

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI



60 keV' LİK FOTONLARLA UYARILMIŞ $Z=24-92$ ARALIĞINDAKİ
ELEMENTLERİN K VE L X – IŞINI FLORESANS TESİR KESİTLERİ VE
FLORESANS VERİMLERİ

76973

76973

Yüksel ÖZDEMİR

ERZURUM - 1998

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

**60 keV' LİK FOTONLARLA UYARILMIŞ $Z=24-92$ ARALIĞINDAKİ
ELEMENTLERİN K VE L X – IŞINI FLORESANS TESİR KESİTLERİ VE
FLORESANS VERİMLERİ**

Yüksel ÖZDEMİR

Yönetici: Yrd. Doç. Dr. Rıdvan DURAK

Yüksek Lisans Tezi

ÖZET

Bir Si(Li) yarı – iletken dedektör kullanılarak atom numarası $24 \leq Z \leq 66$ aralığında olan bazı elementlerin K X – ışınları ve atom numarası $55 \leq Z \leq 92$ aralığında olan bazı elementlerin L X – ışınları ölçülmüştür. Hedef maddesinin K ve L X – ışınlarının uyarılmasında 100 mCi şiddetinde ^{241}Am nokta kaynaktan yayınlanan 59,54 keV’lik γ - ışınları kullanılmıştır.

K X – ışını ölçümlerinden K tabakası floresans tesir kesitleri ($K\alpha$ ve $K\beta$) ölçülmüş; deneysel tesir kesitleri kullanılarak K tabakası floresans verimleri elde edilmiştir. K X – ışını floresans tesir kesitleri için elde edilen sonuçlar rölativistik Dirac – Hartree – Slater teorisine dayalı teorik tahminlerle karşılaştırılmıştır. Bu elementlerin ölçülmüş K X – ışını floresans verimleri literatürde rapor edilmiş teorik tahminler, deneysel değerler ve yarı deneysel fit değerleri ile karşılaştırılmıştır.

L X – ışını ölçümlerinden L tabakası floresans tesir kesitleri ($L\alpha$, $L\beta$ ve $L\gamma$) ölçülmüş ve bu ölçümlerden toplam L tabakası tesir kesitleri bulunmuştur. Toplam L tabakası floresans tesir kesitleri, teorik K ve L tabakası fotoiyonizasyon tesir kesitleri ve η_{KL} K – L boşluk geçiş ihtimalleri kullanılarak, ortalama L tabakası floresans verimlerinin değerlendirilmesinde kullanılmıştır.

Deneysel L tabakası floresans tesir kesitleri, rölativistik Dirac – Hartree – Slater teorisine dayalı Coster – Kronig geçiş ihtimalleri ve alt – tabaka floresans verimleri kullanılarak elde edilmiş teorik değerlerle karşılaştırılmıştır. Ortalama floresans verimleri, literatürden elde edilebilen teorik tahminler, deneysel ϖ_L değerleri ve yarı-deneysel fit değerleri ile mukayese edilmiştir.

SUMMARY

K X – rays for 28 element in the atomic region $24 \leq Z \leq 66$ and L X – rays for 20 elements with $55 \leq Z \leq 92$ were measured by using a Si(Li) detector employing the reflection geometry. Photons of 59,54 keV energy from a 100mCi Am – 241 point source were used for excitation of the targets K and L X – rays.

$K\alpha$ ve $K\beta$ fluorescence cross – sections were determined from the K X – rays measurements and K – shell fluorescence yield were found out from the present experimental cross – sections. The obtained results for K X – ray fluorescence cross – sections are compared with the theoretical estimates based on relativistic Dirac – Hartree – Slater theory . Measurement of K X – ray fluorescence yields for these elements are compared theoretical predictions, literature experimental value and semiempirical fits.

L – shell production cross – sections ($L\iota$, $L\alpha$, $L\beta$ and $L\gamma$) were measured from L X – ray spectra. The total L X – ray fluorescence cross – sections were used to deduce the values of the average L – shell fluorescence yield with teoretical K and L – shell photoionization cross – sections and η_{KL} K to L vacancy transfer probabilities.

Experimental L X – ray fluorescence cross – sections were compared with the theoretical values evaluated using L – subshell fluorescence yields and Coster – Kronig transitions probabilities based on relativistic Dirac – Hartree – Slater theory. The average L X – ray fluorescence yields were compared with the available results in the literature.

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışmada görüş ve yardımlarını esirgemeyen çok değerli tez hocam sayın Yrd. Doç. Dr. Rıdvan DURAK'a en içten teşekkürlerimi sunarım. Yardımlarından dolayı sayın Prof. Dr. Yusuf ŞAHİN'e ve çalışmalarım boyunca bana destek olan Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü elemanlarına teşekkür ederim.

Yüksel ÖZDEMİR



İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
SUMMARY	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER	iv
1. GİRİŞ.....	1
2. GENEL BİLGİ	4
2.1 X – Işını Floresans Spektrometresi: Prensipler	4
2.1.1. Fotoelektrik Soğurma	5
2.1.2. Compton Saçılması	7
2.1.3. Çift Oluşum..	11
2.1.4. Diğer Etkileşmeler	12
2.2. Fotonların Soğurulması	12
2.3. X – Işını Floresans Olayı.....	15
2.4. X – Işını Floresans Metodunun Uygulama Alanları	16
2.5. Işımalı ve Işımasız Geçişler	17
2.6. Floresans Verimleri ve Coster – Kronig Geçişleri	20
2.7. Floresans Verim, X – Işını Floresans Tesir Kesitleri ve Önemi.....	25
3. SAYMA SİSTEMİ	27
3.1. Enerji Ayrımlı X – Işını Spektrometresi	27
3.2. Enerji Kalibrasyonu	28
3.3. Performans Testleri	32
3.3.1. Enerji Rezolüsyonu	32
3.3.2. Dedektör Verimi	33
3.4. Deney Geometrisi	35
3.5. Numunelerin Hazırlanması	38

4. ÖLÇÜM VE HESAPLAMALAR	40
4.1. K X – Işını Tesir Kesitleri ve Floresans Verimlerinin Ölçülmesi	40
4.2. L X – Işını Tesir Kesitlerinin Teorik Olarak Hesaplanması	49
4.3. L X – Işını Floresans Tesir Kesitleri ve Floresans Verimlerinin Ölçülmesi	51
5. SONUÇ VE TARTIŞMA	64
KAYNAKLAR....	67



1. GİRİŞ

İç tabaka veya alt tabakalardan ($K, L_I, L_{II}, L_{III}, M_I, M_{II}, \dots$) birinde boşluk meydana getirilmiş bir atomun deeksitasyonu ya bir $X -$ ışını fotonu emisyonu ya da Auger elektronlarının fırlatılmasıyla mümkün olabilir. Bu bozunmaların enerjiden bağımsız olduğu kabul edilmektedir. Bir atomik tabakanın deeksitasyonu floresans verimle karakterize edilebilir ve ilgilenilen tabakadaki ($K, L, M, \dots$ tabakası) bir boşluğun ışımalı bir geçişle doldurulması ihtimali olarak tanımlanır.

$X -$ ışını floresans tesir kesiti, uyarıcı radyasyon başına hedef atomların ilgilenilen karakteristik $X -$ ışınlarının ($K\alpha, K\beta, L_I, L\alpha, L\beta, L\gamma, \dots$) yayınlanması ihtimalinin bir ölçüsü olup ilgilenilen tabakanın floresans verimi ve fotoiyonizasyon tesir kesitinin çarpımı olarak tanımlanabilir. Tesir kesiti gözönüne alınan numune veya elemente olduğu kadar gelen radyasyonun enerjisine de bağlıdır.

Değişik fotoiyonizasyon enerjilerinde farklı elementlerin K, L ve M tabaka/alt-tabaka $X -$ ışını floresans tesir kesitleri ve floresans verimlerinin ölçülmesi, atom, molekül ve radyasyon fiziği araştırmalarda, tahribatsız testlerde, elementel $X -$ ışını floresans analizlerinde, tıbbî araştırmalarda ve kanser tedavisinde oldukça önemlidir⁽¹⁻⁴⁾. Ayrıca bu ölçümler, fotoiyonizasyon tesir kesitleri, sıçrama oranları (jump ratio) ve $X -$ ışını emisyon oranlarının direk kontrolünü sağlaması ve temel iç tabaka iyonizasyon kavramını tanımlayan daha güvenilir teorik modeller geliştirilmesinde de önemlidir.

Farklı elementler için K tabakası floresans verimleri birkaç yıldan beri incelenmektedir. Bambynek et al⁽²⁾ bir makalesinde atom numarası $13 \leq Z \leq 92$ aralığında bulunan elementlere ait literatürden elde ettiği en uygun deneysel değerleri toplayarak fit etmiştir. Krause⁽⁵⁾ K tabakası floresans verimlerine etki eden parametrelerle ilgili tüm teorik ve deneysel değerleri kullanarak, atom numarası $5 \leq Z \leq 110$ aralığında olan bazı elementler için uygun ω_K değerlerini bir tabloda vermiştir. Bambynek yaklaşık 100 yeni ölçümü ilave ederek K tabakası floresans verimleri için yeni fit değerleri

sunmuştur⁽⁶⁾. Son yıllarda Hubbell et al⁽¹⁾ 1993' e kadar olan mevcut literatür deneysel değerlerini ve bu deneysel değerlerden elde ettiği fit değerlerini rapor etmiştir. McGuire^(7,8), Walters and Bhalla⁽⁹⁾, Hartree–Fock–Slater modelini kullanarak atom numarası $4 \leq Z \leq 54$ aralığında olan elementlerin teorik K tabakası floresans verimlerini hesaplanmıştır. Kostroun et al⁽¹⁰⁾ rölativistik olmayan hidrojenik dalga fonksiyonlarından hesaplanmış ışımasız geçiş ihtimalleri ve Scofield'in⁽¹¹⁾ ışımalı genişliklerini kullanarak, atom numarası $10 \leq Z \leq 70$ aralığında olan elementler için K tabakası floresans verimlerini hesaplanmıştır. Chen et al⁽¹²⁾ atom numarası $18 \leq Z \leq 96$ aralığında olan elementlerin K tabakası floresans verimlerini Dirac–Hartree–Slater yaklaşımını kullanarak elde etmiştir. Bununla beraber, ağır ve nadir-toprak elementleri için teorik⁽¹²⁾ ve deneysel^(3,13,14) K tabakası floresans verimleriyle ilgili veri oldukça azdır.

K X – ışıını floresans tesir kesitleri (foton - uyarımlı X – ışıını üretim tesir kesitleri olarak ta isimlendirilirler), 10 – 60 keV uyarma enerjilerinde birçok element için teorik olarak Krause et al⁽¹⁵⁾ tarafından hesaplanmıştır. Düşük uyarma enerjilerinde küçük atom numaralı elementlerin K tabakası floresans tesir kesitleri için bazı ölçümler yapılmıştır^(16,17). Ancak yüksek uyarma enerjilerinde ve orta atom numaralı elementler için K tabakası X – ışıını floresans tesir kesiti ölçümleri oldukça sınırlı sayıdadır^(18-20, 14, 21).

$Ll, L\alpha, L\beta$, ve $L\gamma$ X – ışıını tesir kesitleri σ_{Li}^X ($i = l, \alpha, \beta, \gamma$) farklı elementler için değişik foton enerjilerinde bazı araştırmacılar tarafından ölçülmüştür. Sistematik bir çalışma ikincil uyarma metodu kullanılarak 8 – 50 keV de 57 – 92 atom numaralı elementler için Mann et al⁽²²⁾ tarafından yapılmıştır. Singh et al⁽²³⁾ 11 – 41 keV enerji aralığında değişik uyarma enerjilerinde bazı ağır elementlerde L X – ışıını tesir kesitlerini ölçmüşlerdir. Benzer ölçümler, X – ışıını tüpü uyarımı⁽²⁴⁻²⁹⁾ ve radyoizyotop kaynak uyarımı ile^(30,31) orta ve ağır elementlerde atom numarası ve uyarma enerjisinin fonksiyonu olarak rapor edilmiştir.

Sınırlı sayıda çalışmada, atom numarası $57 \leq Z \leq 92$ arasında bulunan bazı elementlerde 60 keV uyarma enerjisinde $Ll, L\alpha, L\beta$, ve $L\gamma$ X – ışını floresans tesir kesitleri ölçülmüştür⁽³²⁻³⁵⁾. σ_{Li}^x L X-ışını tesir kesitleri, L alt-tabakası fotoiyonizasyon tesir kesitleri, floresans verimler, Coster – Kronig geçiş ihtimalleri ve bozunma hızları kullanılarak hesaplanmaktadır. Teorik L X – ışını üretim tesir kesitleri, farklı uyarma enerjileri için bazı araştırmacılar tarafından hesaplanmıştır⁽³⁶⁾. Teorik (bu değerlerdeki belirsizlikler $> \% 20$) ve deneysel K ve L X – ışını floresans tesir kesitleri arasında büyük zıtlıklar olduğundan birçok kullanıcı deneysel değerleri tercih etmektedir.

ω_L ortalama floresans verimleri, ω_i alt-tabaka floresans verimleri, ν_i etkin alt-tabaka floresans verimleri (Coster – Kronig geçişleri için düzeltilmiş verimler), f_{ij} Coster-Kronig geçiş ihtimalleri⁽³⁹⁾, σ_{Li}^p ve σ_L^p sırasıyla i. L alt-tabakası ve toplam L tabakası fotoiyonizasyon tesir kesitleri⁽³⁹⁾, σ_{Li}^x ($i = l, \alpha, \beta, \gamma$) L alt-tabakası ve σ_L^x toplam L tabakası floresans tesir kesitleri ve N_i ($i = 1, 2, 3$) sırasıyla L_1 , L_2 ve L_3 alt-tabakalarındaki rölatif primer boşluk sayıları gibi farklı nicelikler değişik formülasyonlarda kullanmak suretiyle hesaplanmaktadır.

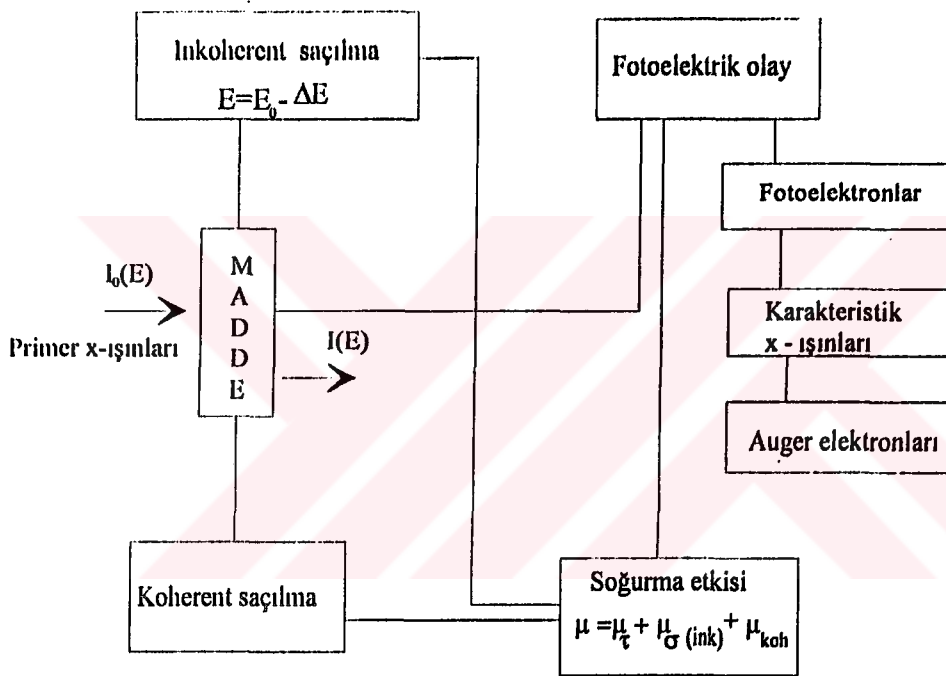
ω_L L tabakası ortalama floresans verimleri farklı elementler için teorik⁽⁴⁰⁻⁴³⁾ ve deneysel^(35,36,43-45) olarak tayin edilmiştir. Bambynek⁽²⁾ 1971’e kadar literatürden elde edilebilir veriyi bir makalesinde toplamıştır. Hubbell et al⁽¹⁾ 1993’e kadar olan literatür deneysel değerleri ve bu deneysel değerlerden elde ettiği fit değerlerini rapor etmiştir.

60 keV lik uyarma enerjisinde özellikle hafif ve ağır elementler bölgesinde ölçülmüş K ve L X – ışını floresans tesir kesitleri ve floresans verimleri için literatürde mevcut deneysel verinin sınırlı sayıda olması nedeniyle bu çalışma atom numarası $24 \leq Z \leq 66$ aralığında bulunan elementlerin $K\alpha$, ve $K\beta$, atom numarası $55 \leq Z \leq 92$ aralığında bulunan elementlerin $Ll, L\alpha, L\beta$ ve $L\gamma$ X – ışını floresans tesir kesitleri ω_K K tabakası ve ω_L ortalama L tabakası floresans verimleri 60 keV lik uyarma enerjisi ve geniş bir atomik aralık için ölçülmüştür.

2. GENEL BİLGİ

2.1. X – Işını Floresans Spektrometresi : Prensipler

X- ışını floresans spektrometresi, elektromagnetik radyasyonun madde ile etkileşmesine dayanır. Şekil 2.1 X – ışını fotonu madde ile etkileştiği zaman meydana gelebilecek farklı tipteki olayları göstermektedir.



Şekil 2.1. X – ışını fotonu madde ile etkileştiği zaman meydana gelebilecek farklı tipteki olaylar.

Bu olayların meydana gelme ihtimali primer radyasyonun enerjisine ve ışınlanan maddenin kompozisyonuna bağlıdır.

Bir X – ışını şuaı verilen bir madde ile etkileştiği zaman, madde içerisinde meydana gelen farklı olaylardan dolayı, şiddetinde azalma olur. Bu etkileşmenin sayısı ve tabiatı,

i - Gelen X- ışını şuasının enerjisinden,

ii -Gelen X- ışını şuasının tabiatından,

iii-Numunenin elementel yapısından (ortalama atom numarası) doğrudan etkilenir.

γ - ve X - ışınları madde ile üç değişik şekilde etkileşebilir; bunlar

- Fotoelektrik soğurma
- Compton saçılması
- Çift oluşum'dur ($> 1,02$ MeV).

Her üç durumda da serbest elektronlar meydana getirilir ve bu elektronlar madde içerisinde yolları boyunca yavaşlayıncaya kadar elektron-iyon veya elektron-hole çiftleri meydana getirirler. Birçok foton dedektöründe meydana gelen yük miktarı ölçülerek bu fotonların enerjileri tayin edilmektedir.

2.1.1 Fotoelektrik Soğurma

Fotoelektrik soğurma işleminde foton bir bağlı elektronla etkileşir ve foton enerjisinin tamamı soğurulur. Atomdan enerjisi yaklaşık olarak,

$$E_e = E\gamma - E_b \quad (E\gamma = h\nu) \quad (2.1)$$

olan E_e enerjili bir elektron sökülür. Küçük bir miktar enerji de atoma aktarılır. Bu enerji yukarıdaki denklemde ihmal edilmiştir. Serbest bir elektron foton soğuramayacağı için, serbest elektronla fotoelektrik olay gerçekleştirilemez. Etkileşme vakumda meydana gelmediği müddetçe sökülen elektron fırlatıldığı ortamda yavaşlayacak ve enerjisi bu ortam içerisinde soğurulacaktır. Sökülen elektron atomun bu tabakasında bir boşluk bırakacağından atom bir veya birden fazla X-ışını veya Auger elektronu emisyonu ile de-eksite olacaktır. Bu etkileşme bir katı madde içerisinde vuku bulursa bu X-ışınları madde içerisinde soğurulabilecektir. Bu yüzden birçok durumda foton enerjisinin tamamı etkileşme bölgesi civarındaki maddeye aktarılır. Fotoelektrik etkileşme tesir kesiti, tek bir analitik ifade ile ifade edilmemesine rağmen, maddenin atom numarası Z ve foton enerjisi $E\gamma$ ya bağımlılığı yaklaşık olarak

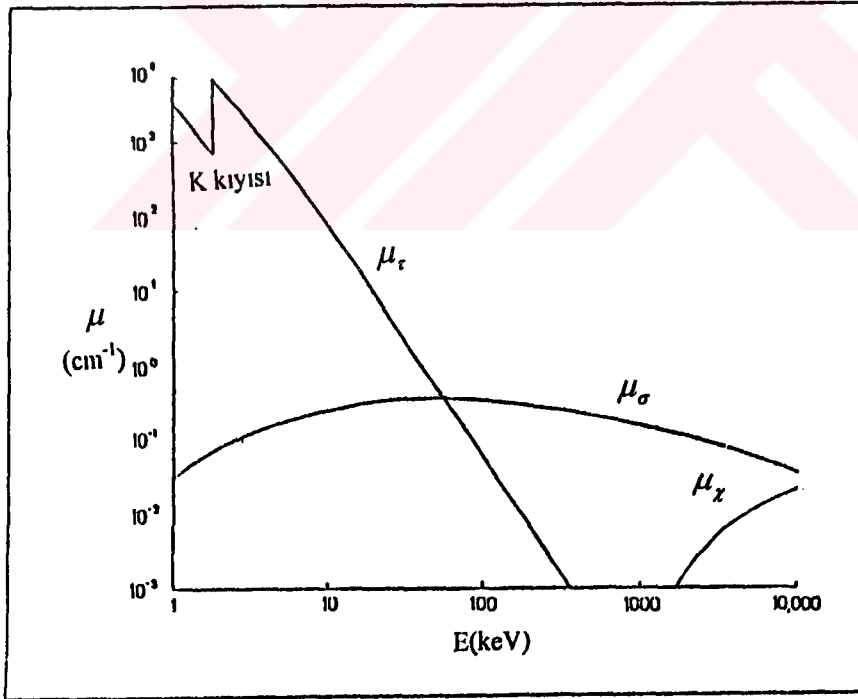
$$\tau = \text{sabit } Z^{4,5} E_\gamma^{-3} \quad (2.2)$$

ile ifade edilebilir. Güçlü Z bağımlılığı, yüksek Z 'li maddelerin fotonların soğurulmasında çok daha etkin olduğunu gösterir. Foton enerjisine sıkı bağımlılık, bu olayın düşük enerjilerde daha baskın olduğunu fakat yüksek enerjilerde ihmal edilebileceğini gösterir. Bu etkileşmenin enerjiye bağımlılığı ilgilendiğimiz dedektör

maddesi silisyum için Şekil 2.2 de gösterilmiştir. Şekilde y eksenindeki nicelik τ tesir kesitini değil lineer soğurma katsayısı μ_r yu ifade etmektedir. μ_r ile τ arasında

$$\mu_r = \frac{\tau \rho N_A}{M} \quad (2.3)$$

bağıntısı vardır. Burada ρ yoğunluk, N_A Avogadro sayısı ve M molar kütledir. Süreksizlikler, K tabakası elektronlarının bağlanma enerjilerinde olup Si için 1,84 keV dir. Bu kıyıları *soğurma kıyısı* adı verilir ve bu enerjiden küçük enerjili fotonlar K tabakası elektronları ile etkileşmez, yani bu seviyeyi uyaramazlar. Benzer süreksizlikler daha üst tabakalardaki elektronların bağlanma enerjilerine karşılık gelen daha düşük enerjilerde de görülür.



