

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

52 ≤ Z ≤ 68 BÖLGESİNDE BAZI ELEMENTLERİN K TABAKASINDAN  
L TABAKASINA BOŞLUK GEÇİŞ İHTİMALİYETLERİNİN ÖLÇÜLMESİ

83297

Fizikçi Birol ERTUĞRAL

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde  
“Yüksek Fizikçi”  
Ünvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir

Tezin Enstitüye verildiği tarih: 26.11.1999

Tezin Savunma Tarihi : 30.12.1999

83297

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Ali İhsan KOPYA *Ali İhsan Kopya*

Jüri Üyesi : Doç. Dr. Hüseyin KARAL *Hüseyin Karal*

Jüri Üyesi : Doç. Dr. Selami KARSLIOĞLU *Selami Karslıoğlu*

Enstitü Müdürü : Prof. Dr. Asım KADIOĞLU *Asım Kadioğlu*

Trabzon 1999

TC. YÜKSEK ÖĞRETİM KURULU  
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

## ÖNSÖZ

Yüksek lisans tezi olarak hazırlanan bu çalışmada samimi gayret ve görüşleri ile yardımlarını esirgemeyen çok değerli hocam Prof. Dr. Ali İhsan KOPYA'ya en içten saygı, sevgi ve teşekkürlerimi sunmayı bir borç bilirim.

Çalışmalarım süresince her konuda yardım ve destek olan Atatürk Üniversitesi Kazım Karabekir Eğitim Fakültesi Fizik Eğitimi Anabilim Dalı Başkanı Doç. Dr. Mehmet ERTUĞRUL'a, K.T.Ü. Fizik Anabilim Dalı Bölüm Başkan yardımcısı Yrd. Doç. Dr. Engin TIRAŞOĞLU'na, Araştırma Görevlisi Dr. Uğur ÇEVİK'e, ve Arş. Gör. Oğuz DOĞAN'a en içten teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca çalışmalarım sırasında her türlü yardımı ve kolaylığı gösteren Giresun Fen-Edebiyat Fakültesi Dekanlığı'na teşekkür ederim.

Biol ERTUĞRAL

## İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ.....	II
İÇİNDEKİLER.....	III
ÖZET.....	V
SUMMARY.....	VI
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VII
TABLolar DİZİNİ.....	IX
SEMBOLLER DİZİNİ.....	X
1. GENEL BİLGİLER.....	1
1.1. Giriş.....	1
1.2. Gamma ve x-Işınlarının Madde ile Etkileşmesi.....	2
1.2.1. Elektromagnetik Radyasyonun Soğurulması.....	3
1.2.1.1. Fotoelektrik Olay.....	3
1.2.1.2. Çift Oluşumu.....	5
1.2.2. Elektromagnetik Radyasyonun Saçılması.....	6
1.2.2.1. Koherent Saçılma.....	6
1.2.2.2. İnkohherent Saçılma.....	6
1.2.2.2.1. Compton Olayı.....	7
1.2.3. Soğurma Katsayıları ve Soğurma Kıyıları.....	8
1.2.4. Tesir Kesiti.....	10
1.2.5. Karakteristik x-Işınlarının Oluşumu.....	12
1.2.6. Floresans Verimi ve Coster-Kronig Geçişleri.....	14
1.2.7. Auger Geçişleri.....	15
1.2.8. Atomun Uyarılması ve Radyoizotop Kaynaklar.....	17
1.2.9. Tabakalar Arası Boşluk Transferi.....	21
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	24
2.1. Sayma Sistemi ve Deney Geometrisi.....	24
2.1.1. Yarıiletken Dedektörler ve Sayma Sistemleri.....	24
2.1.2. Numunelerin Hazırlanması.....	26
2.1.3. Deney Geometrisi ve Karakteristik x-Işınlarının Sayılması.....	27

2.2.	Dedektör Verimi ve Verimlilik Eğrisinin Tayini.....	33
2.3.	I <sub>0</sub> Ge'nin Tayini.....	35
2.4.	Soğurma Düzeltmesi Faktörünün Hesabı.....	36
2.5.	K Tabakasından L Tabakasına Boşluk Geçişi İhtimaliyetinin Hesabı.....	38
3.	BULGULAR ve TARTIŞMA.....	40
4.	SONUÇLAR.....	47
5.	ÖNERİLER.....	49
6.	KAYNAKLAR.....	50
7.	EKLER.....	55
	ÖZGEÇMİŞ.....	56



## ÖZET

Bu çalışmada,  $52 \leq Z \leq 68$  elementler bölgesinde K tabakasından L tabakasına boşluk geçiş ihtimaliyeti hesaplanmıştır.

K ve L tabakalarında boşlukların meydana getirilmesinde, Am-241 radyoaktif kaynağının 59.5 keV enerjili  $\gamma$  fotonları kullanıldı. Yayımlanan x-ışınları, ayırma gücü 5.89 keV'de 147 eV olan Si(Li) katıhal dedektörü ile sayıldı.

Sonuç olarak, boşluk geçiş ihtimaliyetinin artan atom numarası ile azaldığı görülmüştür.

Çalışmada elde edilen değerler diğer araştırmacıların teorik değerleri ile karşılaştırılmıştır.

**Anahtar Kelimeler:** Boşluk transferi, Işımalı ve ışısız geçişler, Karakteristik x-ışını şiddet oranları, Floresans verim, Uyarma

## SUMMARY

### Measurement of Probabilities for Vacancy Transfer from the K to L Shell of the Elements $52 \leq Z \leq 68$

In this study, K to L shell vacancy transfer probabilities have been calculated for elements in the atomic region  $52 \leq Z \leq 68$ .

The vacancies in the K and L shell were created by 59.5 keV  $\gamma$ -rays from an Am-241 radioactive source. The emitted x-rays were counted using a Si(Li) detector with resolution 147 eV at 5.89 keV.

As a result, it was found that the vacancy transfer probabilities are decreasing with the increasing atomic number.

The obtained values in this study, have been compared with the theoretical values.

**Key Words:** Vacancy transfer, Radiative and nonradiative transitions, Characteristic x-ray intensity ratios, Fluorescence yield, Excitation

## ŞEKİLLER DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 1. Gamma ve x-ışınlarının madde ile etkileşmesi.....	3
Şekil 2. Fotoelektrik olay.....	4
Şekil 3. Çift oluşumu.....	5
Şekil 4. Compton olayı.....	7
Şekil 5. Gelen foton enerjisinin fonksiyonu olarak kütle soğurma katsayısı ve soğurma kıyıları.....	9
Şekil 6. x-ışınlarının meydana gelmesi.....	12
Şekil 7. Atomlarda elektron geçişleri ve karakteristik x-ışınlarının şematik olarak gösterimi.....	13
Şekil 8. Auger olayı.....	15
Şekil 9. Floresans olayı ve Coster-Kronig geçişleri.....	16
Şekil 10. $L_{II}$ alt tabakasına ait floresans verim, Coster-Kronig geçiş ihtimaliyeti ve Auger ihtimaliyetinin atom numarası ile değişimi.....	17
Şekil 11. Karakteristik x-ışınlarını uyarmak için kaynaklar.....	18
Şekil 12. K tabakasından L tabakasına boşluk transferi.....	21
Şekil 13. Bazı sayaçların ayırma güçleri.....	24
Şekil 14. Yarıiletken dedektörün şematik gösterimi.....	25
Şekil 15. x-ışınları floresans (EDXRF) ölçümleri için deney geometrisi.....	28
Şekil 16. x-ışınları floresans ölçüm sisteminin blok diyagramı.....	28
Şekil 17. x-ışınları floresans sisteminin genel görünüşü.....	29
Şekil 18. Co elementinin K x-ışını spektrumları .....	29
Şekil 19. Cd elementinin K x-ışını spektrumları.....	30
Şekil 20. Te elementinin K ve L x-ışını spektrumları.....	30
Şekil 21. Ba elementinin K ve L x-ışını spektrumları.....	31
Şekil 22. Tb elementinin K ve L x-ışını spektrumları.....	31
Şekil 23. Dy elementinin K ve L x-ışını spektrumları.....	32
Şekil 24. Ho elementinin K ve L x-ışını spektrumları.....	32
Şekil 25. Er elementinin K ve L x-ışını spektrumları.....	33

Şekil 26. 59.5 keV için $I_0Ge$ 'nin enerji ile değişimi.....	37
Şekil 27. K tabakasından L tabakasına olan boşluk geçiş ihtimaliyeti $\eta_{KL}$ 'nin Atom Numarası ile değişimi.....	46
Şekil 28. $I_{L\alpha}/I_{K\alpha}$ şiddet oranının Atom Numarası ile değişimi.....	46





## TABLolar DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 1. Siegbahn gösterimleri.....	13
Tablo 2. XRF, XRA, ve XRS analizinde kullanılan radyoizotop kaynaklar ve özellikleri.....	20
Tablo 3. $I_0G\epsilon$ ' nin hesaplanmasında kullanılan numuneler ve özellikleri.....	26
Tablo 4. Boşluk geçişi ihtimaliyetinin hesaplanmasında kullanılan numuneler ve özellikleri .....	27
Tablo 5. Dedektör verimi için Kütle Soğurma katsayısı ve Soğurma Düzeltmesi Faktörü değerleri.....	41
Tablo 6. Dedektör verimi için $I_0G\epsilon$ ve alt değerleri.....	42
Tablo 7. Boşluk geçişi ihtimaliyeti için enerji değerleri ve Kütle Soğurma Katsayısı değerleri.....	43
Tablo 8. Boşluk geçişi ihtimaliyeti için Soğurma Düzeltmesi Faktörü değerleri.....	44
Tablo 9. K tabakasından L tabakasına boşluk geçişi ihtimaliyeti ve alt değerleri.....	45
Ek Tablo 1. 59.5 keV'lik uyarma enerjisinde denklem katsayıları ve değerleri .....	55

## SEMBOLLER DİZİNİ

- $\mu$  : Lineer soğurma katsayısı  
 $\lambda$  : Gelen fotonun dalga boyu  
 $h$  : Planck sabiti  
 $\nu$  : Gelen fotonun frekansı  
 $E_{fe}$  : Sökülen elektronun enerjisi  
 $E_b$  : Bağlanma enerjisi  
 $\sigma_K$  : K kabuğu için fotoelektrik tesir kesiti  
 $e^-$  : Elektron  
 $e^+$  : Pozitron  
 $m_0$  : Elektronun durgun kütlesi  
 $c$  : Işık hızı  
 $Z$  : Atom numarası  
 $\tau/\rho$  : Fotoelektrik kütle soğurma katsayısı  
 $\sigma/\rho$  : Saçılma kütle soğurma katsayısı  
 $\kappa/\rho$  : Çift oluşum kütle soğurma katsayısı  
 $\mu/\rho$  : Toplam kütle soğurma katsayısı  
 $n$  : Atom sayısı  
 $dt$  : Levhanın kalınlığı  
 $N$  : Demetin içindeki parçacık sayısı  
 $\omega_i$  : i. tabakaya ait floresans verim  
 $n_K$  : K tabakasından meydana getirilen boşlukların sayısı  
 $\Gamma_R(KXi)$  : K tabakasından Xi tabakasına ışımalı kısmi genişliği (geçiş hızları)  
 $\Gamma_A$  : Işımsız (Auger) geçiş hızları  
 $f_{ij}$  : Coster-Kronig geçişleri  
 $a_K$  : K tabakası için Auger ihtimaliyeti  
 $I_{KA}$  : Işımsız geçişlerin sayısı  
 $t$  : Zaman  
 $T_{1/2}$  : Radyoizotop kaynak için yarılanma süresi

- $\eta_{KL(i)}$  : Işımalı ve ışımaz geçiş ihtimaliyeti  
 $\varepsilon_{E(i)}$  :  $E_i$  enerjili bir foton için dedektör verimi  
 $G(E)$  : Geometrik faktör  
 $\varepsilon_R$  : Bağlı (sayma) verimi  
 $f_i$  :  $i$  deki soğurma için düzeltme faktörü  
 $C_E$  :  $E$  enerjisinde birim zamanda kaynaktan gelip dedektörde sayılan fotonların sayısı  
 $D$  : Standart kaynağın parçalanma hızı  
 $N_E$  :  $E$  enerjisinde yayımlanmış fotonların kesri  
 $N_{Ki}$  :  $K$  tabakasından yayımlanan  $i$  x-ışınlarının sayısı  
 $m_i$  : Numune içindeki analitik madde miktarı  
 $w_i$  :  $i$ . elementin konsantrasyonu  
 $\beta(E)$  :  $E$  enerjisinde yayımlanan ışınlar için soğurma düzeltmesi faktörü  
 $f_{Ki}$  :  $K$  tabasından yayımlanan  $K_i$  x-ışını ihtimaliyeti  
 $\mu_{Ei}$  :  $i$ . elementin  $E$  enerjisindeki toplam kütle soğurma katsayısı  
 $\rho D$  : Numune kalınlığı  
 $I_{ix}$  :  $i$  tabakasından yayımlanan x-ışınlarının şiddeti  
 $\omega_L$  :  $L$  tabakasına ait ortalama floresans verim

## 1. GENEL BİLGİLER

### 1.1. Giriş

Atomların yapısı, en doğru bir şekilde ancak spektroskopik yöntemlerle anlaşılabilir. Yani atomun saldığı ya da soğurduğu ışınım enerjileri gözlemlenerek incelenerek, atomun yapısı hakkında fikir edinilir. Atomların verdikleri spektrumların incelenmesi sonucunda, atom içersindeki elektronların düzenlenmesi ve tabakalara bölüşümü hakkındaki en iyi bilgiler elde edilmiştir.

Çeşitli yollarla atomlardan sökülen iç tabaka elektronları, ışımali (radiative) ve ışımalsız (nonradiative) geçişler yaparak yeniden düzenlenmektedir. Işımali geçişlerden meydana gelen karakteristik x-ışınları ile ilgili olarak geçiş ihtimaliyetleri ve yayımlanma hızları teorik olarak bazı araştırmacılar tarafından hesaplanmıştır (1-4). Yine bir çok araştırmacı enerjiye bağlı olarak tesir kesitlerini, kütle soğurma katsayılarını teorik olarak hesaplamışlardır (5-10). Salomon ve arkadaşları daha önce bir çok araştırmacı tarafından deneysel olarak hesaplanan tesir kesitlerini tablo halinde vermişlerdir (11). Bazı araştırmacılar fotonlarla (12-15), protonlarla (16-19), hızlandırılmış iyonlarla (20-22), elektronlarla (23-24),  $\alpha$  parçacıklarıyla (25-27) uyarmak suretiyle tesir kesitlerini hesaplamışlardır.

İyonize olmuş bir atomdaki tabakalar arası boşluk geçişi ihtimaliyeti son zamanlarda araştırmacıların ilgisini çekmiştir. Ertuğrul ve arkadaşları (28), atom numarası aralığı  $73 \leq Z \leq 92$  olan bölgede 10 element için K tabakasından L tabakasına boşluk transferi ihtimaliyetini, Puri ve arkadaşları (29), L tabakasından M tabakasına  $70 \leq Z \leq 92$  aralığında 15 element için boşluk ihtimaliyetini farklı iki radyoizotop kaynak kullanarak ölçmüşlerdir. Ayrıca Ertuğrul ve arkadaşları (30),  $69 \leq Z \leq 92$  aralığında 13 element için ışımali boşluk transferi ihtimaliyetini karakteristik K x-ışını şiddet oranlarını kullanarak ölçmüşlerdir. Bazı araştırmacılar da teorik olarak her iki geçiş ihtimaliyetleri için çalışmalar yapmışlardır (31-32).

Bu çalışmamızda filtre edilmiş Am-241 radyoizotop halka kaynağından yayımlanan 59.543 keV'lik fotonlarla numuneleri uyarmak suretiyle,  $52 \leq Z \leq 68$  elementler bölgesinde K tabakasından L tabakasına boşluk geçişi ihtimaliyetleri ölçülmüştür. Çalışmamızda

ölçülen  $\eta_{KL}$  değerleri, diğer araştırmacıların ölçüm metodundan farklıdır. Diğer araştırmalarda iki radyoizotop kaynak kullanılarak biri K tabakasını uyarabilen, diğeri sadece L tabakasını uyarabilen enerjiler seçilmiş ve bu iki enerji için karakteristik L x-ışını toplam üretim tesir kesitleri bulunmuştur. Bu çalışmada ise sadece bir radyoizotop kaynak kullanılmış,  $\eta_{KL}$  değerleri ile L x-ışını ve K x-ışını şiddet oranları da ( $I_{Lx} / I_{Kx}$ ) elde edilmiştir. Ayrıca bu çalışma element aralığı  $52 \leq Z \leq 68$  olan 13 element için yapılmış olup diğer araştırmacıların element aralığından da farklıdır. Karakteristik x-ışınlarının sayılmasında rezolüsyonu 5.89 keV' de 147 eV olan Si(Li) katihal sayacı kullanılmıştır. Bunların yanında ölçülen her değer için teorik hesaplamalar da yapılmıştır.

## 1.2. Gamma ve x-ışınlarının Madde İle Etkileşmesi

Monokromatik bir x-ışını demeti herhangi bir maddeden geçirilecek olursa x-ışınının şiddetinde bir azalma olur.  $I_0$  şiddetinde bir x-ışını demetinin  $dx$  kalınlığındaki bir maddeyi geçtikten sonraki şiddeti olan  $I$  ise, gelen x-ışını demetinin şiddeti, maddenin  $dx$  kalınlığı ve x-ışını demetinin içinden geçtiği maddenin cinsine bağılı olarak,

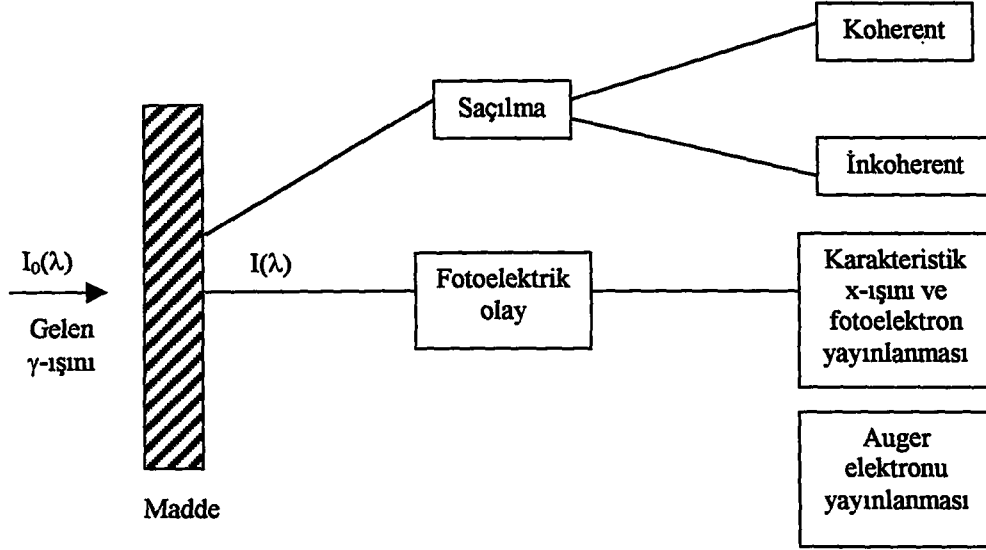
$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (1)$$

ile verilmektedir. Burada  $\mu$  ( $\text{cm}^2/\text{g}$ ), lineer soğurma katsayısı olup birim kalınlık başına düşen soğurulma olarak tarif edilmektedir.

$\gamma$  ve x-ışınlarının madde ile etkileşmelerini,

- 1- Atomun elektronu ile
- 2- Çekirdek ile
- 3- Çekirdek ve elektronların etrafındaki elektrik alanı ile
- 4- Çekirdek çevresindeki mezon alanı ile etkileşme olarak sınıflandırabiliriz.

$\gamma$  ve x-ışınlarının madde ile etkileşmeleri sonucunda meydana gelebilecek olaylar Şekil 1'de gösterilmiştir.



