

**JURİ ÜYELERİ**

**Prof.Dr.A.İhsan KOBYA**

*İhsan Kobyay*  
.....

**Prof.Dr.Yusuf ŞAHİN**

*Yusuf Şahin*  
.....

**Doç.Dr.Mehmet ERTUĞRUL**

*Mehmet Ertugrul*  
.....

**Doç.Dr.Yakup KURUCU**

*Yakup Kurucu*  
.....

**Yrd.Doç.Dr.Lütfi DEMİR**

*Lutfi Demir*  
.....

07.11.2000 tarihinde 30/341 kararla kurulan jürimiz iş bu Doktora tezini tarihinde kabul etmiştir.

96394

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
FİZİK ANABİLİM DALI

ATOM NUMARASI  $59 \leq Z \leq 92$  ARASINDA OLAN BAZI  
ELEMENTLER İÇİN L TABAKASINA AİT COSTER-KRONİĞ  
ŞİDDETLENDİRME FAKTÖRLERİNİN ÖLÇÜLMESİ

Elif ÖZ

Yönetici: Prof. Dr. Yusuf ŞAHİN

TC YÜKSEKÖĞRETİM KURULU  
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

Doktora Tezi

## ÖZET

Si(Li) katihal dedektörü kullanılarak  $59 \leq Z \leq 92$  arasında olan (Pr, Nd, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Yb, Hf, Ta, W, Au, Hg, Tl, Pb, Bi, Th, U) 18 element için 6.490 keV'dan 22.072 keV'a kadar değişen 25 farklı enerjide  $L_1$ ,  $L\alpha$ ,  $L\beta$  ve  $L\gamma$  x-ışını üretim tesir kesitleri ikincil uyarıcı kullanılarak incelenmiştir.

İkincil uyarıcı kaynak olarak numunelerin L tabakası elektronlarını uyaracak elementler seçilmiş olup, seçilen bu elementlerin uyarılmasında ise Am-241 radyoizotop nokta kaynağının 59.5 keV'luk gamma ışınları kullanılmıştır. Numunelerden yayımlanan L x-ışınlarının sayılmasında rezolüsyonu 5.9 keV'da 160 keV olan Si(Li) katihal dedektörü kullanılmıştır.

L x-ışını flöresans tesir kesitleri üzerine Coster-Kronig geçişlerin rolünü ve L x-ışını şiddetlerinde meydana gelen artmanın etkisini araştırmak için çalışma üç aşamada gerçekleştirildi. Çalışmanın birinci kısmında uyarma enerjisi (E),  $L_2$  alt tabaka bağlanma enerjisinden küçük fakat  $L_3$  alt tabakasını uyarabilecek ( $B_{L3} < E < B_{L2}$ ) şekilde seçildi. İkinci kısımda ise uyarma enerjisi,  $L_1$  alt tabaka bağlanma enerjisinden küçük fakat  $L_2$  alt tabakasını uyarabilecek ( $B_{L2} < E < B_{L1}$ ) şekilde seçildi. Çalışmanın üçüncü ve son kısmında ise uyarma enerjisi, K tabakası bağlanma enerjisinden küçük fakat  $L_1$  alt tabakasını uyarabilecek ( $B_{L1} < E < B_K$ ) şekilde seçilerek Coster-Kronig şiddetlendirme faktörleri hem teorik olarak hesaplandı hem de deneysel olarak belirlendi. Ayrıca bu çalışmada L tabakasına ait flöresans, Auger ve Coster-Kronig verimleri de yarı-deneysel bir şekilde tespit edildi.

Ölçümlerden elde edilen sonuçlar, L x-ışını flöresans tesir kesitlerindeki şiddetlendirmelerin %4'lerden %36'lara kadar olabildiğini, en az şiddetlendirmenin ise  $L\beta$ 'larda olduğunu göstermiştir.

## SUMMARY

Using Si(Li) solid-state detector, the  $L_1$ ,  $L\alpha$ ,  $L\beta$  and  $L\gamma$  x-ray production cross-sections in 18 different elements with  $Z$  in the range 59-92 at 25 different energies in the interval 6.490-22.072 keV has been measured by using secondary exciter.

Elements to excite L shell of the samples have been chosen as a source of secondary exciters. To excite these elements, 59.5keV gamma rays of Am-241 radioisotope point source has been used. For the data acquisition a solid-state Si(Li) detector has been used with resolution 160 eV at 5.9 keV.

To investigate the role of Coster-Kronig transitions on L XRF cross-sections and the effect thereof on enhancement of L x-ray intensity, a three step experiment has been done. In step one, the excitation energy ( $E$ ) is less than the binding energy of the  $L_2$  subshell but sufficient to excite the  $L_3$  subshell, i.e.  $B_{L_3} < E < B_{L_2}$ . In step 2, the excitation energy ( $E$ ) is less than the binding energy of the  $L_1$  subshell but sufficient to excite the  $L_2$  subshell, i.e.  $B_{L_2} < E < B_{L_1}$ . In the final step, the excitation energy ( $E$ ) is less than the binding energy of the K subshell but sufficient to excite the  $L_1$  subshell, i.e.  $B_{L_1} < E < B_K$ . Thus, Coster-Kronig enhancement factors were both calculated theoretically and determined experimentally. Additionally, in this study L subshell fluorescence, Auger and Coster-Kronig yields were calculated semi-empirically.

As a result it is shown that enhancements on LXRF cross-sections are ranging from 4% to 36% and the least enhancement effect is shown at  $L\beta$ 's.

## TEŞEKKÜR

Bu araştırmanın planlanması ve yürütülmesinde en büyük desteği gördüğüm, üstün bilgi ve tecrübelerinden yararlandığım değerli hocam Sayın **Prof. Dr. Yusuf ŞAHİN**'e en içten saygı, sevgi ve teşekkürlerimi sunmayı bir borç bilirim.

Çalışmalarım boyunca yardımlarını esirgemeyen Sayın Doç. Dr. Mehmet Ertuğrul'a, Sayın Yrd. Doç. Dr. Rıdvan Durak'a, ve Sayın Yrd. Doç. Dr. Lütfü Demir'e teşekkür ederim. Ayrıca çalışmalarım sırasında her türlü yardımı ve kolaylığı gösteren Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü elemanlarına da teşekkür ederim.

**Erzurum-2000**

**Elif ÖZ**

## İÇİNDEKİLER

	Sayfa
<b>ÖZET</b> .....	i
<b>SUMMARY</b> .....	ii
<b>TEŞEKKÜR</b> .....	iii
<b>1. GİRİŞ</b> .....	1
<b>2. ELEKTROMAGNETİK RADYASYONUN MADDE İLE ETKİLEŞMESİ</b> .....	3
2.1. Elektromagnetik Radyasyonun Soğurulması.....	3
2.2. Soğurma Katsayısı ve Soğurma Kıyıları.....	4
2.3. Şiddetlendirme Etkileri.....	6
2.4. Tesir Kesiti.....	8
2.5. Fotoelektrik Olay.....	10
2.6. Çift Oluşumu.....	12
2.7. Elektromagnetik Radyasyonun Saçılması.....	13
2.7.1.Koherent Saçılma.....	13
2.7.2. İnkoherent Saçılma.....	13
2.7.2.1. Compton Saçılması.....	14
<b>3. KARAKTERİSTİK X-IŞINLARININ ÜRETİLMESİ</b> .....	16
3.1. Flöresans Verimler ve Coster-Kronig Geçişleri .....	17
3.2. Coster-Kronig Şiddetlendirme Faktörleri.....	22
3.3. Auger Geçişleri.....	23
<b>4. UYARMA</b> .....	28
4.1. Fotonlarla Uyarma.....	28
4.1.1. Radyoizotop Kaynaklarla Uyarma.....	28
4.1.2. Sürekli Fotonlarla (X-Işını Tüpleriyle) Uyarma.....	33

4.1.3. Sinkrotron ile Uyarma.....	34
4.2. Parçacıklarla Uyarma.....	34
4.2.1. Elektronlarla Uyarma.....	35
4.2.2. Protonlarla Uyarma.....	36
4.2.3. Hızlandırılmış İyonlarla Uyarma.....	36
<b>5. SAYMA SİSTEMİ.....</b>	<b>37</b>
5.1. Yarı İletken Dedektörler ve Sayma Sistemleri.....	37
5.2. Si(Li) Dedektörünün Verimlilik Eğrisinin Tayini.....	39
5.3. Numunelerin Hazırlanması.....	42
5.4. Deney Geometrisi ve Karakteristik X-Işınlarnın Sayılması.....	44
5.5. Spektrumların Değerlendirilmesi .....	47
<b>6. ÖLÇÜLER VE HESAPLAMALAR.....</b>	<b>48</b>
6.1. L X-Işını Flöresans Tesir Kesitlerinin Deneysel Olarak Belirlenmesi.....	48
6.2. L X-Işını Flöresans Tesir Kesitlerinin Teorik Olarak Hesaplanması.....	54
6.3. L Tabakasına Ait Coster-Kronig Şiddetlendirme Faktörlerinin Teorik ve Deneysel Tespiti.....	60
6.4. L Tabakasına Ait Coster-Kronig Verimlerin Yarı-Deneysel Tespiti.....	67
6.5. L Tabakasına Ait Flöresans ve Auger Verimlerinin Yarı-Deneysel Tespiti.....	75
6.6. Birkaç Elemente Ait Genel Spektrumlar ve Verim Grafikleri.....	85
<b>7. SONUÇ VE TARTIŞMA.....</b>	<b>90</b>
<b>KAYNAKLAR.....</b>	<b>98</b>

## 1. GİRİŞ

Bir atomun iç tabakalarında bir boşluk oluşturulduğunda, daha üst tabakadan bir elektronla bu boşluk doldurulur. Bu işlemde enerji ya bir fotona (ışımali bozunma) ya da bir Auger elektronuna (ışımasız bozunma) verilir. Coster-Kronig geçişlerin keşfedilmesinden bu yana ışımali ve ışımasız geçiler ve bunlar arasındaki bağıntılar birçok teorik ve deneysel çalışmanın konusu olmuştur. L tabakası, özellikle de  $L_3$  alt tabakası x-ışını çizgileri incelenirken, x-ışını flöresans tesir kesitlerinin doğru şekilde belirlenmesi Coster-Kronig geçişlerden dolayı kolay değildir. Çünkü  $L_1$  ve  $L_3$  ile  $L_2$  ve  $L_3$  alt tabakaları arasında gerçekleşen böyle geçişler  $L_3$  alt tabakası için ilave bir uyarıma sebep olurlar. Böylece  $L_\alpha$  ve diğer alt tabaka x-ışını çizgilerini şiddetlendirerek analitik çizgilerin mutlak şiddetlerini değiştirirler.

Bazı araştırmacılar atomları fotonlarla<sup>(1-4)</sup>, protonlarla<sup>(5-8)</sup>, hızlandırılmış iyonlarla<sup>(9-11)</sup>, elektronlarla<sup>(12-13)</sup>,  $\alpha$  parçacıklarıyla<sup>(14-16)</sup> uyararak suretiyle tesir kesitlerini hesaplamışlardır. Yine birçok araştırmacı enerjiye bağılı olarak tesir kesitlerini ve kütle soğurma katsayılarını teorik olarak hesaplamışlardır<sup>(17-22)</sup>. Salomon ve arkadaşları daha önce birçok araştırmacı tarafından deneysel olarak elde edilen tesir kesitlerini tablo halinde vermişlerdir<sup>(23)</sup>. Yine birçok araştırmacı, K ve L x-ışını şiddet oranlarını, atomları  $\gamma$ -ışınlarıyla<sup>(24-27)</sup>, elektronlarla<sup>(28-30)</sup>, protonlarla<sup>(31-33)</sup>, hızlandırılmış iyonlarla<sup>(34-35)</sup>, x-ışınları tüpüyle<sup>(36-39)</sup> ve ikincil uyarıcılarla<sup>(40-43)</sup> uyararak suretiyle ölçmüşlerdir. Bazı araştırmacılar da deneysel değerlerin ortalamasını alarak tablo ve grafikler hazırlamışlardır<sup>(44-45)</sup>. Işımali geçişlerden kaynaklanan karakteristik x-ışınları ile ilgili olarak geçiş ihtimaliyetleri ve yayımlanma hızları teorik olarak bazı araştırmacılar tarafından hesaplanmıştır<sup>(46-49)</sup>. Yine bazı araştırmacılar tarafından L x-ışını flöresans tesir kesitleri deneysel olarak ölçülmüştür<sup>(50-61)</sup>. Birçok araştırmacı da L x-ışını flöresans tesir kesitleriyle birlikte ortalama L tabakası flöresans verimleri de deneysel olarak ölçmüştür<sup>(62-69)</sup>. Ayrıca ortalama L tabakası flöresans verimi teorik olarak da hesaplanmıştır<sup>(70)</sup>.



L tabakasına ait flöresans verimler ve Coster-Kronig geçiş ihtimaliyetleri teorik olarak birçok araştırmacı tarafından hesaplanmıştır<sup>(71-74)</sup>. Coster-Kronig geçiş ihtimaliyetlerine ait deneysel çalışmalar da iki şekilde yapılmıştır. Bazı araştırmacılar K-L koinsidans metodunu kullanarak<sup>(75-83)</sup> diğer bazıları da sinkrotron iyonizasyon metodunu<sup>(84-90)</sup> kullanarak deneysel değerler elde etmişlerdir. Coster-Kronig geçiş ihtimaliyetleri üzerine kimyasal etkiler ilk kez Söğüt<sup>(91)</sup> tarafından incelenmiştir. Krause<sup>(92)</sup>, K ve L tabakalarına ait flöresans, Auger ve Coster-Kronig verimlerin, ışıklı ve ışısız geçiş hızlarının yarı-deneysel değerlerini sunmuştur. Yine Fink ve arkadaşları<sup>(93)</sup> da L tabakası Coster-Kronig verimler ile birlikte K, L ve M tabakası flöresans verimlerin mevcut deneysel değerlerini özetlemişlerdir. Hubbell ve arkadaşları<sup>(94)</sup> x-ışını flöresans verimlerinin ölçümleri, analizleri, fitleri ve tabloların bibliyografyasını hazırlamışlardır. Ölçümlere ve teorik modellere dayanan flöresans verimlerin karşılaştırması yine Hubbell ve arkadaşları<sup>(94)</sup> tarafından yapılmıştır. Labar<sup>(95, 96)</sup> x-ışını analizleri ve x-ışını üretimi üzerine ışısız geçişlerin etkisini araştırmıştır. Yine Rani ve arkadaşları<sup>(97)</sup> da L<sub>3</sub> alt tabakası x-ışını flöresans tesir kesitleri üzerine Coster-Kronig geçişlerin etkisini deneysel olarak incelemişler ve L $\alpha$  için Coster-Kronig şiddetlendirme faktörlerini tespit etmişlerdir.

Boşluk üretim metotlarından biri olan ve önemli avantajlar sağlayan fotoiyonizasyon metoduyla Auger olayının özel bir durumu olarak adlandırabileceğimiz ve atomu çiftli iyonize halde bırakan Coster-Kronig etki, filtre edilmiş Am-241  $\gamma$  nokta kaynağından yayımlanan 59.5 keV'luk fotonlarla ikincil uyarıcılar uyarılmak ve bunlardan yayımlanan fotonlarla da numuneler uyarılmak suretiyle  $59 \leq Z \leq 92$  aralığındaki 18 element için ölçülmüştür. Karakteristik x-ışınlarının sayılmasında rezolüsyonu 5.9 keV'da 160 eV olan Si(Li) katihal sayacı kullanılmıştır. Bulunan deneysel değerlerin yanında hesaplanan teorik değerler de verilmiştir. Ayrıca bu çalışmada L tabakasına ait flöresans, Coster-Kronig ve Auger verimleri de yarı-deneysel olarak aynı element bölgesi için tespit edilmiştir.

## 2. ELEKTROMAGNETİK RADYASYONUN MADDE İLE ETKİLEŞMESİ

Elektromagnetik radyasyonun (parçacık özelliğine göre) madde ile etkileşmesi sonucu esas itibarı ile

a- Soğurulma,

b- Saçılma,

olmak üzere iki temel etkileşme olmaktadır.

### 2.1. Elektromagnetik Radyasyonun Soğurulması

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

Monokromatik, paralel bir ışın demeti bir maddeden geçirilecek olursa çıkan ışın demetinin şiddetinde bir azalma olduğu gözlemlenir. Şiddeti  $I_0(E)$  olan bir demetin kalınlığı  $t(cm)$  olan bir maddeyi geçtikten sonraki şiddeti,

$$I(E) = I_0(E) e^{-\mu t} \quad (2.1)$$

ile verilmektedir. Burada  $\mu$  lineer soğurma katsayısı olup, birim yüzeyde birim kalınlık başına düşen enerji soğurma kesri olarak tarif edilmektedir.