Şekil 2.2. Fotoelektrik olay, Compton saçılması ve çift oluşumu için Si’da lineer soğurma katsayıları.

2.1.2 Compton Saçılması

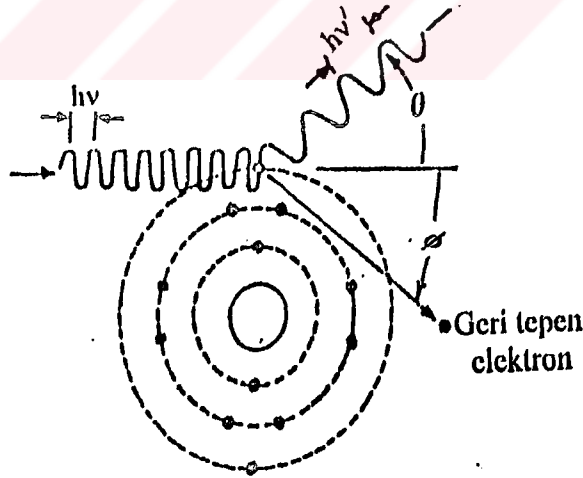
Compton olayı, bir fotonun genellikle serbest elektronlardan veya bağlanma enerjisi fotondan alınan enerjiye kıyasla küçük olan bağlı elektronlardan enerji kaybıyla saçılması olayı olarak bilinir. Enerjinin korunumundan, yayınlanan foton ve elektronun enerjileri bu parçacıkların yayınlanma açısına bağlıdır. Saçılma açıları Şekil 2.3 deki gibi tanımlansın, gelen fotonun enerjisi E , saçılan fotonun ve elektronun enerjileri sırasıyla E' ve E_e olsun. Bu durumda saçılmış fotonun enerjisi,

$$E' = E[1 + \alpha(1 - \cos \theta)]^{-1} = E[1 + 0.001957 E(1 - \cos \theta)]^{-1} \quad (2.4)$$

ve saçılmış elektronun enerjisi,

$$E_e = \frac{E\alpha(1 - \cos \theta)}{[1 + \alpha(1 - \cos \theta)]} \quad (2.5)$$

olur.



Şekil 2.3. Compton saçılması.

Burada $\alpha = E/m_0c^2$ ve m_0c^2 elektronun durgun kütle enerjisi olup değeri 511 keV dir. İki açı birbirine

$$\tan \phi = \frac{1}{[1 + \alpha \tan(\theta/2)]} \quad (2.6)$$

ifadesiyle bağlıdır. Küçük foton saçılma açıları için elektronun enerjisi sıfıra yaklaşır ve bu nedenle saçılan fotonun enerjisi gelen fotonun enerjisine yaklaşık olarak eşit olur. Ancak 180° lik bir saçılma açısı için saçılan fotonun enerjisi $E/(1 + 2\alpha)$ gibi minimum enerjiye eşit olur. Bu enerji-açı bağımlılığı birkaç primer foton (gelen foton) enerjisi için θ açısının fonksiyonu olarak Tablo 2.1 de listelenmiştir (bu verilerden E' bulunabilir).

Tablo 2.1 Birkaç primer foton enerjisi (E) için θ saçılma açısının fonksiyonu olarak Compton saçılmış foton enerjileri (E').

θ ($^\circ$)	Saçılmış foton enerjileri (keV)				
	E = 10	E = 100	E = 300	E = 1000	E = 3000
0	10,0	100	300	1000	3000
2	10,0	100	300	999	2989
5	10,0	99,9	299	993	2934
10	10,0	99,7	297	971	2754
22,5	9,99	98,5	287	871	2074
45	9,94	94,6	256	636	1103
67,5	9,88	89,2	220	453	649
90	9,80	83,6	189	338	437
112,5	9,73	78,7	166	270	329
135	9,67	74,9	150	230	272
157,5	9,63	72,6	141	210	244
180	9,62	71,8	138	204	235

Bu olayda saçılmış bir foton yayınlandığından, gelen foton toplam enerjisini ilk etkileşme pozisyonunda bırakmaz. Foton enerjisini bulmak için yayınlanan fotonu ve onun etkileşmelerini takip etmek gerekir. Meselâ 1 MeV gibi yüksek enerjili bir foton için fotoelektrik soğurulmadan önce, her biri ikincil foton enerjisini azaltan bir seri Compton saçılması vuku bulabilir. Bu nedenle gelen fotonun enerjisi maddenin önemli

bir hacmine dağılabilir. Belli bir enerjiyle gelen fotonun, herhangi bir θ açısında saçılma ihtimali ile ilgilenebiliriz. Bu ihtimali veren analitik ifade *Klein – Nishina formülü* olarak bilinir ve

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} = \frac{r_0^2 E'}{2E} \left[\left(\frac{E}{E'} \right) + \left(\frac{E'}{E} \right) - \sin^2 \theta \right] \text{ (cm}^2/\text{elektron sr)} \quad (2.7)$$

ile verilir. Bu ifade $h\nu \ll m_0 c^2$ gibi küçük enerjiler için (100 keV'den düşük enerjiler için) *Thomson tesir kesitine* indirgenir. Bu ifade

$$\frac{d\sigma_{Th}}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} [1 + \cos^2 \theta] \text{ (cm}^2/\text{elektron sr)} \quad (2.8)$$

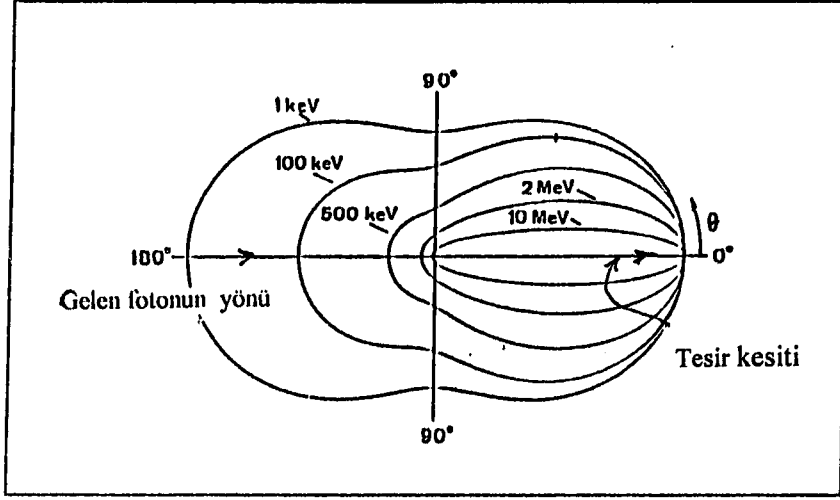
ile verilir. Burada $r_0 = 0.28 \times 10^{-12}$ cm olup klasik elektron yarıçapıdır. Formülün bazı sonuçları Şekil 2.4 ve Şekil 2.5 de görülmektedir. Şekil 2.4, enerji arttıkça açısal dağılımın giderek zayıfladığını göstermektedir. Şekil 2.5'te üç tane gelen foton enerjisi için saçılmış elektronların enerji dağılımı verilmektedir. Toplam Compton saçılma tesir kesitinin Z ve E ye bağımlılığı yaklaşık olarak

$$\sigma = \text{sabit } Z E^{-1} \quad (2.9)$$

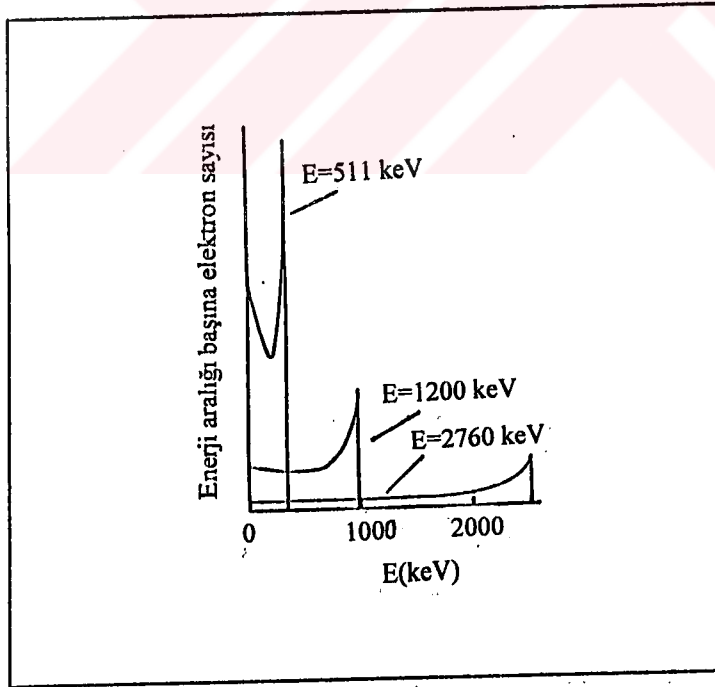
ile verilmektedir. Compton saçılması için lineer soğurma katsayısı,

$$\mu_\sigma = \frac{\sigma \rho N_A}{M} \quad (2.10)$$

ile verilir. Compton saçılma için lineer soğurma tesir kesiti Şekil 2.2 de görülmektedir. Şekilden de görüldüğü üzere Compton saçılma tesir kesiti Si için yaklaşık 60 keV civarındaki bu fotoelektrik soğurma tesir kesitiyle karşılaştırılabilir büyüklükte olmaktadır. Yüksek enerjilerde toplam tesir kesitinde, Compton tesir kesiti daha baskın olur.



Şekil 2.4. 1 keV – 10 MeV aralığında bazı enerjiler için Compton saçılma tesir kesitinin kutupsal gösterimi.



Şekil 2. 5. 511, 1200 ve 2760 keV enerjili primer fotonlar için Compton saçılmış elektronların enerji dağılımı.

2.1.3 Çift Oluşumu

Birkaç MeV enerjili γ - ışınları için başka bir etkileşimde *çift oluşumu* olayıdır. Bu olayda foton, çekirdeğin Coulomb alanında elektron – pozitron çiftine dönüşebilir. Yani

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+ \quad (\gamma > 2m_0c^2) \quad (2.11)$$

olabilir. Demek ki foton enerjisi elektronun durgun kütle enerjisinin iki katından daha büyük olmalıdır (> 1022 keV). Kalan enerji ($E_\gamma - 2m_0c^2$) iki parçacık arasında kinetik enerji olarak bölüşülür. Elektron ve pozitron içinde bulundukları madde ortam içerisinde yavaşlarlar. Bu pozitron sonunda bir elektronla etkileşir ve yok olur. Bu olay, pozitron kinetik enerjisini kaybettikten sonra vuku bulursa yaklaşık $m_0c^2 = 511,0$ keV enerjili iki foton meydana gelir. Momentumun korunumu için bu iki foton yaklaşık olarak zıt yönlerde yayılırlar. Elektron atoma genellikle zayıf bağlı olacağından, momentumun korunumuna uygun olarak, küçük bir miktar enerji atoma transfer edilmelidir. Bu enerji kaybından dolayı iki fotonun enerjisi m_0c^2 den biraz daha küçük olacaktır. Alüminyum'daki *yok olma* (annihilation) için ortalama foton enerjisi 510,9957 keV olarak ölçülmüştür. Ayrıca annihilation noktasında, elektronun hareketinden dolayı *Doppler etkisi* meydana gelir. Bu etkiden dolayı foton çizgisinin tabii genişliğinin yaklaşık olarak 2 keV olduğu bulunmuştur.

Compton saçılmasında olduğu gibi, bu olayda orijinal fotonun enerjisi ilk etkileşme pozisyonunda tamamen harcanmaz. Elektron – pozitron çiftinin kinetik enerjisi burada soğurulabilir; ancak, 511 keV'lik her bir foton enerjisini daha sonra Compton saçılması veya fotoelektrik soğurma ile etkileşme yapabileceği bir pozisyona taşıyacaktır. Bu olay için tesir kesiti hesaplamaları, bu olayın atom numarasına bağımlılığının Z^2 ile değiştiğini göstermiştir. Çift oluşumu lineer soğurma katsayısı,

$$\mu_\kappa = \frac{\kappa \rho N_A}{M} \quad (2.12)$$

ile verilmektedir. Burada κ çift oluşum tesir kesitidir.

2.1.4 Diğer Etkileşmeler

Meydana gelme ihtimali daha az ve ilgilendiğimiz enerji aralığında (X – ışını bölgesi) daha az öneme haiz olan başka etkileşmeler de vardır. Bu etkileşmelerden ikisi bağlı elektronlardan *Rayleigh saçılması* ve serbest elektronlardan *Thomson saçılması* dır. Bu saçılmalarda foton enerji kaybetmez sadece doğrultusunda bir değişim meydana gelir. Yani atom ne iyonize olur nede uyarılır. Bu etkileşmelerin etkisi birçok durumda ihmal edilebilir.

Nükleer rezonans saçılması gibi nadir durumlarda, foton fotoelektrik olay ve Compton saçılmasında olduğu gibi elektronla değil, çekirdekle de etkileşebilir. Bu olayda foton enerjisini tamamen çekirdeğe aktarır ve çekirdek uyarılmış durumda kalır. Uyarılan çekirdek tekrar temel hale dönerken aynı enerjide bir foton yayınlar. Bu foton çekirdeğin Coulomb potansiyeli ile de etkileşebilir. Bu etkileşme *Delbrück saçılması* olarak bilinir. Bu etkileşme bazı özel durumlarda ilginç ve önemli olmasına rağmen gözönüne alacağımız ölçümlerde çok önemli değildir.

2.2. Fotonların Soğurulması

Monoenerjik fotonlardan oluşmuş bir X-ışını şuası belli kalınlıkta bir madde üzerine düştüğü zaman, Şekil 2.6 da görüldüğü gibi, fotonların belli bir kesri ve farklı enerjili birçok elektron madde tarafından soğurulacaktır. X-ışını (ya da γ - ışını) spektrometride genellikle etkileşme yapmaksızın soğurucuyu geçen fotonların kesri ile ilgilenilir. Soğurma terimi madde içerisinde soğurulmuş veya saçılmış fotonlar için kullanılmaktadır. *Toplam lineer soğurma tesir kesiti* μ , esas itibariyle, daha önce bahsettiğimiz üç kısmî soğurma tesir kesitinin (fotoelektrik soğurma, Compton saçılması ve çift oluşumu tesir kesiti) toplamına eşittir:

$$\mu = \mu_{\tau} + \mu_{\sigma} + \mu_{\kappa} \quad (2.13)$$

Ancak toplam lineer soğurma tesir kesiti, tüm foton etkileşmeleri gözönüne alınırsa,

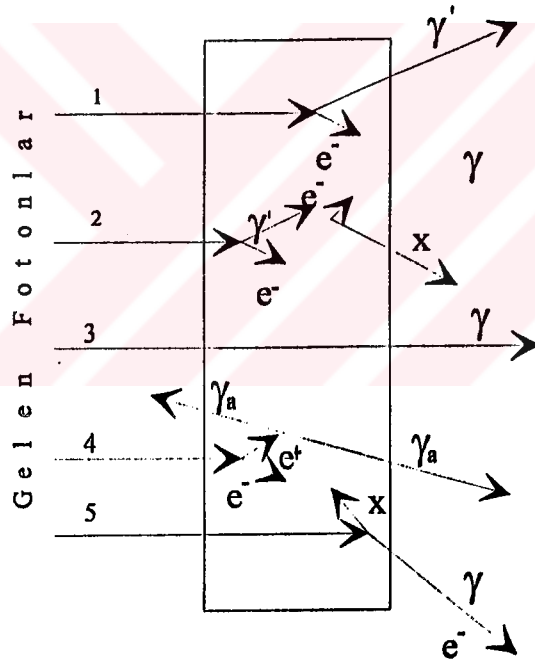
$$\mu = \mu_{\tau} + \mu_{\sigma(inkoh)} + \mu_{\kappa} + \mu_{koh} + \mu_{trip} + \mu_{fot,n} \quad (2.14)$$

$$\mu = \frac{\rho_{(inkoh)} N_A}{M \sum_i \sigma_i} = \frac{\rho N_A}{(uA) \sum_i \sigma_i} \quad (2.15)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada A rölatif atomik kütle, μ_{koh} koherent (Rayleigh) saçılma tesir kesiti, μ_{trip} triplet oluşumu tesir kesiti $\mu_{fot,n}$ fotonükleer soğurma tesir kesitidir.

Triplet oluşumda foton enerjisi, elektronun Coulomb alanında 2 elektron 1 pozitron parçağına dönüşür.

$$\gamma \rightarrow 2e^- + 1e^+ \quad (2.16)$$



Şekil 2.6. γ -ışınlarının ince bir levha (foil) içerisindeki etkileşme türleri (1) Compton saçılması, saçılmış γ' fotonları levhayı terkeder Compton elektronları soğurulur, (2) Compton saçılmasına müteakip fotoelektrik olay, X-ışını foili terkeder, (3) etkileşme yok, (4) çift oluşumu, annihilation fotonu foili terk ediyor, (5) fotoelektrik olay, fotoelektron foili terk ediyor.

Fotonükleer soğurmada çekirdekten bir veya birkaç nötron fırlatılır. Bu etkileşmenin toplam soğurmaya katkısı % 5 – 10 arasında olup etkileşme 5 – 40 MeV enerjili fotonlarla meydana gelebilir. Fotonükleer etkileşmeler (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, p) ve (γ, fisyon) etkileşmeleridir. Delbrück ve nükleer rezonans saçılma gibi daha az muhtemel etkileşmeler bu denklemde gözönüne alınmamıştır⁽⁴⁶⁾.

Bu soğurma katsayılarından başka bir de *kütle – enerji soğurma katsayıları* vardır⁽⁴⁷⁾. Bu, bir ortamda hareket eden yüklü parçacıkların meydana getirdiği emisyonu içerir ve

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = (1 - g) \frac{\mu_{tr}}{\rho} \quad (2.17)$$

ile verilir. Burada g , ikincil yüklü parçacığın kinetik enerji kesri ve μ_{tr} *kütle – enerji transfer katsayısı* olup

$$\mu_{tr} = \frac{\rho N_A}{M} (f_t \mu_t + f_\sigma \mu_\sigma + f_\kappa \mu_\kappa + f_{koh} \mu_{koh} + \dots) \quad (2.18)$$

ile verilir. Burada f etkileşmede yüklü parçacığa kinetik enerji olarak aktarılan foton enerji kesridir. Eğer bir foton şuası Şekil 2.6 daki gibi t kalınlıklı bir madde yüzeyinden dik olarak girerse soğurucuyu geçenlerin sayısı N , N_0 şiddetindeki orijinal şua cinsinden aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$N = N_0 e^{-\mu} \quad (2.19)$$

Burada $\mu \text{ cm}^{-1}$ boyutundadır. μ yerine μ/ρ ve t yerine de $t.\rho$ yazılabilir. Burada μ/ρ a *kütle soğurma katsayısı* adı verilir ve bu nicelik alan/kütle ($\text{cm}^2.\text{g}^{-1}$) birimindedir. $t.\rho$ ise birim alan başına düşen kütledir (kalınlık) ve g.cm^{-2} birimiyle ölçülür. Kütle soğurma katsayısı, madde hangi formda (sıvı, gaz, zayıfça paketlenmiş toz veya kristal) olursa olsun, madenin spesifik yoğunluğuna bağlı değildir.

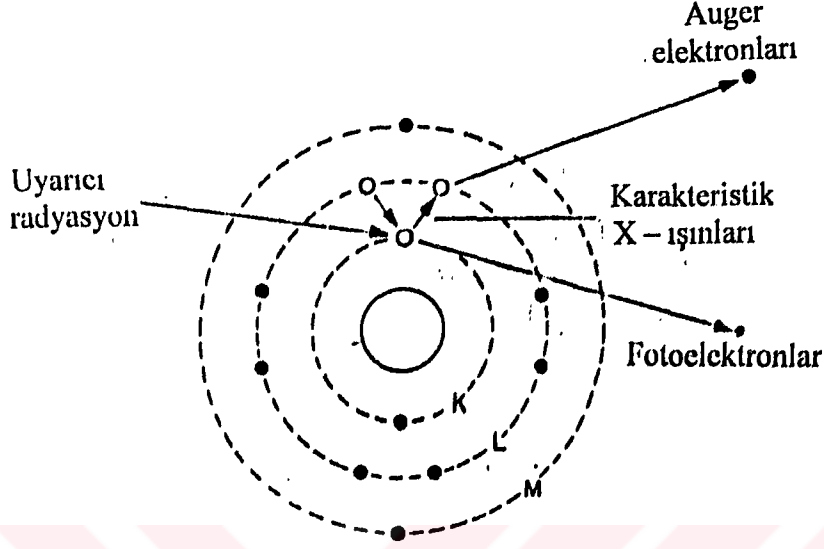
Karışım veya bileşiklerin μ/ρ kütle soğurma katsayıları,

$$\frac{\mu}{\rho} = \sum_i \omega_i (\mu/\rho)_i \quad (2.20)$$

ile verilir. Burada ω_i , i . elementin ağırlık kesridir. Bazı maddeler için μ/ρ değerleri tablolar halinde verilmiştir. Eğer N ölçülür, soğurucu kalınlığı ve kompozisyonu bilinirse $N = N_0 e^{-\mu x}$ denkleminde N_0 elde edilebilir. Bununla beraber şua madde içerisine farklı açılar altında giriyorsa ortalama yol uzunluğu hesaplanmalı ve bu durumda soğurma düzeltilmesi yapılmalıdır.

2.3. X – Işını Floresans Olayı

X-ışınları 10^{-5} - 10^2 Å aralığında kısa dalga boylara sahip elektromagnetik dalgalar. Bunlar yüksek enerjili elektronların yavaşlatılması veya atomun iç yörüngelerinde oluşan boşluklara elektron geçişinden meydana gelirler. Yüksek enerjili elektronların madde içerisinde adım adım yavaşlatılması neticesinde meydana gelen X-ışınlarına *sürekli* veya *Bremsstrahlung ışınları* adı verilmektedir. β ışınları, iç dönüşüm elektronları, Compton geri tepme elektronları ve Auger elektronları sürekli X-ışını spektrumu verirler. Şekil 2.7 de görüldüğü gibi atomun bağlı iç yörünge elektronlarının dış yörüngelere uyarılması neticesinde çekirdeğe yakın bir kabukta meydana gelen boşluk daha dış kabuklardaki elektronlarca doldurulur. Bu geçiş sırasında yayınlanan X-ışınlarına da *karakteristik X-ışınları* adı verilir. Bu X – ışınları *çizgi spektrumu* oluştururlar.



Şekil 2.7. Floresans olayının şematik olarak gösterimi.