Şekil 1. Gamma ve x-ışınlarının madde ile etkileşmesi

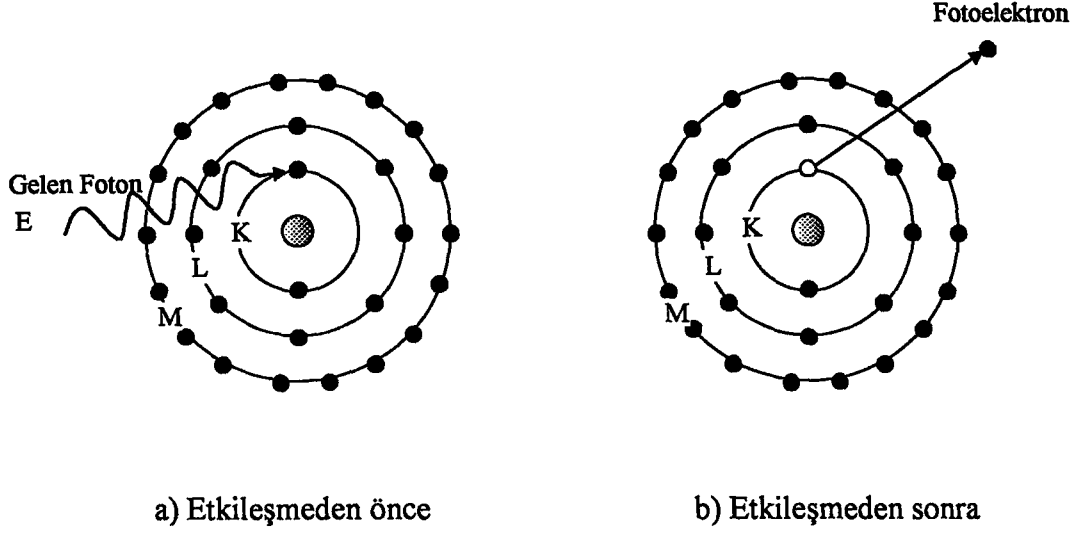
### 1.2.1. Elektromagnetik Radyasyonun Soğurulması

Madde içerisine giren x-ışını fotonları, madde atomunun bağlı elektronları, serbest elektronları ve çekirdeği ile etkileşirler. Elektromagnetik radyasyonun soğurulması çeşitli olaylar sonucu gözlenmekle beraber bu olayların en baskın olanları fotoelektrik olay, saçılma (Compton, Koherent) olayı ve çift oluşumdur. Bu olayların meydana gelme ihtimaliyeti foton enerjisi ile değişmektedir. Fotoelektrik olay 0.001 MeV ile 0.5 MeV arasında daha etkindir. Saçılma olayı 0.1 MeV'den 0.5 MeV arasında gerçekleşir. Çift oluşum olayı ise 1.02 MeV' den başlar ve artan foton enerjisi ile artar. Bu çalışmamızda kullanılan radyoizotop kaynağın enerjisi 59.5 keV olduğundan çift oluşumu mümkün değildir.

#### 1.2.1.1. Fotoelektrik Olay

Madde üzerine düşen fotonun madde atomunun bağlı elektronlarından bir tanesine tüm enerjisini verip bu elektronun yörüngesinden ayrılıp serbest hale gelmesi olayına fotoelektrik olay, serbest hale gelen elektrona da fotoelektron denilmektedir. Serbest bir elektron foton soğuramaz ve fotoelektron haline gelemmez. Çünkü bu durumda momentum ve enerji korunamaz. Ancak bağlı bir elektron bir foton soğurabilir ve fotoelektron haline gelebilir. Çünkü bu durumda atom geri teper ve momentum korunur. Bu işlem sırasında

foton tamamen soğurulur. K kabuğu elektronlarından birinin sökülmesi ile oluşan bir fotoelektrik olay Şekil 2’de şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 2. Fotoelektrik olay

K kabuğundan sökülen elektronun enerjisi,

$$E_{fe} = h\nu - E_b \quad (2)$$

ile verilir. Burada  $E_b$ , K kabuğunun bağlanma enerjisi,  $h\nu$  gelen fotonun enerjisidir. Fotonun  $h\nu$  enerjisi elektronun bağlanma enerjisine yaklaştıkça fotonun soğurulma ihtimali artar. Fotonun  $h\nu$  enerjisi  $E_b$  bağlanma enerjisinden uzaklaştıkça fotoelektrik olayın meydana gelme ihtimali azalır.

K kabuğunda oluşturulan boşluk, atomun üst tabaka elektronları tarafından doldurulur. Bu işlem sonucu, iki tabakanın bağlanma enerjileri arasındaki fark kadar enerjiye sahip bir foton yayımlanır ve bu foton karakteristik x-ışını fotonu olarak adlandırılır.

Oluşan karakteristik x-ışını her zaman atomu terk etmez, bazen bu foton atomun dış kabuklarındaki elektronlardan birisini sökerek yok olur. Bu olaya Auger olayı, sökülen elektrona da Auger elektronu denir. Böylece, meydana getirilen bir boşluk için her zaman bir karakteristik x-ışını yayımlanmaz. Meydana getirilen boşluk başına x-ışını yayınlanma ihtimali floresans verim ( $\omega$ ) olarak tanımlanır. Floresans verim 0 ile 1 arasında değerler alır. Küçük atom numaralı elementler için Auger elektronu yayınlanma ihtimali, büyük

atom numaralı elementlerinkine oranla daha büyüktür. Büyük atom numaralı elementler için karakteristik x-ışını yayınlama ihtimali küçük atom numaralılarına göre daha büyüktür. Bunun sebebi, küçük numaralı atomlarda iç kabuklar arası elektron geçişinden yayımlanan foton enerjisinin, dış kabukların soğurma kıyılarına, büyük atom numaralı elementlerinkinden çok yakın olmasıdır.

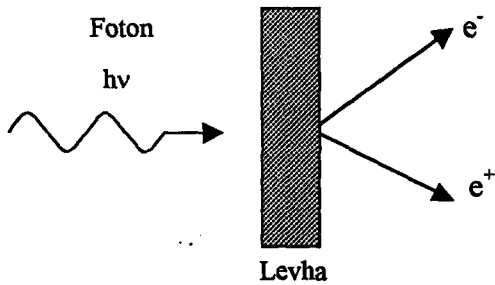
### 1.2.1.2. Çift Oluşumu

Çift oluşumu, çekirdeğin etki alanına giren bir fotonun bir elektronla ( $e^-$ ) bir pozitrona ( $e^+$ ) dönüşmesi olayıdır.



Elektron ve pozitronun kütleleri birbirine eşit fakat zıt işaretlidir. Aynı zamanda bu olay çekirdek etrafında olduğundan hiçbir korunum ilkesi bozulmuş olmaz. Yani, hem yük hem çizgisel momentum ve hem de toplam enerji korunmuş olur. Bu olay Şekil 3'de gösterilmiştir. Bu olay için eşik enerjisi  $m_0c^2 = 0,511 \text{ MeV}$ 'dir. Bu nedenle çift oluşum olabilmesi için foton enerjisinin en az  $1,02 \text{ MeV}$  olması gerekir (33). Çift oluşumun karşıtı ise, bir elektron ile bir pozitronun yan yana gelerek bir foton çifti oluşturmak suretiyle yok olmasıdır. Bu olayın çekirdek etrafında olma zorunluluğu yoktur.

X-ışını floresans tekniğinde uyarma için genellikle  $1,02 \text{ MeV}$ 'den daha küçük enerjili fotonlar kullanıldığından çift oluşum olayı çalışmamızda söz konusu değildir. Bu çalışmada kullanılan radyoizotop kaynağın enerjisi  $59.5 \text{ keV}$  olduğundan çift oluşumu olma ihtimali yoktur.



Şekil 3. Çift oluşumu



## 1.2.2. Elektromagnetik Radyasyonun Saçılması

Elektromagnetik radyasyonun madde ile etkileşmesi olaylarından biri olan saçılmayı, saçılan ışının enerjisine göre koherent ve inkoherent saçılma olarak iki gruba ayırabiliriz.

### 1.2.2.1. Koherent Saçılma

Bir atom üzerine gelen fotonların enerji kaybı olmaksızın saçılmalarına koherent saçılma denir. Bu saçılma olayında gelen ve saçılan fotonların fazları arasında bir ilişki vardır. Atom tarafından saçılan radyasyonun toplam şiddeti her bir elektron tarafından saçılan radyasyonun genliklerinin toplamından faydalanılarak bulunur. Koherent saçılma olarak adlandırılan dört tip saçılma vardır. Bunlar Rayleigh saçılması, Delbrück saçılması, nükleer rezonans saçılma ve nükleer Thomson saçılmasıdır.

Rayleigh saçılması, saçılmadan sonra hedef atomun değişime uğramadan kaldığı, atomun bağlı elektronlarından fotonların esnek saçılması veya rezonans saçılmasıdır.

Delbrück saçılması (elastik nükleer potansiyel saçılma) fotonun çekirdeğin oluşturduğu Coulomb alanından saçılmasıdır.

Nükleer rezonans saçılma, fotonun atomun çekirdeği ile etkileşmesi sonucu gözlenir. Bu olayda çekirdek iki nükleer enerji seviyesi arasındaki farka eşit enerjiye sahip olan bir fotonun soğurulmasıyla uyarılır. Bunu çekirdeğin uyarılmaktan kurtulması takip eder (34).

Nükleer Thomson saçılması tamamen gelen fotonla çekirdek arasında vuku bulur. Klasik olarak, bir tek yük sistemi olarak düşünülebilen çekirdek gelen dalga tarafından salındırılır. Çekirdeğin kütlesi çok büyük olduğundan bu etki çok küçüktür.

### 1.2.2.2. İnkoherent Saçılma

Gelen foton ile saçılan foton arasında enerji farkı meydana geliyorsa bu tür saçılmaya inkoherent saçılma denir. Yani gelen ve saçılan fotonların dalga boyları ve fazları birbirinden farklıdır.

İnkoherent saçılma, Compton saçılması, Nükleer saçılma ve Raman saçılması olmak üzere üç gruba ayrılır. Bunların arasında en etkin olanı Compton saçılmasıdır.

### 1.2.2.2.1. Compton Olayı

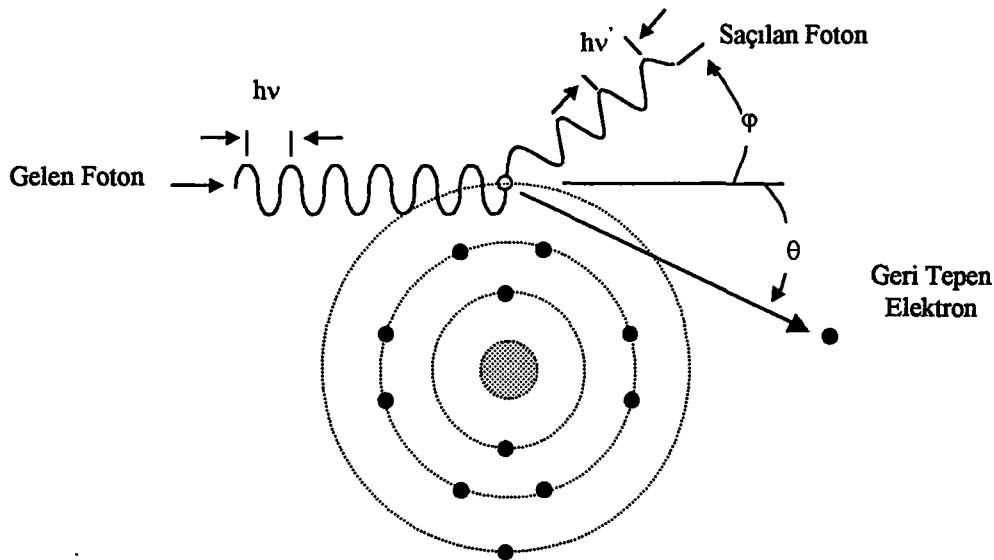
Işığın kuantum teorisi, durgun kütesinin yokluğu haricinde fotonların parçacıklar gibi davrandığını kabul eder. Bu, fotonlarla elektronlar arasında iki parçacığın çarpışması gibi bir çarpışma olayının dikkate alınmasını gerektirir.

Compton olayı bir  $\gamma$ -ışınının çok zayıf olarak bağlı bir elektron ile çarpışmasıdır. Gelen foton, kendisine kıyasla çok zayıf bağlı veya serbest bir elektron ile çarpışarak enerjisinin bir kısmını kaybeder ve geliş doğrultusundan sapar. Bu sırada gelen fotonla etkileşen elektron yörüngesinden kopararak belli bir açıyla saçılır. Compton olayı Şekil 4'de gösterilmiştir.

Bu olayda  $\lambda$  gelen fotonun,  $\lambda'$  ise saçılan fotonun dalga boyu olmak üzere gelen fotonun dalga boyunda (4) eşitliği ile verilen değişim görülür;

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos \varphi) \quad (4)$$

Burada  $m_0$  elektronun durgun kütlesi,  $\varphi$  fotonun saçılma açısı,  $c$  ışık hızı,  $h$  ise Planck sabitidir. (4) Eşitliğinde de görüldüğü gibi dalga boyundaki değişim gelen fotonun  $\lambda$  dalga boyundan bağımsızdır.  $h/m_0c$  büyüklüğüne elektronun Compton dalga boyu denir ve değeri  $0,024 \text{ \AA}$ 'dur. O halde dalga boyundaki en büyük değişim  $\varphi=180^\circ$  için  $0,048 \text{ \AA}$  değerinde olacaktır.



Şekil 4. Compton olayı

Fotoelektrik olay genellikle K ve L tabakalarına ait elektronlarda baskın olmasına rağmen, Compton olayı dış tabaka elektronlarında daha baskındır. Compton saçılması, elektronun bağlanma enerjisinin, gelen fotonun enerjisi yanında ihmal edilecek kadar küçük olduğu durumlarda baskın olarak meydana gelir.

Compton olayının sadece serbest elektronlarla değil, aynı zamanda atoma bağlı elektronlarla da olabileceği araştırmacılar tarafından gösterilmiştir (35).

### 1.2.3. Soğurma Katsayıları ve Soğurma Kıyıları

x kalınlığındaki bir maddeyi geçen x-ışını demetindeki azalmayı veren (1) bağıntısındaki  $\mu$ , lineer soğurma katsayısı olarak tanımlanmıştır. Lineer soğurma katsayısından başka, maddeye ait kütle soğurma katsayısı ( $\mu/\rho$ ), atomik soğurma katsayısı ( $\mu_a$ ) ve molar soğurma katsayısı ( $\mu_{mol}$ ) olmak üzere üç farklı soğurma katsayısı daha vardır. Bu soğurma katsayıları, ilgili madde için toplam soğurma katsayılarıdır. Fotoelektrik, saçılma ve elektron çifti meydana gelmesi olaylarının üçü de demetin şiddetinde azalmaya neden olduklarından bu olayların tesir kesitlerinin toplamı, toplam soğurma katsayısını verir. Bu da

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho} \quad (5)$$

şeklinde ifade edilir. Burada ( $\tau/\rho$ ) fotoelektrik kütle soğurma katsayısı, ( $\sigma/\rho$ ) saçılma kütle soğurma katsayısı, ( $\kappa/\rho$ ) ise çift oluşum kütle soğurma katsayılarıdır. Toplam fotoelektrik kütle soğurma katsayısı ( $\tau/\rho$ ), atomun enerji seviyelerine bağlı olarak aşağıdaki gibi yazılabilir:

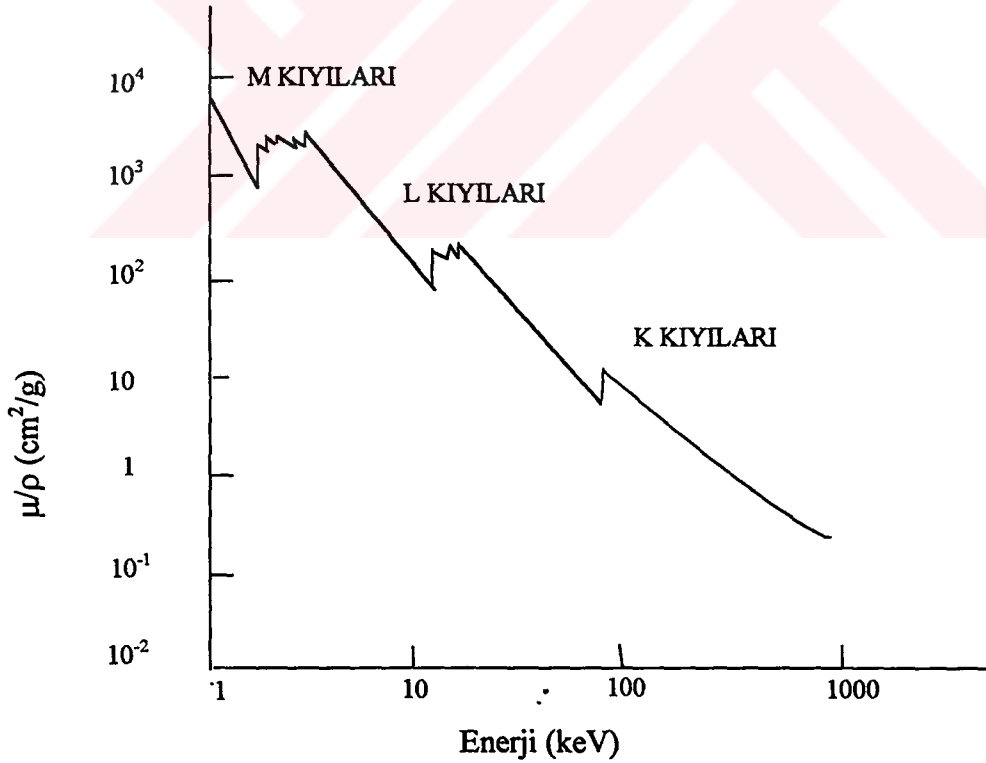
$$\left(\frac{\tau}{\rho}\right)_E = \left(\frac{\tau}{\rho}\right)_{E,K} + \left(\frac{\tau}{\rho}\right)_{E,L_1} + \left(\frac{\tau}{\rho}\right)_{E,L_2} + \left(\frac{\tau}{\rho}\right)_{E,L_m} + \dots \quad (6)$$

bunu daha genel olarak

$$\left(\frac{\tau}{\rho}\right)_E = \sum_i \left(\frac{\tau}{\rho}\right)_{E,i} \quad (7)$$

şeklinde yazabiliriz. Burada  $(\tau/\rho)_{E,i}$ , i. elektron seviyesinin (i =K, L<sub>I</sub>, L<sub>II</sub>, L<sub>III</sub> ...) E enerjili foton için fotoelektrik kütle soğurma katsayısını göstermektedir. Fotoelektrik etkileşme ihtimaliyeti, gelen x-ışınının enerjisi, elektronun bağlanma enerjisine ne kadar çok yakın ise o derece yüksektir. Bundan dolayı bir atomda bir elektron seviyesine ait x-ışınları soğurma ihtimaliyetinin en büyük değeri, elektronların bağlanma enerjilerine eşit x-ışınları ile bombardıman edildiği zamandır.

Bir elementin atomunun verilen bir seviyesinden bir elektron sökebilmek için gerekli minimum foton enerjisi, o element atomunun o seviyesinin soğurma kıyısı olarak bilinmektedir. Her bir elementin çeşitli uyarılma enerjileri olduğu gibi çeşitli soğurma kıyıları da vardır. Bir atomun K kabuğu için bir ( $K_{ab}$ ), L kabuğu için üç ( $L_{Iab}$ ,  $L_{IIab}$ ,  $L_{IIIab}$ ), M kabuğu için beş, N kabuğu için yedi soğurma kıyısı vardır. Her bir elementin soğurma kıyısı enerjisi, dış yörüngelerden içteki yörüngelere doğru gittikçe artar.



Şekil 5. Gelen foton enerjisinin fonksiyonu olarak kütle soğurma katsayısı ve soğurma kıyıları

Şekil 5'te görüldüğü gibi bir soğurma kıyısından sonra uyarıcı foton enerjisi devamlı düşürülecek olursa soğurma katsayısında ani bir düşme olur ve bir sonraki soğurma kıyısına doğru soğurma katsayısında yeniden düzenli bir artış görülür.