## 2.2. Soğurma Katsayısı ve Soğurma Kısılları

$t$  kalınlığındaki bir maddeyi geçen x-ışını demetindeki azalmayı veren (2.1) 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. Fotoelektrik, saçılma ve çift oluşum olaylarının üçü de demetin şiddetinde azalmaya sebep olduklarından toplam soğurma katsayısı,

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho} \quad (2.2)$$

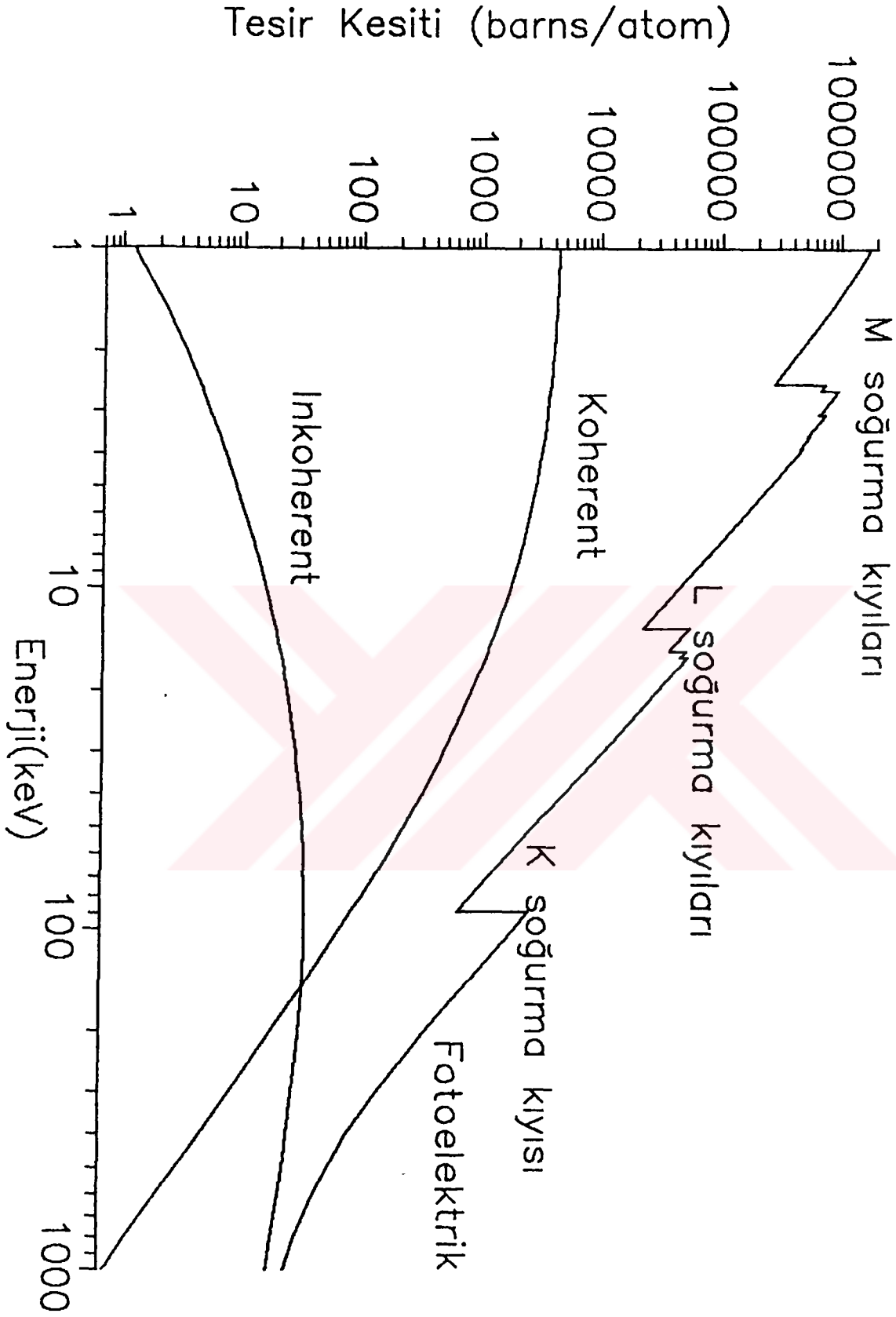
şeklinde ifade edilir. Burada  $(\tau/\rho)$  fotoelektrik kütle soğurma katsayısı,  $(\sigma/\rho)$  saçılma kütle soğurma katsayısı,  $(\kappa/\rho)$  ise çift oluşumu kütle soğurma katsayısıdır. Toplam fotoelektrik kütle soğurma katsayısı  $(\tau/\rho)$ , atomun enerji seviyelerine bağlı olarak aşağıdaki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

$$\left(\frac{\tau}{\rho}\right)_E = \left(\frac{\tau}{\rho}\right)_{E,K} + \left(\frac{\tau}{\rho}\right)_{E,L_I} + \left(\frac{\tau}{\rho}\right)_{E,L_{II}} + \left(\frac{\tau}{\rho}\right)_{E,L_{III}} + \dots \quad (2.3)$$

Bu ifadeyi daha kısa olarak

$$\left(\frac{\tau}{\rho}\right) = \sum_i \left(\frac{\tau}{\rho}\right)_{E,i} \quad (2.4)$$

şeklinde yazabiliriz. Burada  $(\tau/\rho)_{E,i}$   $i$ . elektron seviyesinin ( $i=K, L_I, L_{II}, L_{III}, \dots$ ) E enerjili foton için fotoelektrik kütle soğurma katsayısını göstermektedir. Fotoelektrik etkileşme ihtimali, gelen x-ışınının enerjisi elektronun bağlanma enerjisine ne kadar çok yakın ise o derecede yüksektir. Bundan dolayı, bir elektron seviyesine ait x-ışınları



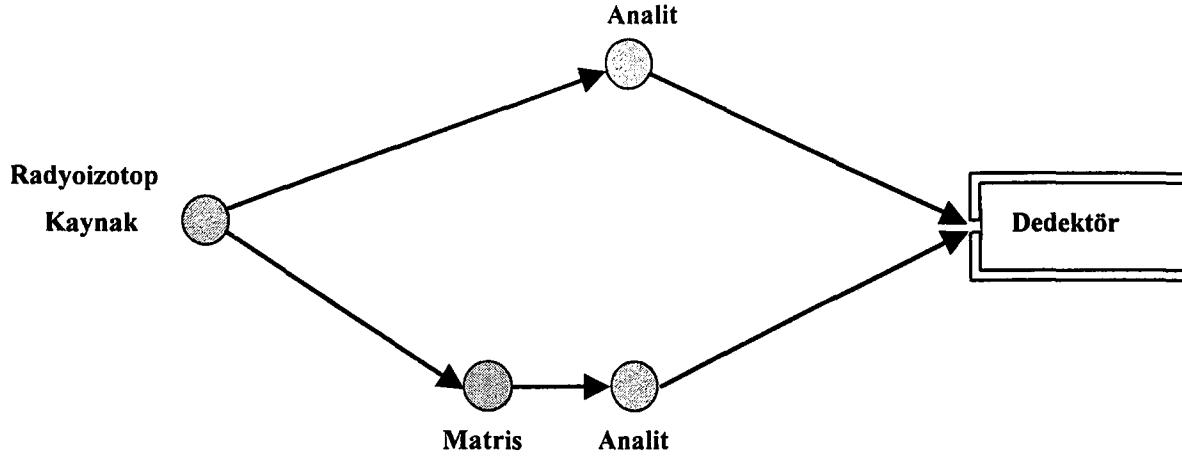
Şekil 2.1 Pb için gelen foton enerjisinin fonksiyonu olarak kütle soğurma katsayısı.

soğurma ihtimali en büyük değerini, atom elektronlarının bağlanma enerjilerine yaklaşık eşit x-ışınları ile bombardıman edilmesi halinde alır. 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 gidildikçe artar. Şekil 2.1'de 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.

### 2.3. Şiddetlendirme Etkileri

Bir numune içinde incelenen elemente analit, analit ve haricindeki bütün elementlere ise matris adı verilmektedir.

Kompleks bir sistem için şiddet-konsantrasyon ilişkisi numune matrisinin soğurma ve şiddetlendirme etkilerinden dolayı genellikle lineer değildir. Belli bir elementin karakteristik x-ışınlarının veya saçılan x-ışınlarının olduğu yerde soğurucu elementin karakteristik x-ışınları yayınlanabilir. Bu durumda ölçülen şiddet, primer ışınlar tarafından normal uyarma ile oluşturulandan daha büyük olduğundan bu etki şiddetlendirme etkisi olarak bilinir. A elementinin karakteristik x-ışını enerjisinin B elementinin soğurma kıyısından büyük olduğu hallerde A'nın karakteristik x-ışınlarının B tarafından soğurulduğu ve B'nin karakteristik ışınlarının ise A tarafından şiddetlendirildiği söylenir.



Şekil 2.2 Şiddetlendirme etkisini gösteren şema.

Şekil 2.2'de görüldüğü gibi numune içerisinde matris elementlerinin yayınladığı karakteristik x-ışınlarının enerjisi analitin soğurma kıyısından büyükse, primer uyarıcı fotonlara ilave olarak bunlar da analiti uyarabilirler. Bu olay matrisin şiddetlendirme etkisi olarak bilinir. Bu matris şiddetlendirme etkisinin özellikle jeolojik ve biyolojik numunelerin x-ışını flöresans analizlerinde dikkate alınması gerekir.

Şiddetlendirme etkisi, hiçbir zaman toplam şiddetin %15'ini geçmemektedir. Şiddetlendirme etkisi, genellikle soğurma etkisinin yaklaşık olarak %10'u kadardır. Ancak kuvvetli matris çizgisinin varlığında, eğer bu çizgi büyük enerjili bölgede olacak şekilde analitin soğurma kıyısına çok yakınsa şiddetlendirme etkisi daha da fazla olabilir<sup>(98)</sup>. Şiddetlendirme etkisi analit çizgi şiddetine etkisi bakımından iki kısımda incelenebilir. Matris elementinin bir veya birkaç spektral çizgi enerjisinin analitin soğurma kıyısından büyük olduğu durumlardaki şiddetlendirme etkisine doğrudan (*true*) şiddetlendirme etkisi denilmektedir. Bu durumda uyarıcı kaynak radyasyonuna ilave olarak matrisin karakteristik x-ışınları da analiti uyarmakta ve analitin beklenen şiddetinden daha büyük şiddet elde edilmektedir. İkinci bir şiddetlendirme etkisi matris elementlerinin soğurmalarının az olmasından ileri gelen şiddetlendirme etkisidir.

Soğurma-şiddetlendirme etkileri kalın ve sonsuz kalın numunelerde belli maddeler için oldukça önemlidir. Bu önem numune kalınlığı azaldıkça azalır ve ince filmlerde ortadan kalkar. Ayrıca analit konsantrasyonu arttıkça ya da analit haricindeki matris konsantrasyonu azaldıkça matrisin soğurma-şiddetlendirme etkileri azalır.

Şiddetlendirme-düzeltilme faktörü, soğurma düzeltilmesinde olduğu gibi numune kompozisyonuna ve uyarma enerjisine bağlı olarak değişmektedir.

#### 2.4. Tesir Kesiti

Tesir kesiti, bir numune üzerine gelen 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 ve parçacığın geometrik kesitinden daha büyük veya daha küçük olabilir<sup>(99)</sup>.

$A$  yüzeyine ve  $dt$  kalınlığına sahip ince bir levha üzerine  $I$  şiddetiyle düşürülen parçacıklar demeti düşünelim. Bu parçacıklar demeti ince 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  $Andt$ ,  $A$  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,  $\sigma Andt$  olur. Şuadaki parçacık sayısı şuanın şiddetiyle orantılı olduğundan eğer bir bombardıman demetinde  $N$  parçacık varsa ve dilimdeki atomlar ile etkileşen parçacık sayısı  $dN$  ise,

$\frac{dN}{N} = \frac{\text{Toplam etkin alan}}{\text{Hedef alan}}$  ifadesi yazılabilir. Bu durumda,

$$\frac{dN}{N} = n\sigma dt \quad (2.5)$$

elde edilir. Belirli bir kalınlıkta, bir dilimdeki atomlar ile gelen parçacıkların etkileşme oranını bulmak için  $dN/N$ 'nin integralinin alınması gerekir. 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.

$$-\frac{dN}{N} = n\sigma dt \quad (2.6)$$

(2.6) ifadesinin integrali alınır,

$$N = N_0 e^{-n\sigma t} \quad (2.7)$$

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 ( $1\text{b}=10^{-24}\text{cm}^2$ ).  $n\sigma t$  yeterince küçük olduğu zaman,

$$N = N_0(1 - n\sigma t) \quad (2.8)$$

yazılabilir<sup>(100)</sup>. Bu durumda  $t$  kalınlığını geçerken soğurulan (ilgilenilen etkileşmeye giren) parçacıkların sayısı

$$dN = N_0 n\sigma t \quad (2.9)$$

ifadesi ile verilir. Buradan tesir kesiti için

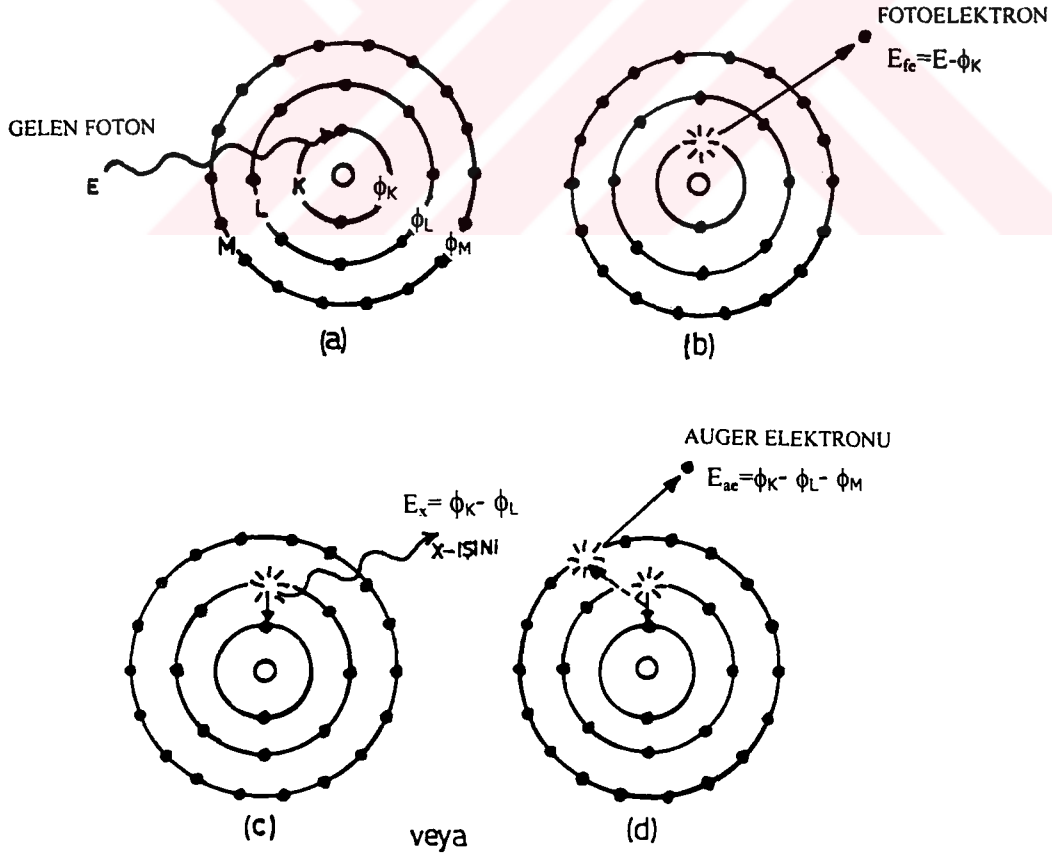


$$\sigma = \frac{dN}{N_0 n t} \quad (2.10)$$

genel ifadesi elde edilir.

## 2.5. Fotoelektrik Olay

Enerjisi  $h\nu$  olan bir foton atomda bağlı bir elektronla etkileşirse, elektron fotonun toplam enerjisini soğurarak serbest hale geçebilir. Bu olaya fotoelektrik olay, sökülün elektrona da fotoelektron denilmektedir. K kabuğu elektronlarından birinin sökülmesi ile oluşan fotoelektrik ve Auger olayları Şekil 2.3'de şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 2.3 Fotoelektrik ve Auger olayları.

K kabuğundan sökülen elektronun kinetik enerjisi,

$$E_{fe} = h\nu - E_B \quad (2.11)$$

ile verilir. Burada  $E_B$  K kabuğunun bağlanma enerjisi,  $h\nu$  gelen fotonun enerjisidir. Fotonun  $h\nu$  enerjisi elektronun bağlanma enerjisine ne kadar yakın ise fotonun soğurulma ihtimali o kadar büyüktür. Fotonun  $h\nu$  enerjisi  $E_B$  bağlanma enerjisinden uzaklaştıkça fotoelektrik olayın meydana gelmesi ihtimali azalır. K kabuğu için fotoelektrik tesir kesiti,

$$\sigma_K = \sigma_T \frac{64.137^3}{Z^2} \left( \frac{K_{ab}}{E} \right)^{1/2} \quad (2.12)$$

ile verilir. Burada  $\sigma_T$  Thomson tesir kesiti,  $K_{ab}$  ise K kabuğu soğurma kıyasıdır. Gelen fotonun enerjisi, K kabuğu soğurma kıyasına yakın ise tesir kesiti, daha tam bir ifadeyle

$$\sigma_K = \sigma_T 128\pi \frac{137^3}{Z^2} \left( \frac{K_{ab}}{E} \right)^4 \frac{e^{-4\xi \text{Arc cot } \xi}}{1 - e^{-2\pi\xi}} \quad (2.13)$$

şeklinde verilmektedir<sup>(101)</sup>. Burada  $\xi$ ,

$$\xi = \sqrt{\frac{K_{ab}}{E - K_{ab}}} \quad (2.14)$$

dır.

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 olarak adlandırılır. Oluşan karakteristik x-ışını fotonu, atomu her zaman terk etmez. Bu foton atomun dış

tabakalarındaki elektronlarından birisi tarafından soğurulabilir. Bu olaya Auger olayı, sökülün elektrona da Auger elektronu denir.

## 2.6. Çift Oluşumu

Fotonların enerjilerini kaybettikleri olaylardan bir diğeri de çift oluşumdur. Çift oluşumu, çekirdeğin etki alanına giren bir fotonun bir elektron ile bir pozitrona dönüşmesi olayıdır. Elektron ile pozitronun kütleleri birbirine eşit; yükleri ise eşit fakat zıt işaretlidir. Bu olay çekirdek etrafında olduğundan hiçbir korunum ilkesi bozulmuş olmaz. Bu olayda yük, çizgisel momentum ve toplam enerji korunur.

Bir elektron veya pozitronun durgun kütle enerjisi  $m_0c^2 = 0,511 \text{ MeV}$  dir. Bu sebeple çift oluşumunun olabilmesi için foton enerjisinin en az  $1,02 \text{ MeV}$  olması gerekir. Çift oluşumunun zıttı ise, bir elektron ile bir pozitronun bir araya gelerek bir foton çifti oluşturmak suretiyle yok olmasıdır. Çift oluşumu bir çekirdek etrafında olduğu gibi yüklü bir parçacık etrafında da meydana gelebilir. Çift oluşumu tesir kesiti,

$$\sigma_p = \sigma_0 \cdot Z^2 \left[ \frac{28}{9} \ln(183 \cdot Z)^{-1/3} - \frac{2}{27} \right] \quad (2.15)$$

ifadesiyle verilmektedir. Burada,  $\sigma_0 = \frac{1}{137} \left( \frac{e^2}{m_0c^2} \right)^2 = 5,79 \times 10^{-28} \text{ cm}^2$  değerinde bir sabittir<sup>(102)</sup>. Görüldüğü gibi çift oluşumu tesir kesiti  $Z^2$  ile orantılı olarak değişmektedir.