2.4. X-ışını Floresans Metodunun Uygulama Alanları

Son yıllarda X-ışını floresans analizi bazı analitik tekniklerle birlikte, seri üretim kontrolüne ilaveten endüstride kullanılmaktadır. Endüstride kullanım alanlarından bazıları şunlardır.

a) Kimyasal olarak ayırt etmekte zorlandığımız karışımların analizinde,

X-ışını floresans metodunun önemli uygulama alanlarından biri, özellikle % 0.1 den % 100'e kadar olan aralıklardaki konsantrasyonların belirlenmesi gerekli olduğu zaman, kimyasal olarak zor sayılabilen karışımların analizidir. Herhangi bir elementin bir başka elemente göre spektrumu farklı olduğu için, bazı durumlarda kimyasal ayrıştırma gereksizdir.

b) Hafif-metal endüstrisinde,

X-ışını floresans analizi, karmaşık bileşimlerin belirlenmesine ilaveten, 1ppm'den 100ppm'e kadar konsantrasyonlarda aşırı saflık oluşturmak ve bileşimleri belirlemek için hafif-metal endüstrisinde kullanılır.

c) Çimento endüstrisinde ve kaya kimyasında,

X-ışını floresans analizi, hammaddelerin küçük ve büyük bileşimlerinin kalitatif (nitel) ve kantitatif (nicel) analiz elde etmek için çimento endüstrisinde ve kaya kimyasında kullanılmaktadır.

d) Petrol ve kömür endüstrisinde,

X-ışını floresans analizi, eser elementin analizinde, petrol ve kömür endüstrisinde yaygınca kullanılır. Petrolün bileşimindeki birtakım farklılıkları telafi etmek için kullanılır.

e) Kimyasal endüstride,

Kimyasal endüstride, X-ışını floresans analizinin en önemli uygulama alanlarından biri olan organik maddelerdeki ağır eser elementlerinin belirlenmesinde kullanılır.

f) Tıpta,

X-ışını floresans tekniği ile kanın hemoglobin muhtevası, hemoglobindeki demirin floresans şiddeti ölçülerek belirlenebilir.

g) Maddelerin küçük miktarlarının analizinde,

X-ışını floresans analizi, numunelerin çok küçük miktarlarının kalitatif (nitel) ve kantitatif (nicel) analizlerine başarılı bir şekilde uygulanmaktadır. X-ışını floresans analizi fiyat olarak ucuz, zaman yönünden hızlı olmakla birlikte tahribatsız miktar analizleri ve yüksek konsantrasyonlar için iyi sonuç vermektedir.

2.5. Işımalı ve Işımasız Geçişler

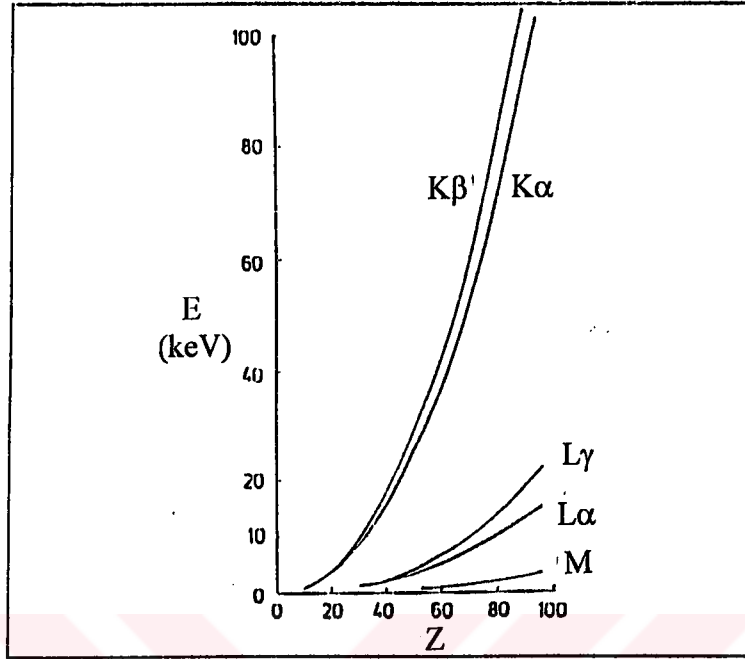
Atom içerisindeki elektronların düzenlenmesi ve tabakalardaki bölüşümü hakkında en iyi bilgiler, atomların verdikleri spektrumların incelenmesi sonucu elde edilmiştir. Atomlarda çeşitli yollarla sökülün iç tabaka elektronları, ışımalı ve ışımasız geçişler yaparak yeniden düzenlenmektedir. Işımalı geçişlerde iç tabaka elektronları çeşitli yollarla sökülerek atomlar iyon haline getirilir. Bu sökülün elektronların geride bıraktığı boşluk bir üst tabakadaki elektronlar tarafından doldurulur. Bu olay esnasında tabakalar arasında fark kadar enerji dışarıya yayınlanır. Bu olaya *ışımalı geçiş* denir. İyonlaşmış atomun elektronlarının yeniden düzenlenmesi sırasında Auger olayı ve Coster – Kronig geçişler (intra-shell hole transfer) gibi olaylar da meydana gelebilir. Bu Auger ve Coster – Kronig geçişler *ışımasız geçişler*dir. Coster – Kronig geçişler aynı tabakanın alt-

tabakalarında meydana gelir. Bir atomda $\Delta n = 0$ olan geçişler yasak geçişlerdir. $\Delta n = 0$ meydana gelen alt tabakalar arasındaki geçişlere ya da boşluk transferlerine *Coster – Kronig geçişler* denir. Coster Kronig geçiş ihtimaliyetleri f_{ij} şeklinde gösterilir. Burada f_{ij} , i. alt tabakadaki boşluğun j. alt tabakaya kayması ihtimaliyetidir.

Auger olayında ise, uyarılmış durumda olan atom iç tabakadaki boşluğu dış tabakadan doldurarak orijinal durumuna yani temel hale dönebilir. Bu deeksite (temel hal) duruma geçişte bir X – ışını fotonu yayınlanır. Bu X – ışını fotonu aynı atomun bir üst seviyesindeki tabakalar da bulunan bir elektronu sökerek boşluk oluşturabilir. Bu olaya *Auger olayı*, sökülen elektrona da *Auger elektronu* denir. K tabakasındaki boşluk diğer tabakaların alt-tabakalarındaki elektronlar tarafından doldurulduğunda yayınlanan fotonların Siegbahn ve IUPAC (International Union of Pure and Applied Chemistry) gösterimleri⁽⁴⁸⁾ Tablo 2.2 de ve Z atom numarasının fonksiyonu olarak K, L ve M tabakalarından yayınlanan X-ışınlarının enerjileri Şekil 2.8’de gösterilmiştir.

Tablo 2.2 X – ışını diyagram çizgilerinin eski Siegbahn ve yeni IUPAC gösterimleri⁽⁴⁸⁾.

Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC
$K\alpha_1$	$K - L_3$	$L\alpha_1$	$L_3 - M_5$	$L\gamma_1$	$L_2 - N_4$	$M\alpha_1$	$M_5 - N_7$
$K\alpha_2$	$K - L_2$	$L\alpha_2$	$L_3 - M_4$	$L\gamma_2$	$L_1 - N_2$	$M\alpha_2$	$M_5 - N_6$
$K\beta_1$	$K - M_3$	$L\beta_1$	$L_2 - M_4$	$L\gamma_3$	$L_1 - N_3$	$M\beta$	$M_4 - N_6$
$K\beta_2'$	$K - N_3$	$L\beta_2$	$L_3 - N_5$	$L\gamma_4$	$L_1 - O_3$	$M\gamma$	$M_3 - N_5$
$K\beta_2''$	$K - N_2$	$L\beta_3$	$L_1 - M_3$	$L\gamma_4'$	$L_1 - O_2$	$M\xi_1$	$M_5 - N_3$
$K\beta_3$	$K - M_2$	$L\beta_4$	$L_1 - M_2$	$L\gamma_5$	$L_2 - N_1$	$M\xi_2$	$M_4 - N_2$
$K\beta_4'$	$K - N_5$	$L\beta_5$	$L_3 - O_{4,5}$	$L\gamma_6$	$L_2 - O_4$		
$K\beta_4''$	$K - N_4$	$L\beta_6$	$L_3 - N_1$	$L\gamma_8$	$L_2 - O_1$		
$K\beta_{4x}$	$K - N_4$	$L\beta_7$	$L_3 - O_1$	$L\gamma_8'$	$L_2 - N_6$		
$K\beta_5'$	$K - M_5$	$L\beta_7'$	$L_3 - N_{6,7}$	L_η	$L_2 - M_1$		
$K\beta_5''$	$K - M_4$	$L\beta_9$	$L_1 - M_5$	LI	$L_3 - M_1$		
		$L\beta_{10}$	$L_1 - M_4$	Ls	$L_3 - M_2$		
		$L\beta_{15}$	$L_3 - N_4$	Lt	$L_2 - M_2$		
		$L\beta_{17}$	$L_2 - M_3$	Lu	$L_3 - N_6$		
				Lv	$L_2 - N_6$		



Şekil 2.8. Z atom numarasının fonksiyonu olarak K, L ve M tabakalardan yayınlanan X-ışınlarının enerjileri.

2.6. Floresans Verimleri ve Coster-Kronig Geçişleri

Atomun tabaka veya alt tabaka *floresans verimi*, bu tabaka veya alt-tabakada herhangi bir yolla meydana getirilmiş bir boşluğun ışımalı geçişle doldurulması ihtimali olarak tanımlanır. Bir boşluklu atom uyarılmış durumdadır. Bu seviyenin genişliği Γ ise seviyenin τ ortalama ömrü $\Gamma = \hbar/\tau$ bağıntısı ile verilir. Burada Γ genişliği, Γ_R ışımalı genişlik, Γ_A ışımasız genişlik ve Γ_{CK} Coster-Kronig genişliklerinin toplamıdır. Böylece ω floresans verimi,

$$\omega = \Gamma_R / \Gamma \quad (2.21)$$

ile verilebilir. Çok atomlu bir numunenin K, L, M,... gibi herhangi bir tabakasının floresans verimi, bu tabakadaki bir boşluğun bir Auger elektronu emisyonu ile değil de,

bir X- ışını emisyonu ile doldurulması ihtimaliyeti olarak tanımlanır ve $\omega_K, \omega_L, \dots$ ile gösterilir. Normal olarak iki $s_{1/2}$ elektronu bulunduran K tabakası için floresans verim ise, K tabakasında meydana getirilen bir boşluğun bir X – ışını yayınlanarak doldurulması ihtimaliyeti olarak tanımlanır ve

$$\omega_K = I_K/n_K = [n(K\alpha_1) + n(K\alpha_2) + n(K\beta_1) + n(K\beta_2) + \dots] / n_K \quad (2.22)$$

ile verilir. Burada I_K yayınlanmış K X – ışınları sayısı ve n_K ise K tabakasındaki primer boşluk sayısıdır. Daha yüksek atomik tabakaların floresans verimlerinin tanımı iki sebepten dolayı karmaşıktır.

1- K tabakasının üstündeki tabakalardaki elektronlar farklı açısal momentum kuantum sayısına sahip olduğundan birden fazla alt-tabakalardan meydana gelmiştir. Böylece ortalama floresans verim, genelde tabakanın nasıl iyonize edildiğine bağlıdır. Çünkü farklı iyonizasyon metotları farklı primer boşluk sayısına sebep olur.

2- Aynı baş kuantum sayısına sahip bir atomik tabakanın alt-tabakaları (meselâ L_I, L_{II}, L_{III}) arasındaki geçişler olan Coster – Kronig geçişleri, bu alt-tabakalardan birisinde oluşturulmuş bir primer boşluğun, bu boşluk bir diğer geçişle doldurulmadan önce daha yüksek bir alt-tabakaya kaymasına sebep olur.

Herhangi bir yolla X tabakasının ($X=L, M, N, \dots$) x_i alt tabakasında meydana getirilmiş bir boşluğun x_j alt tabakasına kayma ihtimali f_{ij}^X ile gösterilmektedir. Örneğin, f_{12}^L Coster-Kronig geçişi, $2p_{1/2}$ (L_2 alt tabakası) den $2s_{1/2}$ (L_1 alt tabakası) ye bir elektron geçişi ihtimaliyetidir. Daha önce de ifade edildiği üzere, Coster-Kronig geçişleri ışımalı ve ışımasız olarak iki kısımdan ibarettir. Bunlar, f_{ij}^X in ışımalı kısmı olan $f_{ij}^X(R)$ ve f_{ij}^X nin ışımasız kısmı olan $f_{ij}^X(A)$ dır. Burada,

$$f_{ij}^X(R) \ll f_{ij}^X(A) \quad (2.23)$$

dır.

Herhangi bir X tabakasının i ve j alt tabakaları arasındaki Coster- Kronig (intra – shell hole transfer) geçişleri,

$$f_{ij}^x = f_{ij}^x(R) + f_{ij}^x(A) \quad (2.24)$$

ile verilmektedir. Coster-Kronig geçişlerin olmaması durumunda X tabakası için ortalama floresans verimi

$$\varpi_x = \sum_{i=1}^k N_i^x \omega_i^x \quad (2.25)$$

ile verilir. Burada N_i^x , X tabakasının i. alt tabakasındaki rölatif primer boşluk sayısıdır ve

$$N_i^x = \frac{n_i^x}{\sum n_i^x} \quad \text{ve} \quad \sum_{i=1}^k N_i^x = 1 \quad (2.26)$$

ile verilir. ω_i^x ise X tabakasının i. alt-tabakasının floresans verimidir. Denklem (2.25) ve (2.26) deki toplamalar, X tabakasının tüm k alt-tabakaları üzerindendir. X tabakasındaki boşlukların toplam sayısını n_x ile gösterirsek

$$n_x = \sum_i n_i^x \quad (2.27)$$

ile verilebilir. Bu durumda X tabakası ortalama floresans verimi ϖ_x

$$\varpi_x = \frac{I_x}{n_x} \quad (2.28)$$

şeklinde ifade edilebilir ve bu denklem (2.22) denkleminin benzeridir. Burada I_x , yayınlanmış X – tabakası karakteristik fotonlarının sayısıdır. Bu ifade, primer boşluk dağılımının değişmediği yani Coster – Kronig geçişlerin olmadığı durumlar için geçerlidir. Eğer primer boşluk dağılımı, bu boşluklar daha üst tabakalardan geçişlerle doldurulmadan önce, Coster – Kronig geçişlerle değişirse bu denklemler uygulanamaz.

Coster-Kronig geçişleri izah etmede iki alternatif yaklaşım gözönüne alınabilir.

1- ϖ_X ortalama floresans verim, Coster – Kronig geçişlerle değişmiş bir V_i^X boşluk dağılımlı ω_i^* alt-tabaka floresans verimlerinin lineer kombinasyonu olarak aşağıdaki şekilde yazılabilir. (Bu metot başlangıçtan itibaren ω_i^* alt-tabaka floresans verimlerinin elde edilmesi bakımından avantajlıdır ve gerçek fiziksel durumlara yaklaşık olarak uyar).

$$\varpi_X = \sum_{i=1}^k V_i^X \omega_i^* \quad (2.29)$$

Burada V_i^X katsayısı, Coster – Kronig geçişlerle her bir alt-tabakaya kaymış geçişleri ihtiva eden X_i alt-tabakasındaki boşlukların rölatif sayısını gösterir ve

$$\sum V_i^X > 1 \quad (2.30)$$

denklemine uyar. V_i^X lerin toplamı, X_i alt-tabakasında meydana getirilmiş boşlukların bazılarının, Coster - Kronig geçişlerle daha üst tabakalara kaydığından ve böylece bir defadan fazla sayıldıklarından, birden büyüktür. Bir boşluğun bir X_i alt-tabakasından daha üst bir X_j alt-tabakasına kayması Coster – Kronig geçiş ihtimali f_{ij} ile gösterildiğinden V_i^X niceliği, N_i^X rölatif primer boşluk sayısı cinsinden

$$\begin{aligned} V_1^X &= N_1^X \\ V_2^X &= N_2^X + f_{12}^X N_1^X \\ V_3^X &= N_3^X + f_{23}^X N_2^X + (f_{13}^X + f_{12}^X f_{23}^X) N_1^X \end{aligned} \quad (2.31)$$

.

.

.

$$V_k^X = N_k^X + f_{k-1,k}^X N_{k-1}^X + (f_{k-2,k-1}^X f_{k-1,k}^X) N_{k-2}^X + \dots + (f_{1k}^X + f_{12}^X f_{2k}^X + f_{12}^X f_{23}^X f_{3k}^X + \dots) N_1^X$$

olarak yazılabilir.

2- ϖ_X ortalama floresans verim için bu ifade N_i^X primer boşluk dağılımı ve özel olarak tanımlanmış v_i^X katsayılarının lineer kombinasyonu olarak yazılabilir. Bu metod, verilen bir deney için primer boşluk sayısı biliniyorsa deneysel açıdan daha uygundur. Bu yaklaşıma göre bir X tabakasının ortalama floresans verimi,

$$\varpi_X = \sum_{i=1}^k N_i^X v_i^X \quad (2.32)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada v_i^X katsayısı X_i alt-tabakasındaki primer boşluk başına meydana gelen X – tabakası karakteristik X- ışınlarının toplam sayısını temsil etmektedir. $V_i^X \omega_i^X$ ve $N_i^X v_i^X$ çarpımları eşit değildir. Sadece, denklem (2.29) ve (2.30) de görüldüğü gibi, çarpımların toplamı ϖ_X ortalama floresans verime eşittir. $V_i^X \omega_i^X$ in fiziksel tanımından da görüldüğü gibi bu nicelik, bir X tabakasının herhangi bir alt tabakasındaki boşluk sayısı başına i. alt-tabakaya daha üst tabakalardan ışımalı geçişlerin sayısını belirtir. Diğer taraftan $N_i^X v_i^X$ niceliği ise i. alt-tabakadaki boşluk sayısı başına X tabakasının tüm alt-tabakalarına geçişlerde yayınlanan X – ışınlarının sayısını belirtir. v_i^X katsayıları (2.30), (2.31) ve (2.32) denklemlerindeki ω_i^X alt-tabaka floresans verimleri arasındaki dönüşüm denklemleri

$$v_1^X = \omega_1^X + f_{12}^X \omega_2^X + (f_{13}^X + f_{12}^X f_{23}^X) \omega_3^X + \dots + (f_{1k}^X + f_{12}^X f_{2k}^X + f_{13}^X f_{3k}^X + \dots + f_{1,k-1}^X f_{k-1,k}^X + \dots) \omega_k^X$$

•
•
•

$$v_{k-1}^X = \omega_{k-1}^X + f_{k-1,k}^X \omega_k^X \quad (2.33)$$

$$v_k^X = \omega_k^X$$

ile L tabakasında ilk ve son boşluk dağılımları ise

$$V_1^L = N_1^L$$

$$V_2^L = N_2^L + f_{12}^L N_1^L$$

$$V_3^L = N_3^L + f_{23}^L N_2^L + (f_{13}^L + f_{12}^L f_{23}^L) N_1^L$$

ile verilir. Yine L tabakası için v_i^X katsayıları ve ω_i^X alt-tabaka floresans verimleri arasında

$$v_1^L = \omega_1^L + f_{12}^L \omega_2^L + (f_{13}^L + f_{12}^L f_{23}^L) \omega_3^L$$

$$v_2^L = \omega_2^L + f_{23}^L \omega_3^L$$

$$v_3^L = \omega_3^L$$

bağıntıları vardır.

2.7 Floresans Verim, X – Işını Florasans Tesir Kesitleri ve Önemi

K, L, veya M tabakasında veya (alt-tabakasında) bir boşluk meydana getirilmiş olan atom, ya bir X – ışını fotonu veya Auger elektronlarının yayınlanması ile deeksite olabilir. Bir atomik tabakanın deeksitasyonu floresans verimle karakterize edilir ve bir tabakadaki boşluğun ışımalı geçişle doldurulması ihtimali olarak tanımlanır. Atom, molekül ve radyasyon fiziği çalışmalarında, elementel X-ışını floresans analizleri, tıbbî araştırmalar ve kanser terapi gibi değişik uygulama alanlarında doğru floresans verim bilgisine ihtiyaç vardır⁽¹⁻⁴⁾. Herhangi bir olayın meydana gelme ihtimaliyetinin ölçüsüne *tesir kesiti* denir. Suni radyoizotopların üretilmesinde, soğurmada, saçılmada veya herhangi bir nükleer reaksiyonda gelen şuadaki parçacıklar hedef çekirdeğe çarptığı zaman neler olabileceği ihtimaliyetini ifade etmek için tesir kesitine ihtiyaç duyulmuştur. Tesir kesiti deneysel olarak ölçülebilen ve teorik değerlerle karşılaştırılabilen bir ifade olduğundan nükleer işlemlerin ayrıntılı olarak incelenmesine imkan sağlar. Bu nicelik, ışının madde ile etkileşmesine bağlı olarak, soğurma tesir kesiti, saçılma tesir kesiti olarak isimlendirilebilir. Tesir kesitinin tam olarak bilinmesi, reaktör zırlama, endüstriyel radiography, tıbbî fizikte, enerji taşıma ve depolamada, radyasyon soğurma katsayılarının hesaplanmasında, ayrıca farklı elementlerin değişik

fotoiyonizasyon enerjilerinde karakteristik K, L ve M tabaka ve alt-tabaka X- ışını floresans tesir kesitlerinin deneysel olarak ölçülmesi, atomların yapısı, yaş tayini, tahribatsız miktar testlerinde, ilaç sanayii gibi fiziksel ve kimyasal birçok alanda kullanılmaktadır⁽¹⁻⁴⁾. Ayrıca bu ölçümler, fotoiyonizasyon tesir kesitleri, sıçrama oranı, X – ışını yayınlama hızları ve floresans verim gibi fiziksel parametrelerin doğrudan kontrolünü sağlar. Karakteristik X-ışını tesir kesiti, her element için ayrı uyarıcı radyasyon tipi ve enerjisinde ayırdedici bir özelliktir.

dt kalınlığına sahip ince bir levhanın birim yüzeye üzerine N parçacıktan (veya ışından) ibaret bir parçacık (veya ışın) şuasının düştüğünü farzedelim. Maddenin birim hacminde n atom varsa ve toplam maddedeki N atomdan, N_s tanesi etkileşmede bulunursa etkileşme tesir kesiti

$$\sigma = \frac{N_s}{Nnt}$$

şeklinde ifade edilir. Buradan, $N_s = Nnt\sigma$ olur. Tesir kesitinin birimi barn'dır ve

$$1b=10^{-24} \text{ cm}^2$$

olarak tanımlanır.