#### 1.2.4. Tesir Kesiti

Tesir kesiti, bir numune üzerine gelen hedef parçacıkla hedef numunedeki her bir parçacığın ilgilenilen herhangi bir olayı meydana getirme ihtimalinin bir ölçüsüdür. Bu ölçü hedef parçacığı kuşatan hayali bir alanla karakterize edilir. Bir hedef parçacığın tesir kesiti, ilgili olayın tabiatına ve gelen parçacığın enerjisine bağlıdır. Bu aynı zamanda parçacığın geometrik kesitinden daha büyük veya daha küçük olabilir (36).

A yüzeyine ve  $dt$  kalınlığına sahip ince bir levha üzerine  $I$  şiddetiyle düşürülen parçacıklar demeti düşünelim. Bu parçacıklar demeti levhadan geçerken, bir miktarının madde atomları tarafından azaltılma ihtimali vardır. Eğer  $\sigma$ , bir atomu kuşatan ve ilgilenilen herhangi bir olayın meydana gelmesi ile ilgili etkin alan ise, gelen parçacık bu alana düştüğü zaman ilgilenilen olay gerçekleşecektir. Levhanın birim hacmi başına  $n$  tane hedef atomu düştüğü ve bu levhanın (hiçbir atomunun diğer atomu üzerine binmeyecek şekilde) ince olduğu kabul edilirse, bu durumda her bir atom gelen parçacıklarla, ilgilenilen olayı gerçekleştirmede eşit şansa sahip olacaktır. Bu durumda  $ndt$ , birim yüzey başına düşen atom sayısı ve  $A$ ndt,  $A$  alanındaki toplam atom sayısı olacaktır. Her bir atom ilgilenilen olaya  $\sigma$  etkin alanıyla katıldığından dolayı bu olayın meydana gelmesi için mümkün olan toplam etkin alan.,  $\sigma A$ ndt olur. Eğer bir bombardıman demetinde  $N$  parçacık varsa ve dilimdeki atomlar ile etkileşen parçacık sayısı  $dN$  için,

$$\frac{dN}{N} = \frac{\text{Toplam etkin alan}}{\text{Hedef alan}}$$

ifadesi yazılabilir. Bu durumda,

$$\frac{dN}{N} = n\sigma dt \quad (8)$$

elde edilir. Belirli bir kalınlıkta, bir dilimdeki atomlar ile etkileşerek gelen parçacıkların oranını bulmak için  $dN/N$ 'nin integralinin alınması gerekir. Eğer gelen her parçacığın yalnız bir etkileşme oluşturduğu kabul edilirse, dilimin ilk  $dt$  kalınlığı içinden geçerken  $dN$  adet parçacığın demetten ayrılmış olduğu düşünülebilir. Böylece ifade (-) işareti alır.

$$-\frac{dN}{N} = n\sigma dt \quad (9)$$

Bunun integrali alınırsa,

$$N = N_0 e^{-n\sigma t} \quad (10)$$

elde edilir. Burada  $N_0$  ince levhaya gelen parçacıkların sayısı ve  $N$ , levhanın  $t$  kalınlığını geçen parçacıkların sayısıdır. Tesir kesiti  $\sigma$  ile gösterilir ve birimi barn' dır ( $1b=10^{-24}cm^2$ ).  $n\sigma t$  yeterince küçük olduğu zaman,

$$N = N_0(1 - n\sigma t) \quad (11)$$

yazılabilir (37). Bu durumda  $t$  kalınlığını geçerken soğurulan (ilgilenilen etkileşmeye giren) parçacıkların sayısı

$$dN = N_0 n\sigma t \quad (12)$$

ifadesi ile verilir. Buradan tesir kesiti için

$$\sigma = \frac{dN}{N_0 n t} \quad (13)$$

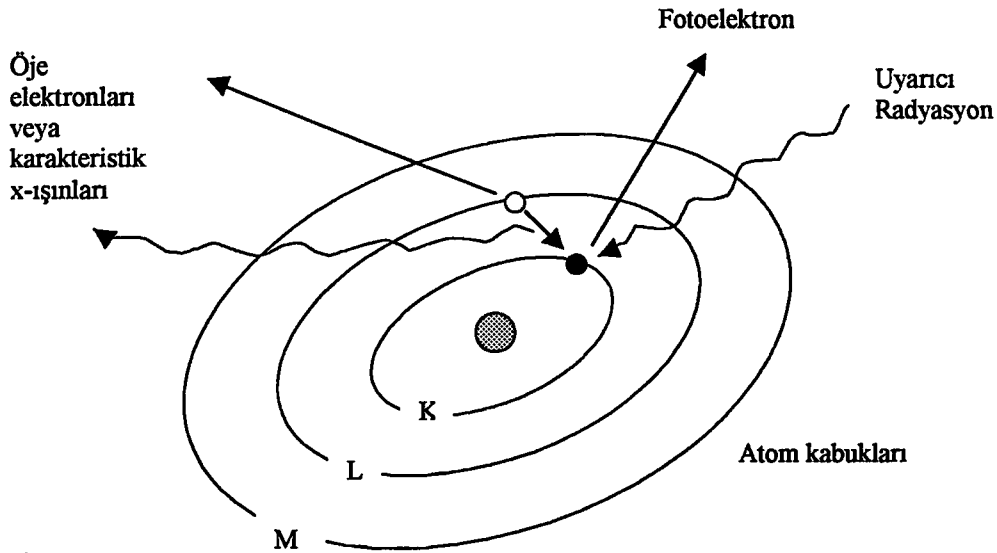
genel ifadesi çıkarılır.

### 1.2.5. Karakteristik x-Işınlarnın Oluşumu

x-ışınları gözle görülebilir ışıktan daha yüksek enerjili elektromagnetik radyasyonlardır. Bunlar atomun iç kabuklarındaki etkileşmeden dolayı meydana gelmektedir. Herhangi bir yolla bir atomdan elektron sökülürse veya daha üst enerji seviyelerine çıkarılırsa atom uyarılmış olur. Bu uyarma genellikle hızlandırılmış elektronlarla, protonlarla, nötron ve  $\alpha$ -parçacıklarıyla, x-ışını tüpünden yayınlanan x-ışınları ile, radyoizotop kaynak tarafından yayımlanan fotonlarla ve sekonder x-ışınları ile gerçekleştirilir.

Atomun herhangi bir tabakasından sökülen elektronun yerine  $10^{-12} - 10^{-14}$  saniye arasında üst tabakalardan bir elektron geçer. Bu geçişten bir foton yayımlanır. İç tabakalar arasındaki elektron geçişinden yayımlanan bu fotonu, o elementin karakteristik x-ışını fotonu veya karakteristik x-ışını denir. Şekil 6'da görüldüğü gibi atomun bağlı iç yörünge elektronlarının dış yörüngelere uyarılması neticesinde çekirdeğe yakın bir kabukta meydana gelen boşluk daha dış kabuklardaki elektronlarca doldurulur ve yayımlanan x-ışınları karakteristik x-ışınlarıdır.

Primer bir x-ışını fotonu atomun K tabakasından bir elektron sökerse K kabuğundan elektron çıkmasıyla meydana gelen boşluk, üst tabakalarda (L, M, N) bulunan elektronların geçmesiyle doldurulur. Bu boşluk L tabakasından doldurulursa meydana gelen karakteristik x-ışını  $K_{\alpha}$ , diğer üst tabakalardan doldurulursa  $K_{\beta}$  olarak adlandırılır. L karakteristik çizgileri de benzer şekilde meydana gelir.

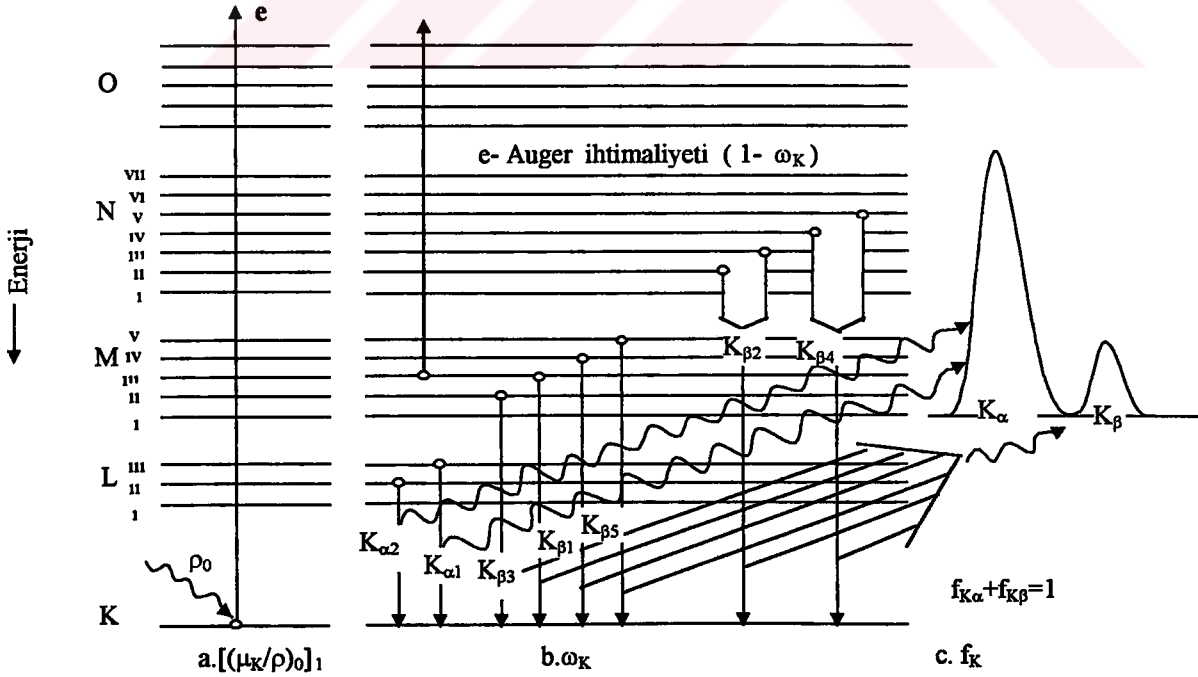


Şekil 6. x-ışınlarının meydana gelmesi

K kabuğundaki boşluk diğer kabukların alt kabuklarındaki elektronlar tarafından doldurulduğunda yayımlanan fotonlar Siegbahn gösterimine göre Tablo 1'de ve bunlar şematik olarak da Şekil 7'de gösterilmiştir.

Tablo 1. Siegbahn gösterimleri

Siegbahn gösterimi	Tabakalar Arası geçiş	Siegbahn gösterimleri	Tabakalar Arası geçiş	Siegbahn gösterimi	Tabakalar Arası Geçiş
K $\alpha_2$	KL <sub>II</sub>	L $\gamma_4$	L <sub>I</sub> O <sub>II</sub>	L $\beta_6$	L <sub>III</sub> N <sub>I</sub>
K $\alpha_1$	KL <sub>III</sub>	L $\gamma_4$	L <sub>I</sub> O <sub>III</sub>	L $\beta_{15}$	L <sub>III</sub> N <sub>IV</sub>
K $\beta_3$	KM <sub>II</sub>	L $\gamma_{13}$	L <sub>I</sub> P <sub>II,III</sub>	L $\beta_2$	L <sub>III</sub> N <sub>V</sub>
K $\beta_1$	KM <sub>III</sub>	L $\eta$	L <sub>II</sub> M <sub>I</sub>	L $\beta_7$	L <sub>III</sub> O <sub>I</sub>
K $\beta_5$	KM <sub>IV,V</sub>	L $\beta_1$	L <sub>II</sub> M <sub>IV</sub>	L $\beta_5$	L <sub>III</sub> O <sub>IV,V</sub>
K $\beta_2$	KN <sub>II,III</sub>	L $\gamma_5$	L <sub>II</sub> N <sub>I</sub>		
K $\beta_5$	KN <sub>III</sub>	L $\gamma_1$	L <sub>II</sub> N <sub>IV</sub>		
K $\beta_4$	KN <sub>IV,V</sub>	L $\gamma_8$	L <sub>II</sub> O <sub>I</sub>		
L $\beta_4$	L <sub>I</sub> M <sub>II</sub>	L $\gamma_6$	L <sub>II</sub> O <sub>IV</sub>		
L $\beta_3$	L <sub>I</sub> M <sub>III</sub>	L $l$	L <sub>III</sub> M <sub>I</sub>		
L $\gamma_2$	L <sub>I</sub> N <sub>II</sub>	L $\alpha_2$	L <sub>III</sub> M <sub>IV</sub>		
L $\gamma_3$	L <sub>I</sub> N <sub>III</sub>	L $\alpha_1$	L <sub>III</sub> M <sub>V</sub>		



Şekil 7. Atomlarda elektron geçişleri ve karakteristik x-ışını yayımlanmasının şematik olarak gösterimi



### 1.2.6. Floresans Verim, Coster-Kronig Geçişleri

Bir atomda herhangi bir yolla K tabakasında meydana getirilen bir boşluğun karakteristik x-ışını yayımlanarak doldurulması ihtimaliyetine K tabakasına ait floresans verim denir.  $n_K$ , K tabakasında meydana getirilen boşlukların sayısı,  $I_K$  yayımlanan toplam K x-ışınlarının sayısı olmak üzere

$$\omega_K = \frac{I_K}{n_K} \quad (14)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Burada  $\omega_K$ , K tabakasına ait floresans verimdir. Ayrıca  $\Gamma_R$ , ışımali kısmi genişliği (geçiş hızlarının toplamı) ve  $\Gamma$ , toplam seviye genişliği olmak üzere floresans verim

$$\omega_i = \frac{\Gamma_R(L_i x)}{\Gamma(L_i)} \quad (x=L_j, M, N, O, j>i) \quad (15)$$

şeklinde de ifade edilmiştir. Bilindiği gibi bir atomda kabuklar arasındaki geçişler  $\Delta n \neq 0$ ,  $\Delta l = \pm 1$  ve  $\Delta J = \pm 1, 0$  şartlarına bağlı olup, bunun dışındaki geçişler yasak geçişlerdir.  $\Delta n = 0$  olduğu alt tabakalar arasındaki geçişlere ya da boşluk transferine Coster-Kronig geçişleri denir. Coster-Kronig geçiş ihtimaliyetleri  $f_{ij}$  şeklinde gösterilir. Bu i. alt tabakadaki boşluğun j. alt tabakaya kayması ihtimalidir. Coster-Kronig geçişleri ışımsız  $f_{ij}(A)$  ve ışımali  $f_{ij}(R)$  olmak üzere iki kısımdan ibarettir. Bu durumda

$$f_{ij} = f_{ij}(A) + f_{ij}(R) \quad (16)$$

yazılabilir.  $f_{ij}(R) \ll f_{ij}(A)$  dır ve  $f_{ij}(R)$ ,  $f_{ij}(A)$ ' ya göre ihmal edilirse

$$f_{ij} = \frac{\Gamma_A(L_i L_j x)}{\Gamma(L_i)} \quad x = M, N, O \quad j > i \quad (17)$$

şeklinde verilebilir. Burada  $\Gamma_A$ , Auger kısmi genişliği (Auger geçiş hızlarının toplamı) dir.

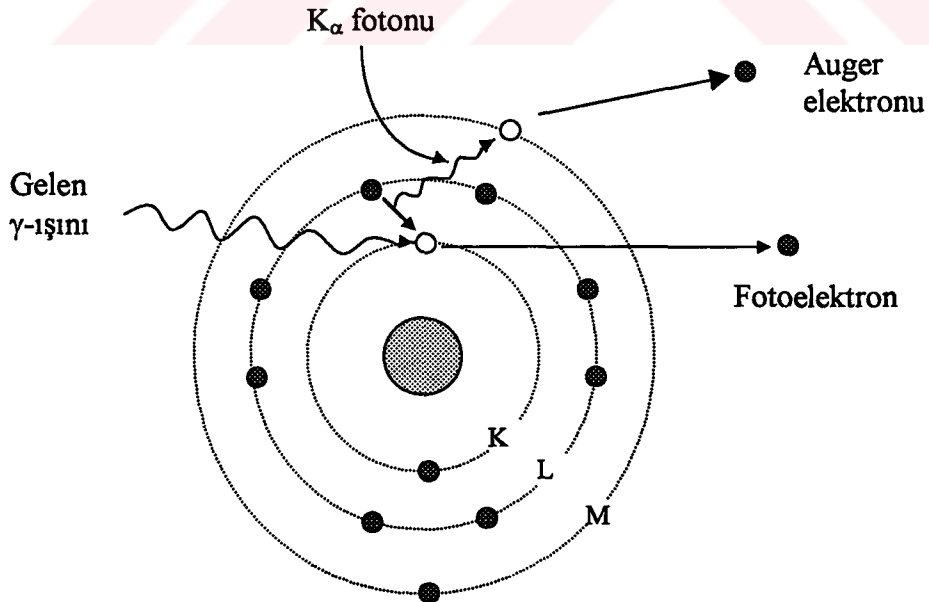
### 1.2.7. Auger Geçişleri

Atomlarda herhangi bir yolla meydana getirilen bir boşluk diğer üst tabaka elektronları tarafından ışımalı olarak doldurulduğu gibi ışımasız olarak da doldurulabilir. Atomdan yayımlanan K tabakasına ait karakteristik x-ışınları yine aynı atomun üst tabakalarında bulunan bir elektronu sökerek boşluk meydana getirebilir. Bu olaya Auger olayı, yayımlanan elektrona da Auger elektronu denir. Auger olayının meydana gelişi Şekil 8'de gösterilmiştir. Bu olay elektronların daha gevşek bağlı ve karakteristik fotonların daha kolay soğurulduğu küçük atom numaralı elementlerde daha yaygın görülür. Auger olayı floresans verimin ve satellite çizgilerinin temelini oluşturur (38).

K tabakası için Auger olayı ihtimaliyeti  $a_K$ , ışımasız geçişlerin sayısı  $I_{KA}$ , meydana getirilen boşluk sayısı da  $n_K$  olmak üzere,

$$a_K = \frac{I_{KA}}{n_K} \quad (18)$$

şeklinde verilir.