## 2.7. Elektromagnetik Radyasyonun Saçılması

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

### 2.7.1. Koherent Saçılma

Gelen fotonun enerjisinde ve fazında bir değişiklik olmadan meydana gelen saçılmaya koherent saçılma denir. Atom başına koherent saçılma tesir kesiti,

$$\sigma_{coh} = \int_{\phi=0}^{\phi=\pi} d\sigma_T(\theta) [F(x, Z)]^2 \quad (2.16)$$

$$= \frac{3}{8} \sigma_T \int_{-1}^{+1} (1 + \cos^2 \theta) [F(x, Z)]^2 d(\cos \theta) \quad (2.17)$$

ile verilmektedir<sup>(103)</sup>. Burada  $\sigma_T$ , toplam Thomson saçılma tesir kesiti,  $\theta$  saçılma açısı,  $F(x, Z)$  atomik form faktörü ve  $x$ , dalga boyu ve açığa bağlı bir parametredir. Koherent saçılma, Thomson, Delbrück, Rayleigh ve Nükleer Rezonans saçılmalar olarak sınıflandırılabilir.

### 2.7.2. İnkoherent Saçılma

Saçılma olayında, gelen foton ile saçılan fotonun enerjileri arasında bir fark meydana geliyorsa bu tür saçılmaya inkoherent saçılma denir. Yani gelen ve saçılan fotonların dalga boyları ve fazları birbirinden farklıdır.

Bir atoma ait toplam inkoherent saçılma tesir kesiti,

$$\sigma_{ink} = \int_{\phi=0}^{\phi=\pi} d\sigma_{KN}(\theta) S(x, Z) \quad (2.18)$$

ile verilir. Burada  $d\sigma_{KN}(\theta)$ , Klein-Nishina diferansiyel tesir kesiti olup,

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} [1 + k(1 - \cos\theta)]^{-2} \left[ 1 + \cos^2\theta + \frac{k^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + k(1 - \cos\theta)} \right] \left( \frac{cm^2}{elektron \cdot steradian} \right) \quad (2.19)$$

ile verilir.  $S(x, Z)$  ise inkoherent saçılma fonksiyonudur. İnkoherent saçılma, Compton saçılması, nükleer saçılma, ve Raman saçılması olarak üç guruba ayrılır. Bunların arasında en etkin olanı Compton saçılmasıdır.

### 2.7.2.1. Compton Saçılması

Işığın tanecikli yapıda olduğunu gösteren önemli olaylardan birisi de Compton saçılmasıdır. Gelen foton, gelen foton enerjisine kıyasla çok zayıf bağlı veya serbest bir elektron ile çarpışarak enerjisinin bir kısmını kaybeder ve geliş doğrultusundan sapar. Compton saçılması, elektronun bağlanma enerjisinin, gelen fotonun enerjisi yanında ihmal edilecek kadar küçük olduğu durumlarda baskın olarak meydana gelir. Şekil 2.4'de görüldüğü gibi  $\Psi$  saçılan fotonun geliş doğrultusuyla,  $\theta$  ise geri tepen elektronun geliş doğrultusuyla yaptığı açıdır. Bunlar aynı bir düzlemde olduğundan, enerji ve momentum korunur. Saçılan fotonun enerjisi,

$$E' = \frac{E}{1 + \alpha(1 - \cos\Psi)} \quad (2.20)$$

ifadesi ile verilir. Burada  $E'$ , saçılan fotonun enerjisi;  $E$ , gelen fotonun enerjisi ve  $\alpha = \frac{E}{m_0 c^2}$  dir.  $m_0$  elektronun durgun kütlesi,  $m_0 c^2$  ise elektronun durgun kütle

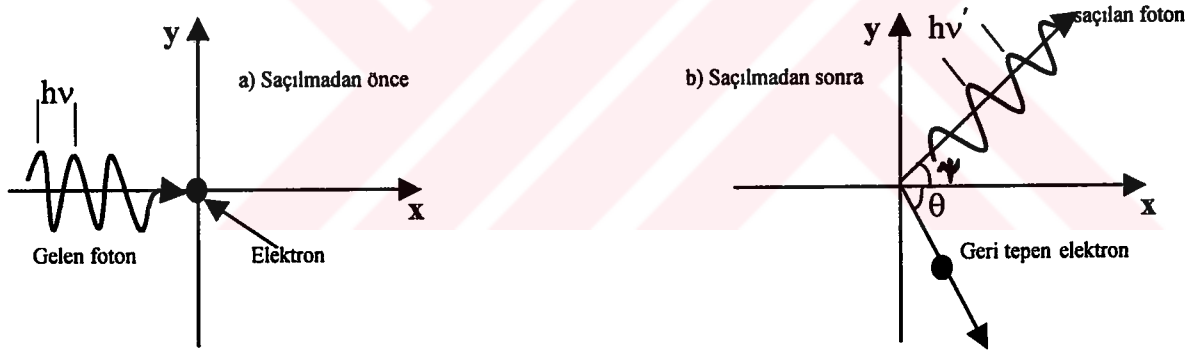
enerjisidir. Saçılmanın serbest ve durgun bir elektrondan olması halinde, geri tepen elektronun enerjisi, gelen fotonun enerjisi ile saçılan fotonun enerjisi farkına eşittir:

$$E_k = E - \frac{E}{1 + \alpha(1 - \cos\psi)} \quad (2.21)$$

veya

$$E_k = \frac{\alpha E(1 - \cos\psi)}{1 + \alpha(1 - \cos\psi)} \quad (2.22)$$

Serbest ve durgun bir elektrondan Compton saçılması Şekil 2.4'de şematik olarak görülmektedir. Son zamanlarda Compton olayının sadece serbest elektronlarla değil, bağlı elektronlarla da olabileceği çeşitli araştırmacılar tarafından gösterilmiştir<sup>(104-106)</sup>.

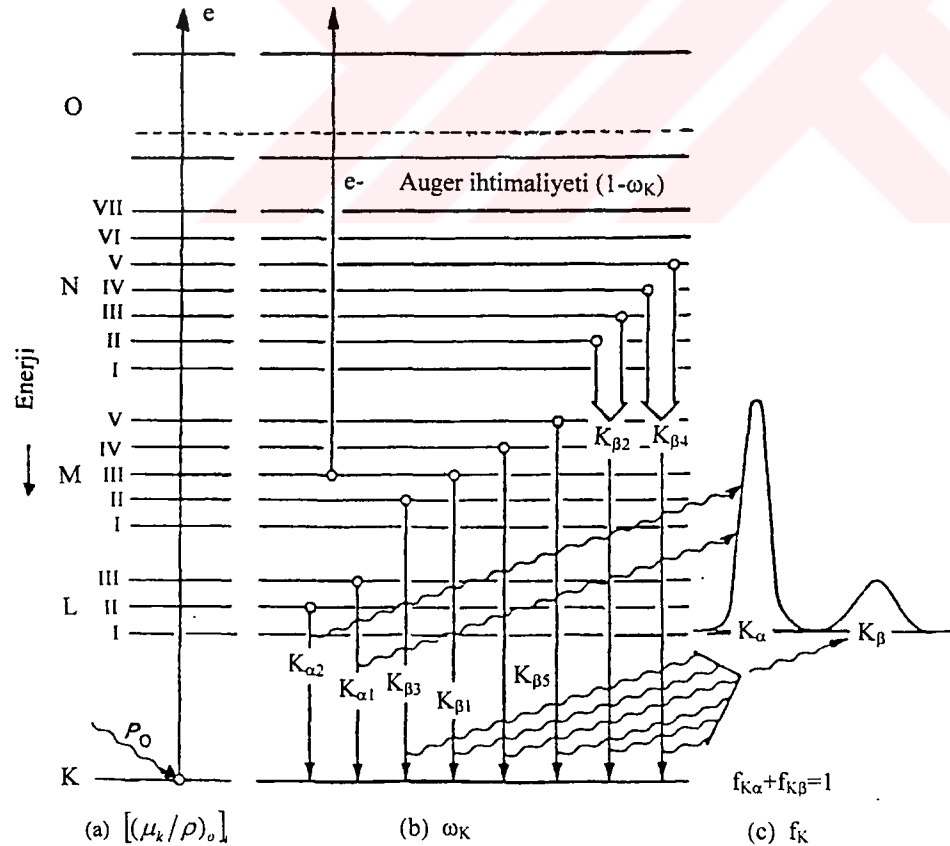


Şekil 2.4 Compton olayı.

### 3. KARAKTERİSTİK X-IŞINLARININ ÜRETİLMESİ

Herhangi bir yolla bir atomdan elektron sökülürse veya daha üst enerji seviyelerine çıkarılırsa atom uyarılmış olur. Bu uyarma genellikle, hızlandırılmış elektronlarla, proton, nötron ve  $\alpha$ -parçacıklarıyla, x-ışını tüpünden yayımlanan x-ışınları ile, radyoizotop kaynak tarafından yayımlanan fotonlarla ve sekonder x-ışınları ile gerçekleştirilir.

Atomun herhangi bir tabakasından sökülen elektronun yerine  $10^{-8} \sim 10^{-9}$  saniye arasında üst tabakalardan bir elektron geçer. Bu geçişten bir foton yayımlanır. İç tabakalar arasındaki elektron geçişinden yayımlanan bu fona, o elementin karakteristik x-ışını fotonu veya karakteristik x-ışını denir. K kabuğuna geçişler ve ilgili Siegbahn gösterimleri (notasyonları) Şekil 3.1'de şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 3.1 Atomlarda elektron geçişlerinin ve karakteristik x-ışını yayımlanmasının şematik olarak gösterimi.

Bir foton tarafından, atom  $K$  seviyesinde uyarılabilir. Böylece  $K$  tabakasında oluşan boşluk atomun üst  $L, M, N, \dots$  tabakalarındaki elektronlar tarafından doldurulur. Bu boşluk  $L$  tabakasındaki elektronlarla doldurulursa meydana gelen karakteristik x-ışını  $K\alpha$ , diğer üst tabakalar tarafından doldurulursa  $K\beta$  karakteristik fotonları ortaya çıkar. Bu fotonların dedeksiyonu ile  $K$  karakteristik çizgileri elde edilir.  $L$  karakteristik çizgileri de benzer şekilde meydana gelir. Bu geçişlerle ilgili Siegbahn gösterimleri Tablo 3.1'de verilmiştir.

Tablo 3.1 Siegbahn gösterimleri.

Siegbahn gösterimleri	Tabakalar arası geçiş	Siegbahn gösterimleri	Tabakalar arası geçiş	Siegbahn gösterimleri	Tabakalar arası geçiş
$K\alpha_1$	K-L <sub>III</sub>	$L\beta_4$	L <sub>I</sub> -M <sub>II</sub>	$L\beta_6$	L <sub>III</sub> -M <sub>I</sub>
$K\alpha_2$	K-L <sub>II</sub>	$L\beta_3$	L <sub>I</sub> -M <sub>III</sub>	$L\beta_{15}$	L <sub>III</sub> -N <sub>IV</sub>
$K\beta_3$	K-M <sub>II</sub>	$L\gamma_2$	L <sub>I</sub> -N <sub>II</sub>	$L\beta_2$	L <sub>III</sub> -N <sub>V</sub>
$K\beta_1$	K-M <sub>III</sub>	$L\gamma_3$	L <sub>I</sub> -N <sub>III</sub>	$L\beta_7$	L <sub>III</sub> -O <sub>I</sub>
$K\beta_2''$	K-N <sub>II</sub>	$L\gamma_4'$	L <sub>I</sub> -O <sub>II</sub>	$L\beta_5$	L <sub>III</sub> -O <sub>IV,V</sub>
$K\beta_2'$	K-N <sub>III</sub>	$L\gamma_4$	L <sub>I</sub> -O <sub>III</sub>	$L\gamma_1$	L <sub>II</sub> -N <sub>IV</sub>
$K\beta_5''$	K-M <sub>IV</sub>	$L\eta$	L <sub>II</sub> -M <sub>I</sub>	$L\gamma_8$	L <sub>II</sub> -O <sub>I</sub>
$K\beta_5'$	K-M <sub>V</sub>	$L\beta_1$	L <sub>II</sub> -M <sub>IV</sub>	$L\gamma_6$	L <sub>II</sub> -O <sub>IV</sub>
$K\beta_4$	K-N <sub>IV,V</sub>	$L\gamma_5$	L <sub>II</sub> -M <sub>I</sub>		
$L\gamma_1$	L <sub>II</sub> -N <sub>IV</sub>	$Ll$	L <sub>III</sub> -M <sub>I</sub>		
$L\gamma_5$	L <sub>II</sub> -O <sub>I</sub>	$L\alpha_2$	L <sub>III</sub> -M <sub>IV</sub>		
$L\gamma_6$	L <sub>II</sub> -O <sub>IV</sub>	$L\alpha_1$	L <sub>III</sub> -M <sub>V</sub>		

### 3.1. Flöresans Verim ve Coster-Kronig Geçişleri<sup>(72, 107)</sup>

Bir atomda, herhangi bir yolla  $K$  tabakasında meydana getirilen bir boşluğun bir karakteristik x-ışını yayımlanarak doldurulması ihtimaline,  $K$  tabakasına ait flöresans verim denir ve

$$\omega_K = \frac{I_K}{\eta_K} \quad (3.1)$$



bağıntısı ile verilir. Burada  $I_K$  numuneden yayımlanan karakteristik  $K$  x-ışınlarının sayısı;  $\eta_K$  ise  $K$  tabakasında meydana getirilen boşluk sayısıdır. Flöresans verim seviye genişlikleri vasıtasıyla

$$\omega_i = \frac{\Gamma_R(L_i X)}{\Gamma(L_i)} \quad (3.2)$$

şeklinde de yazılabilir. Burada  $\Gamma_R(L_i X)$  parantez içinde verilen tabakalar arası geçişlere göre ışımalı seviye genişliği (geçiş hızlarının toplamı);  $\Gamma(L_i)$ ,  $L_i$  seviyesi için toplam seviye genişliğidir.  $X$  ise  $X=L_j, M, N, O, j>i$  ile verilir. Daha yüksek atomik tabakalar için flöresans verim tanımı iki sebepten dolayı daha karışıktır:

- a)  $K$  tabakası üzerindeki tabakalar birden fazla alt tabakadan meydana gelmiştir. Ortalama flöresans verim bu tabakaların nasıl iyonize olduğuna daha kuvvetlice bağlıdır.
- b) Ayrıca alt tabakalara sahip tabakalarda tabaka içi geçiş şeklinde tanımlayabileceğimiz Coster-Kronig geçişler de mevcuttur.

Herhangi bir yolla  $x$  tabakasının  $x_i$  alt tabakasında meydana getirilmiş boşluğun daha yüksek  $x_j$  alt tabakasına geçme ihtimali  $f_{ij}^x$  ile gösterilir.

Coster-Kronig geçişler ışımalı ve ışısız olarak iki kısımda mütalâa edilir. Buna göre  $f_{ij}^x$ 'in ışımalı kısmı  $f_{ij}^x(R)$  ile, ışısız kısmı ise  $f_{ij}^x(A)$  ile gösterilir.  $f_{ij}^x(R) \ll f_{ij}^x(A)$  olup,  $x$  tabakasının  $i$  ve  $j$  alt tabakaları arasında Coster-Kronig geçişleri için

$$f_{ij}^x = f_{ij}^x(R) + f_{ij}^x(A) \quad (3.3)$$

yazılabilir.  $f_{ij}^x(R)$ ,  $f_{ij}^x(A)$ 'nın yanında ihmal edilirse,

$$f_{ij}^x = \frac{\Gamma_A(L_i L_j X)}{\Gamma(L_i)}; X=M, N, O \text{ ve } j>i \quad (3.4)$$

olur. Burada  $\Gamma_A$  Auger kısmi genişliğidir (Auger geçiş hızlarının toplamı).