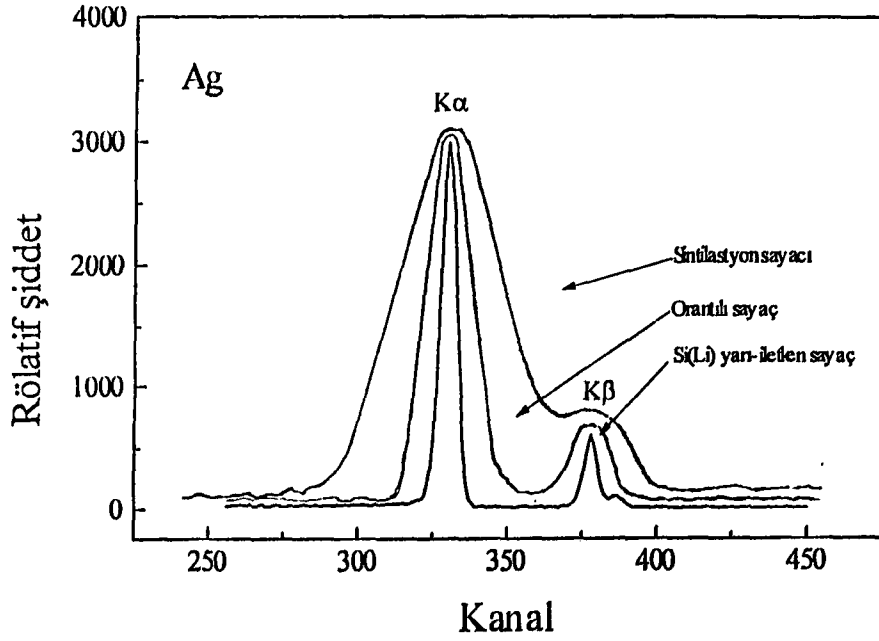
Nükleer reaksiyon veya saçılma meydana geldikten sonra dışarıya çıkan parçacıklar çoğu kez izotropik olmayan bir dağılım gösterir.

3. SAYMA SİSTEMİ

3.1 Enerji Ayırmalı X-Işını Spektrometresi

Bu çalışmada yapılan ölçümler için EDXRF sistemi kullanılmıştır. Sistemin esas bileşenleri, X-ışını uyarıcı kaynak, Si(Li) katıhal sayacı, önampifikatör (preamplifier), ana amplifikatör (spectroscopy amplifier), çok kanalı puls yükseklik analizörü (MCP11A), analog dijital dönüştürücü (ADC) ve diğer elektronik bileşenlerdir.

X-ışınlarının sayılmasında farklı sayaç çeşitleri kullanılmaktadır. Sayaç seçiminde; sayaç tipi, hassas olduğu enerji bölgesi, ayırma gücü gibi bir takım önemli faktörler yapılan araştırmalar için önemlidir. Karakteristik X-ışınları, hem enerjileri birbirine yakın hem de genel olarak düşük enerji bölgesinde yer almaktadır. Bu durumdan ötürü bu enerji bölgesinde, sayaç verimi ve ayırma gücü açısından en iyi olan sayaçlar yarı iletken sayaçlardır. Bazı sayaçların rezolüsyonları Şekil 3.1 de verilmiştir. X-ışını şiddet ölçümlerinde en önemli gelişmelerden birini lityum sürüklenmiş katıhal sayaçlarının yapılması teşkil eder. Lityum sürüklenmiş katıhal sayacı pozitif ve negatif (p-tipi ve n-tipi) bölgeleri arasında intirinsik (i-tipi) bölgesine sahip bir kristalden ibarettir. Dolayısıyla böyle bir sayaç p-i-n tipi bir diyottur. Sürüklenme bölgesi p- tipi germanyuma uygun şartlar altında lityum sürüklenerek elde edilir. Sayaç yüzeyinin ince p-tipi tabakası aktif değildir. Dedeksiyon işlemine katkısı olmayan bu tabakaya ölü tabaka denir. Sayacın iki önemli özelliği alanı ve kalınlığıdır. Sayım için önemli faktör olan geometrik verim, sayaç alanı artıkça artar. Ancak bu, ayırma gücünü (rezolüsyonu) azaltır. Soğurma verimi de sayaç kalınlığı artıkça artar. Bizim kullandığımız sayacın aktif alanı 12 mm^2 ve kalınlığı 3 mm dir. Elektrotlar, lityum sürüklenmesiyle elde edilmiş silisyum yüzeyine yaklaşık 200 Å kalınlığında altın buharlaştırılmasıyla elde edilir. Sayaç, gürültüyü azaltmak için sıvı azot kaynama sıcaklığında (-196°C) tutulmalıdır. Bunun için sayaç 30 lt sıvı azot alabilecek bir kaba konulmuştur. Sayaç dış ortamdan gelebilecek yüzey kirlenmesini önlemek için 25 µm kalınlığında berilyum pencere ile korunmuştur. E enerjili bir foton sayacın



Şekil 3.1. Bazı sayaçların ayırma güçleri.

aktif bölgesine düşerse silisyum atomlarını iyonlaştırır; ve foton enerjisinin tamamını elektronlara verir. Elektronlar enerjisi bitinceye kadar yolu boyunca elektron- boşluk çifti meydana getirerek sayaç içinde hareket ederler. Si(Li) sayacına yaklaşık 500 V luk ters besleme potansiyeli uygulanır. Sonuçta sayaç içine gelen fotonun enerjisi ile orantılı sayıda elektron hole çifti oluşur. p ve n-tipi bölgelerde elektrik alan vasıtasıyla toplanan yükler, akım pulsundan potansiyel pulsuna dönüştürülür. Kapasitörde toplanan yük bir RC devresi ile potansiyel pulsuna dönüştürülür ve bu potansiyel puls, puls yükseklik analizöründe enerjiye karşılık gelen kanala yerleştirilir.

3. 2 Enerji Kalibrasyonu

Energileri bilinen yeterli sayıda singlet pike sahip olan herhangi bir spektrumdan faydalanılarak γ - ve X-ışınlarının enerjileri tayin edilebilir. Bu tür ölçümlerde dikkat edilmesi gereken şey doğruluk ve hassasiyettir. Birçok durumda enerjiyi, kanalın lineer fonksiyonu olarak,

$$E(x) = a_1 + a_2 x \quad (3.1)$$

şeklinde tayin etmek uygundur. Burada x kanal numarası ve E enerjidir. a_1 ve a_2 parametreleri çok iyi çözülmüş iki singlet pikten kolayca belirlenebilir. Şayet bu pikler E_1 ve E_2 enerjilerine sahipse ve sırasıyla X_1 ve X_2 kanallarında bulunuyorlarsa bu durumda,

$$E(x) = E_1 + \left[\frac{(E_2 - E_1)}{(X_2 - X_1)} \right] (x - X_1) \quad (3.2)$$

yazılabilir.

Bu basit ifadede $E(x)$ ile gerçek enerji arasındaki fark, çoğu zaman yükseltici (amplifier) – analizör sisteminin lineerlikten sapmasına bağlıdır. Genellikle bu sapsmalar ADC'nin kanal aralığının sonunda en büyük olacağından, iki kalibrasyon pikinin seçiminde, kanal aralığının ilk ve son % 10 luk bölgelerinden kaçınmak tavsiye edilir. ^{55}Fe nokta kaynağından yayınlanan 5,893 keV lik $\text{MnK}\alpha$ piki ve ^{241}Am nokta kaynağından yayınlanan 59,54 keV lik γ -piki referans pikleri seçilerek yapılan böyle bir kalibrasyondan (*kötü kalibrasyon*) elde edilen sonuçlar Tablo 3.1 de listelenmiş ve Şekil 3.1 de gösterilmiştir. Bu referans pikleri 1024 kanallık çalışma aralığının sırasıyla 58. ve 990. kanallarından seçilmiştir. Eşitlik (3.2) den, bazı γ - veya X- ışınlarının bilinen enerjilerindeki sapsmaların, -0,624 kanaldan -0,112 kanala değiştiği görülmüştür. Bununla beraber kalibrasyon bölgesinin ilk ve son %10 luk kısmından seçilen piklerle yapılan kalibrasyon sonucu elde edilen değerlerdeki sapsmalar bazı sistemler (mesela, daha eski sistemler) için 1 kanala kadar artabilir.

11,221 keV enerjili $\text{SeK}\alpha_1$ piki ve 45,985 keV enerjili $\text{DyK}\alpha_1$ piki referans pikleri seçilerek yapılan bir kalibrasyondan (*iyi kalibrasyon*) elde edilen sonuçlar Tablo 3.2 de listelenmiş ve Şekil 3.1 de gösterilmiştir. Bu referans pikleri aynı çalışma aralığının sırasıyla 152. ve 756. kanallarından seçilmiştir. Eşitlik (3.2) den, bazı γ - veya X- ışınlarının bilinen enerjilerindeki sapsmaların -0,0105 kanaldan +0,0034 kanala değiştiği görülmüştür. Birçok uygulama için bu büyüklükte sapma oldukça uygundur.

Tablo 3. 1 Çalışma aralığının ilk ve son % 10 luk bölgelerinden seçilen kalibrasyon pikleri ile yapılan kalibrasyon (*kötü kalibrasyon*) ölçüm sonuçları.

Kalibrasyon test pikleri	Gerçek pik ⁽⁶¹⁾ enerjisi (keV)	Kalibrasyon sonucu	
		Ölçülen Enerji, E(x) (keV)	Sapma ΔE (kanal)
Zr $K\alpha$	15,732	15,726	-0,148
Cd $K\alpha$	23,077	23,069	-0,159
Cd $K\beta_1$	26,093	26,087	-0,148
Nd $K\alpha_1$	37,359	37,349	-0,149
Nd $K\beta_1$	42,269	42,262	-0,154
Ho $K\alpha_2$	46,686	46,629	-0,624
Ho $K\alpha_1$	47,567	47,557	-0,161
Ho $K\beta$	54,613	54,647	-0,112

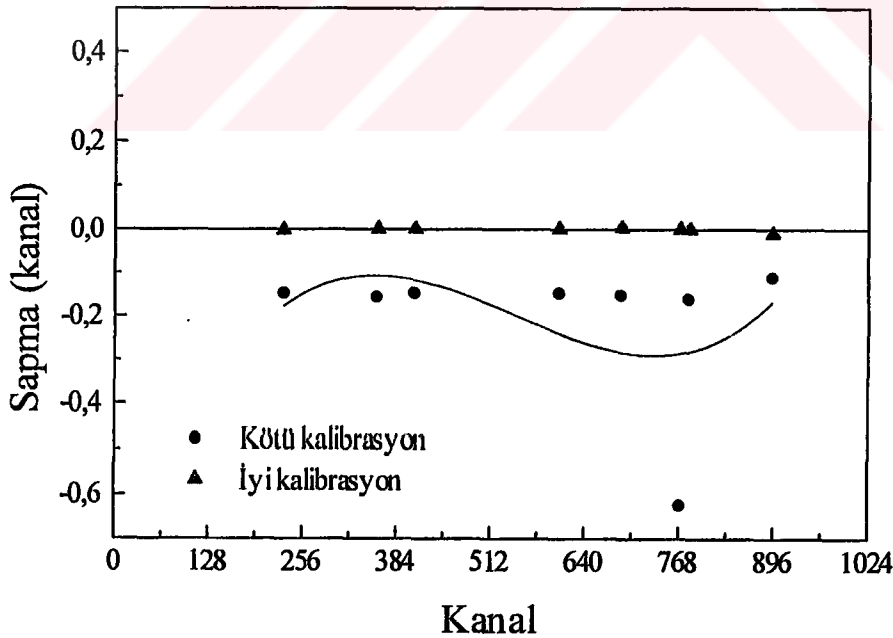
Tablo 3.2 Çalışma aralığının ilk ve son % 10 luk bölgeleri dışından seçilen kalibrasyon pikleri ile yapılan kalibrasyon (*iyi kalibrasyon*) ölçüm sonuçları.

Kalibrasyon test pikleri	Gerçek pik ⁽⁶¹⁾ enerjisi (keV)	Kalibrasyon sonucu	
		Ölçülen Enerji, E(x) (keV)	Sapma ΔE (kanal)
Zr $K\alpha_1$	15,774	15,773	-0,002
Cd $K\alpha$	23,077	23,077	0,000
Cd $K\beta_1$	26,093	26,092	0,000
Nd $K\alpha_1$	37,359	37,358	0,001
Nd $K\beta_1$	42,269	42,269	0,003
Ho $K\alpha_2$	46,686	46,686	0,000
Ho $K\alpha_1$	47,528	47,527	0,000
Ho $K\beta_1$	53,934	53,933	0,010

Birkaç γ veya X- ışını enerjisi biliniyorsa a_1 ve a_2 parametrelerini elde etmek için en küçük kareler fiti kullanılabilir. Bu metod gerçek ve hesaplanmış enerjiler arasındaki sapmaları daha düzgün bir şekilde dağıtacak ve sonuçların özel pik seçimine ve spektrumdaki pozisyonuna bağımlılığını azaltacaktır. Şekil 3.2 deki eğrilerden de görüldüğü gibi enerji kanalın,

$$E(x) = a_1 + a_2x + a_3x^2 \quad (3.3)$$

gibi kuadratik (2. derece) bir fonksiyonu şeklinde ifade edilirse, lineerlikten sapma önemli derecede azalabilir. a_1 , a_2 ve a_3 parametreleri, sadece üç pikin enerji ve pozisyonundan hesaplanabilmesine rağmen, genellikle dört veya daha fazla pik kullanılarak en küçük kareler fiti ile tayin edilir. Böyle bir fit için, kalibrasyon piklerinin ölçülmüş pozisyonları, bilinen enerjileri ve bu enerji ve pozisyonundaki belirsizliklerin bilinmesi gerekir.



Şekil 3.2. İyi ve kötü kalibrasyonda sapma miktarının kanala göre değişimi.

Kalibrasyon verisi için elde edilen fitin kalitesine, yani fitin iyi olup olmadığına χ_R^2 değerine bakılarak karar verilir. $\chi_R^2 \approx 1,0$ olmalıdır. χ_R^2 değerinin küçük çıkması, muhtemelen γ ve X- ışını enerjilerine eşlik eden belirsizliklerin çok büyük olduğunu gösterir. Diğer taraftan χ_R^2 değeri 1,0 den çok büyük ise kalibrasyon enerjilerine atfedilen belirsizlikler çok küçüktür.

3.3 Performans Testleri

Bir yarı iletken dedektör sisteminin karakteristikleri sistemin başlangıçtaki performansından sapıp saptığını test etmek amacıyla ölçülmeli ve üreticinin verdiği değerlerle karşılaştırılmalıdır. Bu test, verim ve enerji rezolüsyonu gibi sadece sistemin çalışmasıyla ilgili özellikler için değil aynı zamanda kristal büyüklüğü ve pencere kalınlığı gibi geometrik özellikler için de yapılabilir. Bu çalışmada enerji rezolüsyonu ve verim (efficiency) ölçümleri yapılmıştır.

3. 3.1 Enerji Rezolüsyonu

Bir dedektörün rezolüsyonu herhangi bir kaynak – dedektör mesafesinde kalibre edilmemiş kaynaklarla tayin edilebilir. Sistemin enerji rezolüsyonu ölçümlerinde ^{55}Fe ten yayınlanan Mn'nin $E_1(K\alpha)=5,90$ keV ve $E_2(K\beta)=6,49$ keV enerjili pikler kullanılmıştır. Aynı şekilde ^{60}Co 'nın 1173,2 ve 1332,5 keV enerjili pikleri veya ^{57}Co 'nin 14,4 keV ve 122,1 keV enerjili pikleri de kullanılarak rezolüsyon ölçümleri yapılabilir. Pile – up etkisinden dolayı pikte dikkate değer bir genişleme olacağından, bu etkiyi ortadan kaldırmak için spektrumdaki toplam sayma hızı 1000 s^{-1} aşmayacak şekilde tutulmuştur. Ayrıca puls şekillendirme zaman sabiti $6\text{ }\mu\text{s}$ ye set edilmiştir. Çünkü $6\text{ }\mu\text{s}$ den büyük puls şekillendirme zaman sabiti için sayma hızı daha düşük olabilir. Çok düşük sayma hızları ise uzun süreli ölçümler gerektirir ve buna uygun olarak *instrumental drift* ten dolayı (long – term den dolayı) rezolüsyonun bozulma riski artar. Uygun sayma istatistiği elde etmek için ilgilenen bölgedeki sayım en az 20000 sayım olmalıdır. Bu nedenle ilgilendiğimiz bölgedeki sayım 30000 e set edilmiştir.

Ayrıca amplifikatör kazancı, FWHM 4 kanal (en az 4 kanal olmalı) olacak şekilde ayarlanmıştır.

$W(K)$ kanal cinsinden yarı yükseklikteki tam genişliği (FWHM) ve $W(E)$ de enerji cinsinden FWHM'u göstermek üzere rezolüsyon

$$W(E) = \frac{(E_2 - E_1)W(K)}{[k(E_2) - k(E_1)]} \quad (3.4)$$

ifadesiyle elde edilmiş sonuçlar Tablo 3.3 de özetlenmiştir. Burada $k(E_1)$, E_1 enerjisine karşılık gelen kanalı göstermektedir.

Tablo 3.3. Rezolüsyon ölçümü tablosu.

Ölç.	$E_1=E(\text{MnK}\alpha)$ (keV)	$E_2=E(\text{MnK}\beta)$ (keV)	$k(E_1)$ (kanal)	$k(E_2)$ (kanal)	FWHM $W(K)$	FWHM $W(E)$	Ort. $W(E)$
1.	5,895	6,492	414,626	460,764	14,637	0,189	
2.	5,895	6,492	414,458	460,341	15,039	0,196	0,188
3.	5,895	6,492	414,470	460,575	14,211	0,184	
4.	5,895	6,492	414,682	460,691	14,005	0,182	

3.3.2 Dedektör Verim

Bir dedektörün iki önemli niceliği, dedektörün verimi ve rezolüsyonudur. Verim, başlıca dedektör büyüklüğüne ve şekline bağlıdır. Kantitatif çalışmalarda sayaç verimini bilmek önemlidir. Sayaç verimi, aynı zaman zarfında sayacda sayılabilir büyüklükte puls üreten fotonların sayısının, sayaca gelen fotonların sayısına oranı yada sayacda sayılabilir büyüklükte puls üreten fotonların yüzdesi olarak tanımlanır. Sayaç verimini etkileyen faktörleri şu şekilde sıralayabiliriz.

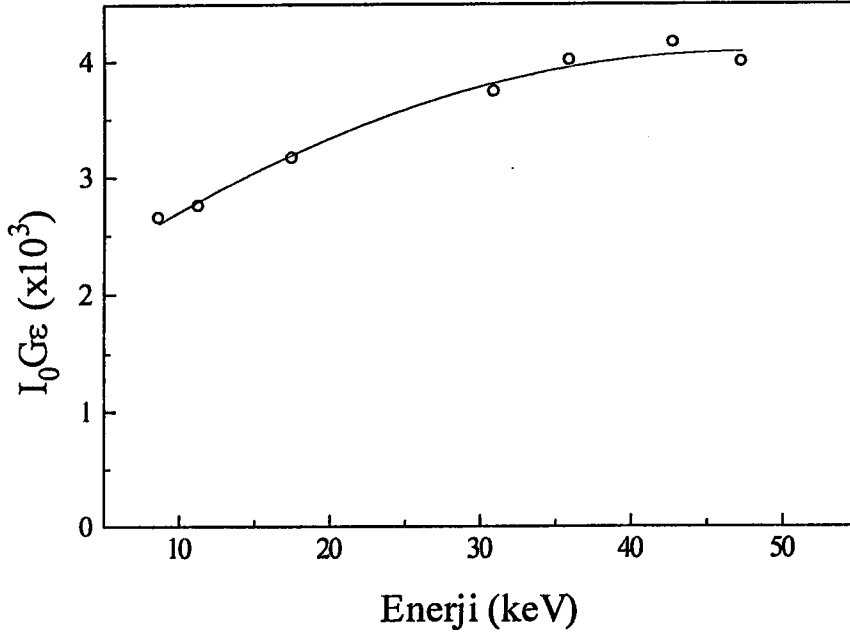
- Kolimatör faktörü

- Sayaç maddesi
- Sayacın hassas bölgesi
- Kırıyılardan kaçmalar
- İmalat faktörü

Sayaç veriminin enerji ile değiştiği bilinmektedir. Bu nedenle sayacın verim eğrisinin foton enerjisinin fonksiyonu olarak tayin edilmesi gerekmektedir. K ve L X –ışını floresans tesir kesitleri ve floresans verimlerin ölçülmesinde dedektör verimi ve geometri faktörünü içeren $I_0 G \epsilon$ “etkin gelen foton akısı”nın tayin edilmesi gerekmektedir. Etkin foton akısı Zn, Se, Sn, Cs, Pr, Gd ve Ho elementlerinin karakteristik X – ışınları ölçülerek ve

$$I_0 G \epsilon_{K_i} = \frac{I_{K_i}}{\sigma_{K_i} T t} \quad (3.5)$$

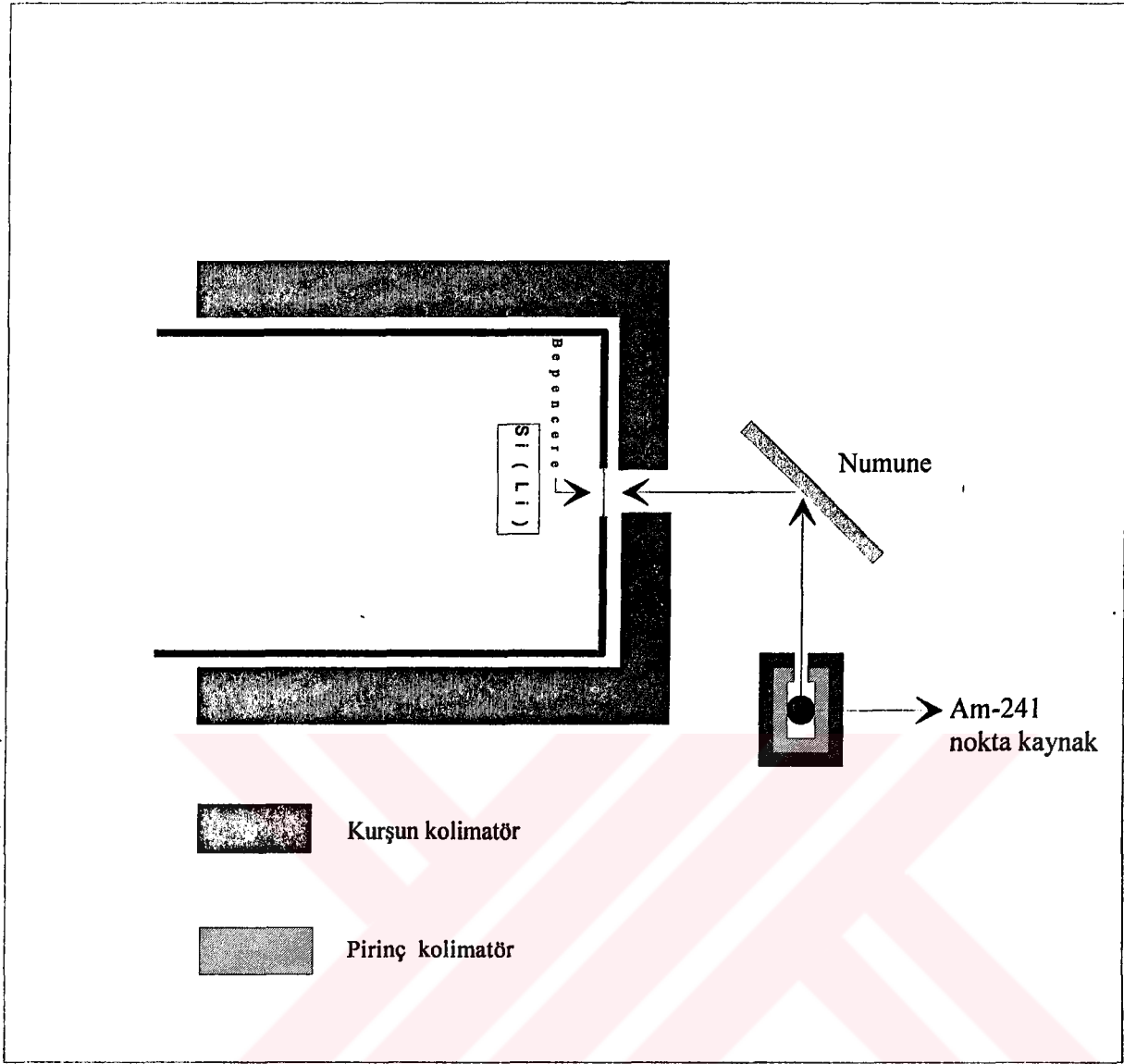
bağıntısı kullanılarak tayin edilmiştir $I_0 G \epsilon_{K_i}$, $(i = \alpha, \beta)$ X – ışını enerjisinin fonksiyonu olarak ilgilenen enerji aralığı için çizilmiştir(Şekil 3.3). Burada I_0 uyarıcı radyasyonun şiddeti, G geometrik faktör, ϵ_{K_i} ise dedektör verimi, T hedef materyalin öz-soğurma düzeltme faktörü, t g cm⁻² cinsinden numunenin kalınlığı, I_{K_i} net pik sayımı ve σ_{K_i} ise X – ışını floresans tesir kesiti olup teorik olarak hesaplanmıştır^(39,49). $I_0 G \epsilon_{K_\alpha}$ nın enerjiye göre değişimi Şekil 3.3 de verilmiştir.