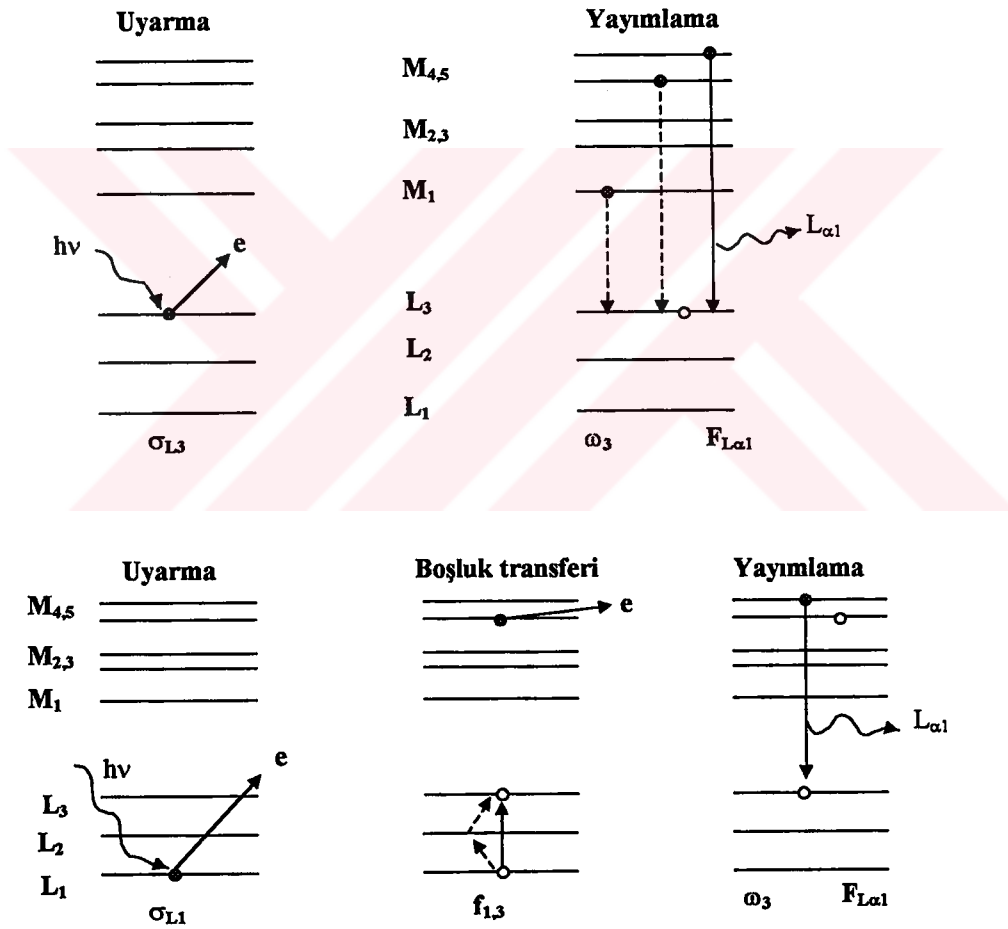


Şekil 8. Auger olayı

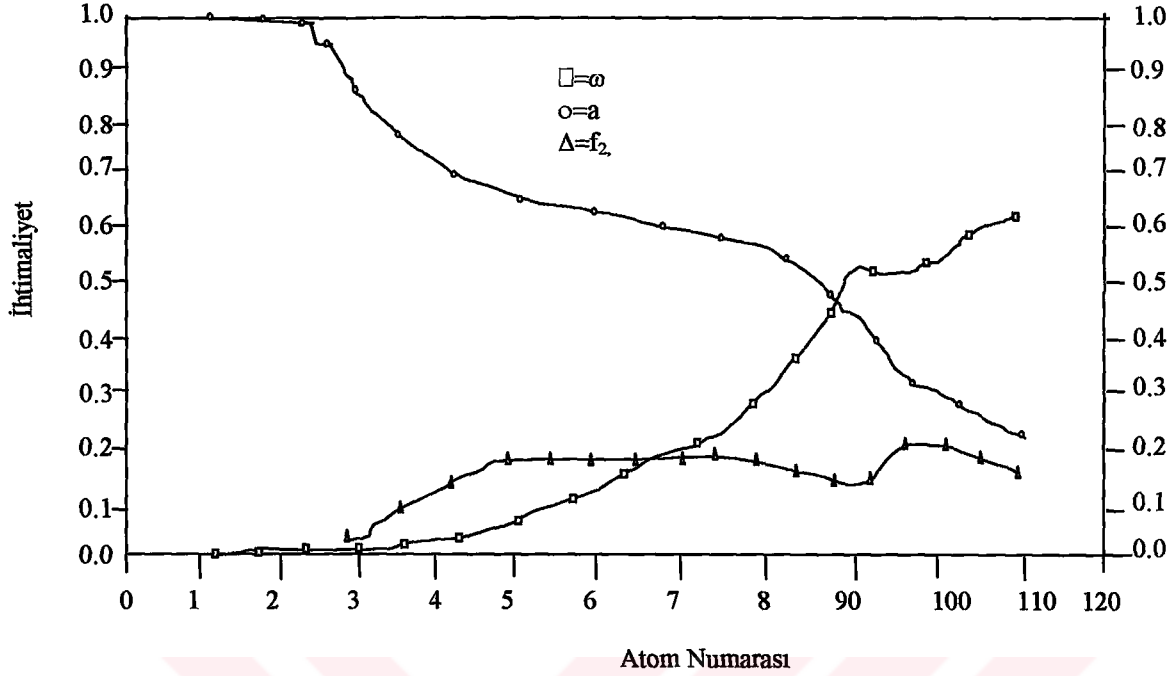
Floresans verim, Coster-Kronig geçiş ihtimaliyeti ve Auger ihtimaliyeti arasında

$$\omega_i + a_i + \sum_{j=i+1} f_{ij} = 1 \quad (19)$$

ilişkisi vardır. Bu olayların meydana gelişi şematik olarak Şekil 9'da gösterilmiştir.  $L_{II}$  alt tabakası için floresans veriminin ( $\omega_2$ ), Coster-Kronig ihtimaliyetinin ( $f_{23}$ ) ve Auger ihtimaliyetlerinin ( $a_2$ ) atom numarasına karşı grafikleri Şekil 10'da gösterilmiştir.



Şekil 9. Floresans olayı ve Coster-Kronig geçişleri



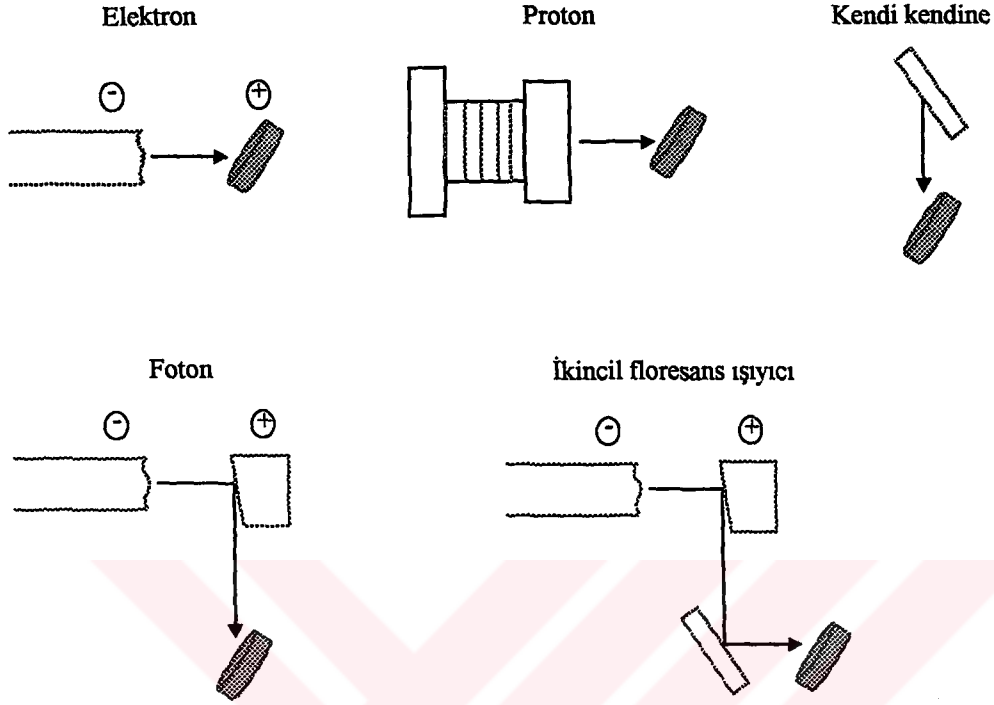
Şekil 10. L<sub>II</sub> alt tabakasına ait floresans verim, Coster-Kronig geçiş ihtimaliyeti ve Auger ihtimaliyetlerinin atom numarası ile değişimi

### 1.2.8. Atomun Uyarılması ve Radyoizotop Kaynaklar

x-ışını spektrumları atomun iç yörüngelerinde boşluklar meydana geldiğinde ortaya çıkar. x-ışını spektral-çizgi uyarması bu boşlukların yeteri kadar sayıda meydana gelmesine bağlıdır. Bu boşluklar ilke olarak beş yöntemle meydana getirilebilir.

- 1) Elektronlarla
- 2) Protonlar, döteronlar, α-parçacıkları ve iyonlarla
- 3) Kendi kendine uyarımayla
- 4) Fotonlarla
  - a) x-ışını fotonlarıyla
  - b) γ-ışını fotonları gönderilerek oluşturulan x-ışınlarıyla (γ-x)
  - c) Doğal radyoaktif olaylarla yayınlanan fotonlarla
  - d) Synchrotronla üretilen fotonlarla
- 5) İkincil floresans ışığıyla

Bu yöntemler Şekil 11'de gösterilmiştir.



Şekil 11. Karakteristik x-ışınlarını uyarmak için kaynaklar

x-ışını spektrometresiyle yapılan ilk çalışmaların hepsinde elektronlarla uyarma yöntemi kullanılmıştır. Klasik x-ışını floresans spektrometrelerinde elektronlarla uyarmanın ısı dağılması problemleri ve yüksek vakum altında çalışma sıkıntısından dolayı kullanışlı olmadığı görülmüştür.

Bugün en çok kullanılan uyarıcı, x-ışını foton kaynaklarıdır. Bu kaynak, birincil dalga boyu ayırımı ve birincil enerji ayırımı sistemlerde kullanılır. İkincil floresans ışığı tarzı, ikincil hedefli enerji ayırımı spektrometrelerde kullanılır.  $\gamma$  kaynağı radyoaktif bir izotopdur. x-ışını analizinde genellikle radyoizotop kaynak kullanılır. Bunlar önemli karakteristikleriyle Tablo 2'de verilmiştir. Radyoizotop kaynaklar iki tür radyasyon yayımlarlar. Bunlardan birincisi, yüksek enerjili  $\gamma$ -ışınları, ikincisi de karakteristik x-ışınlarıdır.

Radyoizotopların aktivitesi, radyoaktif atomların bozunması (parçalanması) ile orantılıdır. Bir kaynağın aktivitesi, saniyedeki bozunma sayısı olarak tanımlanır. Bu Bekerel olarak ta isimlendirilir. Bekerel (Bq) yerine SI birim sisteminde Curie (Ci) kullanılır. Bir Curie  $3,70.10^{10}$  Bq'dir. x-ışınları ve  $\gamma$ -ışınlarının her bir parçalanmadaki fotonların sayısı Tablo 2'de verilmiştir. Böylece temel olarak kaynaklar tarafından birim zamanda yayımlanan x-ışınlarının sayısı hesaplanabilir. Yayımlanan ışınların sayısı zamanla azalır. Bir radyoizotop atomun t süre sonundaki bozunanlarının sayısı;

$$N = N_0 e^{-0.693t / T_{1/2}} \quad (20)$$

eşitliği ile bulunur. Burada  $T_{1/2}$  radyoizotop için yarı ömürdür. Yarı ömür süresi sonunda kaynaktaki esas yayımlanmaların sayısı yarıya iner. Radyoizotop kaynak bir, iki yarı ömürlük süreden sonra genellikle yenilenir. Radyoizotop kaynakların fiziksel boyutları küçüktür.

Radyoizotopların emniyetli kullanımı için uluslar arası standartlar vardır. Bir çok ülkede sağlık bakanlığı veya atom enerjisi yetkilileri bu işi yürütmektedir. Her bir organizasyonun radyoaktif maddeleri kullanabilmek için bir lisansa sahip olması gerekir. Uluslararası Radyoloji Komisyonu insanın sağlıklı yaşayabilmesi için alabileceği yıllık radyasyon dozunu  $3,60.10^{15}$  Bq olarak belirlemiştir. Tablo 2'de her bir radyoizotop kaynağının bir metre uzaklıkta yayımladığı radyasyon doz oranları kaynakta ve havada hiç soğurulma olmamış kabul edilerek verilmiştir. Radyasyonun dozu kaynaktan uzaklaştıkça uzaklığın karesiyle ters orantılı olarak azalır. x-ışını ve  $\gamma$ -ışını aletsel kullanımında karşılaştırmalar yapılırken maksimum doz uygunluğu olmalıdır. Çünkü düşük verimli kaynaklar için işlem tekniklerine dikkat edilmesi ve ışınların kolimasyonu sonuçları önemli ölçüde etkiler (39).

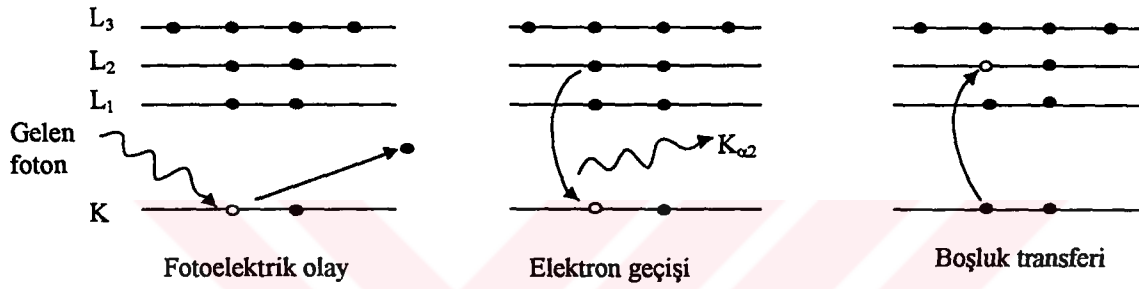
$\gamma$  kaynağı ve  $\gamma$ -x kaynağının her ikisi de portatif sistemlerde, toplam foton akışı küçük olmasına rağmen, düşük maliyette, kullanışlı hacimde vs. sebeplerle yaygınca kullanılmaktadır. Proton ve Synchrotron kaynağının her ikisi de klasik frenleme radyasyonu kaynağından daha iyi hassasiyet sunarlar.

Tablo 2. XRF, XRA ve XRS analizinde kullanılan radyoizotop kaynaklar ve özellikleri

Radyoizotop Kaynaklar	Yarı ömür (yıl)	x veya $\gamma$ -ışını enerjisi (keV)	Her bir parçalanmadaki foton sayısı	1 m.'de doz $\mu\text{Svh}^{-1}$	XRF,XRA XRS
$\text{Fe}^{55}$	2.7	Mn K x-ışınları (5.9-6.5)	0.28	-	XRF
$\text{Pu}^{238}$	88	U L x-ışınları (13-20)	0.13	-	XRF
$\text{Cm}^{244}$	17.8	Pu L x-ışınları (14-21)	0.08	-	XRF
$\text{Cd}^{109}$	1.3	Ag K x-ışınları (22,25) 88	1.07 0.04	-	XRF
$\text{I}^{125}$	0.16	35 Te K x-ışınları (27-32)	0.07 1.38	2.7	XRF
$\text{Am}^{241}$	433	59.5 26.3 Np L x-ışınları (20.3, 17.8, 13.9, 12.87)	0.36	3.6	XRF; XRA XRS
$\text{Gd}^{153}$	0.66	Eu K x-ışınları (41-48) 97 103	1.1 0.30 0.23	2.7	XRA
$\text{Co}^{57}$	0.74	122 136	0.86 0.11	24	XRF, XRA XRS
$\text{Ba}^{133}$	10.3	53.155 81 276 303 356 384	0.34 0.07 0.18 0.62 0.09	65	XRA, XRS
$\text{Cs}^{137}$	30.2	Cs K x-ışınları (35.4, 30.52) 662	0.85	83.7	

### 1.2.9. Tabakalar Arası Boşluk Transferi

Herhangi bir atom radyoaktif kaynak ile uyarıldığı zaman atomun iç tabakasındaki elektronlar bulunduğu tabakalardan ayrılarak yerinde boşluklar bırakır. Bu olay ışıklı veya ışısız ( Auger ) geçişler şeklinde sonuçlanabilir. Her iki tür bozunmada da atomun birinci iç tabakasından meydana gelen boşluklar kendisinden yüksek olan iç tabakalara veya bir dış tabakaya transfer edilirler. Dolayısıyla dış tabakalarda veya yüksek iç tabakalarda ilave boşluklar meydana gelir. Bu şekilde alt tabakalardan üst tabakalara olan boşluk transferi kademeli bir şekilde devam eder (32).



Şekil 12. K Tabakasından L Tabakasına Boşluk Transferi

K tabakasındaki boşlukların L tabakasının L<sub>II</sub> ve L<sub>III</sub> alt tabaka elektronları tarafından doldurulmasıyla K<sub>α1</sub> ve K<sub>α2</sub> x-ışınları yayımlanır. Bu olay sonucunda ise K tabakasındaki boşluklar L<sub>II</sub> ve L<sub>III</sub> alt tabakalarına transfer edilmiş olur. L<sub>I</sub> alt tabakasından K tabakasına geçişler yasak geçişler olduğundan ( $\Delta l = \pm 1$ ) K tabakasından L<sub>I</sub> alt tabakasına geçişleri de yasak geçişlerdir.

$I(K\alpha_2) / I(K\alpha_1)$  x-ışını şiddet oranları K x-ışınlarının yayımlanması esnasında L<sub>II</sub> ve L<sub>III</sub> alt tabakalarında üretilen boşlukların oranına eşittir.  $I(K\beta) / I(K\alpha)$  şiddet oranları K x-ışınlarının yayımlanması esnasında yüksek tabakalara (M,N,..) geçen boşlukların L tabakasına geçen boşlukların sayısının oranına eşittir.

K tabakasındaki boşlukların L tabakasındaki elektronlar tarafından ışısız geçişle doldurulması iki şekilde incelenir.

- K-L<sub>I</sub> geçişleri; bu geçişlerde L iç tabakasının bir elektronu K tabakasından boşluğu doldururken yayımlanan karakteristik x-ışını yine bir L tabakasındaki bir



elektronu koparır. ( $L_{III}$ 'den elektron K'daki boşluğu doldururken yayımlanan karakteristik x-ışını  $L_{II}$ 'den bir elektron koparır)

- b) K-LX ( X = M, N,...) geçişleri; bu geçişlerde dış tabaka elektronları aniden dışarı atılır. Her iki durumda da atom iki kere iyonize edilmiş olur ki sadece birinci durumda her iki boşlukta L tabakasına geçer.

K tabakasındaki boşlukların  $L_i$  alt tabakası elektronları tarafından doldurulmasıyla  $L_i$  alt tabakasına boşlukların geçme ihtimaliyeti  $\eta_{KL_i}$ , K tabakasından  $L_i$  alt tabakasına ışımalı ve ışımasız olarak geçen boşlukların geçme ihtimaliyetlerinin toplamıdır.

$$\eta_{KL_i} = \eta_{KL_i}(R) + \eta_{KL_i}(A) \quad (21)$$

Burada  $\eta_{KL_i}(R)$  ışımalı geçiş ihtimaliyetlerini,  $\eta_{KL_i}(A)$  ise Auger geçiş ihtimaliyetlerini göstermektedir. Işımalı geçiş ihtimaliyetleri

$$\eta_{KL_1}(R) = \frac{\Gamma_R(KL_1)}{\Gamma(K)} \quad (22)$$

$$\eta_{KL_2}(R) = \frac{\Gamma_R(KL_2)}{\Gamma(K)} \quad (23)$$

$$\eta_{KL_3}(R) = \frac{\Gamma_R(KL_3)}{\Gamma(K)} \quad (24)$$

$$\eta_{KL} = \frac{\Gamma_R(KL)}{\Gamma(K)} \quad (25)$$

bağıntılarıyla verilmektedir (31). Bu bağıntılardaki  $\Gamma_R(KX_i)$ , K tabakasından  $X_i$  tabakasına ışımalı kısmi genişliğini ve  $\Gamma_R(K)$  ise K tabakasının toplam seviye genişliğini göstermektedir.  $\eta_{KL_1}(R)$  değeri, K tabakasından  $L_1$  alt tabakasına olan yasak geçişler

olduğu için sıfıra eşit alınabilir.  $\Gamma_R$  (KX) ve  $\Gamma$  (K) değerleri Scofield'in (40) tablosundan alınmıştır.

