplanan soğurma-sıçrama faktörleri Tablo 6’da ve soğurma-sıçrama faktörlerinin atom numarasına göre değişimi Şekil 42’de verilmiştir.

Tablo 5. Sıçrama-faktörü değerlerinin deneyisel ve teorik karşılaştırılması

Element (Z)	D ^a	D ^b	Soğurma-sıçrama faktörü (J_K)				T ^g	T ^h
			T ^c	T ^d	T ^e	T ^f		
Tm-69	0,791 ±0,016	0,825 ±0,05	0,818	0,813	0,807	0,786	0,778	0,807
Yb-70	0,796 ±0,014	0,814 ±0,05	0,817	0,811	0,805	0,779	0,780	0,793
Lu-71	0,803 ±0,011	0,775 ±0,05	0,816	0,809	0,803	0,780	0,780	0,798
Hf-72	0,787 ±0,022	0,785 ±0,05	0,814	0,807	0,802	0,787	0,777	0,793
Ta-73	0,810 ±0,016	0,797 ±0,05	0,813	0,806	0,800	0,770	0,775	0,787
W-74	0,784 ±0,018	0,785 ±0,05	0,811	0,804	0,798	0,773	0,772	0,790
Re-75	0,771 ±0,019	0,778 ±0,05	0,810	0,802	0,796	0,759	0,770	0,785
Os-76	0,790 ±0,017	0,805 ±0,05	0,809	0,800	0,795	0,771	0,768	0,783

T; Teorik değerler, D;Deneyisel değerler

^aDeneyisel kütle soğurma katsayılarını kullanarak hesaplanan değerler

^bDeneyisel flüoresans tesir kesitlerini kullanarak hesaplanan değerler

^cBroll(1986)

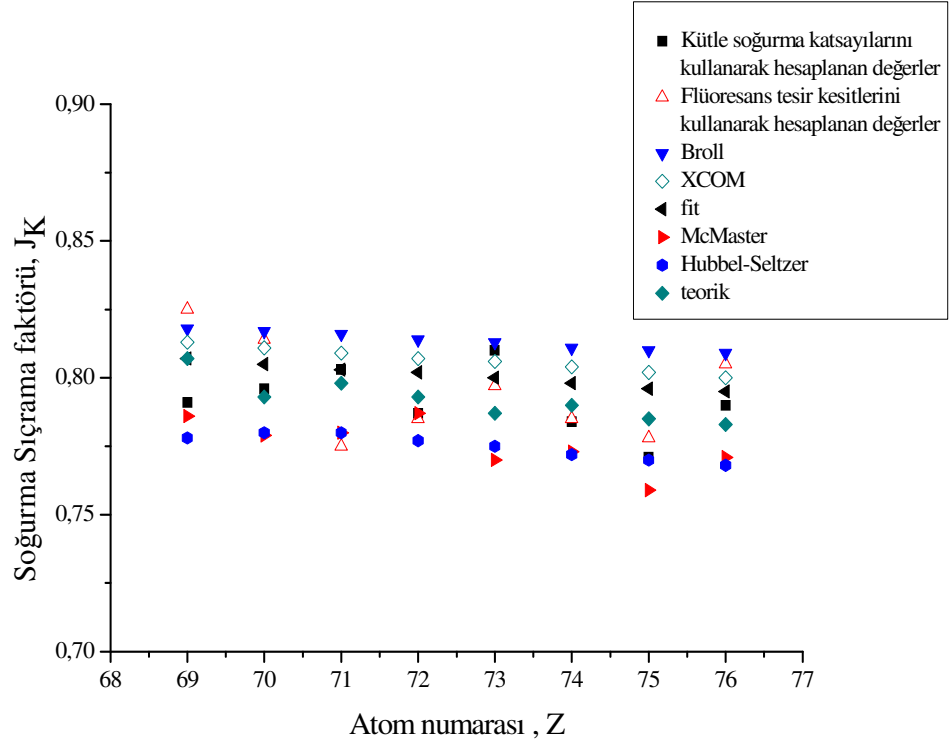
^dXCOM(Berger vd.1987)

^efit

^fMcMaster vd.(1969)

^gHubbell-Seltzer(1995)

^hTablo4. deki σ_t ve σ_{ts} XCOM (Hubbell ve Berger), ω_K M.O. Krause (1979), $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ James H. Scofield (1974) ve $\sigma_{K\alpha}$ James H. Scofield (1973) teorik değerler kullanılarak denklem(49) ile elde edilen teorik değerler