Coster-Kronig geçişlerin olmadığı durumda  $x(x=L, M, \dots)$  ile gösterilen bir tabakanın  $i$  alt tabakasının flöresans verimi

$$\omega_i^x = \frac{I_i^x}{n_i^x} \quad (3.5)$$

şeklinde verilir.  $x$  tabakası için ortalama flöresans verim,

$$\omega_x = \sum_{i=1}^k N_i^x \omega_i^x \quad (3.6)$$

dir. Burada  $N_i^x$ ,  $x$  tabakasının  $i$  alttabakasındaki ana boşluk sayısıdır.

$$N_i^x = \frac{n_i^x}{\sum_{i=1}^k n_i^x}; \sum_{i=1}^k N_i^x = 1 \quad (3.7)$$

(3.6) ve (3.7) bağıntılarındaki toplamlar,  $x$  tabakasının bütün alt tabakaları üzerindedir.  $x$  tabakası boşluklarının (bütün alt tabakalarda) toplam sayısı ( $n_x$ ),

$$n_x = \sum_{i=1}^k n_i^x \quad (3.8)$$

ile verilir. Şayet, bir tabakada meydana getirilen boşluk daha yüksek tabakalardan geçişlerle doldurulmadan önce Coster-Kronig geçişlerle yer değiştirirse, yukarıda

yazılan denklemler kullanılmaz. Coster-Kronig geçişler için iki alternatif yaklaşım olabilir:

a)  $\varpi_x$  ortalama flöresans verimi, Coster-Kronig geçişler tarafından değiştirilen boşluk dağılımları ( $V_i^x$ ) ile  $\omega_i^x$  alt tabaka flöresans verimlerinin lineer kombinasyonları olarak yazılabilir;

$$\varpi_x = \sum_{i=1}^k V_i^x \omega_i^x \quad (3.9)$$

Burada  $V_i^x$ , Coster-Kronig geçişleri olduktan sonra  $x_i$  alt tabakadaki boşlukların relatif sayısını göstermektedir. Dolayısıyla,

$$\sum_{i=1}^k V_i^x = 1 \quad (3.10)$$

dir. Başlangıçtaki relatif boşlukların sayısı olan  $N_i^x$ , Coster-Kronig geçişlerden sonraki boşluk sayısı olan  $V_i^x$  cinsinden aşağıdaki gibi yazılır.

$$\begin{aligned} V_1^x &= N_1^x \\ V_2^x &= N_2^x + f_{12}^x N_1^x \\ V_3^x &= N_3^x + f_{23}^x N_2^x + (f_{13}^x + f_{12}^x f_{23}^x) N_1^x \\ &\vdots \\ &\vdots \\ &\vdots \\ V_k^x &= N_k^x + f_{k-1,k}^x N_{k-1}^x + (f_{k-2,k-1}^x f_{k-1,k}^x) N_{k-2}^x + \dots + (f_{1k}^x + f_{12}^x f_{2k}^x + \dots) N_1^x \end{aligned} \quad (3.11)$$

$\nu_i^x$  katsayıları ile alt tabaka flöresans verimleri olan  $\omega_i^x$  arasındaki dönüşüm denklemleri,

$$v_1^x = \omega_1^x + f_{12}^x \omega_2^x + (f_{13}^x + f_{12}^x f_{23}^x) \omega_3^x + \dots \quad (3.12)$$

$$v_{k-1}^x = \omega_{k-1}^x + f_{k-1,k}^x \omega_k^x$$

$$v_k^x = \omega_k^x$$

şeklindedir. (3.11) ve (3.12) genel denklemleri L tabakası için,

$$\begin{aligned} V_1^L &= N_1^L \\ V_2^L &= N_2^L + f_{12}^L N_1^L \\ V_3^L &= N_3^L + f_{23}^L N_2^L + (f_{13}^L + f_{12}^L f_{23}^L) N_1^L \end{aligned} \quad (3.13)$$

ve

$$\begin{aligned} v_1^L &= \omega_1^L + f_{12}^L \omega_2^L + (f_{13}^L + f_{12}^L f_{23}^L) \omega_3^L \\ v_2^L &= \omega_2^L + f_{23}^L \omega_3^L \\ v_3^L &= \omega_3^L \end{aligned} \quad (3.14)$$

şeklinde yazılabilir.<sup>(72)</sup>

b)  $v_i^x$ , i. tabakadaki bir boşluk için bir ışın yayımlanması ihtimali olmak üzere

$$\varpi_x = \sum_{i=1}^k N_i^x v_i^x \quad (3.15)$$

şeklinde yazılabilir.

### 3.2. Coster-Kronig Şiddetlendirme Faktörleri

Coster-Kronig geçişleri L x-ışını tesir kesitlerini önemli ölçüde etkiler. Coster-Kronig geçişlerinden dolayı L x-ışını şiddetlerinde bir artma olduğu bilinmektedir. Bu olay Coster-Kronig şiddetlendirmesi ya da boşluk transferi şiddetlendirmesi olarak adlandırılır. Teorik olarak karakteristik L x-ışını tesir kesitleri, Coster-Kronig şiddetlendirmesi olmadığında ( $f_{ij}^x = 0$ )

$$\sigma_{Ll} = \sigma_3 \omega_3 F_{3l} \quad (3.16)$$

$$\sigma_{L\alpha} = \sigma_3 \omega_3 F_{3\alpha} \quad (3.17)$$

$$\sigma_{L\beta} = \sigma_1 \omega_1 F_{1\beta} + \sigma_2 \omega_2 F_{2\beta} + \sigma_3 \omega_3 F_{3\beta} \quad (3.18)$$

$$\sigma_{L\gamma} = \sigma_1 \omega_1 F_{1\gamma} + \sigma_2 \omega_2 F_{2\gamma} \quad (3.19)$$

olacaktır<sup>(108)</sup>. Fakat gerçekte Coster-Kronig geçişleri vardır ve bu durumda tesir kesitleri

$$\sigma_{Ll} = [\sigma_1 (f_{13} + f_{12} f_{23}) + \sigma_2 f_{23} + \sigma_3] \omega_3 F_{3l} \quad (3.20)$$

$$\sigma_{L\alpha} = [\sigma_1 (f_{13} + f_{12} f_{23}) + \sigma_2 f_{23} + \sigma_3] \omega_3 F_{3\alpha} \quad (3.21)$$

$$\sigma_{L\beta} = \sigma_1 \omega_1 F_{1\beta} + (\sigma_1 f_{12} + \sigma_2) \omega_2 F_{2\beta} + [\sigma_3 + \sigma_2 f_{23} + \sigma_1 (f_{13} + f_{12} f_{23})] \omega_3 F_{3\beta} \quad (3.22)$$

$$\sigma_{L\gamma} = \sigma_1 \omega_1 F_{1\gamma} + (\sigma_2 + \sigma_1 f_{12}) \omega_2 F_{2\gamma} \quad (3.23)$$

şeklinde verilmektedir. Bu denklemlerin aynı x-ışınlarını dikkate alacak şekilde taraf tarafa bölünmesi bize Coster-Kronig şiddetlendirmelerini verecektir. Sonuçta Coster-Kronig şiddetlendirme faktörleri

$$\kappa_{l,\alpha} = \frac{\sigma_1(f_{13} + f_{12}f_{23}) + \sigma_2f_{23} + \sigma_3}{\sigma_3} \quad (3.24)$$

$$\kappa_{\beta} = \frac{\sigma_1\omega_1F_{1\beta} + (\sigma_1f_{12} + \sigma_2)\omega_2F_{2\beta} + [\sigma_3 + \sigma_2f_{23} + \sigma_1(f_{13} + f_{12}f_{23})]\omega_3F_{3\beta}}{\sigma_1\omega_1F_{1\beta} + \sigma_2\omega_2F_{2\beta} + \sigma_3\omega_3F_{3\beta}} \quad (3.25)$$

$$\kappa_{\gamma} = \frac{\sigma_1\omega_1F_{1\gamma} + (\sigma_2 + \sigma_1f_{12})\omega_2F_{2\gamma}}{\sigma_1\omega_1F_{1\gamma} + \sigma_2\omega_2F_{2\gamma}} \quad (3.26)$$

olur. Burada  $\sigma_i$ ,  $L_i$  alt tabakaların tesir kesiti;  $F_{ij}$ ,  $L_i$  x-ışını için geçiş hızı ihtimalidir;  $\omega_i$ ,  $L_i$  nci alt tabaka için flöresans verim;  $f_{ij}$  ise Coster-Kronig geçiş ihtimalidir.

### 3.3. Auger Geçişleri

İç yörüngelerden uyarılan bir atomda meydana gelen bir boşluk üst tabakalardan elektron geçişi ile doldurulur. Bu sırada ortaya çıkan enerji genellikle x-ışını fotonu şeklinde yayımlanır. Bununla beraber, uyarılan atomun fazla enerjisi bir elektron yayınlanması ile de serbest bırakılabilir. Bu olay değişik adlarla ışısız geçişler, iç dönüşüm ve Auger olayı olarak bilinmektedir. X-ışını fotonu gibi, Auger elektron enerjisi de yayımlayıcı elementin karakteristiğidir.

K tabakasındaki boşluğun L tabakası elektronlarınca doldurulması sonucunda bir Auger olayının meydana geldiğini düşünelim. Bu olay iki şekilde izah edilebilir. Ya

- a) Atomun L'den K'ya geçişinde fazla enerjisini bir L veya M elektronu yayımlaması ile serbest bıraktığı kabul edilir; ya da

b) L'den K'ya elektron geçişinde normal olarak bir  $K\alpha$  fotonu yayımlandığı kabul edilir. Ancak bu foton atomu terk etmeden, bir L veya M elektronu fırlatılmasına sebep olacak şekilde soğurulacaktır. Bu olay iç fotoelektrik soğurma olarak düşünülebilir. Bu her iki izaha göre de atom iki kere iyonlaşmış olmaktadır.

Auger olayı elektronları daha gevşek bağlı ve karakteristik fotonların daha kolay soğurulduğu küçük atom numaralı elementlerde daha yaygın görülür. Aynı sebepten dolayı bu olay L serisi için K serisinden daha baskındır. Atomdan yayımlanan  $K\alpha$  fotonunun enerjisi azalan atom numarası ile L tabakasının soğurulma kıyısına yaklaşır ve dolayısıyla soğurulma şansı artar. Auger olayı, flöresans verimin ve satellite çizgilerinin temelini oluşturur<sup>(40)</sup>.

K tabakası için Auger olayının meydana gelme ihtimali  $a_K$ , ışımasız geçişlerin sayısı  $I_{KA}$ , meydana getirilen boşluk sayısı  $n_K$  olmak üzere

$$a_K = \frac{I_{KA}}{n_K} \quad (3.27)$$

ile verilir. Auger verimi, flöresans verim ve Coster-Kronig verim arasında<sup>(109)</sup>

$$\omega_i^x + a_i^x + \sum_{j=i+1}^k f_{ij}^x = 1 \quad (3.28)$$

bağıntısı vardır. Bu bağıntıdan faydalanılarak L tabakası için aşağıdaki bağıntılar yazılabilir.

$$\begin{aligned} \omega_1 + a_1 + f_{12} + f_{13} &= 1 \\ \omega_2 + a_2 + f_{23} &= 1 \\ \omega_3 + a_3 &= 1 \\ &\cdot \\ &\cdot \\ &\cdot \end{aligned} \quad (3.29)$$

Herhangi bir tabakaya ait ortalama Auger verimi ( $\bar{a}_x$ )

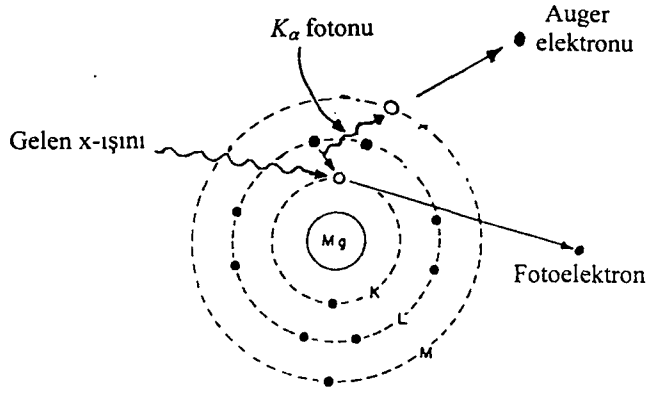
$$\bar{a}_x = \sum_{i=1}^k V_i^x a_i^x \quad (3.30)$$

bağıntısıyla verilmektedir. Burada  $V_i^x$  değiştirilmiş relatif boşluk sayısıdır. Aynı boşluk dağılımı için tabakanın ortalama flöresans verimi ( $\varpi_x$ ) ve ortalama Auger verimi ( $\bar{a}_x$ ) toplamı bire eşittir; yani,

$$\varpi_x + \bar{a}_x = 1 \quad (3.31)$$

dir.

X-ışını ve Auger geçişleri, alt tabaka boşluklarına sahip bir atom için iki önemli bozunma işlemidir. Bu bozunma işlemleri, atomik yapıların elektron-atom, foton-atom ve iyon-atom etkileşmeleri gibi birçok önemli atomik olayların çalışılmasında kullanılabilir.

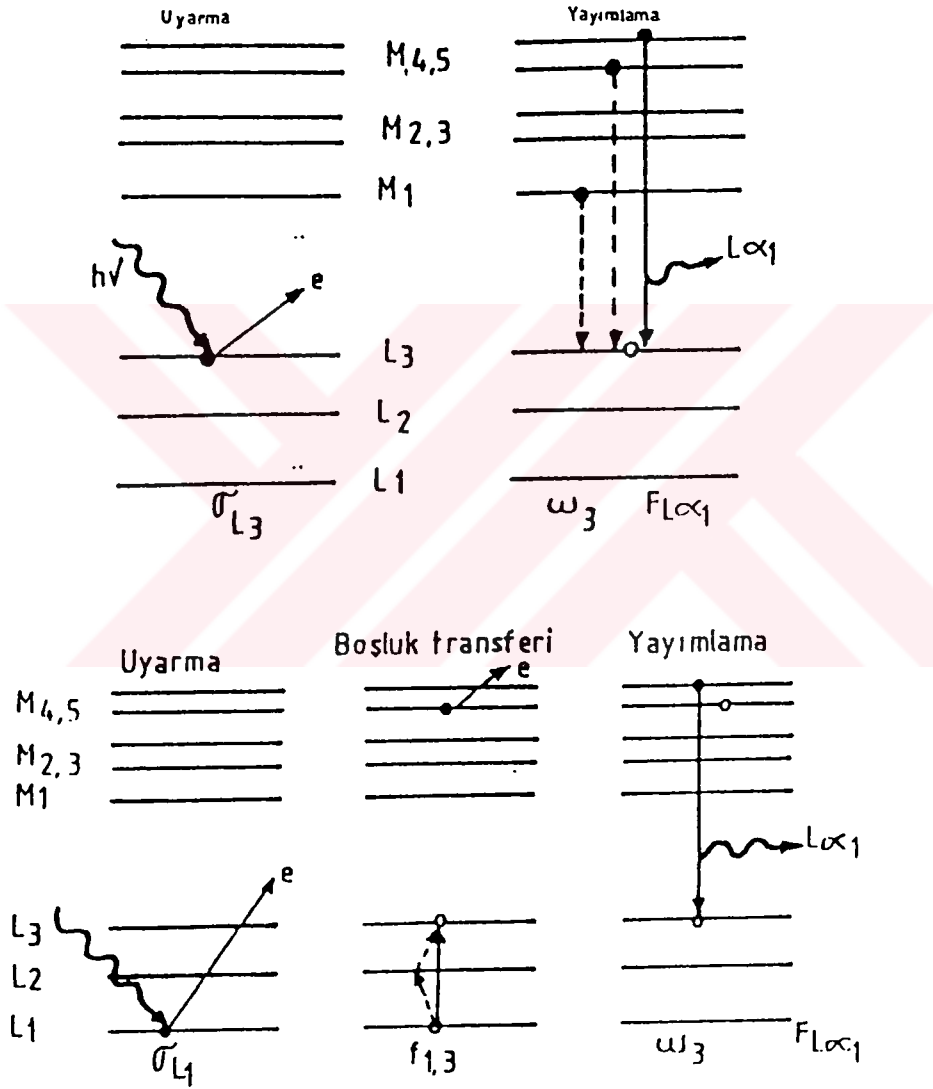


Şekil 3.2 Auger olayı<sup>(98)</sup>.

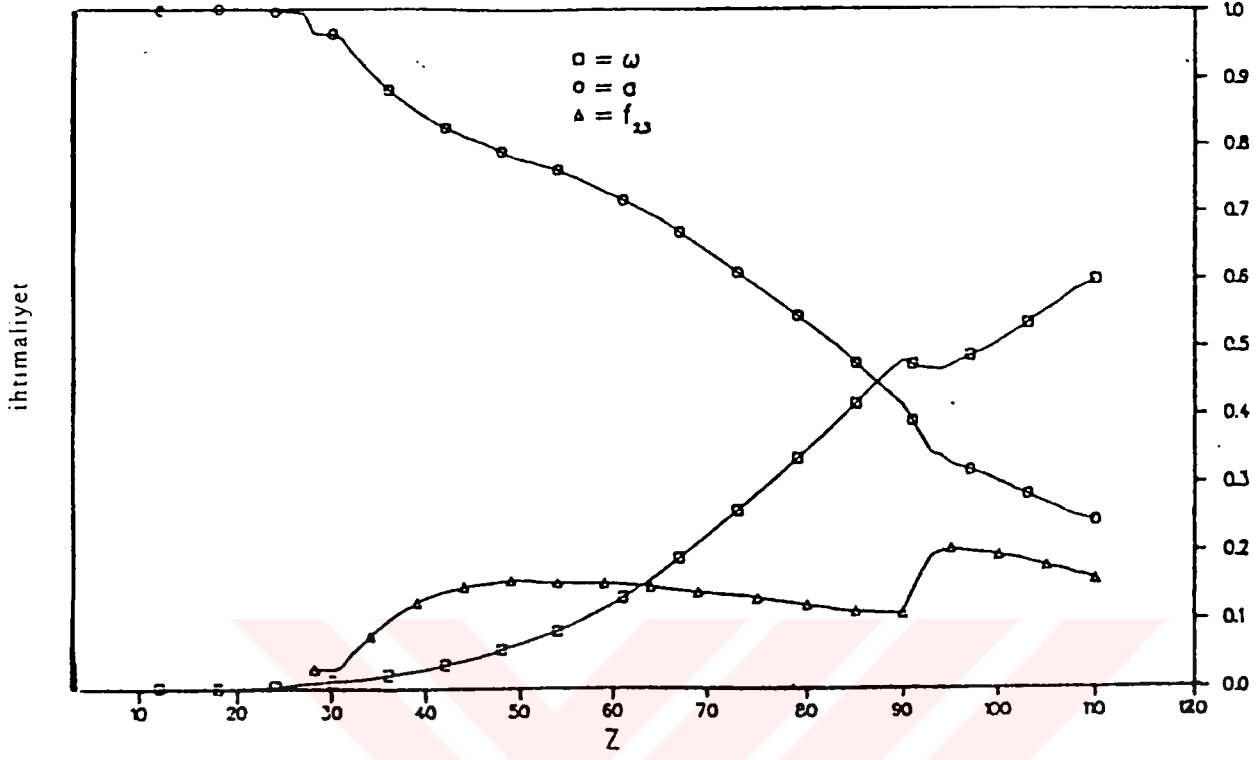


Bu olayların meydana gelişi şematik olarak Şekil 3.3'de gösterilmiştir.

$L_2$  alt tabakası için flöresans verim ( $\omega_2$ ), Coster-Kronig verim ( $f_{23}$ ) ve Auger verimi ( $\alpha_2$ )'nin atom numarasına karşı grafikleri Şekil 3.4'de gösterilmiştir.



Şekil 3.3 Flöresans olayı ve Coster-Kronig geçişleri.



Şekil 3.4 L<sub>2</sub> alt tabakasına ait flöresans verim, Coster-Kronig verim ve Auger veriminin atom numarası ile değişimi.