Işımasız geçiş ihtimaliyetleri ise,

$$\eta_{KL1} (A) = \frac{1}{\Gamma(K)} [\Gamma_R(KL_1) + 2\Gamma_A(KL_1L_1) + \Gamma_A(KL_1L_2) + \Gamma_A(KL_1L_3) + \Gamma_A(KL_1X)] \quad (26)$$

$$\eta_{KL2} (A) = \frac{1}{\Gamma(K)} [\Gamma_R(KL_2) + 2\Gamma_A(KL_2L_2) + \Gamma_A(KL_1L_2) + \Gamma_A(KL_2L_3) + \Gamma_A(KL_2X)] \quad (27)$$

$$\eta_{KL3} (A) = \frac{1}{\Gamma(K)} [\Gamma_R(KL_3) + 2\Gamma_A(KL_3L_3) + \Gamma_A(KL_2L_3) + \Gamma_A(KL_1L_3) + \Gamma_A(KL_3X)] \quad (28)$$

(X=M,N,O,...)

$$\eta_{KL} = \sum_i \eta_{KLi} \quad (29)$$

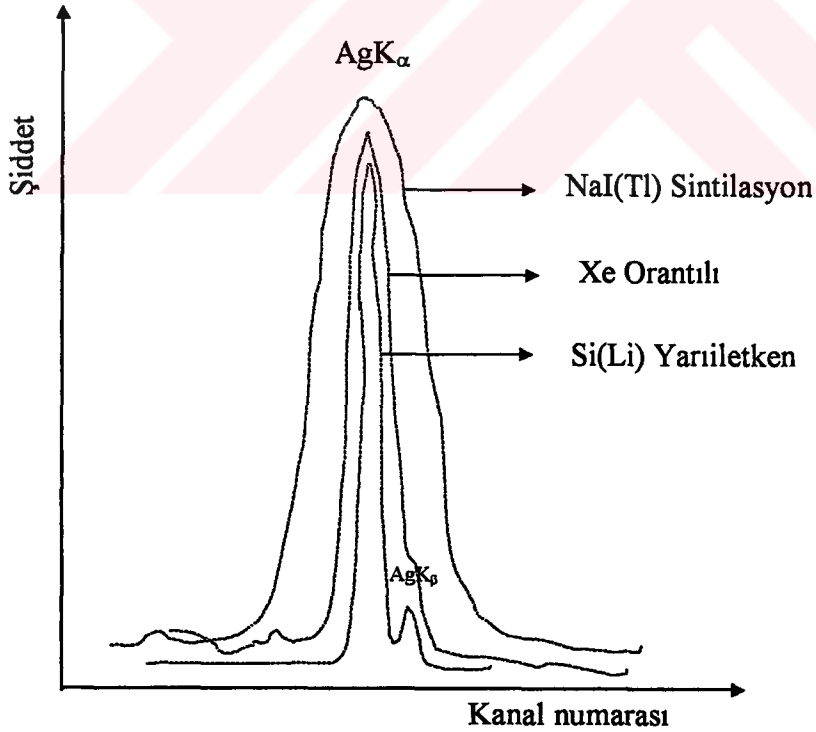
bağıntısıyla verilmektedir. Burada  $\Gamma_R$  ve  $\Gamma_A$  sırasıyla ışımalı ve ışımasız (Auger) geçiş hızlarını, parantez içindeki terimler, tabakalar arasındaki boşluk geçişini ve  $\Gamma$  ise toplam tabaka genişliğini göstermektedir. Teorik hesaplamalarda K tabakası ışımalı geçiş hızları Scofield'in tablosundan (40), ışımasız (Auger) geçiş hızları ise Chen ve arkadaşlarının (41) tablosundan alınmıştır.

## 2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

### 2.1. Sayma Sistemi ve Deney Geometrisi

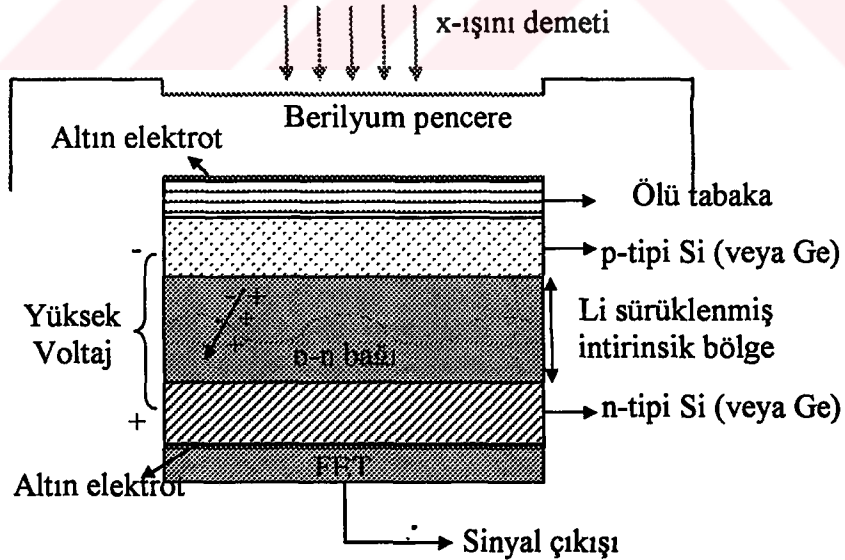
#### 2.1.1. Yarıiletken Dedektörler ve Sayma Sistemleri

x-ışınlarının sayılması bir çok araştırma alanları için önemlidir ve bu ışınların sayılmasında farklı sayaçlar kullanılmaktadır. Yüksek ayırma gücüne sahip olmaları, kararlı olmaları ve düşük gerilime ihtiyaç duymaları gibi bir çok avantajlarından dolayı Si(Li) ve Ge(Li) yarıiletken sayaçları x-ışınlarının sayılmasında oldukça yaygın bir şekilde kullanılmaktadır. Bu çalışmada, incelenen elementlerin karakteristik x-ışınlarına ait spektrumlar Si(Li) yarıiletken sayacı ve buna bağlı elektronik sistem kullanılarak elde edilmiştir. Şekil 13'de ayırma gücü en yüksek olan sayaçların yarıiletken sayaçlar olduğu görülmektedir.



Şekil 13. Bazı sayaçların ayırma güçleri

x-ışını şiddet ölçümlerinde en önemli gelişmelerden birini Lityum sürüklenmiş katihal sayaçlarının yapılması teşkil eder. Lityum sürüklenmiş katihal sayacı pozitif ve negatif (p-tipi ve n-tipi) bölgeleri arasında intrinsik (i-tipi) bölgesine sahip bir kristalden ibarettir. Dolayısıyla böyle bir sayaç p-i-n tipi bir diyottur. Sürüklenme bölgesi p-tipi silisyuma (veya germanyuma) uygun şartlar altında lityum sürüklenerek elde edilmiştir. 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 bir faktör olan geometrik verimlilik, sayaç alanı arttıkça artar. Kullandığımız sayacın aktif alanı  $30 \text{ mm}^2$  ve kalınlığı  $3 \text{ mm}$ 'dir. Elektrotlar, lityum sürüklenmesiyle elde edilmiş silisyum yüzeyine yaklaşık  $200 \text{ \AA}$  kalınlığında altın buharlaştırılmasıyla elde edilir. Sayaç, en uygun ayırma gücü elde etmek ve gürültüyü azaltmak için sıvı azot sıcaklığında ( $-196 \text{ }^\circ\text{C}$ ) tutulmalıdır. Bunun için sayaç,  $30 \text{ lt}$  sıvı azot alabilecek bir devara yerleştirilmiştir. Sayaç, dış ortamdan gelebilecek yüzey kirlenmesini önlemek için  $30 \text{ }\mu\text{m}$  kalınlığında berilyum pencere ile koruma altına alınmıştır. E enerjili bir foton sayacın aktif bölgesine düştüğünde silisyum atomlarını iyonlaştırır. Foton, enerjisinin tamamını fotoelektronlara verir. Fotoelektron, enerjisi bitinceye kadar yolu boyunca elektron-boşluk çifti meydana getirerek sayaç içinde hareket eder. Şekil 14'de hole hareketi ve dedektörün şematik gösterimi görülmektedir.



Şekil 14. Yarıiletken dedektörün şematik gösterimi.

Si(Li) sayacına yaklaşık olarak 600 voltluk ters besleme potansiyeli uygulanır. Meydana gelen elektrik alan, fotonların oluşturduğu elektron-boşluk çiftlerini toplar. Ters beslenmeden dolayı elektronlar n-tipi bölgeye, boşluklar ise p-tipi bölgeye yönelirler.

P-tipi ve n-tipi bölgelerde elektrik alan vasıtasıyla toplanan yükler, akım pulsundan potansiyel pulsuna dönüştürülür. Deney düzeneğinde kullanılan elektronik sistem vasıtasıyla potansiyel pulsu, puls yükseklik analizöründe enerjisine karşılık gelen kanala yerleştirilir.

### 2.1.2. Numunelerin Hazırlanması

Bu çalışmada incelediğimiz numuneleri toz olarak laboratuvar imkanları içerisinde temin ettik. Bu toz numuneler havanda dövüldükten sonra 400 mesh'lik elekten geçirilerek en küçük parçacık büyüklüğünü elde etmek ve soğurma etkisini en aza indirmek amacı ile elenmişlerdir. Daha sonra toz numuneler mylar film üzerine 13 mm çapında bir alana mümkün olduğunca homojen olarak dağıtılmak suretiyle hazırlanmışlardır. Bu numunelerin kütleleri,  $10^{-4}$  hassasiyete sahip Sartorius Bp 110 s terazisi kullanılarak tartılmıştır. Deneyde kullanılan numuneler ve özellikleri Tablo 3 ve Tablo 4'de verilmiştir.

Tablo 3.  $I_0Ge$ 'nin hesaplanmasında kullanılan numuneler ve özellikleri

Kimyasal Formülü	Şekli	Saflığı (%)
$Ca_3(PO_4)_2$	Toz	99.50
$V_2O_3$	Toz	99.00
Co	Toz	99.00
$CuO_2$	Toz	99.00
$Y_2O_3$	Toz	99.99
Mo	Toz	99.90
Cd	Toz	99.90
Te	Toz	99.80
$BaCO_3$	Toz	99.00
$Nd_2O_3$	Toz	99.00
$Tb_4O_7$	Toz	99.00

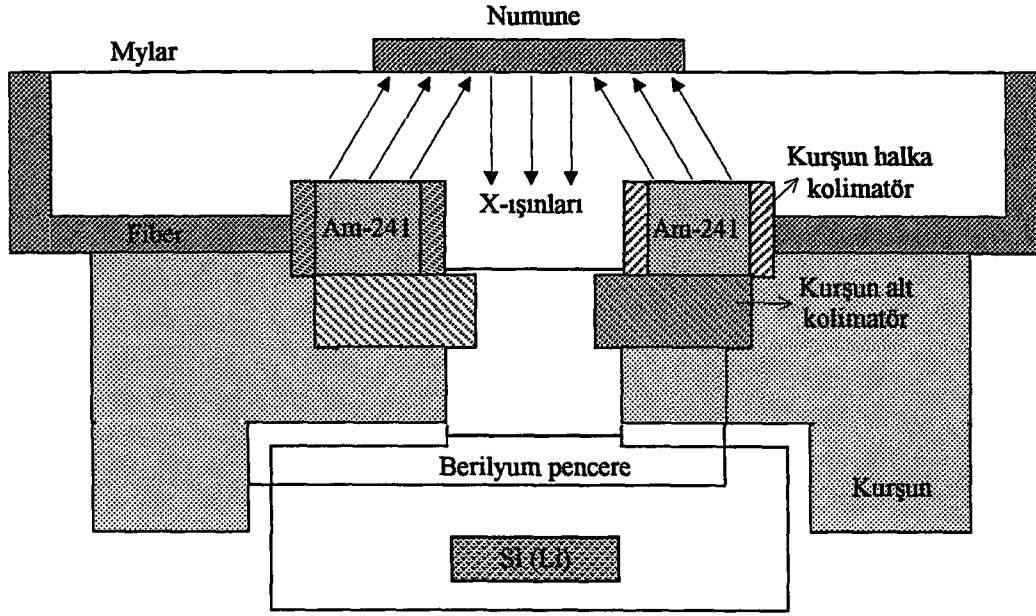
Tablo 4. Boşluk geçişi ihtimaliyetinin hesaplanmasında kullanılan numuneler ve özellikleri

Kimyasal Formülü	Şekli	Saflığı (%)
Te	Toz	99.8
BaCO <sub>3</sub>	Toz	99.0
La <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Toz	99.0
CeO <sub>2</sub>	Toz	99.9
Pr <sub>3</sub> O <sub>4</sub>	Toz	99.0
Nd <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Toz	99.9
Sm <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Toz	99.0
Eu <sub>3</sub> O <sub>3</sub>	Toz	99.9
Gd <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Toz	99.9
Tb <sub>4</sub> O <sub>7</sub>	Toz	99.9
Dy <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Toz	99.0
Ho <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Toz	99.9
Er <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Toz	99.9

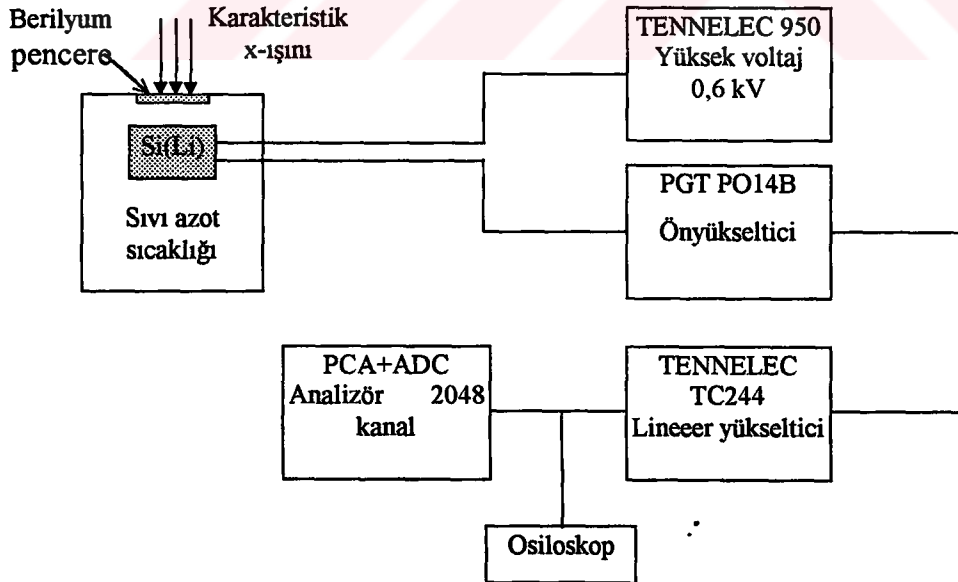
### 2.1.3. Deney Geometrisi ve Karakteristik x-ışınlarının sayılması

Uyarma ve sayma bakımından karakteristik x-ışınlarının şiddetlerini etkileyen faktörlerden birisi deney geometrisidir. Numuneler deneye hazır hale getirildikten sonra 50 mCi şiddetindeki filtre edilmiş Am-241 radyoizotop halka kaynağından çıkan 59.5 keV'lik  $\gamma$ -ışınlarıyla uyarılmışlardır. Numuneler 1000 saniyelik gerçek sayma zamanı süresince sayıldılar.

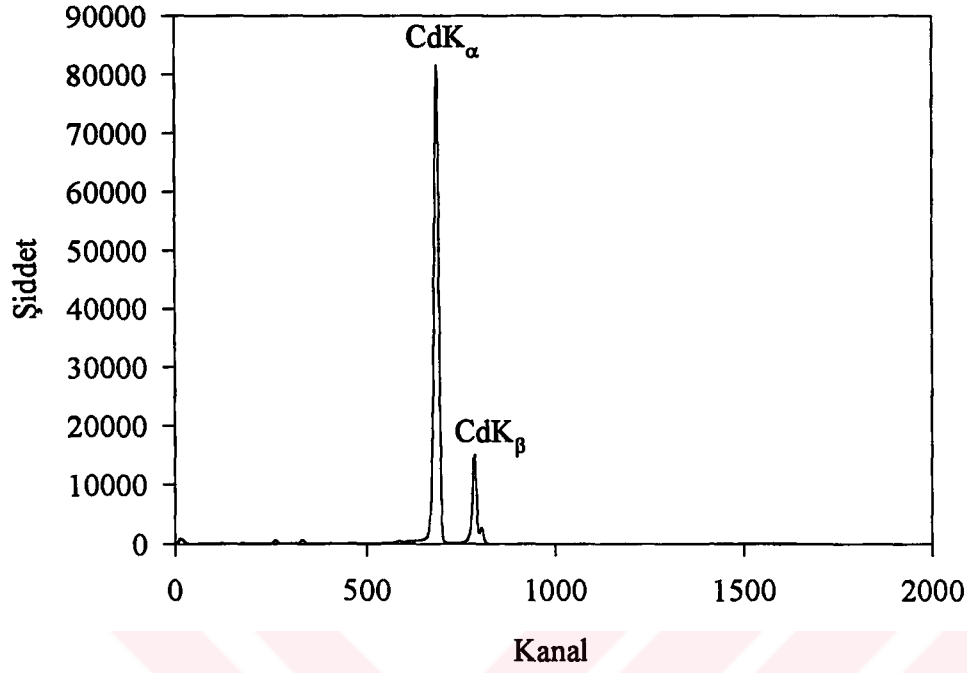
Karakteristik x-ışınlarının sayılmasında, yarı maksimumdaki tam genişliği (rezolüsyonu) 5.89 keV'de 147 eV olan Si(Li) dedektörü kullanıldı (Şekil 15). Ölçümlerin alındığı x-ışınları floresans sisteminin blok diyagramı Şekil 16'da ve genel görünüşü Şekil 17'de verilmektedir. Sayılan x-ışınlarından elde edilen spektrumlar Şekil 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24 ve 25'de verilmiştir.



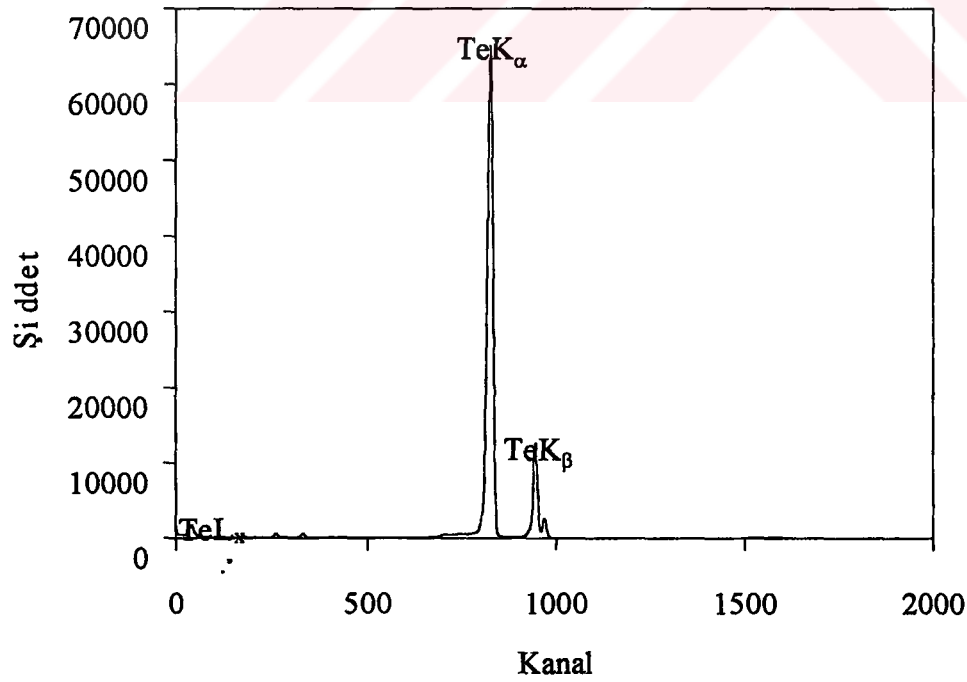
Şekil 15. x-ışınları floresans (EDXRF) ölçümleri için deney geometrisi.