Şekil 3.3. Enerjinin fonsiyonu olarak $I_0Ge_{K\alpha}$ 'nın değışimi.

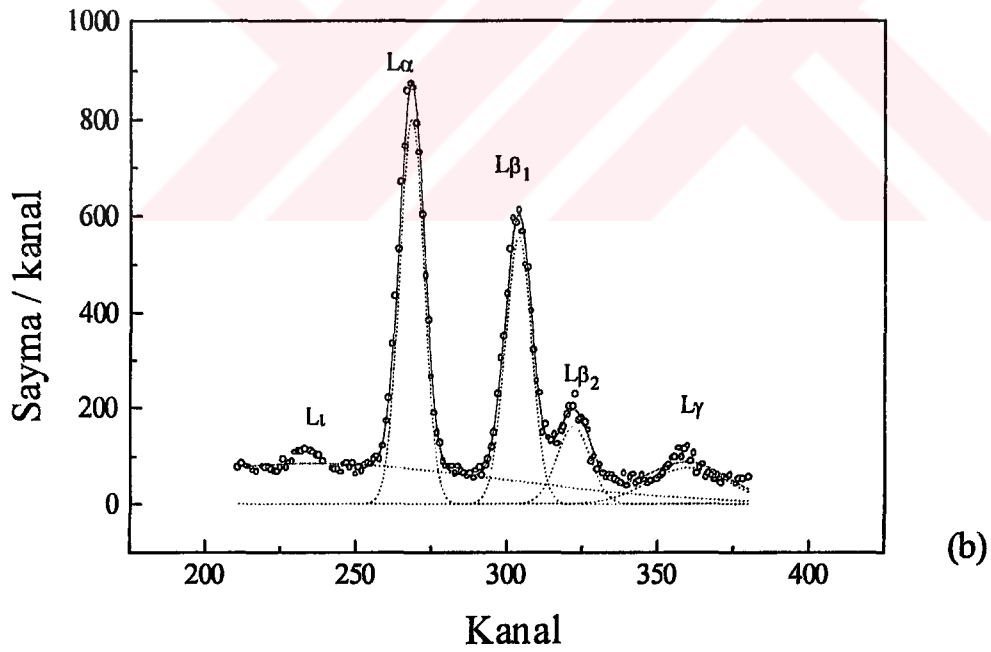
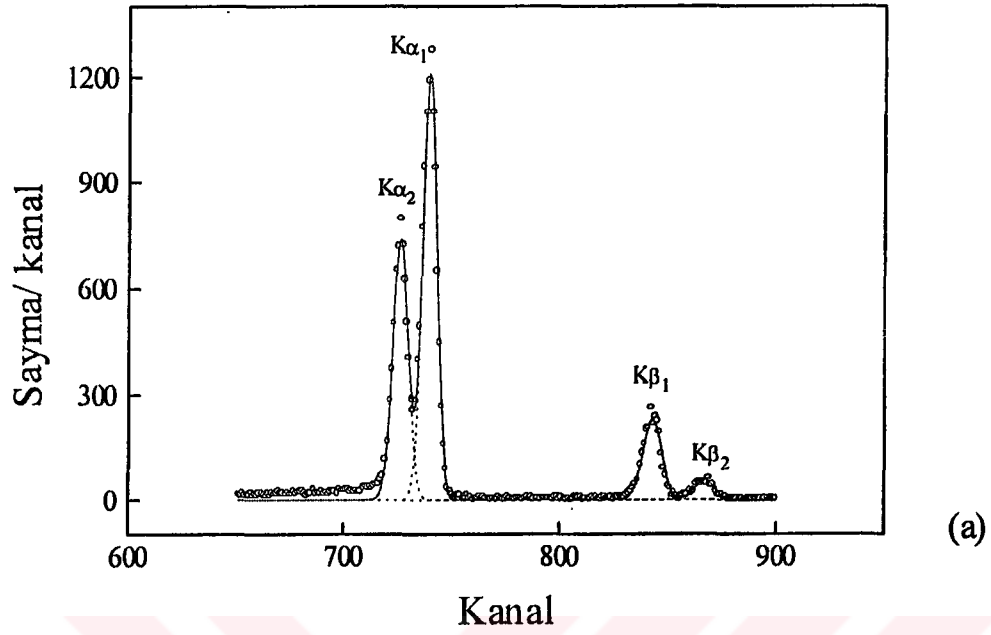
3.4 Deney Geometrisi

Karakteristik X- ışınlarının şiddetlerini, hem sayma hem de uyarma bakımından etkileyen önemli faktörlerden biri deney geometrisidir. K ve L X – ışını floresans tesir kesitleri ve floresans verimleri Şekil 3.4 te verilen deney geometrisinde kullanılarak ölçülmüştür. Bu geometri, Ll ve $L\alpha$ X – ışını çizgilerinin küçük açılarda anizotropi etkisi ve büyük açılarda birbirlerini tazmin (compensate) etkileri dikkate alınarak seçilmiştir.⁽²²⁾ Bu geometride hedef madesinin X – ışınlarının uyarılması için 100 mCi şiddetinde $Am - 241$ nokta kaynaktan yayınlanan 59,54 keV enerjili fotonlar kullanılmıştır. Farklı numunelerden floresans X – ışını spektrumları 4096 kanallı N66 çok kanallı analizöre bağlı 3,91 mm aktif çaplı, hassas kristal derinliği 3 mm olan ve 0,025 mm kalınlıklı Be pencereye sahip bir Si(Li) dedektörle ölçülmüştür. Dedektör sisteminin ölçülmüş enerji rezolüsyonu 5,9 keV de 188 eV FWHM dur. Dedektör Zr, Cd, Nd ve Ho elementlerinin karakteristik X-ışınları kullanılarak kalibre edilmiştir. Primer radyasyon, prinç - kurşun kolimatörle kolime edilerek dar bir uyarıcı şua elde edilmiştir.



Şekil 3.4. Deney geometrisi.

Bu yolla kaynaktan çıkan radyasyonun dedektörü doğrudan görmesi önlenmiştir. Kaynak-numune ve numune-dedektör mesafeleri analizörün ölü zamanı % 1 den küçük olacak şekilde seçilmiştir. Numuneler sayma istatistiğine bağlı olarak 1800 - 64800 s zaman aralığında ölçülmüştür. Düşük sayma hızlarında en iyi rezolüsyon 6 μ s lik puls şekillendirme zaman sabitinde (pşzs) elde edildiği için L X-ışını ölçümleri boyunca 6 μ s lik pşzs kullanılmıştır. K X-ışını ölçümlerinde ise 3 μ s lik pşzs kullanılmıştır. Spektrumlar MicroCal Origin version: 3.5 (MicraCal Software, Inc. USA) programı kullanılarak analiz edilmiştir. Dy ve Tb için tipik K ve L X-ışını spekturumları Şekil 3.5 (a) ve (b) de verilmiştir.



Şekil 3.4 (a) Dy' un tipik K X – ışıını spekturumu ve (b) Tb' un tipik L X – ışıını spekturumu. Pikler MicroCal Origin 3.5 proğramı ile çözülmüştür. o 'lar ham veriyi, -- ler ise fit edilmiş pikleri göstermektedir.

3.5 Numunelerin Hazırlanması

Bu çalışmada, atom numarası $24 \leq Z \leq 66$ aralığında olan bazı elementlerin K X – ışını tesir kesitleri ve floresans verimleri ve atom numarası $55 \leq Z \leq 92$ aralığında olan elementlerin L X ışını üretim tesir kesitleri ve floresans verimleri ölçülmüştür. Kullanılan elementler ve teknik özellikleri Tablo 3.4 te verilmiştir. Bu elementlerin büyük çoğunluğu (Co, Cu, Zn, Zr, Ag, Tb, Yb ve Hg hariç) spektroskopik olarak saf (safılığı % 99,9 dan büyük) elementlerdir. Toz halinde bulunan elementler akik havanında öğütülüp 400 mesh lik eleklerde parçacık büyüklüğünü ve soğurma etkisini en aza indirmek için elenmiştir. Elekten geçirilmiş maddeler, asetat maskeler kullanılmak suretiyle bant üzerine $11,20 \times 15,41 \text{ mm}^2$ alanlı dikdörtgen şekilli ince film numuneler haline getirilmiştir. Numune kütleleri yüzbindebir hassasiyetli Mettler H10 terazisiyle doğrudan ölçülmüştür ve numunelerin kütle kalınlıkları $3\text{-}35 \text{ mg cm}^{-2}$ aralığında olduğu belirlenmiştir.

Tablo 3.4 Karakteristik K ve L X – ışını ölçümünde kullanılan numuneler ve teknik özellikleri.

Element	Kimyasal formülü	Numune formu	Parçacık bty.(mesh)	Safılığı(%)
Cr	Cr_2O_3	Toz	400<	99.500
Mn	$\text{Mn}(\text{CH}_3\text{COO})_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$	Toz	400<	99.000
Fe	Fe_2O_3	Toz	400<	99.990
Co	$\text{Co}(\text{SCN})_2$	Toz	400<	99.000
Ni	-	Toz	400<	99.990
Cu	CuBr_2	Toz	400<	99.000
Zn	ZnSO_4	Toz	400<	99.000
Ge	-	Toz	400<	99.999
As	-	Toz	400<	99.900
Se	-	Toz	400<	99.990
K	KBr	Toz	400<	99.500
Rb	Rb_2O_3	Toz	400<	99.000
Sr	$\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$	Toz	400<	99.000

Tablo 3.4 'ün devamı.

Nb	Nb ₅ O	Toz	400<	99.900
Mo	-	Toz	400<	99.000
Pd	-	Toz	400<	99.999
Ag	AgCl	Toz	400<	99.000
Cd	-	Toz	400<	99.990
In	-	Toz	400<	99.980
Sn	-	Toz	400<	99.500
Sb	-	Toz	400<	99.999
Te	-	Toz	400<	99.999
I	-	Toz	400<	99.500
Cs	CsCl	Toz	400<	99.500
Ba	BaO	Toz	400<	99.500
La	La ₂ (O ₃)	Toz	400<	99.900
Ce	CeO ₂	Toz	400<	99.900
Pr	Pr ₂ O ₃ , PrO ₂	Toz	400<	99.900
Nd	Nd ₂ O ₃	Toz	400<	99.900
Sm	Sm ₂ O ₃	Toz	400<	99.980
Gd	-	Toz	400<	99.900
Tb	Tb ₄ O ₇	Toz	400<	80.000
Dy	-	Toz	400<	99.900
Ho	-	Toz	400<	99.900
Er	-	Toz	400<	99.900
Yb	Yb ₂ O ₃	Toz	400<	99.000
Lu	-	Toz	400<	99.990
Hf	-	Toz	400<	99.900
W	-	Toz	400<	99.950
Os	-	Toz	400<	99.900
Hg	Hg(NO ₃)2H ₂ O	Toz	400<	99.00
Tl	-	Toz	400<	99.900
Pb	PbO	Toz	400<	99.990
Bi	Bi ₂ O ₃	Toz	400<	99.900
Th	Th(NO ₃) ₄	Toz	400<	99.900
U	U(NO ₃) ₃	Toz	400<	99.900

4. ÖLÇÜM VE HESAPLAMALAR

4.1 K X -Işını Floresans Tesir Kesitleri ve Floresans Verimlerinin Ölçülmesi

$\sigma_{K\alpha}^x$ ve $\sigma_{K\beta}^x$ K X-ışını floresans tesir kesitlerinin teorik değerleri aşağıdaki denklemler kullanılarak hesaplanmıştır.

$$\begin{aligned}\sigma_{K\alpha}^x &= \sigma_K^p(E) \omega_K f_{K\alpha} \\ \sigma_{K\beta}^x &= \sigma_K^p(E) \omega_K f_{K\beta}\end{aligned}\quad (4.1)$$

burada $\sigma_K^p(E)$ verilen element için E uyarma enerjisinde K – tabakası fotoiyonizasyon tesir kesiti, ω_K K – tabakası floresans verimi, $f_{K\alpha}$ ve $f_{K\beta}$ $K\alpha$ ve $K\beta$ X – ışınları için X – ışını yayınlama oranları olup

$$\begin{aligned}f_{K\alpha} &= (1 + I_{K\beta} / I_{K\alpha})^{-1} \\ f_{K\beta} &= (1 + I_{K\alpha} / I_{K\beta})^{-1}\end{aligned}\quad (4.2)$$

şeklinde tanımlanır. Burada $I_{K\beta} / I_{K\alpha}$ $K\beta$ 'nın $K\alpha$ 'ya X – ışını şiddet oranıdır. Mevcut hesaplamalarda $\sigma_K^p(E)$ değerleri Hartree – Slater potansiyel teorisine dayalı olan Scofield'in tablolarından⁽³⁹⁾ ve ω_K değerleri Hubell et al'in⁽⁵⁰⁾ tablolarından alınmıştır. Teorik K X – ışınları floresans tesir kesitlerinin değerlendirilmesinde rölativistik Hartree - Slater teorisine dayalı $I_{K\beta} / I_{K\alpha}$ değerleri kullanılmıştır⁽⁵¹⁾.

DeneySEL K X – ışını floresans tesir kesitleri aşağıdaki denklem kullanılarak ölçülmüştür.

$$\sigma_{Ki}^x = \frac{N_{Ki}}{I_0 G \mathcal{E}_{Ki} T t} \quad (4.3)$$

Burada, N_{ki} ($i = \alpha, \beta$) fotopik altındaki net sayım, I_0 ise uyarıcı radyasyonun şiddeti, G geometrik faktör, ε_{ki} K_i X – ışınları için dedektör verimi, t g cm⁻² cinsinden numunenin kütlekalınlığı, T ise hedef materyalin için öz-soğurma düzeltme faktörüdür. Öz-soğurma düzeltme faktörü aşağıdaki ifadeden hesaplanmıştır.

$$T = \frac{1 - \exp[-(\mu_{gel} \sec \theta_1 + \mu_{yay} \sec \theta_2)t]}{(\mu_{gel} \sec \theta_1 + \mu_{yay} \sec \theta_2)t} \quad (4.4)$$

Burada μ_{gel} ve μ_{yay} sırasıyla gelen foton ve yayınlanan karakteristik X - ışınları için toplam kütle soğurma katsayılarıdır (cm²g⁻¹). Bu değerler Hubbell ve Seltzer⁽⁴⁷⁾ in tablolarından alınmıştır. θ_1 ve θ_2 sırasıyla uyarıcı radyasyonun numune üzerine gelme ve floresans radyasyonun yayınlanma açıları olup mevcut geometri için her iki açı da 45° olarak seçilmiştir. Herbir elementin K tabakası floresans verimi (ω_K), teorik $\sigma_K^p(E)$ fotoiyonizasyon tesir kesitleri, deneysel $\sigma_{K_i}^x$ floresans tesir kesitleri ve $I_{K\alpha} / I_{K\beta}$ şiddet oranları kullanılarak, (4.1) ifadesinden elde edilmiştir.

Farklı elementlerin 59,54 keV lik uyarma enerjisinde ölçülmüş K X – ışını floresans tesir kesitleri Tablo 4.1 ve 4.2 de teorik değerlerle karşılaştırmalı olarak verilmiştir. Deneysel değerler, atom numarasının fonksiyonu olarak 2. derece bir polinoma fit edilmiş ve fit değerleri de aynı tabloda listelenmiştir. Deneysel, teorik ve fit edilmiş $K\alpha$ ve $K\beta$ X – ışını floresans tesir kesitleri Şekil 4.1 (a) ve (b) de atom numarasının fonksiyonu olarak çizilmiştir.

Bu çalışmada ölçülen ω_K değerleri ve literatürden elde edilebilen deneysel değerlerle birlikte Tablo 4.3 te listelenmiştir^(3,14,19,52-55). Ölçülen ω_K değerleri literatürde rapor edilmiş teorik tahminler⁽⁸⁻¹⁰⁾ Tablo 4.4 de ve yarı-deneysel fitlerle^(1,2,5) Tablo 4.5 de karşılaştırılmalı olarak verilmiştir.

Ayrıca deneysel, teorik ve yarı-deneysel ω_K floresans verimlerinin atom numarası ile değişimi Şekil 4.2 (a), 4.2 (b) ve 4.2 (c) de verilmiştir.

Tablo 4.1 Teorik, deneysel ve fit edilmiş $K\alpha$ X-ışını floresans tesir kesitleri (b atom⁻¹).

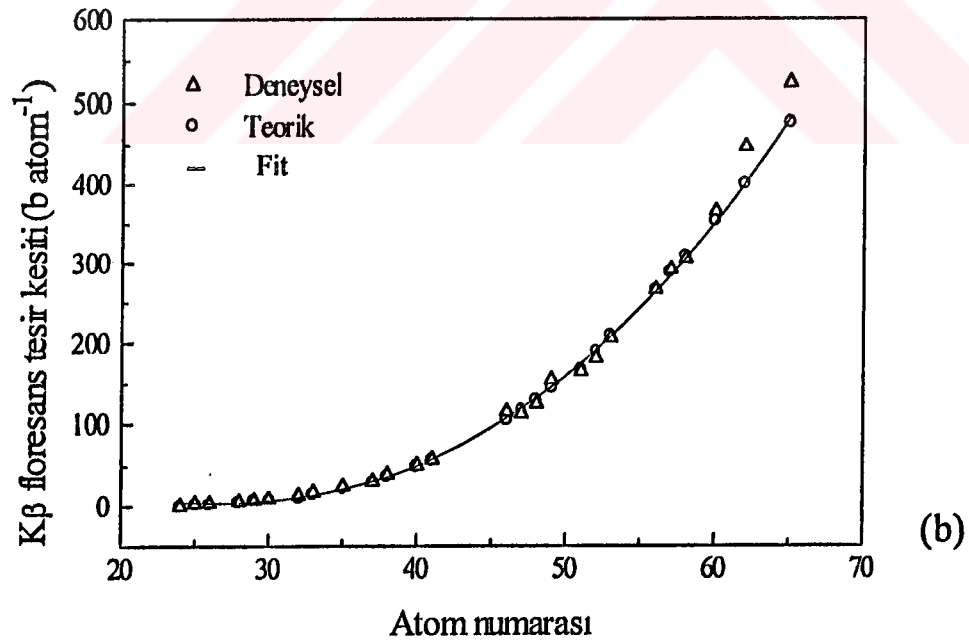
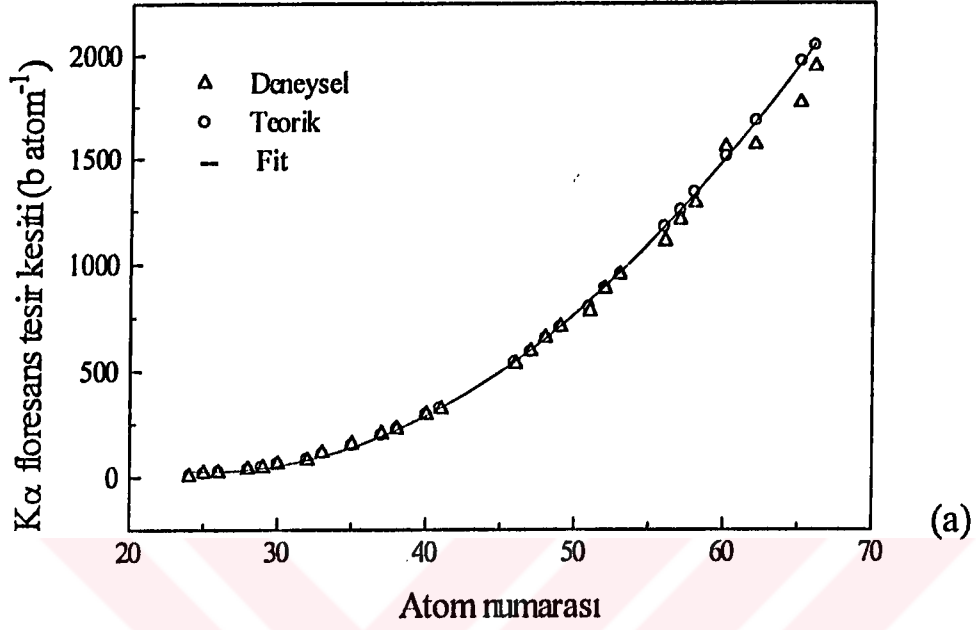
Z	Element	Deneysel	Teorik	Yarı-deneysel ^a
24	Cr	6,532±0,15	6,485	13,9
25	Mn	22,451±0,44	21,384	16,05
26	Fe	24,635±0,37	25,406	20,3
28	Ni	41,583±1,49	42,546	35,22
29	Cu	48,059±3,72	50,976	45,86
30	Zn	64,640±4,36	65,815	58,61
32	Ge	82,2048±4,66	83,550	90,49
33	As	117,665±5,89	111,690	109,61
35	Br	157,305±6,58	152,422	154,21
37	Rb	206,234±6,99	201,609	207,30
38	Sr	227,718±8,31	229,564	237,03
40	Zr	296,574±11,32	294,063	302,85
41	Nb	321,967±12,55	329,601	338,94
46	Pd	536,422±22,29	546,126	551,22
47	Ag	595,304±27,32	596,565	600,04
48	Cd	658,897±32,39	657,092	650,98
49	In	710,523±43,85	707,400	704,04
51	Sb	782,900±49,71	799,053	816,53
52	Te	885,040±55,04	892,587	875,96
53	I	952,910±51,64	960,522	937,51
56	Ba	1109,000±71,75	1174,176	1134,88
57	La	1207,032±80,26	1252,796	1204,92
58	Ce	1286,003±86,54	1335,481	1277,080
60	Nd	1554,002±96,65	1505,486	1427,75
62	Sm	1565,001±103,91	1604,499	1586,92
65	Tb	1767,000±109,37	1864,026	1841,57
66	Dy	1942,004±113,21	2042,430	1930,70

^aBu değerler deneysel değerlerin $y = 598,79197 - 49,827764x + 1,0607309x^2$ 2. derece polinoma fitinden bulunmuştur.