## 4. UYARMA<sup>(98)</sup>

Atomlar karakteristik x-ışınları yayımlamak üzere şu şekilde uyarılabilmektedirler:

- a) Elektronlarla bombardıman,
- b) Protonlarla,  $\alpha$  parçacıkları ve iyonlarla bombardıman,
- c) Radyoizotop\* kaynaklardan yayımlanan  $\gamma$  veya x-ışınları ile ışınlama,
- d) Analitin (ilgilenilen elementin) soğurma kıyısından daha kısa dalgaboylu spektral çizgiye sahip hedef elementlerden yayımlanan ikincil x-ışınları ile ışınlama. Bu ikincil hedefler, x-ışını tüpü veya radyoizotop kaynaktan yayımlanan primer fotonlarla uyarılırlar.
- e) X-ışını tüplerinden yayımlanan primer x-ışınları ile uyarma,
- f) Synchrotron (Sinkrotron) kaynaklarla uyarma,
- g) Self-uyarma veya oto-uyarma

Bu uyarma kaynaklarına göre, uyarmayı iki ana başlık altında, yani fotonlarla ve parçacıklarla uyarma şeklinde değerlendirmek mümkündür.

### 4.1. Fotonlarla Uyarma

#### 4.1.1. Radyoizotop Kaynaklarla Uyarma<sup>(98)</sup>

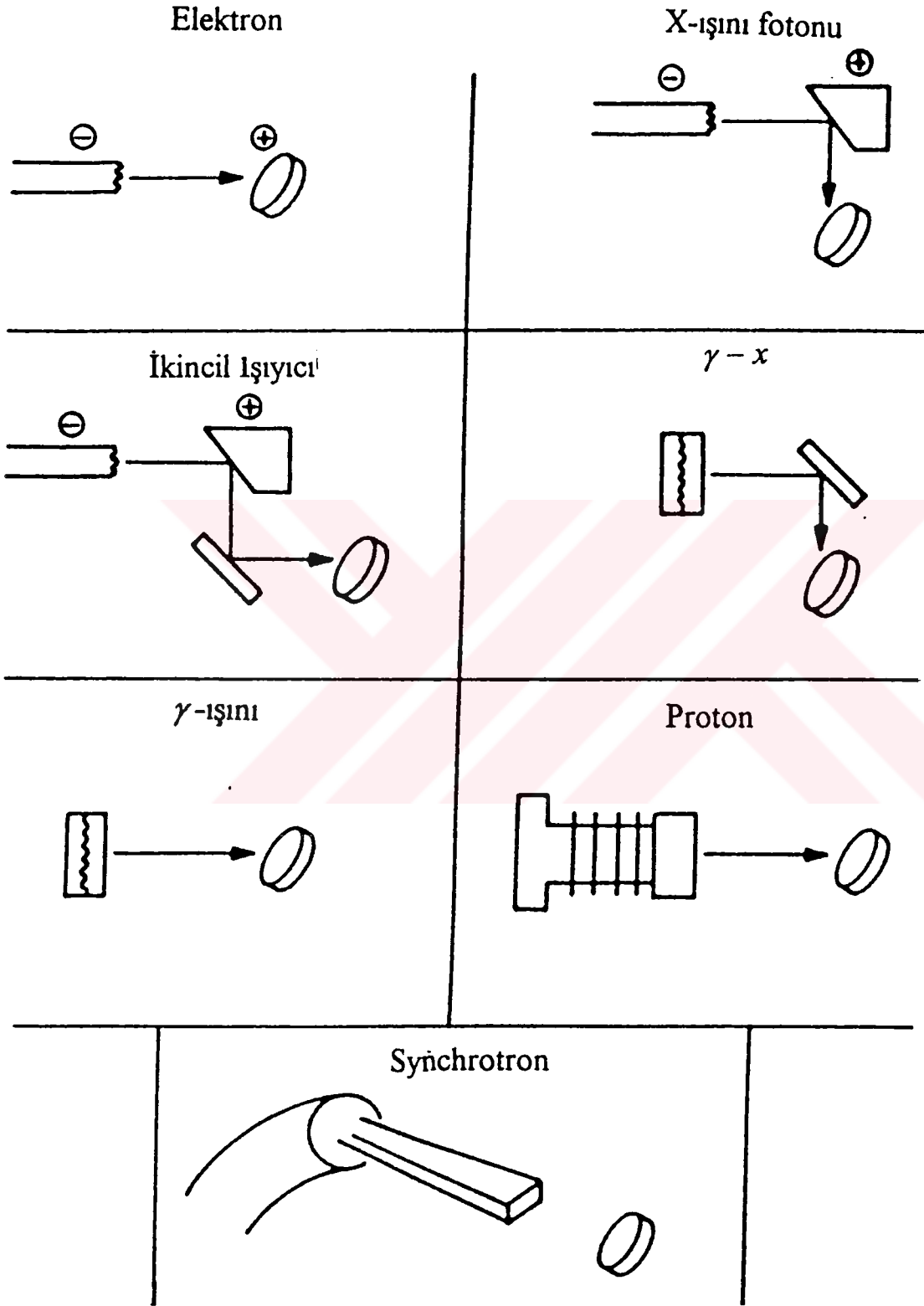
Radyoaktif izotoplar üç şekilde bozunabilir.

- a) Gama ışını yayımlanması
- b) Dahili dönüşüm,
- c) Dahili çift oluşum.

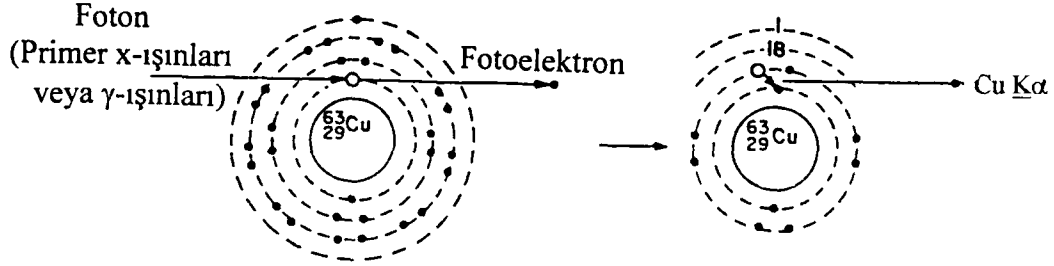
---

\*İzotop, aynı atom numarasına (Z), farklı kütle numarasına (A) sahip çekirdeklere, yani aynı sayıda protonlara ve farklı sayıda nötronlara sahip çekirdeklere denir. Bir radyoizotop veya radyoaktif izotop radyoaktif bozunma özelliğine sahip olan, yani kararsız olan izotoptur.

Gamma ışını yayımlanması durumunda bu ışın uyarda kullanılabilir.

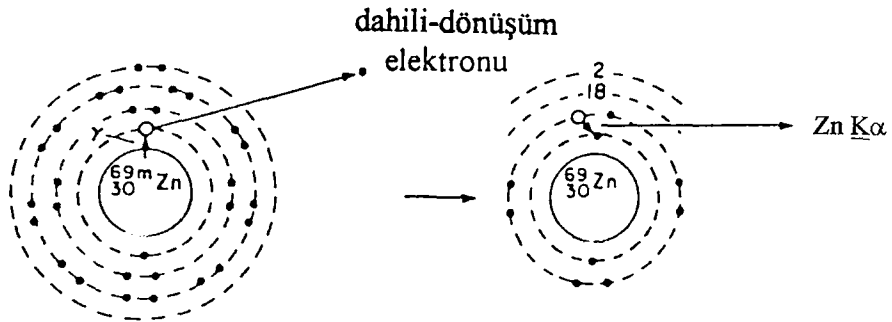


Şekil 4.1 Karakteristik x-ışınlarının üretilmesinde kullanılan kaynaklar<sup>(110)</sup>.



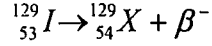
Şekil 4.2 Primer x-veya  $\gamma$ -ışınları ile uyarma.

Sekonder veya flöresans uyarmada boşluklar, madde yüksek enerjili fotonlar veya genellikle bir x-ışını tüpünden yayımlanan x-ışınları ile ışınlanarak elde edilir. Gelen foton soğurulur ve bu fotonun enerjisi bağlı elektronu sökme ve ona bir kinetik enerji kazandırmada harcanır. Bu olay fotoelektrik soğurmadır ve çıkan elektron bir fotoelektrondur. Gama ışınları da aynı etkiye sahiptirler. Bu olay Şekil 4.2'de verilmiştir.



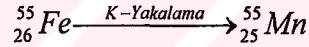
Şekil 4.3 Dahili  $\gamma$ -dönüşümü.

Radyoaktif izotoplar dahili-dönüşüme maruz kalarak  $\beta$  yayımlaması ile bozunabilir.  $\beta$  parçacığı (hızlı elektron,  $e^-$ ) yayımlaması bir nötronun bir protona dönüşmesiyle ( $n \rightarrow p^+ + e^-$ ) meydana gelir ve bu olay sonunda  $\beta$  yayımlayan atomun atom numarası bir artar. Dahili dönüşümden sonra, meydana gelen yeni elementin karakteristik x-ışınları yayımlanır. Mesela, bozunması

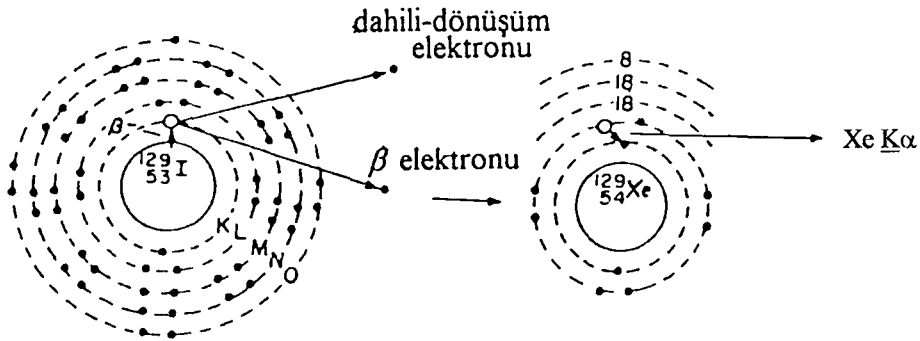


ifadesiyle verilen  ${}^{129}\text{I}$  kaynağından Xe (Ksenon)'nun x-ışınlarını yayımlanır. (Şekil 4.4).

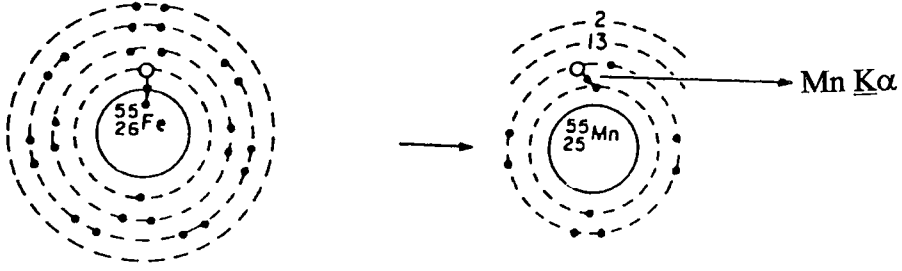
Radyoaktif izotop bir yörünge elektronu yakalayarak bozunabilir. Bu olayda bir K veya L elektronu çekirdek tarafından yakalanır ve bir proton nötralize olur ( $p^+ \rightarrow e^- + n$ ). Dolayısıyla bu olay sonucunda atomun atom numarası bir azalır. Mesela, Şekil 4.5'de görüldüğü gibi  ${}^{55}\text{Fe}$  izotobu bir K-elektronu yakalayarak Mn'a dönüşür.



Böylece  ${}^{55}\text{Fe}$  kaynağından manganın x-ışınları yayımlanır. Bu radyoaktif kaynaklar, belli uygulamalar için uygun şekilde, belirli izotoplardan belirli miktarlar alınarak hazırlanırlar. Radyoaktif madde, belirli doğrultular haricinde radyasyon yayımlanmasını önlemek için, zırh içerisine konulur. Bazı düşük aktiviteli kaynakların zırhlanmasına, özel



Şekil 4.4 Dahili  $\beta$ -dönüşümü.



Şekil 4.5 Yörünge elektronunu yakalama ( $e^-$ -yakalama).

amaçlar için, gerek duyulmayabilir. Radyoaktif kaynakları, çalışmaya uygun olarak nokta, halka vs. şeklinde hazırlamak mümkündür. Radyoaktif kaynaklar, x-ışını spektrometrik uygulamalar için dört temel özellikleri ile karakterize edilebilirler:

- Radyoaktif bozunma ve yayımlanan radyasyonun tipi ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  yayımlama veya  $K$  veya  $L$  elektronunu yakalama),
- Yayımlanan radyasyonunun enerjisi,
- Kaynak aktivitesi,
- Kaynağın yarı-ömrü (radyoaktif atomlarının yarısının bozunması için gerekli zaman): Bu süre içerisinde kaynağın aktivitesi başlangıç değerinin yarısına düşer. Eğer kaynak  $t_0$  anında  $\lambda n(t_0)$  aktivitesine sahipse  $t$  zamanında kaynağın aktivitesi

$$\lambda n(t) = \lambda n(t_0) e^{-\lambda(t-t_0)} \quad (4.1)$$

olacaktır. Burada  $n(t)$ ,  $t$  anında bozunmamış mevcut çekirdeklerin sayısı,  $\lambda$  bozunma sabiti olup, bozunmamış her bir çekirdeğin gelecek bir saniye içerisindeki bozunma ihtimalinin bir ölçüsüdür.

Radyoaktif kaynaklar seçilirken, mümkün olduğu kadar uygun radyasyon türüne, radyasyon enerjisine ve şiddetine sahip uzun ömürlü kaynaklar tercih edilmelidir.

#### 4.1.2. Sürekli Fotonlarla (X-Işını Tüpleriyle) Uyarma

Atomun iç yörünge elektronlarını uyarmak için genelde uyarıcı kaynak olarak fotonlar kullanılır. Fotonlar radyoizotop kaynaklardan veya x-ışını tüplerinden elde edilebilirler<sup>(107, 110)</sup>.

X-ışını tüpünden çıkan radyasyon uyarmada üç şekilde kullanılabilir<sup>(98)</sup>.

- a) Tüpten çıkan primer şua hiçbir muameleye tabi tutulmadan doğrudan doğruya numuneyi uyarmada kullanılabilir.
- b) Tüpten çıkan şua filtre edilerek sadece karakteristik çizgilerin numuneyi uyarması sağlanabilir.
- c) Analitin en güçlü (daha fazla şiddetli) soğurma kıyasından daha kısa dalgaboylu bir hedef kullanılabilir.

1. tip uyarmada bazı ciddi mahsurlar olabilir. Bu tür uyarmada tüpün ürettiği yüksek şiddetteki süreklilik büyük bir saçılma temel saymasına (background'una) sebep olur ve hassasiyeti azaltır. Yüksek temel sayma ve yayımlama şiddeti hassasiyeti ve dedeksiyon sınırını kötüleştirmenin yanı sıra puls yükseklik kaymasına ve sistemin şoke olmasına sebep olabilir. Ayrıca sürekli spektrum numunede bulunan ve istenmeyen bir çok elementin de uyarılmasına sebep olur.

2.ve 3. tip uyarmada elde edilen şiddet düşüktür.

X-ışını tüpleriyle istenilen büyüklükte uyarıcı radyasyon şiddeti elde etmek mümkündür. X-ışını tüplerinin avantajı radyoizotop kaynaklara göre sürekli radyasyon



yayımlamaması açısından çevre kirlenmesi etkilerinin azlığıdır. Ancak x-ışını tüplerinin önemli dezavantajları ise çok kararlı güç kaynağına ihtiyaç duymaları ve daha büyük hacim kaplamalarıdır.

#### 4.1.3. Sinkrotron İle Uyarma

Sinkrotronda, birkaç milyar elektron volt (tipik olarak 3 GeV) mertebesinde kinetik enerjili elektronlar veya pozitronlar güçlü bir mıknatısın ( $\sim 10^4$  Gauss) kutupları arasında yüksek vakumlu bir tüp içerisinde dairesel bir yörüngede hareket ederler. Düşey bir alan elektronları yatay olarak hızlandırarak *sinkrotron radyasyonunun* (SR) emisyonuna sebep olur. Böylece sinkrotron kaynak radyasyonu, bir atomun elektronları tarafından yavaşlatılan elektronların meydana getirdiği *elektronik frenleme-radyasyonunun* (bremsstrahlung) aksine *magnetik frenleme-radyasyonu* olarak düşünülebilir. X-ışını enerji bölgesinde çok düzgün bir şiddete sahip olmasından dolayı sinkrotron radyasyon karbon, azot ve oksijen gibi düşük atom numaralı elementlerin analizine imkan sağlar. Uygun uyarma için monokromatik (tek-enerjili) şua elde edilebilir. X-ışını şiddeti geleneksel x-ışını kaynaklarından elde edilenden birkaç kat daha büyüktür. Ayrıca SR, transmisyon x-ışını flöresans tekniğiyle yüzey analizi ve ultra-eser element analizi yapmak için uyarıcı kaynak olarak kullanılabilir.

#### 4.2. Parçacıklarla Uyarma

X-ışınları yüklü parçacıkların bombardımanı ile de üretilebilir. Bunlardan elektronlarla, protonlarla ve hızlandırılmış iyonlarla uyarma aşağıda incelenecektir.

#### 4.2.1. Elektronlarla Uyarma

Elektronlarla uyarda, çok hızlı elektronlarla madde bombardıman edilerek boşluklar meydana getirilir. Gelen elektron saçılırken atomdan bir elektron sökülür. Saçılan elektrona saçılmış primer elektron, sökülen elektrona da sekonder elektron denir<sup>(98)</sup>. Elektronla ve primer uyarma ile ilgili ilk önemli gelişme 1913 yılında Moseley tarafından x-ışını spektrometresinin keşfiyle oldu ve ilk analitik uygulamalar 1922'de Hadding ve Coster ve Hevesy tarafından yapılmıştır<sup>(111)</sup>.