Şekil 16. x-ışınları floresans ölçüm sisteminin blok diyagramı



Şekil 19. Cd elementinin K x-ışını spektrumları

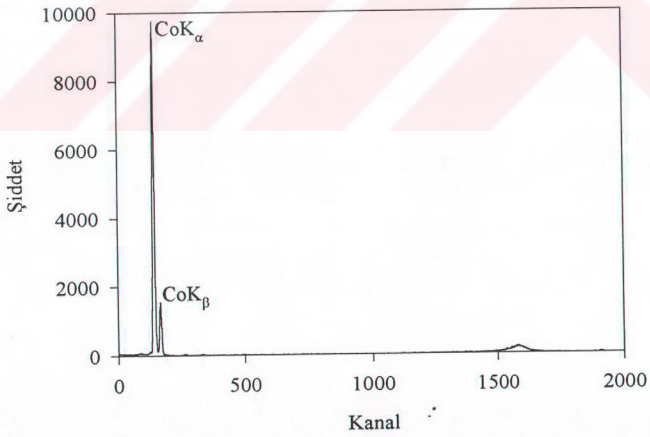


Şekil 20. Te elementinin K ve L x-ışını spektrumları

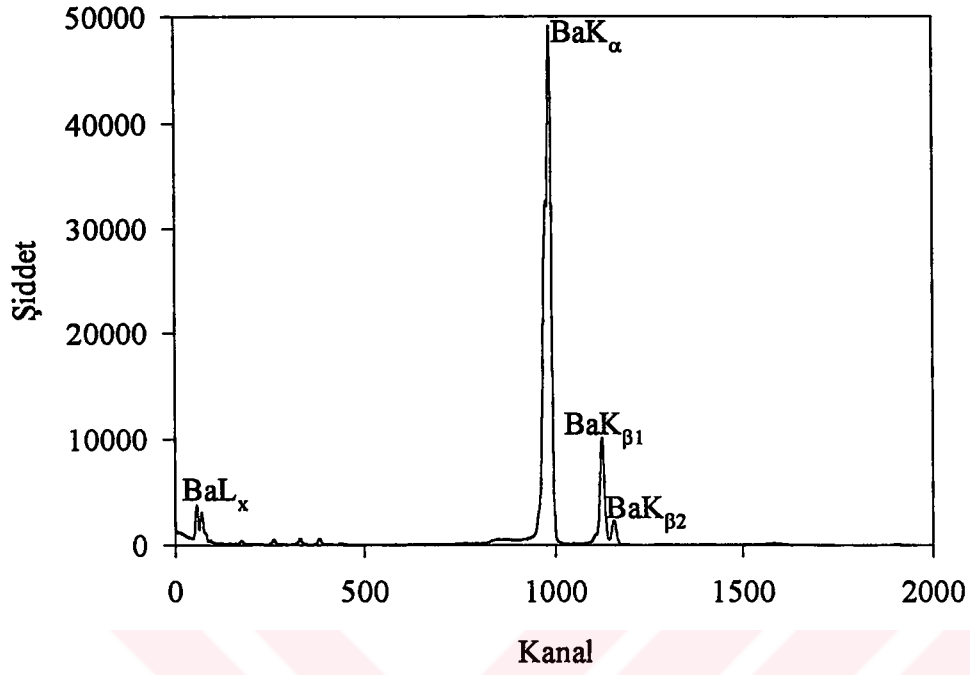




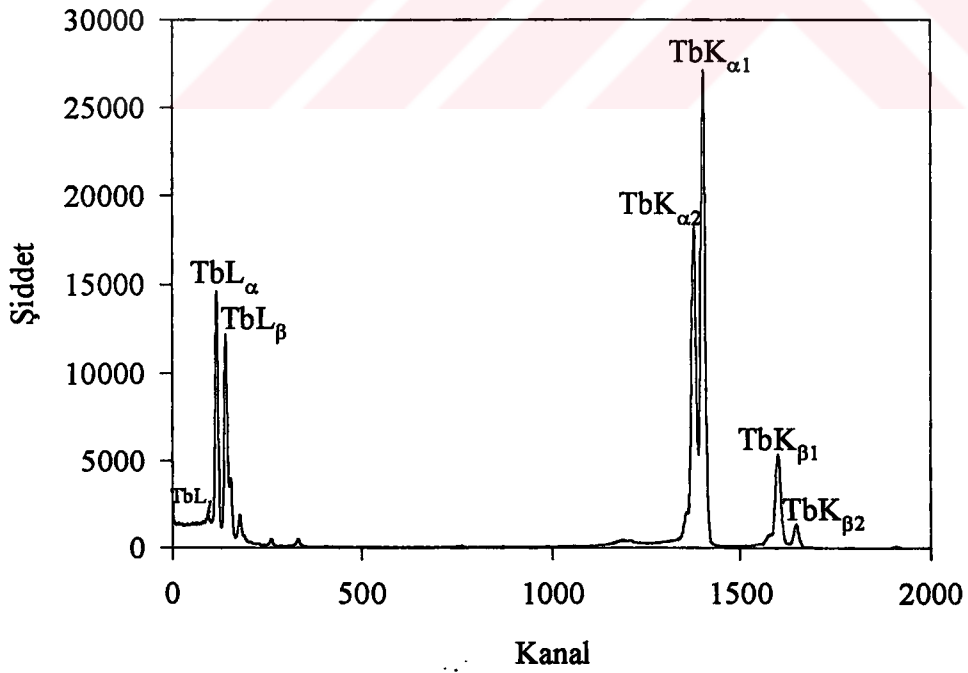
Şekil 17. x-ışınları floresans sisteminin genel görünüşü



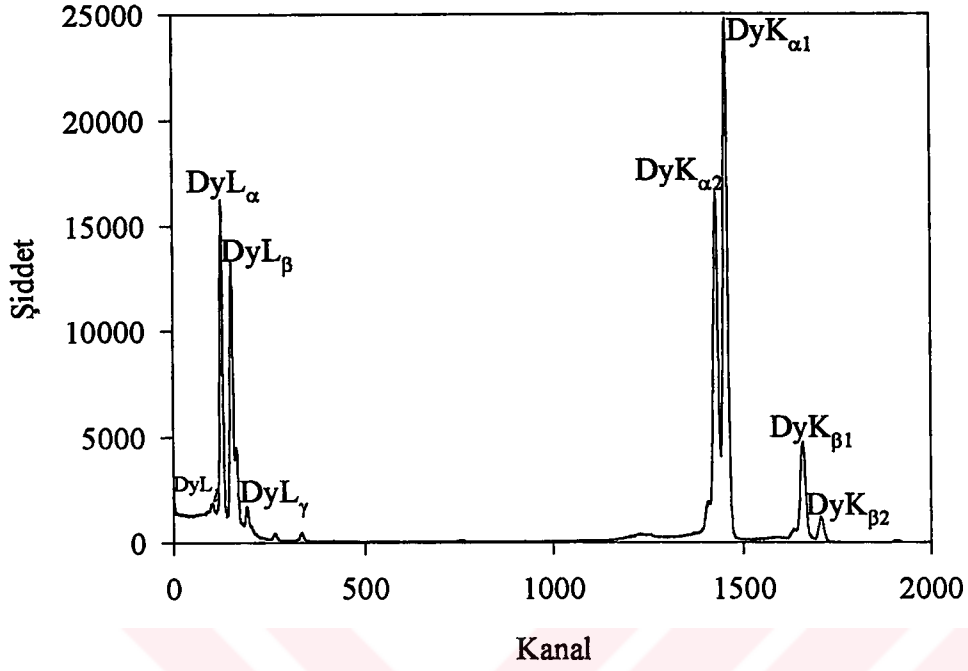
Şekil 18. Co elementinin K x-ışını spektrumları



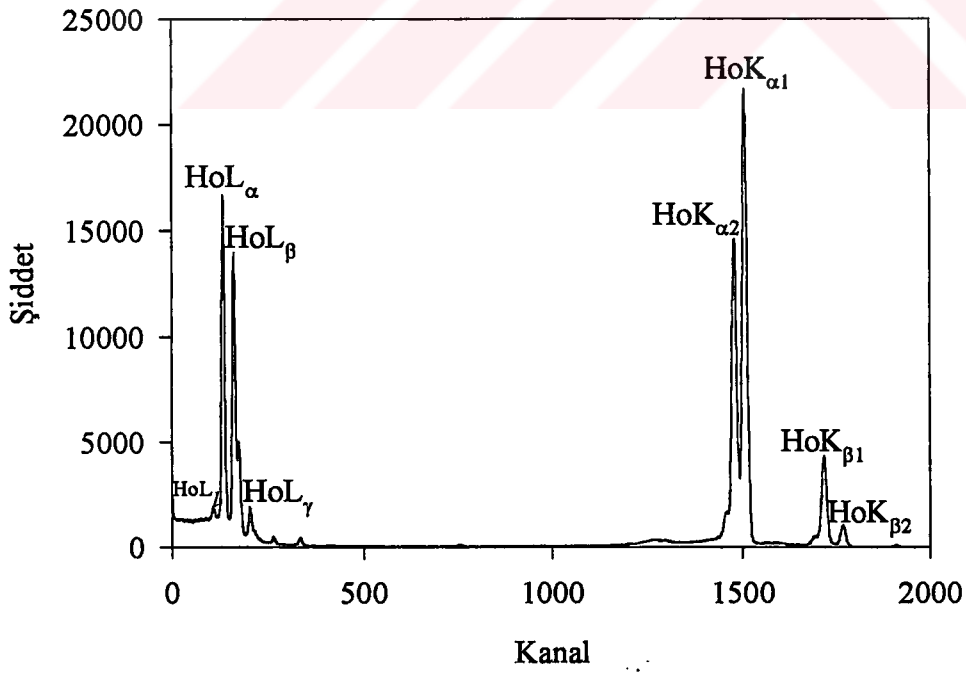
Şekil 21. Ba elementinin K ve L x-ışını spektrumları



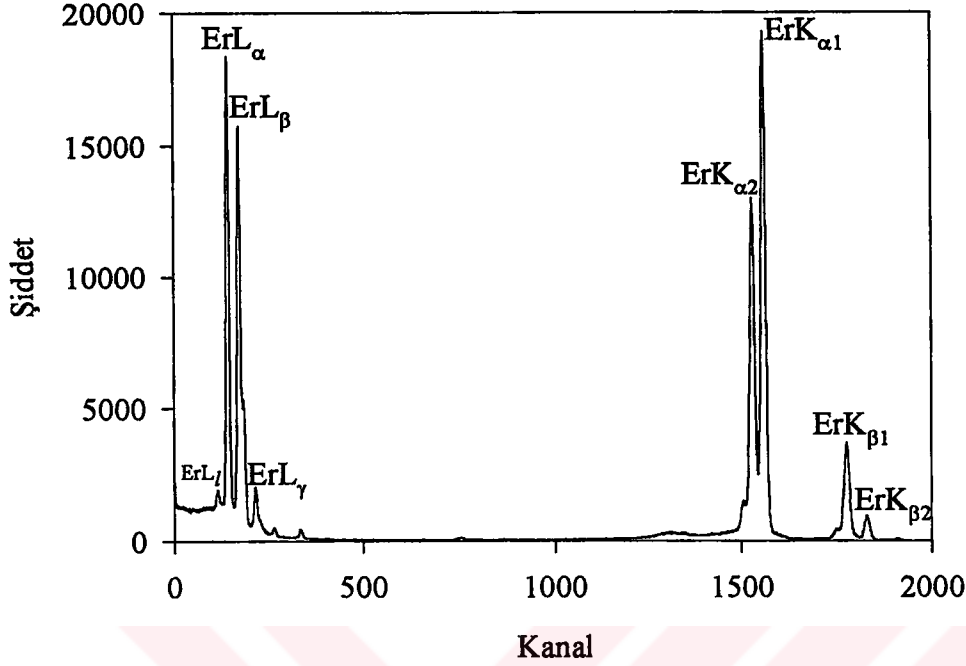
Şekil 22. Tb elementinin K ve L x-ışını spektrumları



Şekil 23. Dy elementinin K ve L x-ışını spektrumları



Şekil 24. Ho elementinin K ve L x-ışını spektrumları



Şekil 25. Er elementinin K ve L x-ışını spektrumları

## 2.2. Dedektör Verimi ve Verimlilik Eğrisinin Tayini

Kantitatif çalışmalarda sayaç veriminin bilinmesi gerekir. Sayaç verimi, sayaçta sayılabilir büyüklükte puls üreten fotonların sayısının, sayaca gelen fotonların sayısına oranı yada sayaçta sayılabilir büyüklükte puls üreten fotonların yüzdesi olarak tanımlanır. Sayacın verimliliğinin tayini için kalibre edilmiş kaynaklara ihtiyaç vardır. Bu kaynakların bozunmalarında foton yayımlama ihtimali değerleri bilinmelidir. Sayaç verimliliğini etkileyen faktörleri şu şekilde sıralayabiliriz;

- Kolimatör faktörü
- Sayaç maddesi
- Sayacın hassas bölgesi
- İmalat faktörü
- Kıyılardan kaçmalar

x-ışını spektroskopik çalışmalarında, dedektör verimliliğinin bilinmesi ve verimlilik eğrisinin belirlenmesi gerekmektedir. Si(Li) sayacının verimlilik eğrisinin tayini yapılırken aşağıdaki sınıflandırma yapılabilir (42).

- a) Mutlak verimlilik: Sayaçta sayılan fotonların, radyoizotop kaynak tarafından tüm doğrultularda yayımlanan fotonlara oranıdır ve kaynak sayaç uzaklığına bağlıdır.
- b) İntirinsik verimlilik: Sayacın intirinsik bölgesinde sayılan fotonların, bu bölgeye gelen fotonların sayısına oranıdır.
- c) Bağlı verimlilik: Herhangi bir enerjideki sayaç verimliliğinin diğer enerjilerdeki sayaç verimliliğine oranı olarak tanımlanır.
- d) Fotopik (Sayma) verimliliği: Sayaçta, ilgili enerjide sayılabilir büyüklükte puls meydana gelme ihtimaliyetidir.
- e) Radyal verimlilik: Herhangi bir enerjide sayaç verimliliğinin sayaç yarıçapına bağlı olarak değişimini ifade eder.

Enerjisi E olan bir foton için yarıiletken dedektörün sayma verimi

$$\varepsilon_E = \varepsilon_R \cdot G(E) \quad (30)$$

ile verilir. Burada  $G(E)$ , geometri faktörüdür.  $\varepsilon_R$  ise (bağlı) sayma verimidir ve gerçek verim ile çeşitli düzeltme faktörlerinin çarpımı olarak,

$$\varepsilon_R = \varepsilon_A \cdot f_a \cdot f_{Au} \cdot f_d \cdot f_e \cdot f_c \cdot \varepsilon_s \quad (31)$$

şeklinde verilir. Burada  $\varepsilon_A$  tüm yükün toplanmış olduğu kabul edilen dedektörün hassas hacminin intirinsik verimidir. Ayrıca  $f_a$  dedektör yüzeyinin dışında bulunan maddelerdeki soğurma için düzeltme faktörü,  $f_{Au}$  altın elektrotlardaki soğurma için düzeltme faktörü,  $f_d$  altın ve hassas hacim arasında bulunan ölü tabakadaki soğurma için düzeltme faktörü,  $f_c$  kolimasyon etkileri için düzeltme faktörü ve  $f_e$  de hassas hacimden kaçan silisyuma ait karakteristik x-ışınları için düzeltme faktörüdür.  $\varepsilon_s$  ise toplam yük toplanmasının verimidir.

Bir dedektörün bir enerjideki verimi, dedektörden sabit bir uzaklıkta bulunan standart kaynaktan birim zamanda dedektöre gelen ve sayılan fotonların sayısını bilmekle tayin edilebilir. Bu şekilde elde edilen verim bütün geometri ve soğurma faktörlerini içine almaktadır.

$$\varepsilon_E = \frac{C_E}{(N_E \cdot D)} \quad (32)$$

Burada  $C_E$ , E enerjisinde birim zamanda kaynaktan gelip dedektörde sayılan fotonların sayısı,  $N_E$  ise kaynakta bozunma başına E enerjisinde yayımlanmış fotonların kesri (yayımlanma ihtimali) ve  $D$ , standart kaynağın parçalanma hızıdır (43).

### 2.3. $I_0G\epsilon$ 'nin Tayini

Sayılan karakteristik x-ışını şiddeti, ilgili elementin tesir kesitine, uyarıcı radyasyonun şiddetine, elementin miktarına, geometrik faktöre, numune ve hava içersindeki soğurma faktörüne ve x-ışınlarının sayıldığı sayacın verimliliğine bağlıdır. Buna göre,

$$N = I_0.G.\epsilon.m_i.\beta.\sigma \quad (33)$$

yazılabilir. Burada  $N$ , birim zamanda ölçülen karakteristik x-ışınlarının şiddeti,  $I_0$  numuneye birim zamanda gelen foton şiddeti (uyarıcı radyasyon şiddeti),  $G$  kaynak-numune ve numune-dedektör kompozisyonuna bağlı geometrik faktör,  $\epsilon$  x-ışınları enerjisindeki sayaç verimi,  $m_i$  birim alana düşen madde miktarı,  $\beta$  soğurma düzeltmesi faktörü ve  $\sigma$  fotoelektrik tesir kesitidir.

Bu çalışmamızda  $I_0G\epsilon$  değeri Am-241 halka kaynağı için Ca, V, Co, Cu, Y, Mo, Cd, Te, Ba, Nd, ve Tb elementlerinin uyarılması sonucu elde edilen bu elementlere ait K x-ışınları yardımıyla (34) bağıntısından ölçülmüştür. Deney süresince  $I_0G$  faktörünü sabit tutmak için geometri değiştirilmemiştir.  $I_0G\epsilon_K$  değerinin tayininde

$$I_0G\epsilon_{K_i} = \frac{N_{K_i}}{\beta_{K_i}.m_i.\sigma_{K_i}} \quad (34)$$

ifadesinden faydalanılmıştır (44). Bu ifadede  $i$ ,  $\alpha$  ve  $\beta$ 'ya karşılık gelmektedir.

$\sigma_{K_i}$  tesir kesiti ise,

$$\sigma_{K_i} = \sigma_K . \omega_K . f_{K_i} \quad (35)$$

bağıntısına göre teorik olarak hesaplanmıştır. Burada  $\sigma_{Ki}$ , K tabakasına ait fotoelektrik tesir kesiti olup Scofield'in tablosundan (40) alınmıştır.  $\omega_{Ki}$ , K tabakası için floresans verim olup Krause'nin tablosundan (45) ve  $f_{Ki}$  ( $i=\alpha, \beta$ ) ise K tabakasından yayımlanan  $K_\alpha$  veya  $K_\beta$  x-ışını ihtimaliyeti olup Broll'un makalesinden alınmıştır (46).

$I_0G\epsilon$  faktörü aşağıdaki denklem kullanılarak enerjinin bir fonksiyonu olacak şekilde deneysel verilere uygun hale getirildi.

$$I_0G\epsilon = A_0 + A_1 E_x + A_2 E_x^2 + A_3 E_x^3 + A_4 E_x^4 \quad (36)$$

Burada  $E_x$ ;  $K_\alpha$  ve  $K_\beta$  x-ışınlarının enerjisidir,  $A_0, A_1, A_2, A_3, A_4$  ise sabit değerlerdir.

Bulunan  $I_0G\epsilon$  değerleri Am-241 radyoizotop kaynağı için ortalama karakteristik ( $K_\alpha$  ve  $K_\beta$ ) x-ışını enerjilerine karşı grafik edilmiş ve Şekil 26'da gösterilmiştir. Denklem (36) katsayıları 59.5 keV uyarma enerjisi için Ek-1 Tablo 1'de verilmiştir.

$\beta$  soğurma düzeltmesi faktörü olup Bölüm 2.4.'de izah edilmiştir.  $m_i$  ise numune içindeki analitik madde miktarı olup,

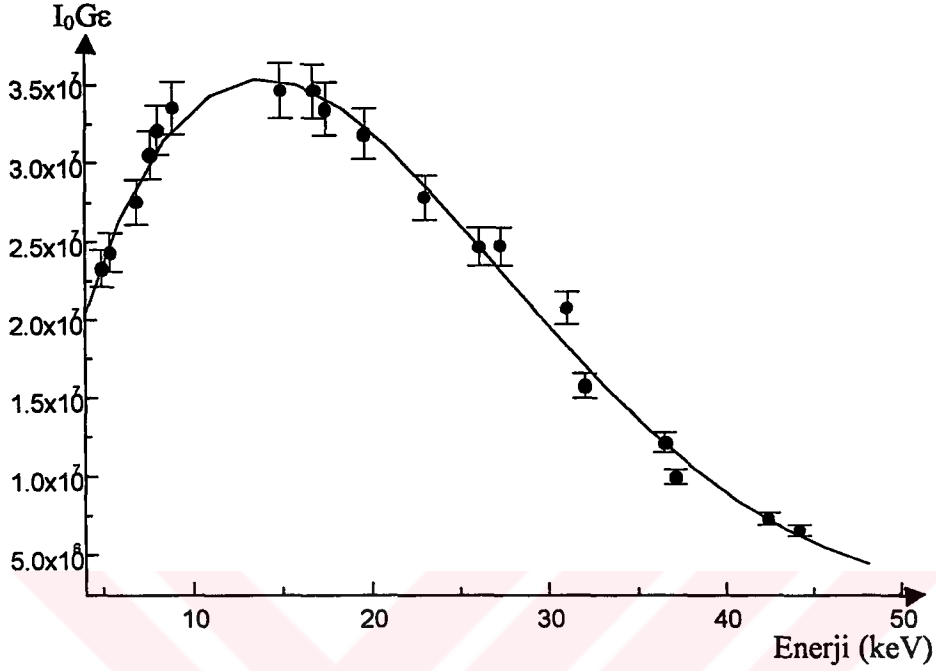
$$m_i = m \cdot w_i \quad (37)$$

bağıntısından hesaplanmıştır. Burada  $m$ , numunenin toplam kütlesini,  $w_i$  ise analitin konsantrasyonunu göstermektedir.