Tablo 4.2 Teorik, deneysel ve fit edilmiş $K\beta$ X-ışını floresans tesir kesitleri (b atom⁻¹).

Z	Element	Deneysel	Teorik	Yarı-deneysel ^a
24	Cr	0,555±0,013	0,544	0,305
25	Mn	3,707±0,073	3,519	2,278
26	Fe	3,802±0,057	3,767	4,860
28	Ni	5,871±0,211	5,620	7,446
29	Cu	7,503±0,528	7,442	10,030
30	Zn	9,002±0,569	8,747	12,614
32	Ge	13,381±0,746	12,901	17,782
33	As	17,814±0,940	16,247	20,366
35	Br	24,981±1,079	23,600	25,535
37	Rb	31,030±1,076	31,016	30,703
38	Sr	39,548±1,431	37,769	38,455
40	Zr	50,896±1,959	49,928	48,798
41	Nb	57,968±2,203	57,321	56,554
46	Pd	114,185±4,807	110,148	103,058
47	Ag	112,013±4,715	117,169	108,226
48	Cd	123,845±6,105	128,420	123,730
49	In	153,907±9,542	143,012	141,819
51	Sb	164,507±10,446	167,356	170,244
52	Te	180,808±11,224	189,566	183,165
53	I	205,579±11,142	207,816	206,422
56	Ba	265,383±17,170	266,917	265,856
57	La	291,077±19,35	288,573	286,529
58	Ce	304,472±20,49	309,238	309,785
60	Nd	365,224±22,71	353,575	369,220
62	Sm	447,003±29,68	430,773	418,318
65	Tb	523,946±32,43	496,349	526,850
66	Dy	586,867±34,21	551,694	542,354

^aBu değerler $Y=156,56109+15,528544X-0,55059502X^2+0,007294204X^3$ 3. derece polinomdan bulunmuştur.



Şekil 4.1. Deneysel, teorik ve fit edilmiş K α (a) ve K β (b) X - ışını floresans tesir kesitlerinin atom numarasına göre değişimi.

Tablo 4.3 K X-ışını floresans verimleri (ω_K).

Z	Ele- ment	Mevcut					
		Deneysel	Balakrisna ⁽³⁾	Singh ⁽⁵²⁾	Al- Nasr ⁽¹⁴⁾	Arora ⁽⁵³⁾	Diğer
24	Cr	0,290±0,007	-	0,281±0,006	-	-	-
25	Mn	0,354±0,007	-	-	-	-	0,321±0,007 ⁽¹⁹⁾
26	Fe	0,330±0,005	-	0,336±0,006	-	-	-
28	Ni	0,412±0,015	-	0,418±0,011	-	0,394±0,016	-
29	Cu	0,412±0,029	0,443±0,020	-	-	0,410±0,018	-
30	Zn	0,482±0,032	-	-	-	0,490±0,020	-
32	Ge	0,537±0,030	-	-	-	-	0,538±0,029 ⁽⁵⁴⁾
33	As	0,605±0,032	-	-	-	0,590±0,024	-
35	Br	0,648±0,028	-	-	-	0,586±0,023	-
37	Rb	0,691±0,024	-	-	-	-	0,635±0,013 ⁽¹⁹⁾
38	Sr	0,690±0,025	-	-	-	-	0,688±0,023 ⁽²⁰⁾
40	Zr	0,751±0,029	-	-	-	0,700±0,028	-
41	Nb	0,734±0,028	-	0,722±0,044	-	0,738±0,030	-
46	Pd	0,806±0,034	-	0,846±0,059	-	-	-
47	Ag	0,829±0,038	0,836±0,004	-	0,843±0,046	0,857±0,034	-
48	Cd	0,852±0,042	0,853±0,041	-	0,874±0,048	-	-
49	In	0,854±0,053	-	-	0,900±0,049	0,849±0,036	-
51	Sb	0,850±0,054	-	-	0,896±0,049	-	-
52	Te	0,868±0,054	-	0,823±0,073	-	-	-
53	I	0,977±0,053	-	-	-	0,831±0,033	-
56	Ba	0,845±0,055	-	-	0,920±0,051	-	-
57	La	0,872±0,058	-	-	0,913±0,050	-	-
58	Ce	0,876±0,059	-	-	-	-	0,930±0,067 ⁽⁵⁵⁾
60	Nd	0,948±0,059	-	-	-	-	0,941±0,069 ⁽⁵⁵⁾
62	Sm	0,858±0,057	0,933±0,046	-	-	-	-
65	Tb	0,855±0,053	-	-	-	-	-
66	Dy	0,891±0,052	0,954±0,048	-	-	-	-

Tablo 4.4 Deneysel ve teorik ω_K değerleri.

Z	Element	Mevcut deneysel	Teorik tahminler ^a		
			Kostroun ⁽¹⁰⁾	McGuire ⁽⁸⁾	Walters ⁽⁹⁾
24	Cr	0,2908±0,007	0,283	-	0,2939
25	Mn	0,3539±0,007	0,310	-	0,3276
26	Fe	0,3307±0,005	0,344	0,364	0,3624
28	Ni	0,4117±0,015	0,414	-	0,4329
29	Cu	0,4116±0,029	0,448	-	0,4678
30	Zn	0,4824±0,032	0,482	0,499	0,5014
32	Ge	0,5375±0,030	0,545	-	0,5650
33	As	0,6055±0,032	0,574	-	0,5947
35	Br	0,6476±0,028	0,602	-	0,6498
37	Rb	0,6907±0,024	0,629	-	0,6987
38	Sr	0,6900±0,025	0,702	-	0,7211
40	Zr	0,7514±0,029	0,741	0,740	0,7611
41	Nb	0,7337±0,028	0,759	-	0,7788
46	Pd	0,8058±0,034	0,833	-	0,8491
47	Ag	0,8295±0,038	0,844	0,842	0,8905
48	Cd	0,8516±0,042	0,855	-	0,8707
49	In	0,8545±0,053	0,865	-	0,8803
51	Sb	0,8500±0,054	-	-	0,8971
52	Te	0,8676±0,054	0,890	-	0,9046
53	I	0,9767±0,053	-	-	0,9112
56	Ba	0,8497±0,055	0,916	-	-
57	La	0,8718±0,058	-	-	-
58	Ce	0,8760±0,059	-	-	-
60	Nd	0,9476±0,059	0,918 ^b	-	-
62	Sm	0,8581±0,057	-	-	-
65	Tb	0,8553±0,053	-	-	-
66	Dy	0,8914±0,052	-	-	-

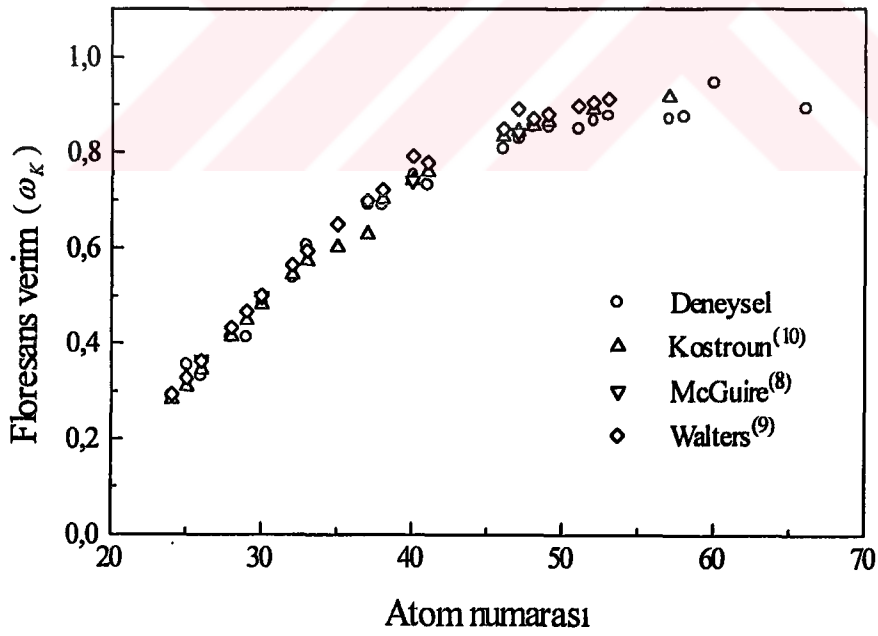
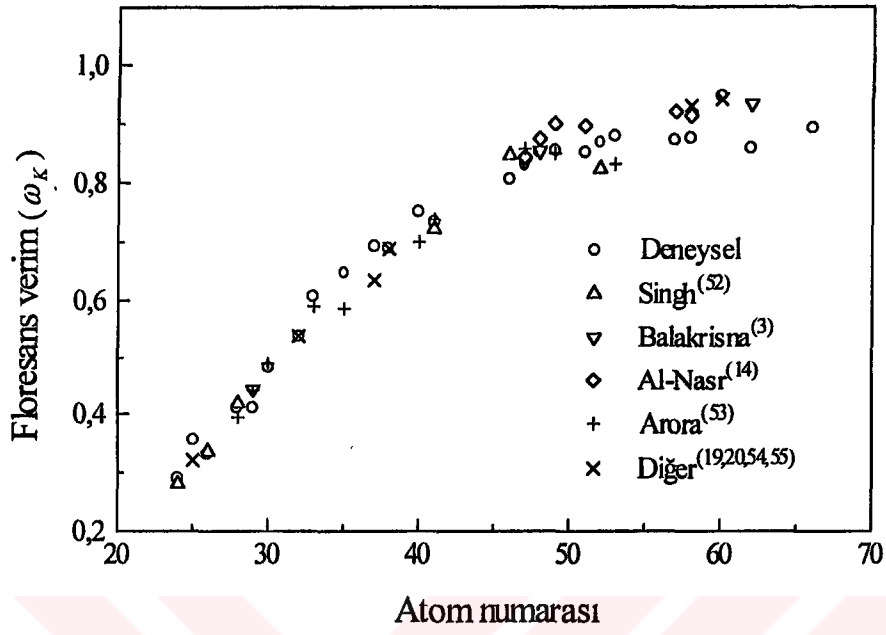
^a Literatürde, bu araştırmada çalışılmış elementlerden La, Ce, Sm, Tb ve Dy elementleri için teorik değerler rapor edilmemiştir.

^bBu değer kaynak (12) den alınmıştır.

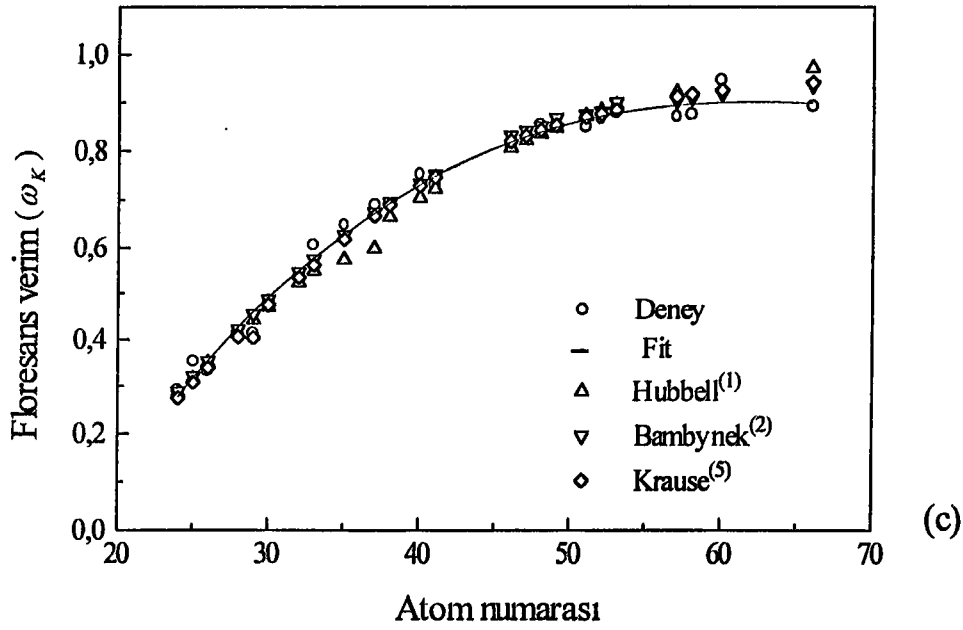
Tablo 4.5 Deneysel ve yarı-deneysel ω_K floresans verim değerleri.

Z	Element	Mevcut deneysel	Yarı-deneysel değerler ^a	Yarı-deneysel değerler		
				Hubbell ⁽¹⁾	Bambynek ⁽²⁾	Krause ⁽⁵⁾
24	Cr	0,290±0,007	0,294	0,286	0,288	0,275
25	Mn	0,354±0,007	0,326	0,316	0,321	0,308
26	Fe	0,331±0,005	0,354	0,351	0,354	0,340
28	Ni	0,411±0,015	0,426	0,412	0,421	0,406
29	Cu	0,411±0,029	0,451	0,441	0,453	0,404
30	Zn	0,482±0,032	0,480	0,469	0,485	0,474
32	Ge	0,537±0,030	0,533	0,523	0,546	0,535
33	As	0,605±0,032	0,574	0,549	0,574	0,562
35	Br	0,647±0,028	0,626	0,574	0,627	0,618
37	Rb	0,690±0,024	0,666	0,598	0,674	0,667
38	Sr	0,690±0,025	0,684	0,665	0,695	0,690
40	Zr	0,751±0,029	0,719	0,705	0,734	0,730
41	Nb	0,733±0,028	0,741	0,724	0,751	0,747
46	Pd	0,806±0,034	0,822	0,807	0,820	0,820
47	Ag	0,830±0,038	0,838	0,822	0,831	0,831
48	Cd	0,852±0,042	0,841	0,836	0,841	0,843
49	In	0,855±0,053	0,855	0,848	0,850	0,853
51	Sb	0,850±0,054	0,864	0,872	0,867	0,870
52	Te	0,867±0,054	0,881	0,883	0,875	0,877
53	I	0,976±0,053	0,885	0,894	0,881	0,884
56	Ba	0,849±0,055	0,898	0,920	0,900	0,902
57	La	0,871±0,058	0,902	0,928	0,904	0,912
58	Ce	0,876±0,059	0,905	0,935	0,910	0,917
60	Nd	0,947±0,059	0,902	0,947	0,918	0,925
62	Sm	0,858±0,057	0,903	0,953	0,926	0,929
65	Tb	0,855±0,053	0,884	0,972	0,932	0,938
66	Dy	0,891±0,052	0,887	0,972	0,935	0,941

^aBu değerler deneysel değerlerin $y=0,8399+0,0593x-0,0005x^2$ 2. derece polinoma fitinden bulunmuştur.



Şekil 4.2. Ölçülmüş ω_K değerlerinin literatürdeki (a) deneysel değerleri ve (b) teorik tahminlerle karşılaştırılması.



Şekil 4.2. (c) Ölçülmüş ω_K değerlerinin yarı-deneysel fit değerleri ile karşılaştırılması.

4.2 L X – Işını Floresans Tesir Kesitlerinin Teorik Olarak Hesaplanması

L X – ışını tesir kesitleri aşağıdaki bağıntılardan hesaplanmıştır.

$$\sigma_{Ll}^x = [(\sigma_3 + \sigma_K \eta_{KL_3}) + (\sigma_2 + \sigma_K \eta_{KL_2}) f_{23} + (\sigma_1 + \sigma_K \eta_{KL_1})(f_{13} + f_{12} f_{23})] \omega_3 F_{3l} \quad (4.7)$$

$$\sigma_{La}^x = [(\sigma_3 + \sigma_K \eta_{KL_3}) + (\sigma_2 + \sigma_K \eta_{KL_2}) f_{23} + (\sigma_1 + \sigma_K \eta_{KL_1})(f_{13} + f_{12} f_{23})] \omega_3 F_{3a} \quad (4.8)$$

$$\sigma_{L\beta}^x = (\sigma_1 + \sigma_K \eta_{KL_1}) \omega_1 F_{1\beta} + [(\sigma_2 + \sigma_K \eta_{KL_2}) + (\sigma_1 + \sigma_K \eta_{KL_1}) f_{12}] \omega_2 F_{2\beta} + [(\sigma_3 + \sigma_K \eta_{KL_3}) + (\sigma_2 + \sigma_K \eta_{KL_2}) f_{23} + (\sigma_1 + \sigma_K \eta_{KL_1})(f_{13} + f_{12} f_{23})] \omega_3 F_{3\beta} \quad (4.9)$$

$$\sigma_{Ly}^x = (\sigma_1 + \sigma_K \eta_{KL_1}) \omega_1 F_{1y} + [(\sigma_2 + \sigma_K \eta_{KL_2}) + (\sigma_1 + \sigma_K \eta_{KL_1}) f_{12}] \omega_2 F_{2y} \quad (4.10)$$

Burada σ_K ve $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ sırasıyla K ve L_I, L_{II} ve L_{III} alt tabakalarına ait fotoelektrik tesir kesiti olup Scofield'in⁽⁵⁹⁾ tablosundan $\ell n \sigma = k \ell n E$ doğru denklemi yardımıyla hesaplanmıştır. $\eta_{KL_i}, \eta_{KL_i}(R)$ ışımalı ve $\eta_{KL_i}(A)$ ışımasız geçişlerle K tabakasından L_i alt-tabakasına geçen ilave boşlukların sayısı olup $\eta_{KL_i} = \eta_{KL_i}(R) + \eta_{KL_i}(A)$ ile verilir⁽⁵⁶⁾. Rao ve arkadaşlarının tablolarından alınmıştır.⁽⁵⁷⁾ f_{ij} ise i . alt-tabakadan j . alt-tabakaya Coster – Kronig geçiş ihtimaliyetleri olup Krause⁽⁵⁸⁾ ve Puri'nin⁽⁵⁹⁾ tablolarından alınmıştır. ω_1, ω_2 ve ω_3 sırasıyla L_I, L_{II} ve L_{III} alt tabakalarına ait floresans verim olup Krause⁽³⁸⁾ ve Puri'nin⁽⁵⁹⁾ tablolarından alınmıştır. $F_{3I}, F_{3\alpha}, F_{3\beta}, F_{2\alpha}, F_{2\beta}, F_{2\gamma}, F_{1\beta}$ ve $F_{1\gamma}$ değerleri ise kısmi ışımalı geçiş hızları olup meselâ F_{3I} , L_I pikine katkıda bulunan L_3 geçişlerinden kaynaklanan L X – ışınlarının kesri olarak tanımlanır ve

$$F_{3\alpha} = \frac{[\Gamma_3(M_4 - L_3) + \Gamma_3(M_5 - L_3)]}{\Gamma_3} \quad (4.11)$$

$$F_{3I} = \frac{[\Gamma_3(M_1 - L_3)]}{\Gamma_3} \quad (4.12)$$

$$F_{3\beta} = [\Gamma_3(N_1 - L_3) + \Gamma_3(N_4 - L_3) + \Gamma_3(N_5 - L_3) + \Gamma_3(O_1 - L_3) + \Gamma_3(O_{4,5} - L_3)] / \Gamma_3 \quad (4.13)$$

$$F_{2\beta} = \frac{[\Gamma_2(M_4 - L_2)]}{\Gamma_2} \quad (4.14)$$

$$F_{2\gamma} = \frac{[\Gamma_2(N_1 - L_2) + \Gamma_2(N_4 - L_2) + \Gamma_2(O_{1,4} - L_2)]}{\Gamma_2} \quad (4.15)$$

$$F_{1\beta} = \frac{[\Gamma_1(M_{2,3} - L_1) + \Gamma_1(M_{4,5} - L_1)]}{\Gamma_1} \quad (4.16)$$

$$F_{1\gamma} = [\Gamma_1(N_2 - L_1) + \Gamma_1(N_3 - L_1) + \Gamma_1(O_2 - L_1) + \Gamma_1(O_3 - L_1) + \Gamma_1(P_2 - L_1) + \Gamma_1(P_3 - L_1)] / \Gamma_1 \quad (4.17)$$

bağıntılar ile verilirler. Burada $\Gamma_{3\alpha}$, M_4 ve M_5 tabakalarından L_3 tabakasına, F_{3l} , M_1 alt tabakasından L_3 alt-tabakasına, $\Gamma_{1\gamma}$, $(N_2, N_3, N_5, O_2, O_3, P_2, P_3)$ alt tabakalarından L_1 alt tabakasına, $\Gamma_{3\beta}$, $(N_2, N_4, N_5, O_1, O_{4,5})$ alt tabakalarından L_3 alt tabakasına, $\Gamma_{2\beta}$, M_4 alt tabakasından L_{II} alt tabakasına, $\Gamma_{1\beta}$, (M_2, M_3, M_4, M_5) alt tabakalarından L_1 alt tabakasına olan geçiş ihtimaliyetleridir. Toplam L X – ışını floresans tesir kesitleri σ_{Li} , σ_{La} , $\sigma_{L\beta}$, ve $\sigma_{L\gamma}$ değerlerinin toplanmasıyla elde edilmiştir. Atom numarası $70 \leq Z \leq 92$ aralığında bulunan elementlerin σ_{Li}^x Li alt-tabakası X – ışını floresans tesir kesitlerinin hesaplanmasında, uyarıcı radyasyon bu elementlerin K tabakası soğurma kıyısı enerjisinden küçük olduğu için ısımalı veya ısımasız geçişlerle K tabakasından Li alt-tabakasına ilave boşluk transferi olmayacağından, $\eta_{KL} = 0$ alınmıştır.