Şekil 42. Soğurma sıçrama faktörünün atom numarasına göre değişimi

4. TARTIŞMA VE SONUÇ

Gelen foton enerjisine karşılık kütle soğurma tesir kesitlerinin grafiği çizildiğinde gelen foton enerjisi artıkça genellikle azalan bir grafik ortaya çıkar. Fakat belli bölgelerde keskin süreksizlikler oluşur. Süreksizlikler soğurma kıyıları olarak bilinir. K, L, M, ... tabakalarında elektronların bağlanma enerjileriyle, gelen foton enerjisinin uyumlu olması durumunda ortaya çıkar. Soğurma kıyıları ile ilgili parametreleri elde edebilmek için çeşitli yöntemler kullanılabilir. Çalışmada, iki farklı yöntemle Tablo 2’de özellikleriyle birlikte verilen elementlerin K tabakasına ait soğurma sıçrama faktörleri hesaplandı.

Kütle soğurma katsayıları kullanılarak J_K ’nın hesaplanması deneyinde, teorik bir yaklaşıma gerek kalmaksızın soğurma kıyısının alt ve üst değerleri arasındaki farktan yararlanarak soğurma-sıçrama faktörü hesaplandı. Burada elementlerin K kıyısının hem altında hem de üstündeki enerjileri kapsayacak şekilde enerji bölgesi göz önünde alındı ve bu bölge içinde toplam soğurma tesir kesitleri hesaplandı. Bu soğurma katsayılarının enerjiye göre değişim grafikleri Şekil 25, 27, 29, 31, 33, 35 ve 37’de gösterilmiştir. Bu verilerden yararlanılarak K tabakası soğurma sıçrama faktörleri bulunmuştur. Bu yöntemin dezavantajı soğurma kıyısının hem alt hem de üst soğurma kenarına ait enerjileri bulmanın zorluğudur. İlgili elementlerin K soğurma kıyıları ve bu kıyılara karşılık gelen enerjiler Tablo.3 ‘de verilmiştir.

Bu deneyde yapılan toplam hata yaklaşık %2–7 aralığındadır. Yapılan hatalar ve yüzdeleri; sırasıyla, fotopik alanının değerlendirilmesinden gelen hata <%2,5, numune kalınlıkları tayininden gelen hata <%2, geometrik faktörlerden gelen hata <%2 olarak söylenebilir.

Flüoresans tesir kesitleri kullanılarak J_K ’nın hesaplanması deneyinde; toplam atomik soğurma tesir kesitleri (σ), K_α fotoiyonizasyon tesir kesitleri ($\sigma_{K\alpha}$) ve $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranlarının deneysel hesaplanması ve ilgili teorik parametrelerden yararlanarak K tabakası soğurma-sıçrama faktörleri hesaplandı ve Tablo 5’de diğer teorik soğurma sıçrama faktörleri ile karşılaştırıldı.

Bu deneyde ise yapılan hata yaklaşık <%3–10 aralığındadır. Yapılan hatalar ve yüzdeleri; sırasıyla, fotopik alanının değerlendirilmesinden gelen hata <%2,5, numune kalınlıkları tayininden gelen hata <%2, dedektör veriminden gelen hata <%1, I_0G

geometrik faktörden $<2-3$, soğurma düzeltme faktöründen gelen hata <2 olarak söylenebilir.

Çalışmada iki farklı yöntem kullanıldı. Bu yöntemlerden ilkinin çok daha pratik olduğu anlaşılmaktadır. Fakat dezavantajı hesaplanacak soğurma kıyısına yakın enerji bulmanın zorluğudur. Daha küçük atom numaralı elementler için bu enerjileri bulmak daha kolay olacağı için gerek saçılma gerekse uyarma sonucu ikincil kaynaklardan elde edilebilecek enerjilerle küçük atom numaralı elementlerin K tabakalarına ait soğurma sıçrama-faktörleri daha kolay hesaplanabilir.

İkinci yöntemde Flüoresans tesir kesitleri daha çok ölçüm ve hesap gerektirdiği halde çok fazla kaynak kullanılmadan birçok elementin K tabakalarına ait soğurma sıçrama-faktörleri hesaplanabilir.

5. ÖNERİLER

Çalışmada kullanılan bu iki yöntemle, K tabakasına ait soğurma sıçrama-faktörleri elde edilebildiği gibi L tabakası için de elde edilebilir. Bu ölçüm ve hesaplamalar daha geniş aralıklarda atom numaralı elementler için yapılabilir.

Soğurma sıçrama-faktörleri üzerinde fiziksel ve kimyasal etkiler (parçacık büyüklüğü, basınç, manyetik alan, bileşik ve alaşımlar vs.) üzerine araştırmalar yapılabilir.