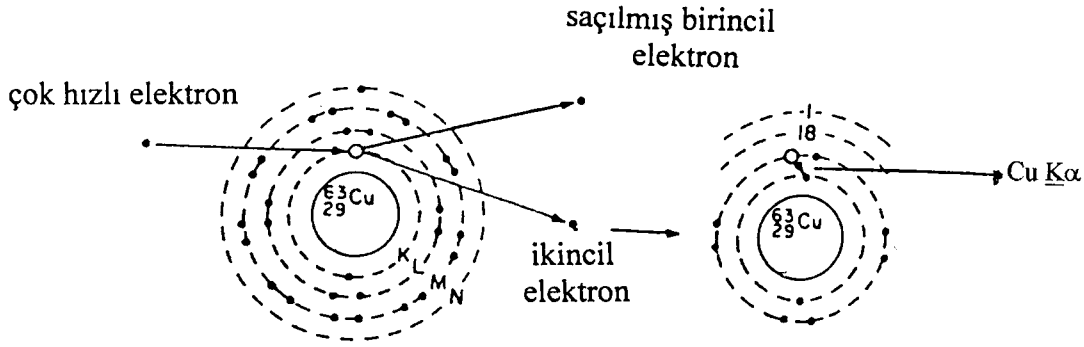
Elektronlarla uyarma metodundaki kararlılık x-ışını tüpüyle uyarma metodundaki kararlılıktan daha düşüktür. Buna karşın elektronla uyarma sisteminde, verilen bir element için saniye başına gerçek sayım, aynı akım ve voltajda çalışılan x-ışını tüpünden daha büyüktür. Bu sistemde kullanılan toplam enerji x-ışını tüpleriyle uyarma sistemlerinde kullanılan toplam enerjiden daha küçüktür<sup>(112)</sup>.

Elektronlarla uyarma sisteminin avantajları<sup>(98)</sup>:

- a) Yüksek uyarma verimi nedeniyle hafif elementler için iyi hassasiyet gösterirler,
- b) Elektronlar ancak ince yüzey tabakalarından geçebildiklerinden soğurma-şiddetlendirme etkileri küçüktür.
- c) Elektronlar ince filmlerde büyük ölçüde soğurulabildikleri için iyi hassasiyet gösterirler. Oysa x-ışınları, yüzeyden geçmeleri sonucu çok az iyonlaşmaya neden olurlar.

Elektronlarla uyarma sistemlerinin dezavantajları da vardır:

- a) Elektronlar sürekli spektruma sebep olmaları nedeni ile büyük temel sayma verirler.
- b) Elektronların numune derinliklerine nüfuz etmeleri veya numuneden geçme ihtimali çok küçüktür.
- c) Düşük atom numaralı elementler dışında iyi hassasiyet göstermezler.



Şekil 4.6 Elektronlarla uyarma.

#### 4.2.2. Protonlarla Uyarma

Protonlarla uyarmanın, fotonlarla ve elektronlarla uyardan farklı olarak birkaç özelliği vardır. Bunlardan biri, numune tarafından uyarıcı protonlar foton ve elektronlara kıyasla kolayca yavaşlatılamazlar veya saptırılamazlar; diğeri ise, sürekli spektrum oluşturmazlar ve bunun sonucu olarakta küçük temel sayma verirler<sup>(112, 113)</sup>.

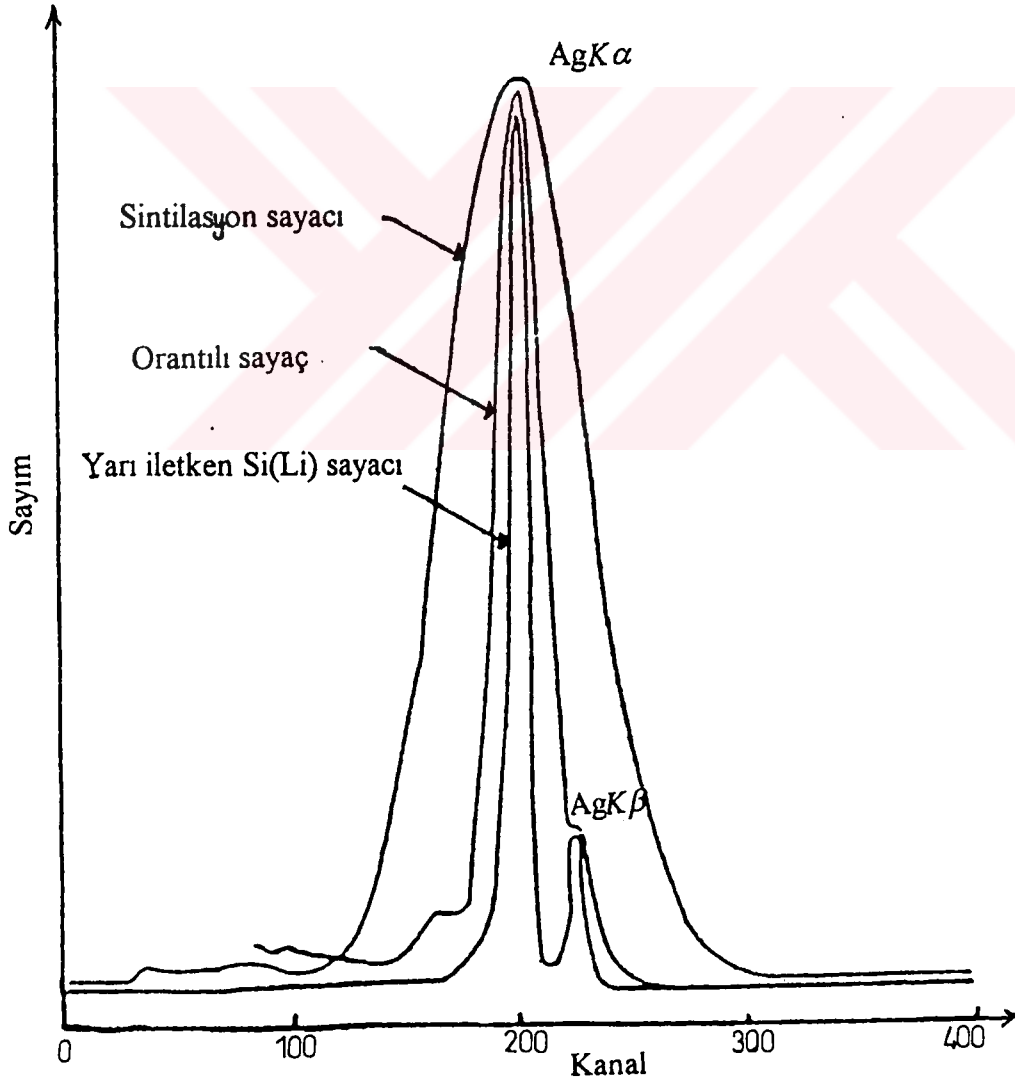
#### 4.2.3. Hızlandırılmış İyonlarla Uyarma

İyon bombardımanı ile x-ışınları üretilebilir. İyon hızlandırıcı sistemlerin bazı tipleri, vakum içerisinde hedefe doğru yöneltilen yaklaşık 10 keV ile 10 MeV enerjili iyon şuaları üretirler. Böyle bir sistemin üretim verimi diğeri uyarıcı sistemlerin üretim verimine göre daha küçüktür. Fakat x-ışını üretim verimi iyon enerjisinin artmasıyla artar<sup>(98)</sup>.

## 5. SAYMA SİSTEMİ

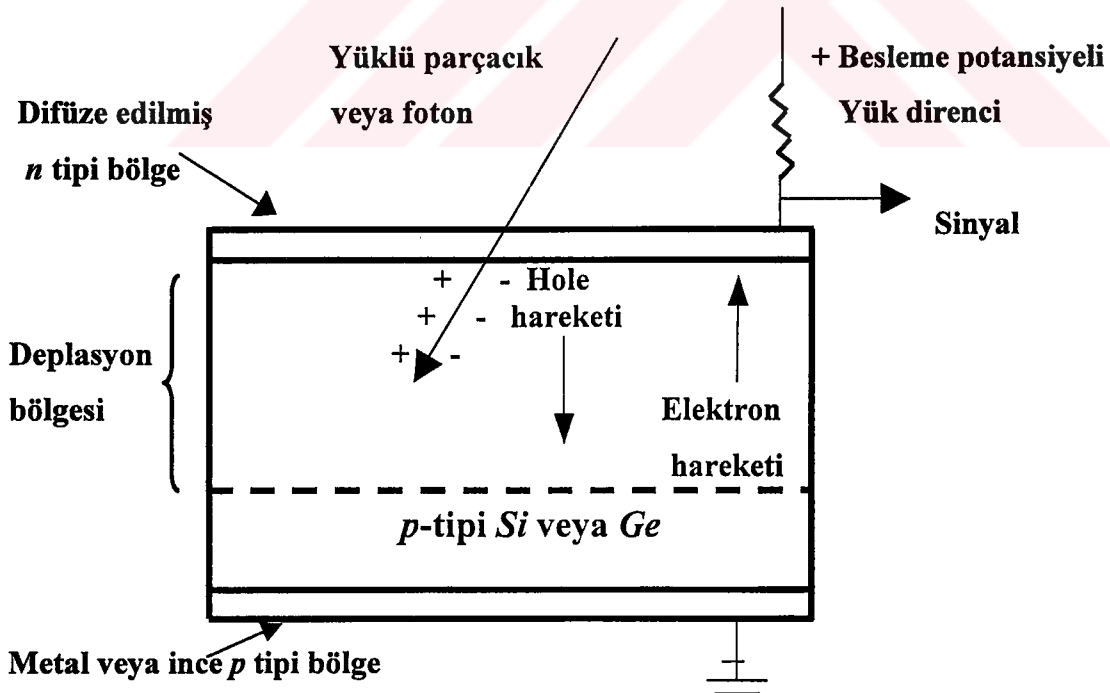
### 5.1. Yarı İletken Dedektörler ve Sayma Sistemleri

X-ışını spektrumlarının sayılması için, araştırma alanlarına bağlı olarak çeşitli dedektörler kullanılmaktadır. Yapılan araştırmalar için dedektör seçiminde; dedektör tipi, duyarlı olduğu enerji bölgesi, ayırma gücü (*rezolüsyon*) gibi bir takım önemli faktörler çok önemlidir. Şekil 5.1'de görüldüğü gibi, enerji ayırmalı x-ışını spektroskopisinde ayırma gücü en yüksek dedektörler yarı iletken dedektörlerdir.



Şekil 5.1 Bazı dedektörlerin ayırma güçleri<sup>(114)</sup>.

$\gamma$ -ışınlarına nazaran karakteristik x-ışınlarının, hem enerjileri birbirine yakın hem de genel olarak bunlar düşük enerji bölgesinde yer almaktadırlar. Bundan dolayı, bu enerji bölgesinde dedektör verimliliği ve ayırma gücü en iyi olan yarı iletken dedektörler tercih edilmektedir. X-ışını şiddet ölçümlerinde en önemli gelişmelerden birini lityum sürüklenmiş katihal dedektörlerinin yapılması teşkil eder. Lityum sürüklenmiş katihal dedektörü pozitif ve negatif (*p-tipi ve n-tipi*) bölgeleri arasında intirinsik (*i-tipi*) bölgeye 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. Dedektör yüzeyinin ince *p-tipi* tabakası aktif değildir. Dedeksiyon işlemine katkısı olmayan bu tabakaya ölü tabaka denir. Şekil 5.2'de görülen dedektörün, en önemli iki fiziksel özelliği kalınlığı ve alanıdır. Sayım için önemli bir faktör olan geometrik verimlilik, dedektör alanı arttıkça artar. Ancak bu, ayırma gücünü azaltır. Soğurma verimliliği de dedektör kalınlığı arttıkça artar. Elektrotlar, lityum sürüklenmesiyle elde edilmiş silisyum yüzeyine yaklaşık 200 Å kalınlığında altın buharlaştırılmasıyla elde edilir. Dedektör, en uygun ayırma gücünü elde etmek ve gürültüyü azaltmak için sıvı azot sıcaklığında (-196°C)



Şekil 5.2 Yarı iletken dedektörün şematik gösterimi<sup>(115)</sup>.

tutulmalıdır. Bunun için sayaç 30 lt sıvı azot alabilecek bir kaba (*dewar*) yerleştirilmiştir. Dedektör dış ortamdan gelebilecek yüzey kirlenmesini önlemek ve kristali vakumda tutmak için 25  $\mu\text{m}$  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 oluşturarak dedektör içinde hareket eder. *Si(Li)* dedektörüne yaklaşık 500 voltluk ters besleme potansiyeli uygulanır. Meydana gelen elektrik alan, fotonların oluşturduğu elektron-boşluk çiftlerini toplar. Sonuçta dedektör içine gelen fotonun enerjisi ile orantılı sayıda elektron-hole çifti oluşur. Ters beslenmeden dolayı elektronlar *n-tipi* bölgeye, boşluklar ise *p-tipi* bölgeye yönelirler. *p* ve *n-tipi* bölgelerde elektrik alan vasıtasıyla toplanan yükler, ilgili elektronik devreler tarafından akım pulsunun potansiyel pulsuna dönüştürülür. Deney sisteminde kullanılan elektronik sistem vasıtasıyla potansiyel pulsu, puls yükseklik analizöründe enerjisine karşılık gelen kanala yerleştirilir.

Bu çalışmada aktif alanı 12 mm<sup>2</sup> ve kalınlığı 3 mm olan bir *Si(Li)* dedektörü kullanılmıştır.

## 5.2. *Si(Li)* Dedektörünün Verimlilik Eğrisinin Tayini

X-ışını spektroskopik çalışmalarında, dedektör verimliliğinin bilinmesi ve verimlilik eğrisinin belirlenmesi gerekmektedir. Dedektör verimliliği aşağıdaki gibi sınıflandırılabilir<sup>(108)</sup>.

- a) Fotopik (Sayma) Verimliliği: Dedektörde ilgili enerjide, sayılabilir büyüklükte puls meydana gelme ihtimalidir.
- b) Mutlak Verimlilik: Dedektörde sayılan fotonların, radyoizotop kaynak tarafından tüm doğrultularda yayımlanan fotonlara oranıdır ve kaynak dedektör uzaklığına bağlıdır.

- c) Bağıl (relatif) Verimlilik: Herhangi bir enerjideki dedektör verimliliğinin, diğer enerjideki dedektör verimliliğine oranı olarak tanımlanır.
- d) İntrinsik Verimlilik: Dedektörün intrinsik bölgesinde (deplasyon bölgesinde veya hassas bölgesinde) sayılan fotonların, bu bölgeye gelen fotonların sayısına oranıdır.
- e) Radyal Verimlilik: Herhangi bir enerjide, dedektör verimliliğinin dedektör yarıçapına bağlı olarak değişimini ifade eder.

Enerjisi  $E$  olan bir foton için yarı iletken dedektörün sayma verimi<sup>(116)</sup>

$$\varepsilon_E = \varepsilon_R G(E) \quad (5.1)$$

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

$$\varepsilon_R = \varepsilon_A f_a f_{Au} f_d f_e f_c \varepsilon_s \quad (5.2)$$

şeklinde verilir. Burada  $\varepsilon_A$  tüm yükün toplanmış olduğu kabul edilen dedektörün hassas hacminin intristik 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<sup>(117)</sup>:

$$\varepsilon_E = \frac{C_E}{(N_E D)} \quad (5.3)$$

Burada  $C_E$ ,  $E$  enerjisinde birim zamanda kaynaktan gelip dedektörde sayılan fotonların sayısı;  $N_E$  kaynaktan bozunma başına  $E$  enerjisinde yayımlanmış fotonların kesri (yayımlanma ihtimali) ve  $D$ , standart kaynağın parçalanma hızıdır<sup>(107)</sup>.

Deney süresince  $I_oG$  faktörünü sabit tutmak için geometri değiştirilmemiştir.  $I_oG\epsilon_K$  değerinin tayininde

$$I_oG\epsilon_K = \frac{N_K}{\sigma_K \beta_{(K)} t} \quad (5.4)$$

ifadesinden faydalanılmıştır<sup>(118)</sup>. Burada  $I_o$  kaynağın şiddeti,  $G$  ise geometrik faktördür.  $I_oG$  birim zamanda numune üzerine düşen uyarıcı fotonların sayısıdır.  $N_K$  herhangi bir standart elementin karakteristik x-ışını şiddeti,  $\beta_K$  soğurma düzeltme faktörü,  $\epsilon_K$  dedektör verimi,  $\sigma_K$  standart elementin uyarma enerjisindeki flöresans tesir kesiti,  $t$  ( $g/cm^2$ ) ise standart elementin kütle kalınlığıdır. Dedektör verimi enerjiye bağlı olduğundan  $I_oG\epsilon_K$  değeri de enerjiye bağlıdır. (5.4) ifadesinden hesaplanan  $I_oG\epsilon_K$  değerlerinin elementlerin  $K\alpha$  ve  $K\beta$  karakteristik x-ışınlarının enerjilerine karşı grafikleri çizilerek elde edilen verim (efficiency) eğrileri yardımıyla istenilen enerjideki  $I_oG\epsilon_K$  değeri hesaplandı. (5.4) ifadesindeki  $K$  x-ışınlarının flöresans tesir kesitlerinin teorik değerlerinin hesaplanmasında,

$$\sigma_K = \sigma_E \omega_K F_K \quad (5.5)$$

ifadesi kullanılmıştır. Burada  $\sigma_E$  uyarma enerjisinde toplam fotoelektrik tesir kesiti<sup>(119)</sup>,  $\omega_K$   $K$  tabakası flöresans verimi ve  $F_K$  ise  $K$  x-ışınlarının yayımlanma kesridir.



### 5.3. Numunelerin Hazırlanması

Çalışmamızda incelediğimiz numuneler toz ve foillerden hazırlanmıştır. Toz numuneler parçacık büyüklüğü ve soğurma etkisini en aza indirmek için, Spex el havanında iyice öğütülmüş ve 400 mesh'lik eleklerde elenmişlerdir. Spex mikserinde 15 dak karıştırıldıktan sonra Beckman presinde 2 ton basınç altında preslenerek 13 mm çaplı tabletler elde edilmiştir. Yapılan çalışmada ikincil uyarıcı numunelerin kalınlıklarının, parçacık büyüklüklerinin ve homojenliklerinin hiçbir önemi yoktur. Bir zımba yardımıyla 13 mm çapında dairesel foil numuneler hazırlanmıştır. Bu numunelerin kütleleri,  $10^{-5}$ g hassasiyete sahip bir terazi kullanılarak tespit edilmiştir.