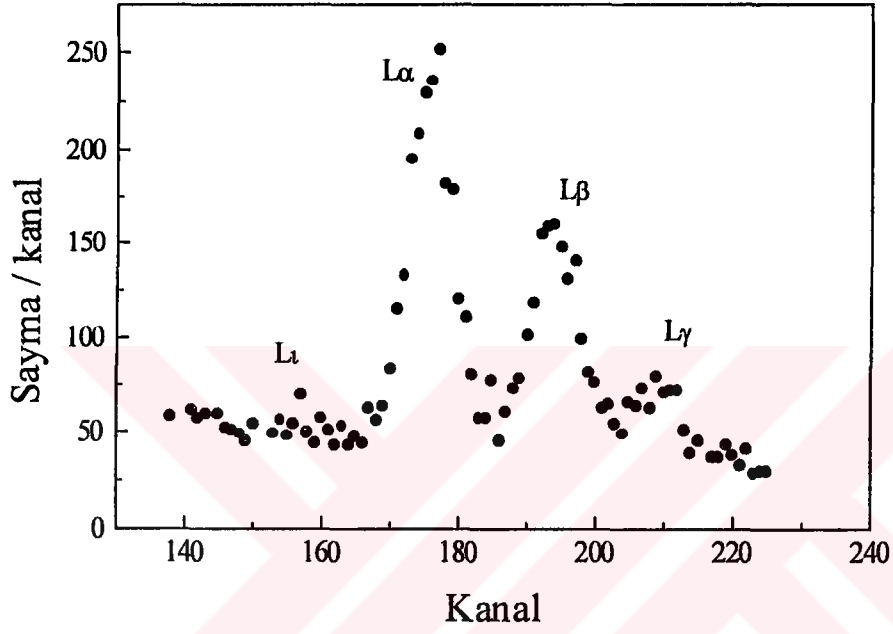
4.3 L X – Işını Floresans Tesir Kesitleri ve Floresans Verimlerinin Ölçülmesi

Deneysel L X – ışını floresans tesir kesitleri σ_{Li}^x

$$\sigma_{Li}^x = \frac{N_{Li}}{I_0 G \varepsilon_{Li} t T} \quad (4.18)$$

denklemini kullanılarak değerlendirilmiştir. Burada N_{Li} birim zamanda ölçülen karakteristik X-ışınlarının sayısı, I_0 numuneye birim zamanda gelen foton şiddeti, G kaynak – numune ve numune sayaç kompozisyonuna bağlı geometrik faktör, ε_{Li} L X-ışınları enerjisindeki dedektör verimi, t birim alana düşen madde miktarı ve T öz-soğurma düzeltmesi faktörü olup açık ifadesi (4.4) eşitliğiyle verilmiştir.

L X – ışını tesir kesiti ölçümlerinde deney geometrisi değiştirilmediği için, K X – ışını tesir kesiti ölçümlerinde elde edilen $I_0 G \varepsilon$ niceliği kullanılmıştır. Ba’un tipik bir L X – ışını spektrumu Şekil 4.3. de verilmiştir.



Şekil 4.3. Ba’ un tipik L X –ışını spektrumu.

Atom numarası $55 \leq Z \leq 68$ aralığında bulunan elementler için ortalama L tabakası floresans verimleri ϖ_L

$$\varpi_L = \frac{\sigma_L^x}{\sigma_L^p + \eta_{KL} \sigma_K^p} \quad (4.19)$$

bağıntısı ve atom numarası $70 \leq Z \leq 92$ aralığında bulunan ağır elementler için ortalama floresans verimler

$$\varpi_L = \frac{\sigma_L}{\sigma_L^p} \quad (4.20)$$

bağıntısı kullanılarak elde edilmiştir. Burada σ_L^x mevcut ölçülmüş toplam L tabakası floresans tesir kesiti, σ_K^p ve σ_L^p 59,54 keV lik uyarıcı radyasyon için fotoiyonizasyon tesir kesitleri olup Scofield'in tablolarından alınmıştır⁽³⁹⁾. η_{KL} K tabakasından L tabakasına boşluk geçiş ihtimaliyeti olup

$$\begin{aligned} \eta_{KL} = & 2.293 - 1.649 \times 10^{-2} \times Z - 14.623 \times 10^{-4} \times Z^2 \\ & + 42.701 \times 10^{-6} \times Z^3 - 42.930 \times 10^{-8} \times Z^4 \\ & + 15.017 \times 10^{-10} \times Z^5 \end{aligned} \quad (4.21)$$

bağıntısından hesaplanmıştır⁽⁵⁹⁾.

Atom numarası $55 \leq Z \leq 68$ aralığında olan elementlerde 59,54 keV'lik uyarıcı radyasyon L, M ve daha üst tabakalardan elektron iyonizasyonuna ilaveten K tabakası elektronlarını da iyonize eder. Yani σ_K^p K tabakası fotoiyonizasyon tesir kesiti bu elementler için sıfır değildir. Bu durumda geçiş kurallarına bağlı olarak, ışımalı veya ışımasız geçişlerle K tabakasından farklı L alt-tabakalarına boşluk transferi söz konusu olur. Bu ise L alt-tabakası elektronlarının doğrudan fotoiyonizasyonu ile meydana getirilmiş boşluklara ilaveten yeni boşluklar oluşturarak L X - ışını çizgisinin

şiddetlenmesine sebep olur. Ancak atom numarası $Z > 68$ olan elementlerin K soğurma kıyısı enerjileri 59,54 keV den büyük olduğundan bu elementlerin K tabakası bu enerjilerdeki fotonlarla uyarılamaz. Bu yüzden verilen enerjilerdeki K tabakası fotoiyonizasyon tesir kesitleri sıfır olur. Bu nedenle farklı atomik bölgelerdeki elementlerin ortalama ϖ_L floresans verimlerinin ölçülmesinde farklı bağıntılar kullanılmıştır. Teorik ϖ_L değerleri daha önce hesaplanmış olan teorik σ_L^x değerleri kullanılarak (4.19) ve (4.20) bağıntılarından hesaplanmıştır. Ölçülmüş $Ll, L\alpha, L\beta$ ve $L\gamma$ X – ışını floresans tesir kesitleri, diğer elde edilebilir deneysel ve teorik değerlerle Tablo 4.6, 4.7, 4.8 ve 4.9 de karşılaştırmalı olarak verilmiştir. Ölçülmüş tesir kesitlerindeki belirsizlikler Yb hariç $< \% 6,47$ olarak hesaplanmıştır. Bu hatalar, denklem (4.18) ifadesinden σ_{Li}^x in ölçülmesinde kullanılan ifadedeki değişik parametrelerden kaynaklanmaktadır. Bunlar, sırasıyla K ve L ($Ll, L\alpha, L\beta$, ve $L\gamma$) X – ışını pik alanlarının değerlendirilmesindeki hatalardan ($K\alpha$ 'lar için $\% 4$ $K\beta$ 'lar için $\% 5$ ve sırasıyla $Ll, L\alpha, L\beta$, ve $L\gamma$ için $\% 7, \% 4, \% 5, \% 6$ kadardır), $I_0 G \varepsilon$ faktörü ($\% 4,7$) ve numune kalınlığı ölçümlerindeki ($> \% 1$) hatalardan kaynaklanmaktadır. Numuneler çok ince olduğu için soğurma düzeltmesinden gelen hatalar gözönüne alınmamıştır. Deneysel σ_{Li}^x L X – ışını floresans tesir kesitlerinin hatası hataların dağılımının klasik kuralına göre birleştirmesiyle yazalım

$$\Delta \sigma_{Li}^x = \frac{N_{Li}}{I_0 G \varepsilon_{Li} m \beta_{Li}} \left[\left(\frac{\Delta N_{Li}}{N_{Li}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta(I_0 G \varepsilon_{Li})}{I_0 G \varepsilon_{Li}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta m}{m} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.22)$$

ifadesinden bulunmuştur.⁽⁶⁰⁾ Atom numarası $55 \leq Z \leq 92$ aralığında olan elementlerin deneysel, teorik ve fit edilmiş ϖ_L ortalama L tabakası floresans verimleri Tablo 4.10 ve 11 de listelenmiş, ϖ_L nin Z ile değişimi Şekil 4.5 (a) ve (b) de gösterilmiştir. Ayrıca Şekil 4.5 (c) de bu çalışmada bulunmuş deneysel değerler için yapılan fit de gösterilmiştir. Deneysel ϖ_L L tabakası floresans verimlerindeki hatalar σ_L^x L X – ışını floresans tesir kesitlerindeki hatalar olarak alınmıştır.

Tablo 4.6 59,54 keV'lik uyarma enerjisi için Ll X – ışını floresans tesir kesitleri (σ_{Ll}^x) (b atom⁻¹).

Z	Element	Mevcut	Mann ⁽³²⁾	Shetendra ⁽³³⁾	Ertuğrul ^(34,35)	Teorik
		Deneyssel	deneyssel	Deneyssel	deneyssel	
55	Cs	-	-	-	-	2,92
56	Ba	-	-	-	-	3,29
57	La	3,4±0,30*	3,4±0,3	-	3,5±0,3	3,75
58	Ce	4,3±0,30*	4,3±0,3	-	4,3±0,3	4,25
59	Pr	4,8±0,40*	4,8±0,4	-	4,7±0,4	4,84
60	Nd	5,5±0,40*	5,5±0,4	-	5,6±0,4	5,49
62	Sm	6,8±0,50*	6,8±0,5	-	6,8±0,5	6,77
65	Tb	9,39±0,41	9,8±0,8	-	9,8±0,8	9,52
66	Dy	10,77±0,71	10,0±0,8	-	10,3±0,8	10,63
67	Ho	12,29±0,69	12,0±1,0	-	12,1±0,9	11,80
68	Er	13,90±0,75	14,5±1,0	-	13,9±1,0	13,30
70	Yb	2,88±0,21	-	-	-	2,12
72	Hf	2,99±0,14	-	-	-	2,65
74	W	3,16±0,11	-	3,2±0,2	-	3,88
76	Os	4,84±0,18	-	-	-	4,70
80	Hg	8,36±0,35	-	9,1±0,5	8,0±0,5	8,09
81	Tl	9,83±0,42	-	10,3±0,6	9,0±0,5	9,10
82	Pb	10,52±0,57	-	9,6±0,5	10,5±0,5	10,01
90	Th	21,89±0,77	-	20,8±1,5	22,0±1,8	20,30
92	U	25,92±1,07	-	31,5±2,0	28,8±2,1	24,99

* Bu elementler için Ll X – ışınları gözlenemediğinden kaynak 32' nin σ_{Ll}^x deneyssel değerleri kullanılmıştır.

Tablo 4.7 59,54 keV'lik uyarma enerjisi için $L\alpha$ X – ışını floresans tesir kesitleri (σ_{La}^x) (b atom⁻¹).

Z	Element	Mevcut	Mann ⁽³²⁾	Shetendra ⁽³³⁾	Ertuğrul ^(34,35)	Teorik
		deneysel	deneysel	deneysel	deneysel	
55	Cs	75,81±4,32	-	-	-	76,08
56	Ba	86,59±5,33	-	-	-	85,47
57	La	96,49±6,18	98±7	-	97,5±6	96,63
58	Ce	108,73±6,83	107±7	-	113,7±9	109,36
59	Pr	123,26±7,74	149±9	-	119,9±9	122,53
60	Nd	135,17±9,34	139±9	-	139,6±9	137,02
62	Sm	169,25±9,17	175±11	-	175,2±12	168,23
65	Tb	229,40±10,25	234±14	-	233,3±19	227,37
66	Dy	251,76±16,28	256±15	-	244,0±19	256,08
67	Ho	283,75±15,86	294±18	-	275,6±20	277,44
68	Er	305,79±17,06	303±20	-	315,9±22	311,30
70	Yb	52,65±3,89	-	-	-	47,82
72	Hf	68,64±3,28	-	-	-	67,13
74	W	80,39±3,08	-	69±5	-	78,10
76	Os	109,23±4,22	-	-	-	106,89
80	Hg	152,85±7,41	-	155±9	160,4±6,6	158,13
81	Tl	177,39±8,53	-	166±9	175,8±5,4	173,60
82	Pb	186,77±9,30	-	187±12	192,4±8,4	189,5
90	Th	324,76±19,48	-	303±20	309,3±7,8	338,20
92	U	405,92±28,41	-	477±33	403,9±8,2	401,93

Tablo 4.8 59,54 keV'lik uyarma enerjisi için $L\beta$ X – ışını floresans tesir kesitleri
 $(\sigma_{L\beta}^x)$ (b atom⁻¹).

Z	Element	Mevcut	Mann ⁽³²⁾	Shetendra ⁽³³⁾	Ertuğrul ^(34,35)	Teorik
		deneysel	deneysel	deneysel	deneysel	
55	Cs	61,80±3,52	-	-	-	60,23
56	Ba	69,94±4,30	-	-	-	68,27
57	La	74,58±4,78	76±5	-	77,9±5	73,02
58	Ce	84,95±5,34	85±5	-	85,6±6	83,40
59	Pr	97,94±6,16	99±6	-	96,1±7	98,31
60	Nd	105,86±7,31	107±7	-	108,7±7	105,72
62	Sm	132,72±7,19	130±9	-	128,0±9	137,62
65	Tb	191,53±8,56	185±13	-	184,5±15	189,41
66	Dy	206,87±13,38	194±13	-	192,5±15	203,09
67	Ho	243,75±13,77	230±14	-	228,7±17	236,76
68	Er	256,80±14,32	250±17	-	257,4±18	253,45
70	Yb	50,70±3,74	-	-	-	70,97
72	Hf	97,89±4,67	-	-	-	95,07
74	W	100,87±3,78	-	129±6	-	111,51
76	Os	115,62±4,47	-	-	-	121,81
80	Hg	167,12±8,10	-	152±7	158,0±6,7	166,15
81	Tl	184,90±8,89	-	168±9	182,1±6,9	180,93
82	Pb	192,80±9,60	-	225±13	213,8±8,1	197,42
90	Th	361,36±11,27	-	362±23	444.4±9,9	379,61
92	U	419,93±17,42	-	549±36	477,8±10,3	429,53

Tablo 4.9 59,54 keV'lik uyarma enerjisinde deneysel, literatür deneysel ve teorik*L_γ* X – ışını floresans tesir kesitlerinin ($\sigma_{L\gamma}^x$) (b atom⁻¹) karşılaştırılması.

Z	Element	Mevcut deneysel	Mann ⁽³²⁾ deneysel	Shetendra ⁽³³⁾ deneysel	Ertuğrul ^(34,35) deneysel	Teorik
55	Cs	8,77±0,5	-	-	-	8,50
56	Ba	9,73±0,6	-	-	-	9,89
57	La	10,91±0,7	10±1	-	10,0	11,57
58	Ce	13,99±0,8	11±1	-	12,1±1	12,90
59	Pr	15,02±0,9	13±1	-	13,0±1	14,56
60	Nd	15,90±1,1	16±1	-	14,9±1	16,31
62	Sm	22,13±1,2	20±2	-	17,9±1	20,63
65	Tb	29,08±1,3	27±2	-	27,0±2	28,79
66	Dy	30,87±2,0	28±2	-	28,8±2	32,56
67	Ho	38,44±2,2	35±3	-	33,3±2	36,53
68	Er	41,21±2,3	42±3	-	40,2±3	40,73
70	Yb	12,15±0,9	-	-	-	13,79
72	Hf	18,82±0,9	-	-	-	17,97
74	W	26,63±1,0	-	27±2	-	22,48
76	Os	28,37±1,1	-	-	-	25,76
80	Hg	37,04±1,8	-	30±2	25,4±1,7	32,68
81	Tl	41,52±2,0	-	37±3	31,9±2,9	36,39
82	Pb	44,11±2,2	-	44±3	38,1±2,2	39,87
90	Th	79,96±2,5	-	76±5	76,50±4,1	84,89
92	U	94,36±4,0	-	120±6	110,5±3,1	95,01

Tablo 4.10 Ölçülmüş L tabakası ortalama floresans verimleri ϖ_L ve L tabakası toplam floresans tesir kesitleri.

Z	Element	Mevcut deneysel (ϖ_L)	Singh ⁽⁴⁴⁾ deneysel (ϖ_L)	Mann ⁽⁴³⁾ deneysel (ϖ_L)	σ_L^x
55	Cs	-	-	-	-
56	Ba	-	0,110±0,003	-	-
57	La	0,108±0,003*	0,118±0,003	0,108±0,008	185,38±7,84*
58	Ce	0,117±0,003*	0,121±0,004	0,108±0,008	211,97±8,70*
59	Pr	0,126±0,003*	0,132±0,004	0,127±0,009	241,02±9,93*
60	Nd	0,129±0,004*	0,143±0,004	0,131±0,009	262,43±12,32*
62	Sm	0,135±0,004*	0,161±0,005	0,149±0,010	330,90±11,72*
65	Tb	0,173±0,005	0,192±0,006	0,168±0,010	459,30±13,42
66	Dy	0,179±0,005	0,199±0,006	0,175±0,010	499,57±21,17
67	Ho	0,195±0,004	0,217±0,006	0,193±0,010	575,23±21,36
68	Er	0,196±0,007	0,223±0,007	0,205±0,010	617,40±22,40
70	Yb	0,223±0,009	0,239±0,007	0,228±0,010	118,38±5,46
72	Hf	0,245±0,006	0,255±0,007	-	188,82±5,77
74	W	0,269±0,005	0,285±0,008	0,272±0,013	212,92±5,02
76	Os	0,293±0,006	-	-	258,06±6,24
80	Hg	0,343±0,007	-	0,346±0,017	364,37±11,12
81	Tl	0,356±0,007	0,354±0,0010	0,349±0,017	412,64±12,11
82	Pb	0,369±0,008	0,374±0,0010	0,361±0,018	435,20±13,55
90	Th	0,474±0,013	0,473±0,0010	-	790,97±22,68
92	U	0,499±0,018	0,489±0,0010	-	946,13±33,58

*Bu elementler için Ll X – ışınları gözlenemediğinden kaynak 32' nin σ_{Ll}^x deneysel değerleri kullanılmıştır.

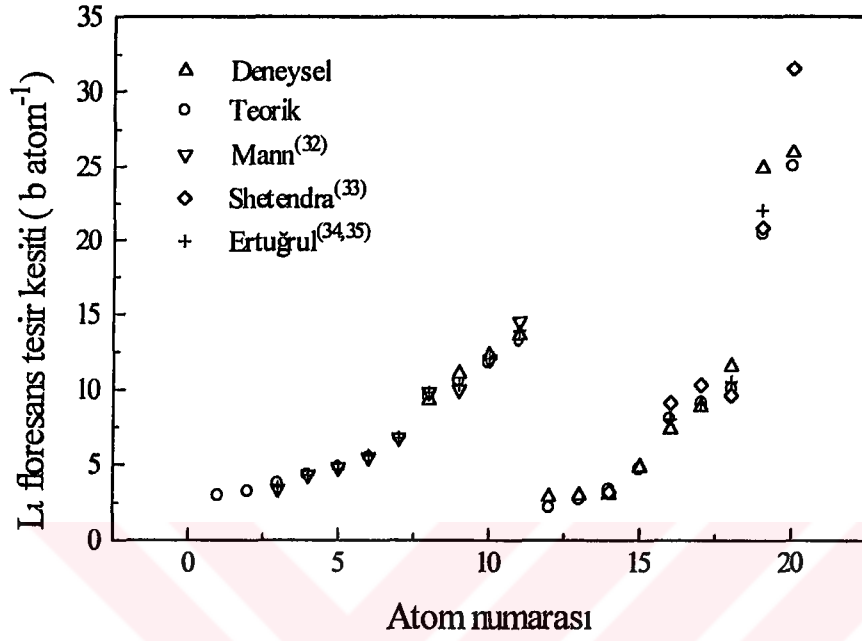
Tablo 4.11 Ölçülmüş ϖ_L L tabakası ortalama floresans verimlerinin elde edilebilir teorik ve fit edilmiş değerlerle karşılaştırılması.

Z	Element	Mevcut deneysel	Chen ⁽³⁷⁾ Teorik ^a	Cohen ⁽⁴²⁾ Teorik ^b	Hubbell ⁽¹⁾ Fit
55	Cs	-	-	-	-
56	Ba	-	0,114	0,101	0,110
57	La	0,108±0,003*	0,121	0,108	0,116
58	Ce	0,117±0,003*	0,129	0,115	0,123
59	Pr	0,126±0,003*	0,138	0,123	0,130
60	Nd	0,129±0,004*	0,146	0,130	0,138
62	Sm	0,135±0,004*	0,164	0,145	0,155
65	Tb	0,173±0,005	0,196	0,172	0,184
66	Dy	0,179±0,005	0,204	0,181	0,194
67	Ho	0,195±0,004	0,214	0,191	0,205
68	Er	0,196±0,007	0,223	0,201	0,215
70	Yb	0,223±0,009	0,241	0,210	0,236
72	Hf	0,245±0,006	0,264	0,242	0,258
74	W	0,269±0,005	0,290	0,267	0,280
76	Os	0,293±0,006	0,312	0,293	-
80	Hg	0,343±0,007	0,352	0,345	0,348
81	Tl	0,356±0,007	0,363	0,359	0,360
82	Pb	0,369±0,008	0,374	0,372	0,371
90	Th	0,474±0,013	0,470	0,475	0,468
92	U	0,499±0,018	0,492	0,499	0,495

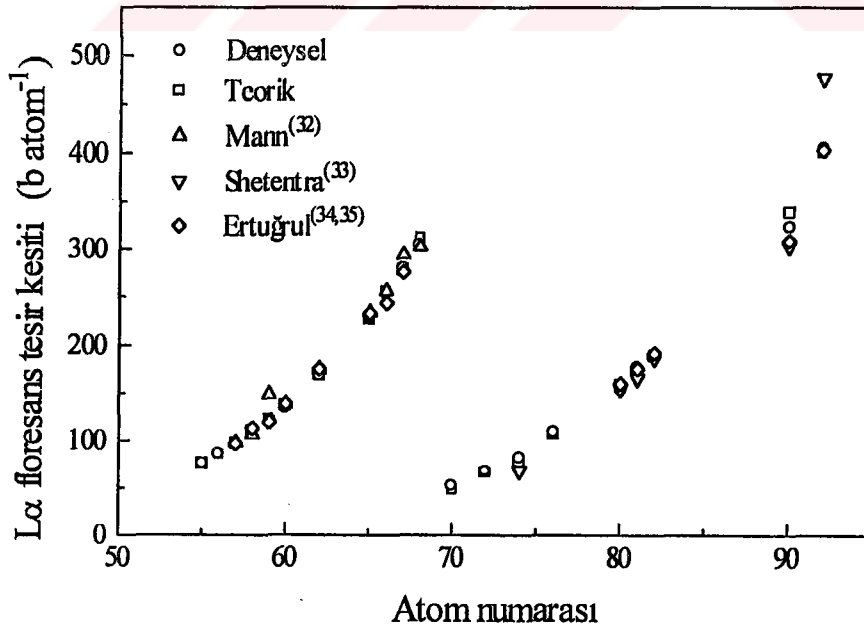
* Bu elementler için LL X – ışınları gözlenemediğinden kaynak 32' nin σ_{LL}^x deneysel değerleri kullanılmıştır.

^aRHDS: Rölativistik Hartree – Fock teorie dayalı teorik değerler.