#### 2.4. Soğurma Düzeltmesi Faktörünün Hesabı

Karakteristik x-ışınları meydana geldikten sonra numune içinden geçerken numune atomları tarafından soğurulmaktadır. Dolayısıyla ölçülen x-ışını şiddeti yayımlanan x-ışını şiddetinden farklı olacaktır. Yayımlanan x-ışını şiddeti  $N_{yay}$ . ve ölçülen x-ışını şiddeti  $N_{ölç}$ . olmak üzere,

$$N_{ölç} = N_{yay} \cdot \beta \quad (38)$$



Şekil 26. 59.5 keV için  $I_0 G \epsilon$ 'nin enerji ile değişimi.

olmaktadır. Buradaki  $\beta$ , enerjiye, numune atomlarına, x-ışınlarının numuneye geliş ve çıkış açlarına ve numune kalınlığına bağlı olmak üzere soğurma faktörüdür. O halde numuneden yayımlanan karakteristik x-ışınlarını bulmak için ölçülen x-ışını şiddeti  $\beta$  faktörüne bölünmelidir. Bu yüzden  $\beta'$  ya soğurma düzeltmesi faktörü de denir.  $\beta$  faktörü;

$$\beta(E) = \frac{1 - e^{-x\rho D}}{x\rho D} \quad (39)$$

olarak verilmektedir (47). Burada

$$x = \frac{\mu_p}{\sin \theta_1} + \frac{\mu_e}{\sin \theta_2} \quad (40)$$

ile verilir. Burada,  $\mu_p$  primer foton enerjisi için toplam kütle soğurma katsayısı,  $\theta_1$  ve  $\theta_2$  sırasıyla gelen ve yayımlanan x-ışınlarının numune yüzeyi ile yaptıkları ortalama açılarıdır.



$\rho D$  ise birim alan başına düşen madde miktarıdır. E enerjisindeki toplam kütle soğurma katsayısı  $\mu_E$  ise,

$$\mu_E = \sum w_i \mu_{Ei} \quad (41)$$

bağıntısı ile verilmektedir. Bu ifadede  $w_i$ , i. elementin konsantrasyonu,  $\mu_{Ei}$  ise i. elementin E enerjisindeki kütle soğurma katsayısıdır.

Bu çalışmamızda geliş açıları sürekli sabit tutulmuştur ve Am-241 radyoizotop kaynağı için  $45^\circ$  alınmıştır. Numuneden çıkan x-ışınlarının numune yüzeyi ile yaptığı açı aynı kaynak için  $90^\circ$  alınmıştır.

Storm ve Israel'in tablolarından (48) faydalanılarak ilgili enerjideki kütle soğurma katsayıları (41) bağıntısına göre hesaplanmıştır. Hesaplanan kütle soğurma katsayıları ve açılar (40) bağıntısında yerine konularak x değerleri hesaplanmıştır. x ve bulunan  $\rho D$  değerleri (39) denkleminde yerine konularak soğurma düzeltmesi faktörleri hesaplanmıştır.  $\rho D$  numune kalınlığı olup tartılan numune miktarının, numune alanına bölünmesiyle bulunmuştur. Hesaplanan sonuçlar Tablo 7 ve Tablo 10'da verilmiştir.

## 2.5. K tabakasından L tabakasına boşluk geçişi ihtimaliyetinin hesabı

K tabakasından L tabakasına boşluk geçişi ihtimaliyeti ilk kez bizim tarafımızdan kullanılan ve geliştirilen aşağıdaki bağıntıdan elde edilmiştir.

$$\eta_{KL} = \frac{I_{Lx}}{I_{K\alpha}} \cdot \frac{\omega_K \cdot f_{K\alpha}}{\omega_L} - \frac{\sigma_L}{\sigma_K} \quad (42)$$

Burada,  $\sigma_K$  ve  $\sigma_L$  K ve L tabakasının 59.5 keV deki fotoelektrik tesir kesiti,  $\omega_K$  ve  $\omega_L$  K ve L tabakalarının floresans verim değerleri,  $f_{K\alpha}$  ise  $K\alpha$  x-ışını meydana gelme ihtimaliyetidir ve

$$f_{K\alpha} = \left(1 + \frac{K\beta}{K\alpha}\right)^{-1} \quad (43)$$

bağıntısı ile bulunur.  $\sigma_K$  ve  $\sigma_L$ , Scofield (40),  $\omega_K$ , Krause (45),  $\omega_L$ , Hubbell (49) ve  $K_\alpha/K_\beta$  ise Scofield'den (50) alınmıştır.  $I_{Lx}/I_{K\alpha}$  ise aşağıdaki bağıntılar yardımıyla deneysel olarak elde edilmiştir.

$$\frac{I_{Lx}}{I_{K\alpha}} = \frac{N_{Lx}}{N_{K\alpha}} \cdot \frac{\beta_{K\alpha}}{\beta_{Lx}} \cdot \frac{\varepsilon_{K\alpha}}{\varepsilon_{Lx}} \quad (44)$$

$$\frac{I_{Lx}}{I_{K\alpha}} = \frac{N_{Ll}}{N_{K\alpha}} \cdot \frac{\varepsilon_{K\alpha}}{\varepsilon_{Li}} \cdot \frac{\beta_{K\alpha}}{\beta_{Li}} + \frac{N_{La}}{N_{K\alpha}} \cdot \frac{\varepsilon_{K\alpha}}{\varepsilon_{La}} \cdot \frac{\beta_{K\alpha}}{\beta_{La}} + \frac{N_{L\beta}}{N_{K\alpha}} \cdot \frac{\varepsilon_{K\alpha}}{\varepsilon_{L\beta}} \cdot \frac{\beta_{K\alpha}}{\beta_{L\beta}} + \frac{N_{L\gamma}}{N_{K\alpha}} \cdot \frac{\varepsilon_{K\alpha}}{\varepsilon_{L\gamma}} \cdot \frac{\beta_{K\alpha}}{\beta_{L\gamma}} \quad (45)$$

Ayrılmayan L x-ışını pikleri için (44) bağıntısı, ayrılabilen L x-ışını pikleri için de (45) bağıntısı kullanılmıştır.

Burada  $Nx_i$  ( $x = K, L$  ve  $i = \alpha, \beta, \gamma, l$ ) dedektörden ölçülmüş,  $\beta x_i$  ( $x = K, L$  ve  $i = \alpha, \beta, \gamma, l$ ) (39) bağıntısından hesaplanmış,  $\varepsilon_{K\alpha}/\varepsilon_{Li}$  ( $i = \alpha, \beta, \gamma, l$ ) ise  $I_0G\varepsilon$ 'nin enerjinin bir fonksiyonu şeklindeki denkleminde (36) ilgili enerji yerine konularak ve taraf tarafa bölünerek elde edilmiştir.

### 3. BULGULAR ve TARTIŞMA

Dedektör verimi deney geometrisi ile değişir. Bu yüzden her deneysel çalışma için dedektör verimi tayini yapılması gerekir. Bu çalışmamızdaki deney geometrisine ait dedektör verimini tayin etmek için Ca, V, Co, Cu, Y, Mo, Cd, Te, Ba, Nd ve Tb elementlerinin  $K_{\alpha}$  ve  $K_{\beta}$  x-ışınlarından yararlanılmıştır. Bu elementlerin aynı geometrideki 1000 sn'lik sayımları alınarak  $I_0Ge$  değerleri hesaplanmıştır..

Dedektör verimi ve Boşluk geçiş ihtimaliyeti için (41) bağıntısından bulunan kütle soğurma katsayıları ( $\mu_p$  ve  $\mu_e$ ) ile (39) bağıntısından bulunan soğurma düzeltmesi faktörü ( $\beta$ ) değerleri Tablo 5, Tablo 7 ve Tablo 8'de verilmiştir.

Dedektör verimi için (34) bağıntısından bulunan  $I_0Ge$  ve bunun alt değerleri de Tablo 6'da verilmiştir.

K tabakasından L tabakasına boşluk geçiş ihtimaliyeti olan  $\eta_{KL}$  değerleri 59.5 keV'lik Am-241 radyoizotop halka kaynağı kullanılarak Te, Ba, La, Ce, Nd, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho ve Er elementleri için ölçülmüştür. Bu elementler için deneysel olarak bulunan  $\eta_{KL}$  değerleri ile teorik olarak hesaplanan  $\eta_{KL}$  değerleri,  $I_{Lx} / I_{K\alpha}$ ,  $\omega_K$ ,  $\omega_L$ ,  $\sigma_K$ ,  $\sigma_L$  ve  $f_{K\alpha-\beta}$  değerleri ile birlikte Tablo 9'da verilmiştir.

Tablo 9'daki verilerden yararlanarak teorik olarak hesaplanan ve deneysel olarak bulunan Boşluk geçiş ihtimaliyetleri ( $\eta_{KL}$ ) ile  $I_{Lx} / I_{K\alpha}$  şiddet oranları artan atom numarasına karşı grafik edilerek Şekil 27 ve Şekil 28'de verilmiştir.

Tablo 5. Dedektör verimi için Kütle Soğurma Katsayısı ( $\mu$ ) ve Soğurma Düzeltmesi Faktörü ( $\beta$ ) değerleri

Kimyasal Formülü	Element	Z	$E_0$ (Kaynak) MeV	$E_0$ için $\Sigma\mu_p$ ( $gr/cm^2$ )	$E_{K\alpha}$ MeV	$E_{K\alpha}$ için $\Sigma\mu_0$ ( $gr/cm^2$ )	$E_{K\beta}$ MeV	$E_{K\beta}$ için $\Sigma\mu_0$ ( $gr/cm^2$ )	$E_{K\alpha-\beta}$ MeV	$E_{K\alpha-\beta}$ için $\Sigma\mu_0$ ( $gr/cm^2$ )	$\beta_{K\alpha}$	$\beta_{K\beta}$	$\beta_{K\alpha-\beta}$
$Ca_3(PO_4)_2$	Ca	20	0.059543	0.405	-----	-----	-----	-----	0.00372	231.717	-----	-----	0.110
$V_2O_3$	V	23	0.059543	0.640	0.004949	80.511	0.005427	62.200	-----	-----	0.463	0.538	-----
Co	Co	27	0.059543	1.325	0.006925	62.555	0.007649	47.807	-----	-----	0.639	0.703	-----
$CuO_2$	Cu	29	0.059543	1.138	0.008041	37.751	0.008907	28.689	-----	-----	0.662	0.723	-----
$Y_2O_3$	Y	39	0.059543	2.838	0.014933	18.403	0.016767	13.522	-----	-----	0.813	0.849	-----
Mo	Mo	42	0.059543	4.338	0.017443	18.784	0.019648	13.687	-----	-----	0.833	0.864	-----
Cd	Cd	48	0.059543	6.066	0.023108	12.899	0.026166	9.280	-----	-----	0.854	0.876	-----
Te	Te	52	0.059543	7.083	0.027378	9.946	0.031103	7.131	-----	-----	0.863	0.881	-----
$BaCO_3$	Ba	56	0.059543	6.088	0.032062	5.791	0.036535	4.142	-----	-----	0.859	0.873	-----
$Nd_2O_3$	Nd	60	0.059543	9.111	0.037179	6.094	0.042460	4.324	-----	-----	0.850	0.863	-----
$Tb_4O_7$	Tb	65	0.059543	10.669	0.044218	4.790	0.050618	3.368	-----	-----	0.842	0.852	-----

Tablo 6. Dedektör verimi için  $I_0Ge$  ve alt değerleri

Z	Element	$m_i$ Analitik Mad.Mik. ( $gr/cm^2$ )	$\sigma_k$ (59.543 keV) Fotoel. Tesir Kesiti	$\omega_k$ Floresans Verim	$f_{ki}$ ( $K\alpha$ ve $K\beta$ yay. İhtimali)			$\sigma_{ki}$ (Tesir Kesiti) $cm^2/gr$			$I_0Ge$			
					$f_{k\alpha}$	$f_{k\beta}$	$f_{k\alpha-\beta}$	$\sigma_{k\alpha}$	$\sigma_{k\beta}$	$\sigma_{k\alpha-\beta}$	$K\alpha$ için	$K\beta$ için	$K\alpha-\beta$ için	
20	Ca	0.015019	0.4126	0.163	-----	-----	1	-----	-----	0.067	-----	-----	-----	22 017 548±621 085
23	V	0.015046	0.5898	0.243	0.896	0.104	-----	0.128	0.014	-----	23 296 282±185 147	24 326 235±451 485	-----	-----
27	Co	0.015075	0.9975	0.373	0.892	0.108	-----	0.331	0.040	-----	27 525 328±95 789	30 511 372±415 545	-----	-----
29	Cu	0.015035	1.2409	0.440	0.892	0.108	-----	0.487	0.058	-----	32 094 275±90 541	33 545 821±197 456	-----	-----
39	Y	0.015008	2.8777	0.710	0.855	0.145	-----	1.746	0.296	-----	34 595 224±45 577	34 575 389±144 582	-----	-----
42	Mo	0.015070	3.5397	0.765	0.847	0.153	-----	2.293	0.414	-----	33 434 016±38 223	31 841 175±89 630	-----	-----
48	Cd	0.015070	4.9620	0.843	0.833	0.167	-----	3.484	0.698	-----	27 796 243±26 230	24 653 289±56 455	-----	-----
52	Te	0.015070	5.8318	0.877	0.824	0.176	-----	4.214	0.900	-----	24 675 153±22 951	20 753 705±43 652	-----	-----
56	Ba	0.015032	7.0108	0.902	0.815	0.185	-----	5.153	1.169	-----	15 769 542±15 801	12 158 379±30 365	-----	-----
60	Nd	0.015048	8.4466	0.921	0.809	0.191	-----	6.293	1.148	-----	9 967 820±11 123	7 312 949±20 374	-----	-----
65	Tb	0.015053	9.8842	0.938	0.804	0.196	-----	7.452	1.817	-----	6 599 942±8 729	-----	-----	-----

Tablo 7. Boşluk geçişi ihtimaliyeti için Enerji değerleri ve Kütle Sögürme Katsayısı ( $\mu$ ) değerleri

Kimyasal Formülü	Element	Z	$E_0$ (Kaynak) MeV	$E_0$ için $\Sigma\mu_p$ (gr/cm <sup>2</sup> )	$E_{K\alpha}$ (MeV)	$E_{K\alpha}$ için $\Sigma\mu_{K\alpha e}$ (gr/cm <sup>2</sup> )	$E_{L1}$ (MeV)	$E_{L1}$ için $\Sigma\mu_{L1 e}$ (gr/cm <sup>2</sup> )	$E_{L\alpha}$ (MeV)	$E_{L\alpha}$ için $\Sigma\mu_{L\alpha e}$ (gr/cm <sup>2</sup> )	$E_{L\beta}$ (MeV)	$E_{L\beta}$ için $\Sigma\mu_{L\beta e}$ (gr/cm <sup>2</sup> )	$E_{L\gamma}$ (MeV)	$E_{L\gamma}$ için $\Sigma\mu_{L\gamma e}$ (gr/cm <sup>2</sup> )	$E_{Lx,1,1,1,1,1,1}$ (MeV)	$E_{Lx}$ için $\Sigma\mu_{Lx e}$ (gr/cm <sup>2</sup> )
Te	Te	52	0.0595	7.083	0.0273	9.946	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	0.0040	325.17
BaCO <sub>3</sub>	Ba	56	0.0595	6.087	0.0320	5.791	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	0.0048	264.07
La <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	La	57	0.0595	7.791	0.0332	6.792	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	0.0050	257.09
CeO <sub>2</sub>	Ce	58	0.0595	7.851	0.0345	6.275	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	0.0052	203.80
Pr <sub>3</sub> O <sub>4</sub>	Pr	59	0.0595	8.872	0.0358	6.470	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	0.0054	208.12
Nd <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Nd	60	0.0595	8.642	0.0371	6.024	-----	-----	0.0051	242.96	0.0057	185.44	0.0065	370.39	-----	-----
Sm <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Sm	62	0.0595	9.074	0.0399	5.524	0.0049	300.72	0.0056	215.63	0.0062	166.03	0.0072	311.22	-----	-----
Eu <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Eu	63	0.0595	10.179	0.0413	5.318	0.0051	285.83	0.0058	212.22	0.0064	157.28	0.0074	307.58	-----	-----
Gd <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Gd	64	0.0595	10.338	0.0427	5.009	0.0053	272.21	0.0060	199.05	0.0067	149.25	0.0078	278.51	-----	-----
Tb <sub>4</sub> O <sub>7</sub>	Tb	65	0.0595	10.670	0.0442	4.791	0.0055	257.04	0.0062	187.28	0.0070	139.90	0.0081	251.91	-----	-----
Dy <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Dy	66	0.0595	11.246	0.0457	4.668	0.0057	246.08	0.0064	181.61	0.0073	134.96	0.0084	247.27	-----	-----
Ho <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Ho	67	0.0595	11.677	0.0472	4.493	0.0058	242.61	0.0066	176.97	0.0075	129.45	0.0087	236.13	-----	-----
Er <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Er	68	0.0595	12.161	0.0488	4.320	0.0061	233.52	0.0069	169.89	0.0078	124.31	0.0090	224.56	-----	-----

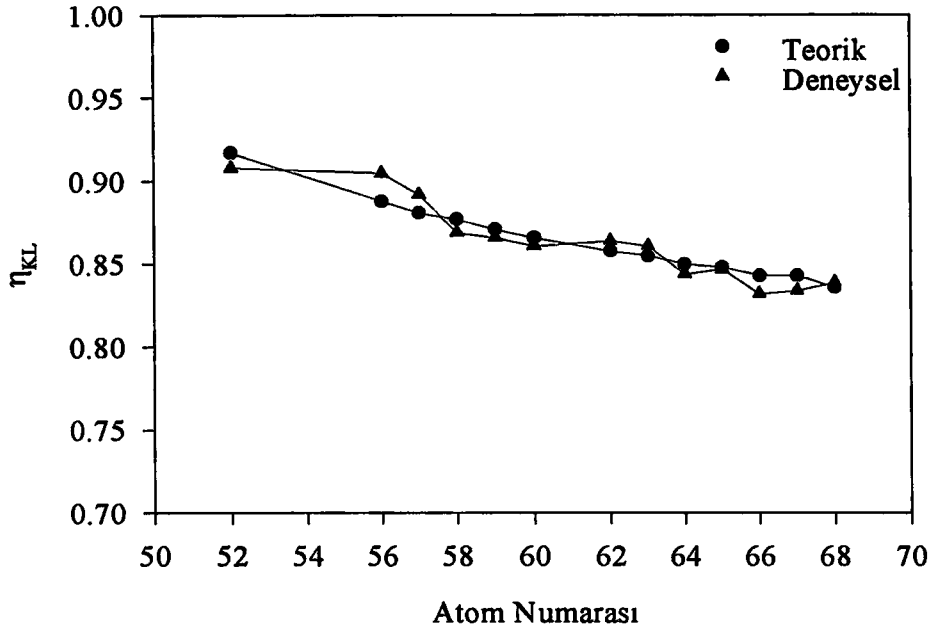
Tablo 8. Boşluk geçişi ihtimaliyeti için Soğurma Düzeltmesi Faktörü ( $\beta$ ) değerleri

Kimyasal Formülü	Element	Z	$\rho \cdot D$ (gr/cm <sup>2</sup> )	$\beta_{K\alpha}$	$\beta_{L1}$	$\beta_{La}$	$\beta_{L\beta}$	$\beta_{L\gamma}$	$\beta_{Lx I, II, III}$
Te	Te	52	0.01507	0.863	-----	-----	-----	-----	0.196
BaCO <sub>3</sub>	Ba	56	0.02163	0.859	-----	-----	-----	-----	0.169
La <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	La	57	0.01763	0.858	-----	-----	-----	-----	0.209
CeO <sub>2</sub>	Ce	58	0.01846	0.855	-----	-----	-----	-----	0.247
Pr <sub>3</sub> O <sub>4</sub>	Pr	59	0.01726	0.852	-----	-----	-----	-----	0.256
Nd <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Nd	60	0.01756	0.851	-----	0.220	0.279	0.148	-----
Sm <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Sm	62	0.01741	0.849	0.181	0.245	0.305	0.176	-----
Eu <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Eu	63	0.01741	0.846	0.190	0.248	0.317	0.177	-----
Gd <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Gd	64	0.01733	0.847	0.199	0.263	0.331	0.195	-----
Tb <sub>4</sub> O <sub>7</sub>	Tb	65	0.01771	0.842	0.205	0.271	0.340	0.209	-----
Dy <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Dy	66	0.01726	0.841	0.218	0.283	0.355	0.217	-----
Ho <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Ho	67	0.01726	0.838	0.221	0.288	0.364	0.226	-----
Er <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Er	68	0.01718	0.835	0.229	0.298	0.375	0.236	-----

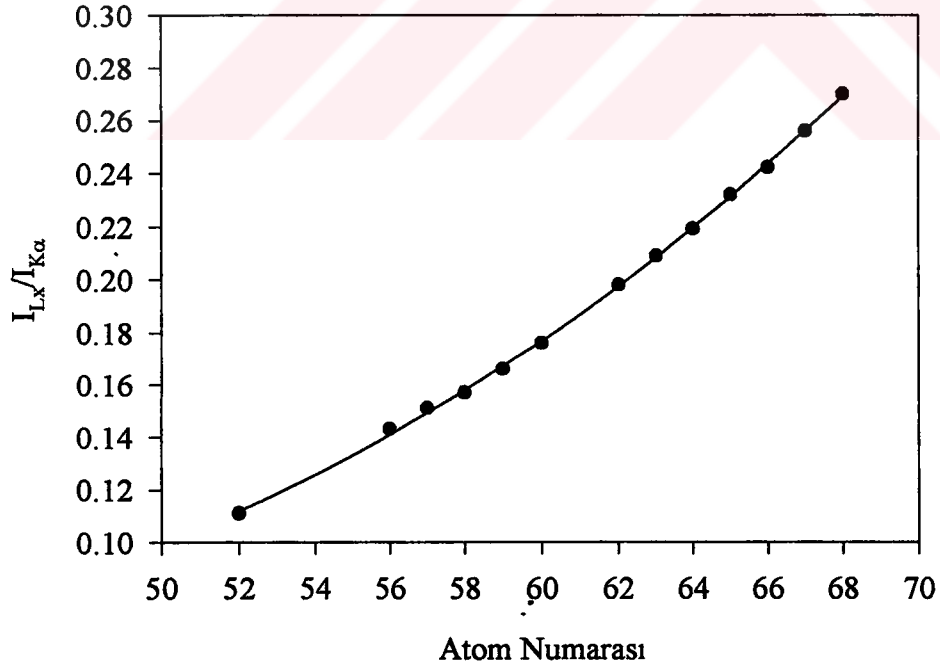
Tablo 9. K tabakasından L tabakasına boşluk geçişi ihtimaliyeti  $\eta_{KL}$  ve alt değerleri.