Kullandığımız numunelerin ve ikincil uyarıcıların özellikleri Tablo 5.1'de verilmiştir.



Tablo 5.1 Çalışmada kullanılan numunelerin özellikleri.

İkincil Uyarıcı			Hedef Numune			
Element	Şekli	Par. Büy. (mesh) veya *Kal.(mg/cm <sup>2</sup> )	Element	Şekli	Par. Büy. (mesh) veya *Kal.(mg/cm <sup>2</sup> )	Saflığı (%)
Mo	Toz	400≤	Pr	Toz	400≤	99.95
Ru	Toz	400≤	Nd	Toz	400≤	99.00
Ag	Foil	*41.4	Gd	Toz	400≤	99.90
Nb	Toz	400≤	Tb	Toz	400≤	99.90
Rb	Toz	400≤	Dy	Toz	400≤	99.98
Sr	Toz	400≤	Ho	Toz	400≤	99.99
Br	Toz	400≤	Er	Toz	400≤	99.90
Zr	Toz	400≤	Yb	Toz	400≤	99.90
Se	Toz	400≤	Hf	Toz	400≤	99.95
Ge	Toz	400≤	Ta	Toz	400≤	99.95
As	Toz	400≤	W	Toz	400≤	99.95
Cu	Toz	400≤	Au	Foil	*43.6	99.99
Fe	Toz	400≤	Hg	Toz	400≤	99.99
Mn	Toz	400≤	Tl	Toz	400≤	99.99
Ni	Toz	400≤	Pb	Toz	400≤	99.99
Gd	Toz	400≤	Bi	Toz	400≤	99.98
Dy	Toz	400≤	Th	Toz	400≤	99.99
Yb	Toz	400≤	U	Toz	400≤	99.99
Hf	Toz	400≤				
Co	Toz	400≤				
Ta	Toz	400≤				

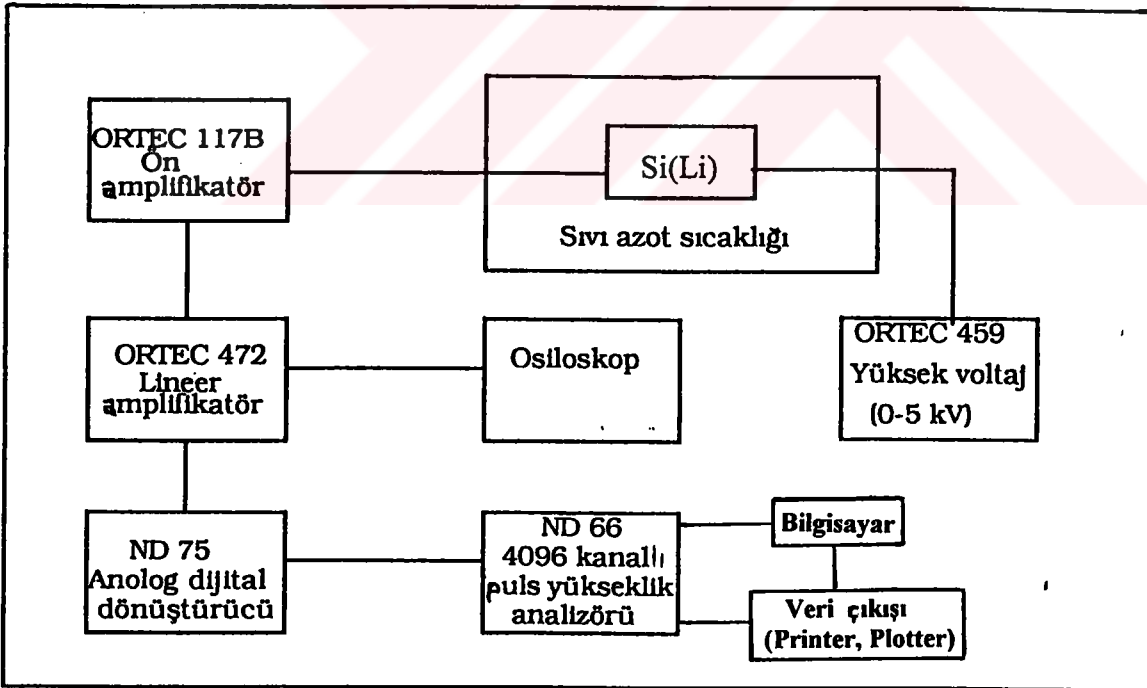
#### 5.4. Deney Geometrisi ve Karakteristik X-Işınlarının Sayılması

Hem uyarma hem de sayma bakımından karakteristik x-ışınlarının şiddetlerini etkileyen faktörlerden birisi de kullanılan deney geometrisidir. Deneye hazır hale getirilen numunelerimiz, 100 mCi şiddetindeki Am-241 radyoizotop nokta kaynağından çıkan 59,5 keV'luk  $\gamma$ -ışınlarıyla uyarılmışlardır. Sayımların yapıldığı deney sisteminin fotoğrafı Şekil 5.3'de ve bu sisteme ait blok diyagram ise Şekil 5.4'de verilmiştir. Radyoaktif kaynaktan yayımlanan radyasyonun kolime edilmesinde en uygun elementlerden biri kurşundur. Ancak radyoaktif kaynak ışınlarının kurşunu uyarması sonucu, kurşundan yayımlanan karakteristik x-ışını hem numuneyi uyarabilmekte hem de spektrum içerisinde istenmeyen pikler oluşturabilmektedir. Bu durumun önlenmesi için demir kolimatör kullanılmıştır. Böylece numuneyi sadece radyoaktif kaynaktan çıkan radyasyonların uyarması sağlanmıştır. Aynı özelliğe sahip bir başka kolimatör de dedektörün Be penceresi önüne yerleştirilerek, dedektör istenmeyen radyasyona karşı koruma altına alındığı gibi sayaç kristalinin kenar bölgelerinin sayma işlemlerindeki olumsuz etkileri de azaltılmıştır.

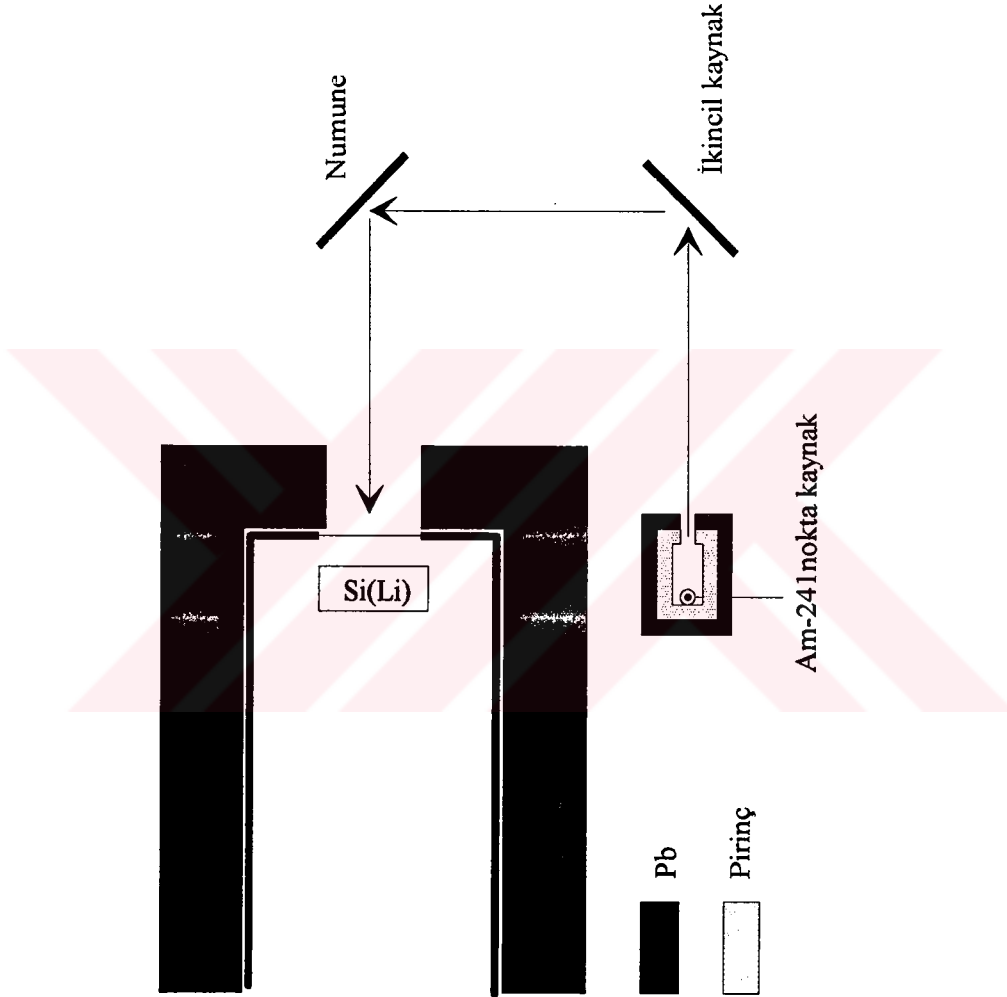
Karakteristik x-ışınlarının sayılmasında kullanılan Si(Li) dedektörünün yarım maksimumdaki tam genişliği (rezolüsyonu) 5,9 keV'da 160 eV dir. Si(Li) dedektöründen çıkan pulslar önce bir ön amplifikatörde daha sonra bir lineer amplifikatörde büyütülerek bir analog dijital dönüştürücü vasıtasıyla 4096 kanallı bir ND66B puls yükseklik analizörüne gönderilmiştir. Bu pulslar analizörün 1024 kanalına kaydedilmiştir. Kullanılan deney geometrisi ise Şekil 5.5'de verilmiştir.



Şekil 5.3 Deney sistemi.



Şekil 5.4 Deney sisteminin blok diyagramı.



Şekil 5.5 Deney geometrisi.

### 5.5. Spektrumların Değerlendirilmesi

Bütün ölçümlerde, temel sayma spektrumlarını elde etmek için, deney şartları muhafaza edilmek suretiyle ikincil uyarıcı numuneler yok iken numunesiz sayımlar yapılmıştır. Numuneli spektrumlardan, temel sayma spektrumları çıkartılarak net spektrumlar elde edilmiştir. Elde edilen net spektrumlardaki piklerin, sağ ve sol tarafında bulunan on kanaldaki sayımların ortalaması bulunup bu sayıma sahip kanal pik sınırı seçilerek piklerin alanı ölçülmüştür.



## 6. ÖLÇÜLER VE HESAPLAMALAR

### 6.1. L X-Işını Flöresans Tesir Kesitlerinin Deneysel Olarak Belirlenmesi

Karakteristik x-ışını şiddeti, ilgili elementin flöresans tesir kesitine, uyarıcı radyasyonun şiddetine, elementin numune içindeki miktarına (konsantrasyonuna), geometrik faktöre, numune ve hava içerisindeki soğurma faktörüne ve x-ışınlarının sayıldığı sayacın verimliliğine bağlıdır:

$$N = I_0 G \varepsilon m_i \beta \sigma \quad (6.1)$$

Buradaki  $\sigma$ , yani L x-ışını flöresans tesir kesiti Garg ve arkadaşları<sup>(120)</sup> tarafından

$$\sigma = \frac{N}{I_0 G \varepsilon m_i \beta} \quad (6.2)$$

şeklinde verilmektedir. Burada  $N$ , birim zamanda ölçülen karakteristik x-ışınları şiddeti,  $I_0$  numuneye birim zamanda gelen foton şiddeti (*uyarıcı radyasyonun şiddeti*),  $G$  kaynak-numune ve numune-sayaç konum ve geometrilerine bağlı geometrik faktör,  $\varepsilon$  x-ışınları enerjisindeki sayaç verimi,  $m_i$  birim alana düşen madde miktarı ve  $\beta$  soğurma düzeltmesi faktörüdür.

Bu çalışmada,  $I_0 G \varepsilon$  değeri, Am-241 nokta kaynağı ile Mo, Nb, Zr, Sr, Rb, Br, Se, As, Ge, Zn, Cu, Ni, Co, Fe, Mn, Cr ve V elementlerinin uyarılması sonucu elde edilen bu elementlere ait K x-ışınları için yazılan

$$I_0 G \varepsilon = \frac{N K_i}{\beta K_i m_i \sigma K_i} \quad (6.3)$$

eşitliği esasında ölçülmüştür.

Bu bağıntıda  $i$ ,  $\alpha$  ve  $\beta$ 'ya karşılık gelmektedir.  $\sigma_{Ki}$  tesir kesiti ise,

$$\sigma_{Ki} = \sigma_K \omega_K f_{Ki} \quad (6.4)$$

bağıntısına göre teorik olarak hesaplanmıştır. Burada  $\sigma_K$ , K tabakasına ait fotoelektrik tesir kesiti olup Scofield'in tablosundan<sup>(119)</sup> alınmıştır.  $\omega_K$ , K tabakası için flöresans verim olup Krause'nin tablosundan<sup>(92)</sup> ve  $f_{Ki}$  ise K tabakasından  $K\alpha$  veya  $K\beta$  x-ışını yayılma ihtimali olup Scofield'in tablosundan<sup>(119)</sup> alınmıştır. Bulunan  $I_0Ge$  değerleri Am-241 radyoizotop kaynağı ile uyarılan ikincil kaynakların ortalama karakteristik x-ışını enerjilerine karşı çizilmiştir.

Numune içerisinde oluşturulan karakteristik x-ışınları ve saçılan  $\gamma$ -ışınları numuneden geçerken numune atomları tarafından soğurulmaktadır. Dolayısıyla ölçülen x-veya  $\gamma$ -ışını şiddeti yayımlanan x-veya saçılan  $\gamma$ -ışını şiddetinden daha az olmaktadır. Bu durumun flöresans tesir kesiti çalışmalarında mutlaka dikkate alınması gerekmektedir. Soğurma düzeltmesi faktörü  $\beta$ ,

$$\beta = \frac{1 - \exp\left[-\left(\frac{\mu_p}{\cos\theta_1} + \frac{\mu_e}{\cos\theta_2}\right)t\right]}{\left(\frac{\mu_p}{\cos\theta_1} + \frac{\mu_e}{\cos\theta_2}\right)t} \quad (6.5)$$

bağıntısından hesaplandı<sup>(122)</sup>. Burada  $\mu_p$  ve  $\mu_e$ , sırasıyla, uyarıcı radyasyon ve yayımlanan radyasyon enerjisi için numunenin toplam kütle soğurma katsayıları olup,

$$\mu_{p,e} = \sum_i \omega_i \mu_i \quad (6.6)$$

bağıntısından hesaplanmıştır. Burada  $\omega_i$  i. elementin konsantrasyonunu,  $\mu_i$  ise ilgili enerjideki i. elementin toplam kütle soğurma katsayısını göstermektedir.  $\mu_i$  değerleri Hubbell ve Seltzer'in tablosundan<sup>(123)</sup> yararlanarak  $\ln\mu$ 'ye karşı  $\ln E$ 'nin çizilen doğrusal



grafikten ilgili enerji için hesaplanmıştır.  $\theta_1$  ve  $\theta_2$  ise, sırasıyla, gelen ve yayımlanan radyasyonun numune normali ile yaptıkları ortalama açıdır.  $t$  numunenin kütle kalınlığı olup tartılan numune miktarının numune alanına bölünmesiyle bulunmuştur. (6.1), (6.2) ve (6.3) bağıntılarındaki  $m_i$  ifadesi ise numune içindeki analitin madde miktarı olup,

$$m_i = mw_i \quad (6.7)$$

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

Bu çalışma üç aşamada gerçekleştirildi. Çalışmanın birinci kısmında uyarma enerjisini (E),  $L_2$  alt tabaka bağlanma enerjisinden küçük fakat  $L_3$  alt tabakasını uyarabilecek ( $B_{L_3} < E < B_{L_2}$ ) şekilde seçtik. İkinci kısımda ise uyarma enerjisini,  $L_1$  alt tabaka bağlanma enerjisinden küçük fakat  $L_2$  alt tabakasını uyarabilecek ( $B_{L_2} < E < B_{L_1}$ ) şekilde seçtik. Çalışmanın üçüncü ve son kısmında ise uyarma enerjisini, K tabakası bağlanma enerjisinden küçük fakat  $L_1$  alt tabakasını uyarabilecek ( $B_{L_1} < E < B_K$ ) şekilde seçtik. Ölçtüğümüz L x-ışını flöresans tesir kesitlerine ait değerler Tablo 6.1-3'de verilmiştir.

Tablo 6.1 Sadece L<sub>3</sub> alt tabakası uyarıldığında elde edilen L x-ışını flöresans tesir kesitlerine ait deneysel değerler (barns/atom).

L <sub>3</sub> alt tabakası uyarıldığında				
Z	Enerji*(keV)	$\sigma_{L\alpha}$	$\sigma_{L\beta}$	$\sigma_{L\gamma}$
U	17.781	8003±264	2018±066	509±015
Th	16.896	8080±242	2011±060	484±015
Bi	14.980	6710±201	1548±046	354±011
Pb	13.300	8561±448	1980±079	438±015
Tl	13.300	8008±240	1812±054	414±012
Hg	12.503	8486±509	1885±113	437±026
Au	12.158	8656±433	1882±094	434±022
W	10.983	7255±218	1463±044	320±010
Ta	10.073	8343±334	1601±064	387±016
Hf	9.572	8403±336	1629±065	390±016
Yb	8.976	8604±430	1538±077	368±018
Er	8.907	7034±352	1278±064	310±016
Ho	8.265	7793±468	1406±084	334±020
Dy	8.265	7012±351	1248±062	299±015
Tb	7.649	7925±317	1429±057	322±013
Gd	7.649	7117±285	1267±051	274±011
Nd	6.490	7013±421	1390±083	1694±102
Pr	---	---	---	---

\* Uyarma enerjisidir.

Tablo 6.2  $L_3$  ve  $L_2$  alt tabakaları uyarıldığında elde edilen L x-ışını flöresans tesir kesitlerine ait deneysel değerler (barns/atom).