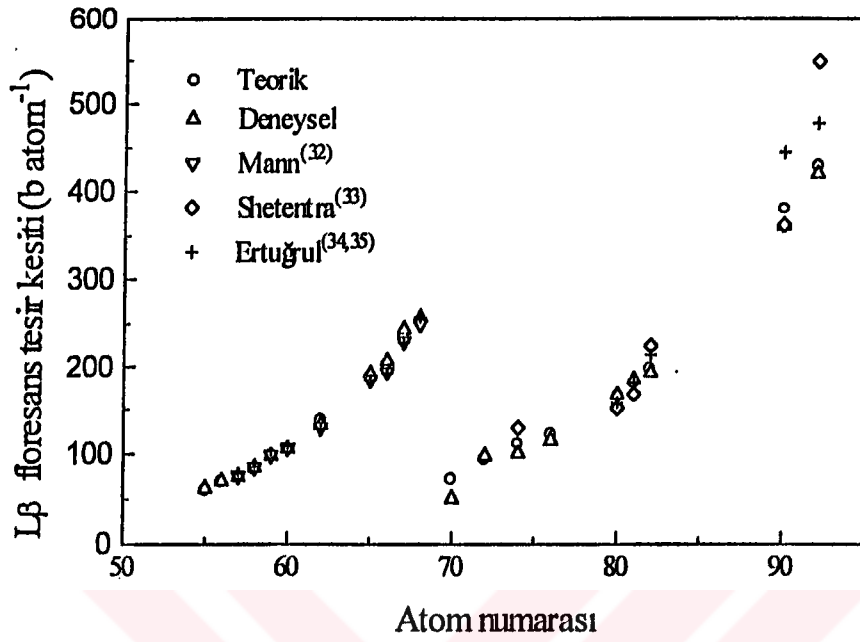
^bECPSSR: Engery loss, Coulomb deflection, Perturbed Stationary State, Relativistic effects teorisine dayalı teorik değerler.



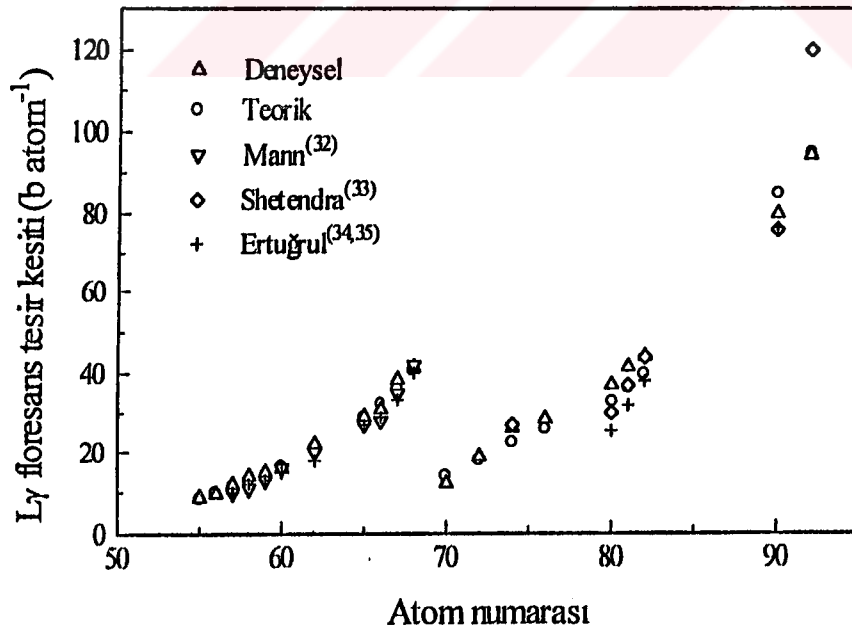
Şekil 4.4. (a) L₁ X – ışını floresans tesir kesitlerinin atom numarası ile değişimi.



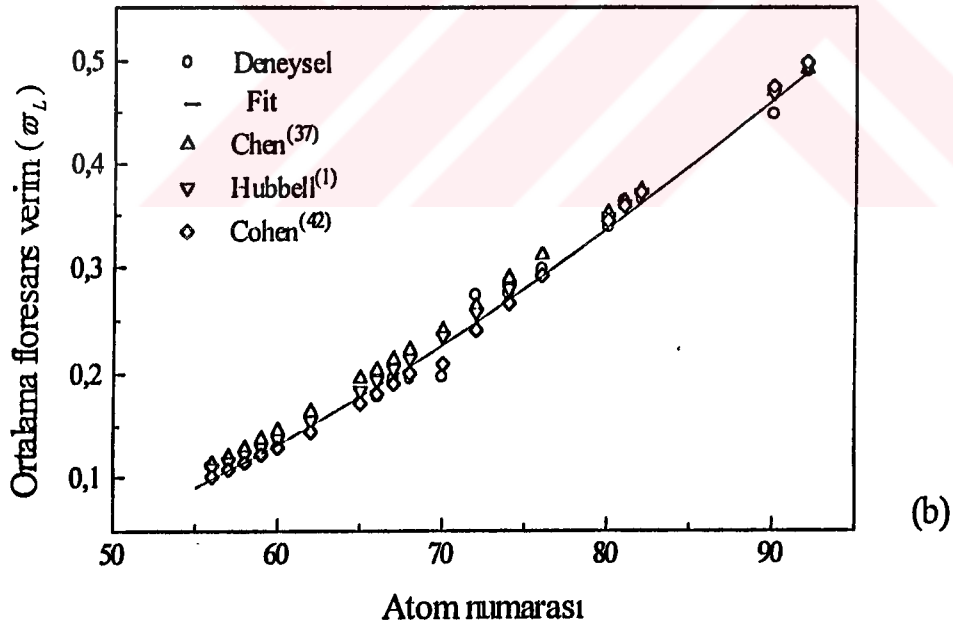
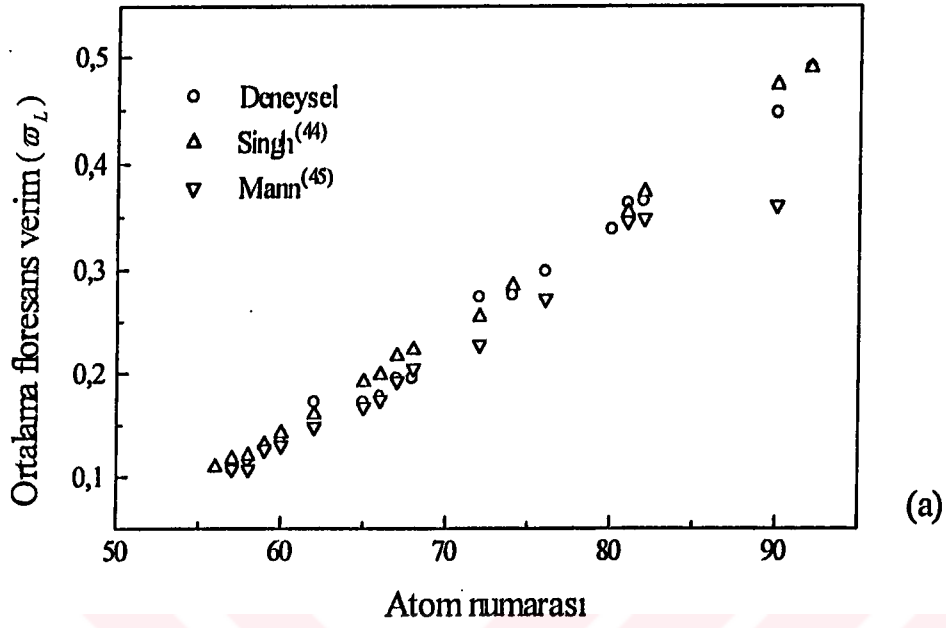
Şekil 4.4. (b) L_α X – ışını floresans tesir kesitlerinin atom numarası ile değişimi.



Şekil 4.4. (c) $L\beta$ X – ışını floresans tesir kesitlerinin atom numarası ile değişimi.



Şekil 4.4.(d) $L\gamma$ X – ışını floresans tesir kesitlerinin atom numarası ile değişimi.



Şekil 4.5 Deneysel w_L L tabakası ortalama floresans verimleri literatür deneysel değerleri (a) teorik tahminler ve fit değerleri (b) ile karşılaştırılması.

5. SONUÇ VE TARTIŞMA

$24 \leq Z \leq 66$ aralığındaki bazı hafif elementler ve nadir toprak elementleri için $K\alpha$ ve $K\beta$ tesir kesitleri ve K tabakası floresans verimleri, $55 \leq Z \leq 92$ aralığındaki lantanitler ve bazı ağır elementler için Ll , $L\alpha$, $L\beta$ ve $L\gamma$ floresans tesir kesitleri ve L tabakası ortalama floresans verimleri yansıma geometrisinde ve 59,54 keV uyarma enerjisinde kalibre edilmiş bir Si(Li) dedektörle ölçülmüştür. Ölçülmüş $K\alpha$ ve $K\beta$ X – ışını floresans tesir kesitlerindeki hatalar sırasıyla $\% < 6,5$ ve $\% < 7$ olarak hesaplanmıştır. Teorik K X – ışını floresans tesir kesitleri, Dirac – Hartree – Slater teorisine dayalı $I_{K\alpha}/I_{K\beta}$ şiddet oranları kullanılarak hesaplanmıştır. Tablo 4.1 ve 4.2 den açıkça görüldüğü gibi ölçülmüş $K\alpha$ ve $K\beta$ X – ışını floresans tesir kesitleri ve teorik tahminler arasında iyi bir uyum vardır ve bu uyum sırasıyla $\% < 6$ ve Fe, As ve In hariç $\sim \% 6$ dır. Ayrıca, mevcut deneysel verinin fit edilmiş değerleri ve fit fonksiyonu da Tablolarda verilmiştir.

Deneysel ve teorik K X – ışını floresans tesir kesitleri arasındaki uyumdan dolayı, ölçülmüş tesir kesiti değerleri, enerji dağılımlı X – ışını floresans eser element analizlerinde güvenle kullanılabilir.

Bu çalışmada ölçülmüş ω_K K tabakası floresans verimleri, Tablo 4.3 te ve Şekil 4.2 (a) da literatürdeki deneysel değerleri ile karşılaştırılmıştır. Mevcut veri, literatürdeki deneysel değerleri ile Cu ve Ba hariç, deneysel belirsizlikler ($< \% 6$) içerisinde iyi bir uyuma göstermektedir.

Deneysel sonuçlar literatürde mevcut birkaç teorik tahminle Tablo 4.4 de karşılaştırılmıştır. Tablodanda görüldüğü gibi La, Ce, Sm, Tb ve Dy elementleri için teorik tahminler elde edilememiştir. Mevcut deneysel değerler Kostroun et al⁽¹⁰⁾, McGuire⁽⁸⁾ ve Walters ve Bhalla' nın⁽⁹⁾ sonuçları ile sırasıyla Mn ve Rb hariç $< \% 7$, $\% 1,5$ ve $\% Cu$ ve Nb hariç $< \% 5$ belirsizlikle uyum içerisinde. Ölçülmüş ω_K değerleri yarı-deneysel fitlerle Tablo 4.5 te birlikte verilmiştir^(1,2,5). Ayrıca bizim

bulduğumuz değerlerde, atom numarasının fonksiyonu olarak 2. dereceden bir polinoma fit edilerek bu fitten bulunan sonuçlar aynı tabloda listelenmiş ve polinomun denklemi aynı tabloda verilmiştir. Mevcut deneysel değerler yarı-deneysel ifade kullanılarak hesaplanmış değerlerle % 0,21-12,3 içerisinde uyushmaktadır.

$55 \leq Z \leq 92$ atom numalı elementlerin $Ll, L\alpha, L\beta$ ve $L\gamma$ X – ışını floresans tesir kesitlerini için bulunan mevcut deneysel değerler, sırasıyla Tablo 4.6-9 da literatürdeki deneysel değerleri ve teorik tahminlerle birlikte verilmiş ve Şekil 4.4a – d de atom numarasının fonksiyonu olarak çizilmiştir.

Tablo ve şekilden, ölçülmüş σ_L^x floresans tesir kesitlerinin literatürdeki deneysel değerleri ile U hariç deneysel belirsizlikler (% 3,2-8) içerisinde uyum içinde olduğu görülmektedir. Teorik değerlerle uyuşma ise La, Yb ve Hf hariç % 0,2-8 dir.

Benzer şekilde, ölçülmüş $\sigma_{L\alpha}^x$ tesir kesitleri ile literatürdeki deneysel değerler arasındaki uyuşma genel olarak % 6 dan küçüktür. Teorik değerlerle uyuşma ise % 0,3-4 aralığındadır.

$\sigma_{L\beta}^x$ ve $\sigma_{L\gamma}^x$ deneysel değerleri ile literatürdeki deneysel değerler arasındaki farklılık sırasıyla W, Pb ve U hariç < %9 ve Ce, Hg ve U hariç < % 10 dur. $L\beta$ ve $L\gamma$ floresans tesir kesitlerinin ölçülmüş değerlerinin teori değerlerden sapması ise sırasıyla Yb ve W hariç < % 5 ve Yb, W ve Tl hariç genelde < % 10 bulunmuştur.

59,54 keV uyarma enerjisinde Yb, Hf ve Os için $\sigma_L^x, \sigma_{L\alpha}^x, \sigma_{L\beta}^x$ ve $\sigma_{L\gamma}^x$ floresans tesir kesitleri ilk kez bu tezde rapor edilmiştir.

ω_L L tabakası floresans verimi ölçüm sonuçları, literatürdeki deneysel değerleri ile Tablo 4.10 da verilmiştir. Ayrıca L tabakası ortalama floresans tesir kesitleri (σ_L^x) de bu tabloda listelenmiştir. Tablo 4.11 de ise ölçülmüş ω_L değerleri teorik tahminler ve fit değerleri ile karşılaştırılmış ve Şekil 4.5a ve 4.5b de bunların grafikleri çizilmiştir.

ϖ_L değerlerimiz ve literatürdeki deneysel değerler arasındaki uyumsuzluk Sm, Dy ve Ho hariç $< \% 0,21-10$ aralığında ve teorik tahminlerle uyumsuzluk ise La, Ce, Pr, Tb, Dy, Sm ve Er hariç $< \% 10$ dur. Bu çalışmada ölçülen elementlerin büyük bir kısmı için (W, Tl, Pb, Th ve U elementleri hariç) literatürde ölçülmüş ϖ_L değerleri oldukça azdır. Ayrıca Os ve Hg için ϖ_L ölçülmüş ortalama floresans verim değerleri literatürde bulunamamıştır. Yani bu iki element için L tabakası ortalama floresans verim değerleri ilk kez bu çalışmada rapor edilmektedir.

Sonuç olarak, detaylı bir tartışma için, deneysel verinin çok az olduğu $Z > 56$ olan lantanitler ve ağır elementler için farklı uyarma enerjilerinde daha fazla deneysel ve teorik σ_K^x ve ω_K verisine, Ta ve W hariç $Z < 79$ olan elementler için farklı uyarma enerjileri ve farklı ölçüm sistemleri kullanılarak ölçülmüş daha fazla $\sigma_{L_i}^x$ ve ϖ_L deneysel değerlerine ve teorik tahminlere ihtiyaç vardır.

KAYNAKLAR

1. Hubbell, J. H., Trehan, P. N., Singh, N., Chand, B., Mehta, D., Garg, M. L., Garg, R. R., Singh, S. and Puri, S., 1994, J. Phys. Chem. Ref. Data, 23, 339-351.
2. Bambynek, W., Crasemann, B., Fink, R. W., Freund, H. U., Mark, H., Swift, C. D., Price, R. E., and Rao, P. V., 1972, Rev. Mod. Phys. 44, 716.
3. Balakrishna, K. M., Nayak, Lingappa, N., and Siddappa, 1994, J. Phys. B 27, 715.
4. Hubbell, J. H., 1989, NISTIR Report 89-4144, National Institute of Standards and Technology Physics Laboratory Ionizing Radiation Division, Gaithersburg.
5. Krause, M. O., 1979, J. Phys. Chem. Ref. Data 8, 307.
6. Bambynek, W., 1984, X-84 Proc. X-Ray and Inner-Shell Processes in Atoms, Molecules and Solids, Leipzig, Aug. 20-23 (unpublished).
7. McGuire, E. J., 1969, Phys. Rev. 1185, 1.
8. McGuire, E. J., 1970, Phys. Rev. A 24, 273.
9. Walters, D. L. and Bhalla, C. P., 1971 Crasemann, B., A 3, 1919.
10. Kostroun, V. O., Chen, M. H. and Crasemann, B., 1971, Phys. Rev. A 3, 533.
11. Scofield, J. H., 1969, Phys. Rev. 179, 9.
12. Chen, M. H., Crasemann, B. and Mark, H., 1980, Phys. Rev. A 21, 436.
13. Sidhu, N. P. S., Grewal, B. S. and Sahota, H. S., 1988, X – Ray Spectrom. 17, 29.
14. Al – Nasr, I. A., Jabr, I. J., Al – Saleh, 1987, Appl. Phys. A: Solids Surf. 43, 71.
15. Krause, M. O., Nester, C. V., Sparks, Jr, C. J. and Ricci, E., 1978, ORNL Report 5399, Oak Ridge National Laboratory.
16. Rani, A., Koshal, R. K., Chaturvedi; S. N. and Hath, N., 1988, X – Ray Spectrom. 17, 53.
17. Rao, D. V., Cesareo, R. and Gigante, G. E., 1993, X – Ray Spectrom. 22, 31.
18. Garg, M. L., Metha, D., Kumar, S., Mangal, P. C. and Trehan, P. N., 1985, X – Ray Spectrom. 14, 165.
19. Kumar, S., Singh, S., Mehta, D., Singh N., Mangal, P. C. and Trehan, P. N., 1987, X – Ray Spectrom. 16, 203-206.
20. Singh, S., Rani, R., Mehta, D., Singh N., Mangal, P. C. and Trehan, P. N., 1990, X – Ray Spectrom. 19, 155-158.
21. Casnati, E., Baraldi, C. and Tartari, A. 1991, Phys. Rev. A, 44, 1699.

22. Mann, K. S., Singh N., Mittal Raj., Sood, B. S. and Allawadhi, K. L. 1994, X – Ray Spectrom. 23, 208-217.
23. Singh, S., Mehta, D., Garg, M. L., Kumar, S., Singh N., Mangal, P. C. and Trehan, P. N., 1987, J. Phys. B: At. Mol. Phys. 20, 5345-5353.
24. Rao, D. V., Cesareo, R. and Gigante, G. E., 1993, Nucl.Inst. and Met. B 83, 31-36.
25. Rao, D. V., Cesareo, R. and Gigante, G. E., 1996, X – Ray Spectrometry. 25, 74-77.
26. Rao, D. V., Cesareo, R. and Gigante, G. E., 1994, Nucl.Inst. and Met. B 86, 219-224.
27. Rao, D. V., Cesareo, R. and Gigante, G. E., 1995, Physica Scripta. 51, 252-256.
28. Garg, M. L., Garg, R. R. and Malmqvist, Klas. G., 1987, J. Phys. B: At. Mol. Phys. 20, 3705-3714.
29. Rao, D. V., Cesareo, R. and Gigante, G. E., 1993, A 47, 1087.
30. Garg, R. R., Puri, S., Singh, S., Singh, S., Shahi, J. S., Garg, M. L., Singh, N., Mangal, P. C. and Trehan P. N. 1992, Nucl.Inst. and Met. B 72, 147-152.
31. Singh, S., Mehta, D., Garg, M. L., Kumar, S., Singh, N., Mangal, P. C. and Trehan P. N. 1987, J. Phys. B: At. Mol. Phys. 20, 5345-5353.
32. Mann, K.S., Mittal, R., Allawhadhi, K. L. and Sood, B. S., 1991, Phys. Rev. A, 2198-2201.
33. Shatentra, K., Allawhadhi, K. L. and Sood, B. S., 1985, Phys. Rev. A, 31, 2918.
34. Ertuğrul, M, 1996, Nucl.Inst. and Met. B 119 345- 351.
35. Ertuğrul, M, 1996, Z. Phys. D 38, 91- 94.,
36. Mann, K.S., Kahlon, K. S., Aulakh, H. S., Singh, N., Mittal, R., Allawhadhi, K. L. and Sood, 1991, J. Phys. B 37, 293-302.
37. Chen, M. H., Crasemann, B. and Mark, H., Phys. Rev. A24 (1981) 177.
38. Krause, M. O., 1979, J. Phys. Chem. Ref. Data, 8, 3307 – 327.
39. Scofield, J. H., 1973, Lawrence Livermore Laboratory, Livermore, CA Report UCRL 51326.
40. Allawadhi, K.L., Sood, B.S., Mittal, R. N., Singh, N. and Sharma, J. K., 1996, X – Ray Spectrometry. 25, 233-238.
41. Schönfeld, E., JanBen, H., 1996, Nucl. Inst. and Met. A, 369, 527-533.
42. Cohen, David D., 1987, Nucl. Instr. and Meth. B, 22, 55-58.
43. Garg, R. R., Puri, S., Sing, S., Mehta, D., Shahi, J. S., Garg., M. L., Sing N.,

- Mangal, P. C., and Trehan, P.N., 1992, Nucl. Instr. and Meth. B, 72, 147-152.
44. Singh, S, Mehta, D., Garg, R. R., Kumar, S., Garg M. L., Singh, N., Mangal, P. C., Hubbell, J. H. and Trehan, P. N., 1990, Nucl. Instr. and Meth. B 51, 5- 10.
45. Mann, K. S., Sing., S., Mittall, R., Allahwadh, K. L. and Sood, B. S., 1990, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 23, 3521-3530.
46. Durak, R., 1993, X-Işını Floresans Spektroskopisi Ders Notları, Erzurum.
47. Hubbell, J. H., Seltzer, S. M., 1995, NISTIR Report 5632, National Institute of Standards and Technology Physics Laboratory Ionizing Radiation Division, Gaithersburg.
48. Jenkins, R., Manne, R., Robin, R., Senemaud, C., 1991, X-Ray Spectrom. 20, 149-155.
49. Scofield, J. H., 1974, Phys. Rev. 9, 1041-1049.
50. Hubbell, J. H., Mehta, D., Garg, M. L., Garg, R. R., Singh, Surinder and Puri, S. , J., 1994, Phys. Chem. Ref. Data, 23, 339.
51. Scofield, J. H., 1974, At. Data Nucl. Data Tables 14, 121.
52. Singh, S., Mehta, D., Garg, R. R., Kumar, S., Garg M. L., Singh, Nirmal., Mangal, P. C., Hubbell, J. H. and Trehan, P. N., 1990, Nucl. Instr. and Meth. B 51, 5-10.
53. Arora, S. K., Allahwadh, K. L., and Sood, B. S., 1981, Physica C 111 , 71-75.
54. Pious, J. K., Balakrishna, K. M., Lingappa, N. and Siddappa, K., 1992, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 25, 1155-1160.
55. Durak, R., Şahin, Y., 1998, Phys. Rev. A 57, 2578-2582.
56. Durak, R., Özdemir, Y., 1998, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 31, 1-7.
57. Rao, V. P., Chen, M. H. and Crasemann, B., 1972, Phys. Rev. A, 5, 997 – 1012.
58. Krause, M. O., 1979, J. Phys. Chem. Ref. Data, 8, 307 – 327.
59. Puri, S., Mehta, D., Chand, B., Singh, N., Hubbell, J. H., Trehan, P. N., 1993, Nucl. Instr. Meth. B 83, 21.
60. Bevington, P. R., 1969, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, McGraw-Hill Book Company, New York.
61. Storm, E. and Israel, I. H., 1970, Nucl. Data Tables, A7, 565-681.