6. KAYNAKLAR

- Apaydın, G., 2002, $69 \leq Z \leq 92$ Bölgesindeki Bazı Elementlerin M Kabuğuna Ait Tesir Kesitlerinin, Ortalama Floresans Verimlerinin ve Diferansiyel Tesir Kesitlerinin Ölçülmesi, Yüksek Lisans Tezi, Karadeniz Tek. Üni. Fen Bil. Enst., Trabzon (Yayımlanmamış).
- Ayala, A.P., Mainardi, R.T., 1996. Measurement of the K X-ray absorption jump ratio of erbium by attenuation of a Compton peak. Radiat. Phys. Chem. 47, 177–181.
- Bambynek, W., Crasemann, B., Fink, R.W., Freund, H.U., Mark, H., Swift, C.D., Price, R.E., Rao, P.V., 1972. X-Ray Fluorescence Yields Auger and Coster-Kronig Transition Probabilities, Reviews of Modern Physics, 44, 716
- Broll, N., 1986. Quantitative X-ray fluorescence analysis. Theory and practice of the fundamental coefficient method, X-Ray Spectrom 15, 271–285.
- Scofield, J.H., 1973. Theoretical photoionization cross sections from 1 to 1500 keV. Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL–51326.
- Budak, G., Karabulut, A., Şimşek, VO., Ertuğrul, M., 1999. Measurement of total atomic attenuation, total atomic photoelectric and total atomic scattering cross sections in the range $40 \leq Z \leq 52$. Nucl. Instr. Meth., 149, 379–382.
- Budak, G., Karabulut, A., Ertuğrul, M., 2003. Determination of K shell absorption jump-factor for some elements using EDXRF technique. Radiat Meas., 37,103–107.
- Berger, M.J., Hubbell, J.H., 1999. XCOM: photon cross-sections on a personal computer. National Bureau of Standards Report NBSIR 87-3597, XCOM version 3.1.
- Bertin, E. P., 1975, Principles and Practice of X-Ray Spectrometric Analysis, 2nd edition, Plenum Press, New York-London.
- Cullity, B.D., Stock, S.R., 2001, Elements of X-Ray Diffraction, 3rd edition, Pearson Edu. Inter., New Jersey.
- Cohen, D. D., 1980. A radially dependent photopeak efficiency model for Si(Li) detectors. Nucl. Instr. and Meth., 178,481-490.
- Debertin, K ve Helmer, R. G., 1988, Gamma and X-ray spectrometry with semiconductor detectors, Elsevier Science Publishers, New York.
- Dojo, M., 1974. A shape function of photopeaks for gamma-ray spectrum analysis with Ge(Li) detectors, Nucl. Instr. and Meth. 115, 425- 429.
- Ekinci, N., 2000, X-Işını Spektrometresi ile Mukayeseli Kalınlık Tayini, Doktora Tezi, Atatürk Üni. Fen Bil. Enst., Erzurum (Yayımlanmamış).