Z	Element	$\omega_K$ K tab. ait fioresans verim	$\omega_L$ L tab. ait ortalama fioresans verim	$f_{K\alpha}$ K tab. yay. $K\alpha$ - $\beta$ x-ışınları ihtimaliyeti	$\sigma_K$ K tab. ait fotoelektrik tesir kesiti	$\sigma_L$ L tab. ait fotoelektrik tesir kesiti	$I_{L\alpha}/I_{K\alpha}$	$\eta_{KL}$ (Deneyssel)	$\eta_{KL}$ (Teorik)
52	Te	0.877	0.076	0.824	5.831	0.802	0.110	$0.908 \pm 0.03$	0.917
56	Ba	0.902	0.100	0.815	7.010	1.024	0.143	$0.905 \pm 0.04$	0.888
57	La	0.907	0.107	0.813	7.372	1.093	0.151	$0.892 \pm 0.04$	0.881
58	Ce	0.912	0.114	0.812	7.757	1.166	0.157	$0.869 \pm 0.03$	0.877
59	Pr	0.917	0.121	0.810	8.178	1.249	0.166	$0.866 \pm 0.04$	0.871
60	Nd	0.921	0.129	0.809	8.446	1.311	0.176	$0.861 \pm 0.05$	0.866
62	Sm	0.929	0.145	0.806	9.018	1.446	0.198	$0.864 \pm 0.04$	0.858
63	Eu	0.932	0.153	0.805	9.383	1.534	0.209	$0.861 \pm 0.03$	0.855
64	Gd	0.935	0.163	0.805	9.523	1.586	0.219	$0.844 \pm 0.04$	0.850
65	Tb	0.938	0.172	0.804	9.884	1.677	0.232	$0.847 \pm 0.05$	0.848
66	Dy	0.941	0.182	0.803	10.146	1.751	0.242	$0.832 \pm 0.03$	0.843
67	Ho	0.944	0.192	0.802	10.532	1.839	0.256	$0.834 \pm 0.04$	0.843
68	Er	0.949	0.202	0.801	10.924	1.932	0.270	$0.839 \pm 0.03$	0.836





Şekil 27. K tabakasından L tabakasına olan boşluk geçiş ihtimaliyeti  $\eta_{KL}$  'nin Atom numarası ile değişimi



Şekil 28.  $I_{Lx} / I_{K\alpha}$  şiddet oranının Atom Numarası ile değişimi

#### 4. SONUÇLAR

Yaptığımız bu çalışmada,  $52 \leq Z \leq 68$  aralığındaki elementler için K tabakasından L tabakasına boşluk geçiş ihtimaliyetlerinin hesaplanması planlanmıştır. Çalışma sonucunda ise planlanan hedefler büyük oranda gerçekleştirilmiştir.

İlk olarak, Ca, V, Co, Cu, Y, Mo, Cd, Te, Ba, Nd, Tb elementleri (efficiency elementleri) Am-241 radyoizotop halka kaynağının 59.5keV enerjili  $\gamma$  ışınlarıyla uyarılarak Si(Li) dedektörüne ait verimlilik eğrisi tespit edilmiş ve bu eğrileri temsil eden fonksiyondan yararlanarak  $52 \leq Z \leq 68$  elementler bölgesinde ilgili uyarma enerjisindeki boşluk geçiş ihtimaliyetleri hesaplanmıştır. Si(Li) dedektörünün verimlilik eğrileri teorik olarak bulunamadığından bulduğumuz sonuçları teorik sonuçlarla karşılaştırmak mümkün olmamıştır. Teorik hesapların yapılamamasının sebebi radyal verimliliğinin hesaplanamamasıdır.

Bilindiği gibi herhangi atomun L tabakası ile birlikte K tabakası da uyarılırsa, uyarma sonucu elde edilen L tabakası boşluklarının yanısıra, K tabakasından L tabakasına transfer edilen boşluklarla L tabakasındaki boşlukların sayısı daha da artar. Bu çalışmada  $52 \leq Z \leq 68$  aralığındaki Te, Ba, La, Ce, Nd, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, ve Er elementleri için K tabakasından L tabakasına olan boşluk transferi ölçülmüştür. Gerek radyoizotop halka kaynağının seçimi, gerekse  $52 \leq Z \leq 68$  aralığındaki elementlerin seçimi rasgele olmamıştır. Kaynağın ve elementlerin bu şekilde seçilmesinin sebebi 59.5 keV'lik uyarma enerjisinde bu elementlerin hem L tabakasının hem de K tabakasının uyarılabilmesidir.

K tabakasından L tabakasına olan boşluk geçiş ihtimaliyetleri, literatürde ilk kez bizim tarafımızdan kullanılan (42) bağıntısından hesaplanmıştır. Hesaplanan  $\eta_{KL}$  değerleri Tablo 9'da verilmiştir. Deneysel olarak bulduğumuz  $\eta_{KL}$  değerleri ile karşılaştırılmak için (21) bağıntısı yardımıyla hesaplanan teorik değerlerde yine Tablo 9'da verilmiştir.

Tablo 9'dan yararlanarak Boşluk geçişi ihtimaliyetleri ve  $I_{L\alpha}/I_{K\alpha}$  şiddet oranlarının artan atom numarasına karşı elde edilen grafikleri Şekil 27 ve Şekil 28'de verilmiştir. Her iki şekilden de görüldüğü gibi  $\eta_{KL}$  değerleri artan atom numarası ile azalırken  $I_{L\alpha}/I_{K\alpha}$  şiddet oranları artan atom numarası ile artmaktadır. Bunun nedeni atom numarası arttıkça atomun dış tabakalarının sayısı artmakta, dolayısıyla K dışındaki tabakalara (L, M, ...) boşluk geçişinin K'ya nazaran artmasıdır.

Tablo 9'dan görüldüğü gibi bizim sonuçlarımız, diğer araştırmacıların teorik sonuçlarıyla uyum içinde olmasına rağmen, %0.02-20 ye yakın bir farklılık arz etmektedir. Diğer araştırmacılarının yaptığı çalışmalara dayanarak, bu tür çalışmalarda bu büyüklükteki farklılıklar ölçme hata sınırları içerisinde değerlendirilebilir. Bu ve benzeri çalışmalarda dedektör penceresi , ölü tabaka ve istatistiki hataların da etkileri olduğu muhakkaktır.



## 5. ÖNERİLER

Bu bölümde tek bir radyoizotop kaynak kullanılarak  $52 \leq Z \leq 68$  aralığında bulunan elementler için K tabakasından L tabakasına boşluk geçiş ihtimaliyetleri deneysel ve teorik olarak ölçülmüştür. Ayrıca yine bu aralıktaki elementlerin fotoelektrik tesir kesitleri uyarma enerjisine bağlı olarak teorik olarak hesaplandı. Teorik olarak bulunan fotoelektrik tesir kesiti deneysel olarak ölçülebilir.

Farklı radyoizotop kaynak kullanarak aynı elementler veya farklı elementler için K tabakasından L tabakasına boşluk transferine kimyasal etki, 5.96 keV Fe-55 radyoizotop kaynağı ile M tabakasına ait floresans verim, tesir kesitleri ve Coster-Kroning geçişlerinin çalışılması yapılabilir.

## 6. KAYNAKLAR

1. Scofield, J. H., Radiative Decay Rates of Vacancies in the K and L Shells, Phy. Rev. A, 179 (1969), 1, 9-15.
2. Campbell, J. L., Wang, J. X., Interpoleted Dirac-Fock Values of L-Shell x-Ray Emission Rates Including Overlap and Exchange Effects, At. Data and Nucl. Data Tab., 43 (1989), 281-291.
3. Nelson, G. G., Saunders, B. G., Salem, S. I., K x-Ray Transition Probabilities, Atomic Data, 1 (1970), 377-384.
4. Manson, S. T., x-Ray Emission Rates in the Hartree-Slater Approximation, At. Data and Nucl. Data Tab., 4 (1974), 111-120.
5. Hubbell, J. H., Photon Mass Attenuation and Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV, Int. J. Phys. Radiot. Isot., 3 (1981), 1269-1290.
6. Hubbell, J. H., Viegele, W. J., Briggs, E. A., Brown, R. T., Cromer, D. T., Hoowerton, R. J., Atomic form Factors, Incoherent Scattering Functions, and Photon Scattering Cross Sections, J. Phys. Ref. Data, 4 (1975), 471-616.
7. Scofield, J. H., Hartree-Slater Subshell Photoionization Cross-Section at 1254 and 1487 eV, J. Electron Spec. And Rel. Phenomena, 8 (1976), 129-137.
8. Krause, M. O., Ricci, E., Sparks, C. J., Nestor, C.W., Calculation of x-Ray Fluorescence Cross Sections for K and L shells, Adv. X-Ray Anal., 21 (1978), 119-127.
9. Krause, M. O., Nestor, C. W., Sparks, C. J., Ricci, E., x-Ray Fluorescence Cross Sections for K and L x-Rays of the Elements, Oak Ridge National Laboratory (ORNL) (1978), 5399.
10. Hubbell, J. H., Gimn, H. A.,  $\Phi$ verb $\phi$ , I., Pair, Triplet and Total Atomic Cross-Sections (and Mass Attenuation Coefficients) for 1 MeV- 100 GeV Photons in Element Z=1 to 100, J. Phys. Chem. Ref. Data, 9 (1980), 1023-1147.
11. Salomon, E. B., Hubbell, J. H., Scofield, J. H., x-Ray Attenuation Cross Sections for Energies 100 eV to 100 keV and Elements Z=1 to Z=92, At. Data and Nucl. Data Tab., 38 (1988), 1-197.

12. Arora, S. K., Allawadhi, K. L., Sood, B. S., L-Shell Photoelectric Cross Section Measurements, J. Phy. B: At. Mol. Phy., 14 (1981), 1423-1432.
13. Shatendra, K., Allawadhi, K. L., Sood, B. S., Measurement of  $L_1$ ,  $L_{\alpha}$ ,  $L_{\beta}$  and  $L_{\gamma}$  x-Ray Production Cross Sections in Some High Z Elements by 60 keV Photons, Phy. Rev. A, 31 (1981), 2918-2921.
14. Bhan, C., Chaturverdi, S. N., Nath, N., Fluorescence Cross-Sections for L Shell x-Ray Lines, X-Ray Spect., 15 (1986), 217-219.
15. Garg, M. L., Garg, R. R., Malmqvist, K. G., Measurement of Photon-Induced L x-Ray Fluorescence Cross Sections for Ta, W, Au, Tl and Bi in the 15- 60 keV Energy Range, J. Phy. B: At. Mol. Phy., 20 (1987), 3703-3714.
16. Madison, D. N., Baskin, A. B., Bush, C. E., Shafroth, S. M., Pb and Bi L-Subshell Ionization Cross-Section Ratios Versus Proton Bombarding Energy from 0.5 to 4 MeV, Phy. Rev. A, 9 (1974), 675-681.
17. Barros Leite, C. V., de Castro Faria, N. V., de Pinho, A. G., L-Subshell Ionization of Au, Tl, Pb, Bi, Th and U by Protons, Phy. Rev. A, 15, 943-955.
18. Klan, M. R., Hopkins, A. G., Crumpton, D., Proton Induced L x-Ray Cross-Sections for In, Sn, Nd, Dy, Pt and Au, Z. Physik A, 288 (1978), 133-137.
19. Jitschin, W., Projectile Dependence of Au L-Substate Ionization Cross Sections, Nucl. Inst. And Meth., B, 4 (1984), 292-295.
20. Bissinger, G., Nettles, P. H., Shafroth, S. M., Waltner, A. W., x-Ray Production Cross Sections, Intensity Ratios, and Centroid Energy Shifts of Ag K and L and Au L x-Rays Produced by 160 Beams of 12-50 MeV, Phy. Rev. A, 10 (1974), 1932-1937.
21. Jitschin, W., Hippler, R., Finck, K., Schunch, R., Lutz, H. O., L-Subshell Ionisation of Au by Light Ion Impact, J. Phy. B: At. Mol. Phy., 16 (1983), 4405-4417.
22. Wille, U., Hippler, R., Mechanism of Innershell Vacancy Production in Slow Ion-Atom Collisions, Phy. Reports, 132 (1986), 129-260.
23. Aydinol, M., L-Subshell Ionisation Cross Sections of Xenon by Electron Impact Near Threshold Region, J. Phy. B: At. Mol. Phy., 14 (1981), 741-750.
24. Salgueiro, L., Ferreira, J. G., Carvalho, M. L., Ramos, M. T., L-Subshell Ionisation of Tungsten by Low-Energy Electrons, J. Phy. B: At. Mol. Phy., 13 (1980), 3849-3853.

38. Garg, M. L., Singh, J., Sing, G., Sharma, A. K., H.R., Singh, N., Mangal, P. C., Trehan, P. N., Measurement of Relative Intensities of K and L-Shell x-Rays of Some Elements by Photoionisation Method, Indian J. Phys., A 58 (1984), 242-251.
39. Baştuğ, A., Si(Li) Dedektörü ile Ölçülen Karakteristik L X-Işınlarının Flüoresans Üretim Tesir Kesitlerinin Uyarma Enerjisine Bağlı Olarak Değişimi, Doktora Tezi, Atatürk Üni. Fen Bil. Enst. Erzurum (Yayımlanmamış), 1998.
40. Scofield, J. H., Theoretical Photoionization Cross Sections from 1 to 1500 keV, Lawrence Livermore Laboratory (UCRL) (1973), No: 513626.
41. Chen, M. H., Crasemann, B., Relativistic Radiationless Transition Probabilities for Atomic K- and L- Shell, At. Data and Nucl. Data Tab, 41 (1979), 256-285.
42. Ertuğrul, M., Si(Li) Dedektörü ile Karakteristik X-ışınlarının Açısız Dağılımlarının, Polarizasyonlarının, Tesir Kesitlerinin ve Şiddet Oranlarının Ölçülmesi, Doktora Tezi, Atatürk Üni. Fen Bil. Enst., Erzurum (Yayımlanmamış), 1994.
43. Büyükkasap, E.,  $55 \leq Z \leq 67$  Elementler Bölgesinde Karakteristik X-ışını Şiddet Oranları Üzerine Bir Çalışma. Doktora Tezi, Atatürk Üni. Fen Bil. Enst., Erzurum (Yayımlanmamış), 1991.
44. Tıraşoğlu, E., Enerji Dispersiv x-ışını Flüoresans Analizinde Şiddetlendirme Etkisi, Doktora Tezi, Atatürk Üni. Fen Bil. Enst., Erzurum (Yayımlanmamış), 1994.
45. Krause, M. O., Atomic Radiative and Radiationless Yield for K and L Shell Phy. And Chem. Ref. Data, 8 (1979), 307-32746.
46. Broll, N., Quantitative x-Ray Fluorescence Analysis, x-Ray Spekt. 15 (1986), 271-285.
47. Doğan, Oğuz., Si(Li) Dedektörü ile Karakteristik x-Işınlarının Floresans Tesir Kesitlerinin ve Boşluk Geçiş İhtimaliyetlerinin Ölçülmesi, Yüksek Lisans Tezi, Atatürk Üni. Fen Bil. Enst., Erzurum (Yayımlanmamış), 1995.
48. Storm, E., Israel, I. H., Photon Cross Sections from 1 keV to 100 MeV for Elements  $Z=1$  to  $Z=100$ , Nuclear Data Tables, A7 (1970), 565-681.
49. Hubbell, J. H., Trehan, P. N., Singh, N., Chand, B., Mehta, D., Garg, M. L., Garg, R. R., Singh, S., Puri, S., A review, Bibliography, and Tabulation of K, L, and Higher Atomic Shell X-Ray Fluorescence Yields, J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol 23 (1994), No. 2.

## EKLER

### Ek 1.

IoGe faktörü aşağıdaki denklem kullanılarak enerjinin bir fonksiyonu şeklinde deneysel verilere en uygun hale getirilmiştir. Denklem katsayıları aşağıdaki tabloda verilmiştir.

$$IoGe = A_0 + A_1 E_x + A_2 E_x^2 + A_3 E_x^3 + A_4 E_x^4$$

Ek Tablo 1. 59.5 keV'lik uyarma enerjisinde denklem katsayılarının değerleri

Katsayı	Değerler
A <sub>0</sub>	6 336 665
A <sub>1</sub>	4 768 021
A <sub>2</sub>	-246 653
A <sub>3</sub>	4022
A <sub>4</sub>	-19.9



## ÖZGEÇMİŞ

1968 yılında Trabzon'un Çarşıbaşı ilçesinde doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Çarşıbaşı'nda tamamladı. 1985 yılında Marmara Üniversitesi Atatürk Eğitim Fakültesi Fizik Öğretmenliği Bölümünü kazandı. 1989 yılında mezun oldu. 1991 yılında askerlik görevini tamamladı. 1992-1996 yılları arasında Bingöl ve Bursa'da öğretmenlik görevinde bulundu. 1996 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Giresun Eğitim Fakültesi Sınıf Öğretmenliği Bölümüne Araştırma Görevlisi olarak atandı. Aynı yıl Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Yüksek Lisans öğrenimine başladı. İlk yıl İngilizce hazırlık programına katıldı. 1998 yılında K.T.Ü Giresun Fen-Edebiyat Fakültesine geçiş yaptı. Halen görevine devam etmektedir ve İngilizce bilmektedir. Evli ve iki çocuk babasıdır.

**İC YÜKSEK ÖĞRETİM KURULU**  
**DOKÜMANİYE MERKEZİ**