- Ertuğral, B., 1999, $52 \leq Z \leq 68$ Bölgesinde Bazı Elementlerin K tabakasından L tabakasına Boşluk Geçiş İhtimaliyetlerinin Ölçülmesi, Yüksek Lisans Tezi, Karadeniz Teknik Üni., Fen Bil. Enst. Trabzon (Yayımlanmamış).
- Ertuğrul, M., Şimşek, VO., Doğan, O., Turgut, VU., 1996. Direct determination of total atomic attenuation, total atomic photoelectric and total atomic scattering cross sections of Gd, Tb, Dy and Er at 60 keV. J. Radioanal. Nucl. Chem. Lett. 213, 37–44.
- Ertuğrul, M., Karabulut, A., Budak, G., 2001. Measurement of the K shell absorption jump factor of some elements. Radiat. Phys. Chem. 64, 1–3.
- Gerward, L., 1993. X-ray attenuation coefficients: current state of knowledge and availability, Radiat. Phys. Chem., 41,783.
- Gerward, L., Guilbert, N., Bjorn Jensen ve Leving, H., 2001. X-ray absorption in matter. Reengineering XCOM, Radiat. Phys. Chem., 60, 23-24.
- Hubbell, J.H., Seltzer, S.M., 1995. Tables of X-ray mass- attenuation coefficients 1 keV to 20 MeV for elements $Z = 1-92$ and 48 additional substances of dosimetric interest. NISTIR 5632.
- Kerur, B. R., Thonturadya, S. R. ve Hanumaiah B., 1991. A novel method for the determination of x-ray mass attenuation coefficients, Appl. Radiat. Isot. 42, 571-575
- Kerur, B. R., Thonturadya, S. R. ve Hanumaiah B., (1992), Effect of the Photon Intensity Selected at Various Positions Under the Photopeak on the Mass Attenuation Coefficient of X-Rays X-Ray Spectrom., 21,133-136.
- Kerur, B. R., Thonturadya, S. R. ve Hanumaiah B., 1993. Measurement of X-Ray Attenuation Coefficients Around K-Absorption Edges using Fe Ka X-Rays, X-Ray Spectrom., 22,156-159.
- Kerur, B. R., Thonturadya, S. R. ve Hanumaiah B., 1994. Anomalous x-ray attenuation coefficients around the absorption edges using Mn $K(\alpha)$ and Cu $K(\alpha)$ x-rays, Appl. Radiat. Isot., 45, 159-163.
- Markowicz, A.A., 1993, Handbook of X-Ray Spectrometry: Methods and Techniques, Marcel Dekker, inc., Newyork.
- Mason, G. R., (1978), The Application of The Absorption-Edge Technique to Broadened Pionic X-Ray Lines, Nucl. Instrum. Meth., 153, 121.
- McMaster, W.H., Kerr Del Grande, N., Mallett, J.H., Hubbell, J.H.,1969. Compilation of X-ray Cross Sections UCRL–50174, Sec. II. Rev. 1.
- Norrish, K ve Hutton, J. T., 1969. Accurate X-ray spectrographic metod for the analysis of a wide ran ge of geological samples. Geochemiciaat Cosmochimicia Acta 33,431.
- Ouspeh, P. J., Hoskins, K. D., Bermen, J. I. ve Bolander, A., 1982. Moseley's law., Am. J. Phys., 50, 275.

- Parthasaradhi, K., Esposito, A., Molibio, S. ve Pelliccioni, M., 1988. Photon cross sections near the X-ray absorption edges of Ti, Ni, Pt, and Au, Phys. Rev. A, 38, 1608
- Polat, R., 2002, EDXRF Tekniđi Kullanılarak Bazı Elementlerin K Tabakası Soğurma Sıçrama Faktörleri Ve Sıçrama Oranlarının Tayini, Doktora Tezi, Atatürk Üni. Fen Bil. Enst., Erzurum (Yayımlanmamış).
- Rao D. V., Cesareot R. ve Gigante G. E., 1993. Measurements of L1, La, Lp and Ly X-Ray Fluorescence Cross-Sections in Heavy Elements Excited by 36.62, 43.69, 48.30, 50.20 and 53.50 keV Photons, X-ray spectrom., 22, 401-405.
- Roy, B., Chatterjee. K., Roy, Sc., Bhattacharya, N., Choudhury, N., 1997. Photoelectric cross-sections derived from measured total attenuation coefficient of photons near absorption edges of heavier atoms, Appl. Radiat. Isot., 48, 785-788
- Saloman, E. B., Hubbel, J.H., ve Scofield, J.H., 1988. Atomic data nuclear data tables, 38, 1-197.
- Scofield, J.H., 1974. Exchange correction of K X-ray emission rates. Phys. Rev. A 9, 1041-1049.
- Scofield, J.H., 1974. Relativistic Hartree-Slater values for K and L X-ray emission rates, Atom. Data Nucl. Data Tables 14, 121-137.
- Storm, E., Israel, I.H., 1970. Photon cross sections from 1 keV to 100 MeV for elements Z =1 to Z =100, Nucl.Data Tables A 7 565.
- Tıraşoğlu, E., 1990, Toz Halindeki Numunelerde XRF tekniği ile Konsantrasyon Tayininde Parçacık Büyüklüđünün Etkisi, Yüksek Lisans Tezi, Atatürk Üni. Fen Bil. Enst., Erzurum (Yayımlanmamış).
- Williams, K. L., 1987, An Introduction to X-Ray Spectrometry: X-ray fluorescence and electron microprobe analysis, Allen and Unwin, London.

ÖZGEÇMİŞ

1982 yılında Gümüşhane İlinin Torul ilçesinde doğdu. İlköğrenimini Torul'da, orta öğrenimini Trabzon'da tamamladı. 1998 yılında Zonguldak Karaelmas Üniversitesi Devrek Fen Edebiyat Fakültesi Fizik bölümünde lisans eğitimine başladı. 1999 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümüne yatay geçiş yaptı. 2002 yılında derece ile lisans eğitimini tamamladı. 2002 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Yüksek Lisans eğitimine başladı. İngilizce bilen Necati KAYA, halen Yüksek Lisans Eğitimine devam etmektedir.