L <sub>3</sub> ve L <sub>2</sub> alt tabakaları uyarıldığında					
Z	Enerji*(keV)	$\sigma_{L\alpha}$	$\sigma_{L\beta}$	$\sigma_{L\gamma}$	$\sigma_{L\gamma}$
U	---	---	---	---	---
Th	19.964	5688±171	4805±144	341±010	1022±031
Bi	15.859	6406±192	5490±165	338±010	981±029
Pb	---	---	---	---	---
Tl	14.980	6245±187	5528±166	337±010	947±028
Hg	---	---	---	---	---
Au	---	---	---	---	---
W	11.730	6930±208	5610±168	307±009	810±024
Ta	---	---	---	---	---
Hf	10.983	6689±268	5327±213	311±012	714±029
Yb	---	---	---	---	---
Er	9.572	6750±338	4931±247	298±015	696±035
Ho	8.976	7252±435	5219±313	311±019	721±043
Dy	8.907	6639±332	5134±257	446±022	666±033
Tb	8.265	7578±303	5325±213	280±011	707±028
Gd	8.265	6807±272	4685±187	263±011	628±025
Nd	7.057	6647±399	4744±285	249±015	572±034
Pr	6.490	6226±374	5119±307	255±015	1151±069

\* Uyarma enerjisidir.

Tablo 6.3 L<sub>1</sub>, L<sub>2</sub> ve L<sub>3</sub> alt tabakaları uyarıldığında elde edilen L x-ışını flöresans tesir kesitlerine ait deneysel değerler (barns/atom).

L <sub>1</sub> , L <sub>2</sub> ve L <sub>3</sub> alt tabakaları uyarıldığında					
Z	Enerji*(keV)	$\sigma_{L\alpha}$	$\sigma_{L\beta}$	$\sigma_{L_1}$	$\sigma_{L_2}$
U	22.072	7738±232	5781±173	496±015	1351±041
Th	21.705	6563±197	5476±164	396±012	1071±032
Bi	16.896	7631±229	6281±188	404±012	1073±032
Pb	17.700	6835±273	5216±240	363±015	617±025
Tl	16.035	7722±232	6253±188	393±012	1018±031
Hg	14.980	8998±540	10267±616	465±028	1812±109
Au	14.980	7177±359	6267±313	360±018	1008±050
W	12.503	6961±209	6971±209	308±009	1050±032
Ta	12.503	6170±247	6219±249	287±011	950±038
Hf	11.730	6991±280	7719±309	323±013	1182±047
Yb	10.983	6789±340	6158±308	293±015	995±050
Er	10.005	6866±343	6294±315	303±015	902±045
Ho	9.572	7090±425	6565±394	305±018	938±056
Dy	9.572	6491±325	5611±281	276±014	778±039
Tb	8.907	7334±293	6354±254	330±013	969±039
Gd	8.735	6746±270	5882±235	264±011	837±034
Nd	7.558	6476±259	5737±344	253±015	746±045
Pr	7.003	6124±367	5248±315	267±016	627±036

\* Uyarma enerjisidir.

## 6.2. L X-Işını Flöresans Tesir Kesitlerinin Teorik Olarak Hesaplanması

K x-ışınları şiddet oranları enerjiye bağlı olmadığı için teorik olarak hesaplanmalarına gerek yoktur. Çünkü bu oran araştırmacılar tarafından tablolar halinde verilmiştir. Fakat L x-ışınları için şiddet oranları enerjiye bağlı olduğundan teorik olarak hesaplanmalıdır. Bazı elementlerin K tabakaları da 59,5 keV'luk fotonlarla uyarıldığından L x-ışınlarının şiddetlerinde de K tabakasından L tabakasına boşluk transferinden dolayı bir artma görülecektir<sup>(108)</sup>. Bu durum dikkate alınarak karakteristik x-ışını tesir kesitleri K.S. Mann ve arkadaşları<sup>(55)</sup> tarafından verilen,

$$\sigma_{Li} = \left[ (\sigma_3 + \sigma_K \eta_{KL3}) + (\sigma_2 + \sigma_K \eta_{KL2}) f_{23} + (\sigma_1 + \sigma_K \eta_{KL1}) (f_{13} + f_{12} f_{23}) \right] \omega_3 F_{3i} \quad (6.8)$$

$$\sigma_{La} = \left[ (\sigma_3 + \sigma_K \eta_{KL3}) + (\sigma_2 + \sigma_K \eta_{KL2}) f_{23} + (\sigma_1 + \sigma_K \eta_{KL1}) (f_{13} + f_{12} f_{23}) \right] \omega_3 F_{3a} \quad (6.9)$$

$$\sigma_{L\beta} = (\sigma_1 + \sigma_K \eta_{KL1}) \omega_1 F_{1\beta} + \left[ (\sigma_2 + \sigma_K \eta_{KL2}) + (\sigma_1 + \sigma_K \eta_{KL1}) f_{12} \right] \omega_2 F_{2\beta} + \left[ (\sigma_3 + \sigma_K \eta_{KL3}) + (\sigma_2 + \sigma_K \eta_{KL2}) f_{23} + (\sigma_1 + \sigma_K \eta_{KL1}) (f_{13} + f_{12} f_{23}) \right] \omega_3 F_{3\beta} \quad (6.10)$$

$$\sigma_{L\gamma} = (\sigma_1 + \sigma_K \eta_{KL1}) \omega_1 F_{1\gamma} + \left[ (\sigma_2 + \sigma_K \eta_{KL2}) + (\sigma_1 + \sigma_K \eta_{KL1}) f_{12} \right] \omega_2 F_{2\gamma} \quad (6.11)$$

$$\sigma_{L\eta} = \left[ (\sigma_2 + \sigma_K \eta_{KL2}) + (\sigma_1 + \sigma_K \eta_{KL1}) f_{12} \right] \omega_2 F_{2\eta} \quad (6.12)$$

bağıntılarından hesaplanmıştır. Burada  $\sigma_{L1}$ ,  $\sigma_{L2}$  ve  $\sigma_{L3}$  sırasıyla  $L_1$ ,  $L_2$  ve  $L_3$  alt tabakalarına ait fotoelektrik tesir kesiti olup Scofield'in<sup>(119)</sup> tablosundan  $\ln \sigma = k \ln E$  doğru denklemi yardımıyla hesaplanmıştır.  $f_{12}$ ,  $f_{13}$  ve  $f_{23}$  ise Coster-Kronig geçiş ihtimaliyetleri olup Krause'nin<sup>(92)</sup> tablolarından alınmıştır.  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  ve  $\omega_3$  sırasıyla  $L_1$ ,  $L_2$  ve  $L_3$  alt tabakalarına ait flöresans verim olup Krause'nin<sup>(92)</sup> tablolarından alınmıştır.  $F_{3i}$ ,  $F_{3a}$ ,  $F_{3\beta}$ ,  $F_{2a}$ ,  $F_{2\beta}$ ,  $F_{2\gamma}$ ,  $F_{2\eta}$ ,  $F_{1\beta}$  ve  $F_{1\gamma}$  değerleri ise L x-ışını için geçiş hızı ihtimaliyetleri olup,

$$F_{3a} = \frac{[\Gamma_3(M_4 - L_3) + \Gamma_3(M_5 - L_3)]}{\Gamma_3} \quad (6.13)$$

$$F_{3l} = \frac{[\Gamma_3(M_1 - L_3)]}{\Gamma_3} \quad (6.14)$$

$$F_{3\beta} = \frac{[\Gamma_3(N_1 - L_3) + \Gamma_3(N_4 - L_3) + \Gamma_3(N_5 - L_3) + \Gamma_3(O_1 - L_3) + \Gamma_3(O_{4,5} - L_3)]}{\Gamma_3} \quad (6.15)$$

$$F_{2\beta} = \frac{[\Gamma_2(M_4 - L_2)]}{\Gamma_2} \quad (6.16)$$

$$F_{2\gamma} = \frac{[\Gamma_2(N_1 - L_2) + \Gamma_2(N_4 - L_2) + \Gamma_2(O_1, O_4 - L_2)]}{\Gamma_2} \quad (6.17)$$

$$F_{2\eta} = \frac{[\Gamma_2(M_1 - L_2)]}{\Gamma_2} \quad (6.18)$$

$$F_{1\beta} = \frac{[\Gamma_1(M_2, M_3 - L_1) + \Gamma_1(M_4, M_5 - L_1)]}{\Gamma_1} \quad (6.19)$$

$$F_{1\gamma} = \left[ \frac{\Gamma_1(N_2 - L_1) + \Gamma_1(N_3 - L_1) + \Gamma_1(O_2 - L_1) + \Gamma_1(O_3 - L_1) + \Gamma_1(P_2 - L_1) + \Gamma_1(P_3 - L_1)}{\Gamma_1} \right] \quad (6.20)$$

bağıntılarından hesaplanmışlardır.

Burada  $\Gamma_{3\alpha}$ , ( $M_4$  ve  $M_5$ ) alttabakalarından  $L_3$  alt tabakasına;  $\Gamma_{3l}$ ,  $M_1$  alt tabakasından  $L_3$  alt tabakasına;  $\Gamma_{2\gamma}$ , ( $N_1, N_4, O_1, O_4$ ) alt tabakalarından  $L_2$  alt tabakasına;  $\Gamma_{2\eta}$ ,  $M_2$  alt tabakasından  $L_2$  alt tabakasına;  $\Gamma_{1\gamma}$ , ( $N_2, N_3, O_2, O_3, P_2, P_3$ ) alt tabakalarından  $L_1$  alt tabakasına;  $\Gamma_{3\beta}$ , ( $N_1, N_4, N_5, O_1, O_{4,5}$ ) alt tabakalarından  $L_3$  alt tabakasına;  $\Gamma_{2\beta}$ ,  $M_4$  alt tabakasından  $L_2$  alt tabakasına;  $\Gamma_{1\beta}$ , ( $M_2, M_3, M_4, M_5$ ) alt tabakalarından  $L_1$  alt

tabakasına olan geçiş ihtimaliyetleridir.  $\eta_{KLi}$  değerleri ise  $i$  alt tabakasına K tabakasından boşluk geçiş ihtimaliyetlerini göstermektedir.  $\eta_{KLi}$ ,

$$\eta_{KLi} = \eta_{KLi}(R) + \eta_{KLi}(A) \quad (6.21)$$

ile verilmektedir. Burada  $\eta_{KLi}(R)$  ve  $\eta_{KLi}(A)$  sırasıyla K tabakasından  $i$  alt tabakaya geçen boşlukların ışımali ve ışımaz (Auger) geçiş ihtimaliyetlerini göstermektedir. Yukarıdaki ifadeler kullanılarak hesaplanan L x-ışını flöresans tesir kesitlerine ait teorik değerler Tablo 6.5-7'de verilmiştir.

Çalıştığımız enerji bölgesinde, sadece Gd elementine ait deneysel ve teorik L x-ışını flöresans tesir kesiti değerlerimizi Mann ve arkadaşlarının<sup>(55)</sup> teorik ve deneysel değerleriyle karşılaştırma fırsatı bulduk. Çalıştığımız enerji bölgesinde başka çalışma olmadığından diğer elementler için elde edilen değerlerin karşılaştırılması imkanı olmamıştır.

Tablo 6.4 8.735 keV'da Gd elementine ait mevcut L x-ışını flöresans tesir kesit değerlerimizin Mann'ın<sup>(55)</sup> değerleri ile karşılaştırması (barns/atom).

	Mann <sup>(55)</sup>		Mevcut Çalışma	
	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel
$\sigma_{L\alpha}$	6085	6175±320	5900	6746±270
$\sigma_{L\beta}$	5245	5125±280	5247	5882±235
$\sigma_{Li}$	244	241±015	243	264±011
$\sigma_{L\gamma}$	830	---	841	627±036

Tablo 6.5 Sadece L<sub>3</sub> alt tabakası uyarıldığında elde edilen L x-ışını flöresans tesir kesitlerine ait teorik değerler (barns/atom).

L <sub>3</sub> alt tabakası uyarıldığında				
Z	Enerji*(keV)	$\sigma_{L\alpha}$	$\sigma_{L\beta}$	$\sigma_{L\gamma}$
U	17.781	7902.81	2120.78	489.57
Th	16.896	7992.34	2098.79	479.12
Bi	14.980	6729.36	1582.36	359.94
Pb	13.300	8652.41	1993.28	446.54
Tl	13.300	8004.46	1814.07	414.06
Hg	12.503	8410.56	1864.63	428.65
Au	12.158	8657.10	1881.02	435.61
W	10.983	7265.95	1418.85	339.80
Ta	10.073	8364.30	1596.16	385.57
Hf	9.572	8625.96	1618.90	391.90
Yb	8.976	8457.38	1546.20	374.62
Er	8.907	7140.11	1295.34	308.96
Ho	8.265	7805.08	1414.41	333.98
Dy	8.265	7173.31	1294.97	303.10
Tb	7.649	7676.06	1380.79	321.25
Gd	7.649	6952.84	1264.69	286.62
Nd	6.490	6899.59	1307.73	274.47
Pr	-----	-----	-----	-----

\* Uyarma enerjisidir.



Tablo 6.6  $L_3$  ve  $L_2$  alt tabakaları uyarıldığında elde edilen L x-ışını flöresans tesir kesitlerine ait teorik değerler (barns/atom).

L <sub>2</sub> ve L <sub>3</sub> alt tabakaları uyarıldığında					
Z	Enerji*(keV)	$\sigma_{L\alpha}$	$\sigma_{L\beta}$	$\sigma_{L\gamma}$	$\sigma_{L\delta}$
U	-----	-----	-----	-----	-----
Th	19.964	5404.90	4929.60	324.00	1032.52
Bi	15.859	6206.50	5532.10	331.98	989.68
Pb	-----	-----	-----	-----	-----
Tl	14.980	6240.80	5451.95	322.83	943.12
Hg	-----	-----	-----	-----	-----
Au	-----	-----	-----	-----	-----
W	11.730	6596.98	5373.44	308.52	812.03
Ta	-----	-----	-----	-----	-----
Hf	10.983	6521.23	5223.60	296.27	765.83
Yb	-----	-----	-----	-----	-----
Er	9.572	6421.18	4923.28	277.85	692.45
Ho	8.976	6831.22	5158.73	292.31	719.61
Dy	8.907	6341.57	4751.27	267.96	658.85
Tb	8.265	6889.86	5050.37	288.34	693.99
Gd	8.265	6184.37	4580.89	254.94	636.09
Nd	7.057	6057.71	4362.82	240.98	568.48
Pr	6.490	6696.96	4640.30	264.78	646.06

\* Uyarma enerjisidir.

Tablo 6.7  $L_1$ ,  $L_2$  ve  $L_3$  alt tabakaları uyarıldığında elde edilen L x-ışını flöresans tesir kesitlerine ait teorik değerler (barns/atom).

L <sub>1</sub> , L <sub>2</sub> ve L <sub>3</sub> alt tabakaları uyarıldığında					
Z	Enerji*(keV)	$\sigma_{L\alpha}$	$\sigma_{L\beta}$	$\sigma_{L\gamma}$	$\sigma_{L\gamma}$
U	22.072	5873.44	5428.65	363.86	1116.75
Th	21.705	5226.52	5151.36	313.31	1068.78
Bi	16.896	6335.18	5781.88	338.86	1082.21
Pb	17.700	5221.72	4773.58	269.49	611.61
Tl	16.035	6264.71	5638.85	324.06	1024.30
Hg	14.980	7232.64	9296.10	369.01	1803.55
Au	14.980	6344.25	5667.29	319.23	1006.07
W	12.503	6142.58	6077.90	287.27	1055.47
Ta	12.503	5583.16	5529.83	257.37	949.06
Hf	11.730	6160.50	7000.07	279.89	1200.61
Yb	10.983	5941.70	5629.30	263.18	955.64
Er	10.005	6330.58	5793.31	273.93	934.80
Ho	9.572	6390.16	6024.65	273.44	931.53
Dy	9.572	5807.90	5232.13	245.40	837.07
Tb	8.907	6262.24	5546.63	262.08	880.20
Gd	8.735	5900.37	5247.04	243.23	841.63
Nd	7.558	5587.28	4854.19	222.27	740.95
Pr	7.003	6037.91	5114.86	238.73	820.82

\* Uyarma enerjisidir.

### 6.3. L Tabakasına Ait Coster-Kronig Şiddetlendirme Faktörlerinin Teorik ve Deneysel Tespiti

Coster-Kronig geçişlerinden dolayı L x-ışını şiddetlerinde bir artma olduğu bilinmektedir. Bu olay Coster-Kronig şiddetlendirmesi ya da boşluk transferi şiddetlendirmesi olarak adlandırılmaktadır.

L x-ışını tesir kesitleri hesaplamalarında Coster-Kronig geçişleri dikkate alındığında elde edilen tesir kesitlerine ait bağıntılar (3.20), (3.21), (3.22) ve (3.23) denklemleriyle verilmektedir. Aynı x-ışınları için bu denklemlerin taraf tarafa bölünmesi bize Coster-Kronig şiddetlendirme faktörlerini verecektir. Bunlar (3.24), (3.25) ve (3.26) denklemleriyle verilmiştir.

Coster-Kronig şiddetlendirme faktörlerine ait teorik ve deneysel değerler, Tablo 6.8-10'da yer almaktadır. Bunların atom numarasına karşı çizilen grafikleri de Şekil 6.1-6'da gösterilmiştir.

Tablo 6.8 L tabakasına ait  $\kappa_1$  ve  $\kappa_2$  Coster-Kronig şiddetlendirme faktörlerinin teorik ve deneysel değerleri.

Z	$\kappa_1$		$\kappa_2$	
	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel
U	*---	---	1.352	1.301
Th	1.078	1.041	1.316	1.242
Bi	1.076	1.035	1.304	1.208
Pb	---	---	1.327	1.323
Tl	1.078	1.040	1.304	1.232
Hg	---	---	1.356	1.233
Au	---	---	1.288	1.131
W	1.083	1.052	1.195	1.135
Ta	---	---	1.200	1.108
Hf	1.083	1.053	1.223	1.165
Yb	---	---	1.199	1.133
Er	1.084	1.067	1.199	1.100
Ho	1.084	1.063	1.199	1.111
Dy	1.085	1.070	1.203	1.143
Tb	1.085	1.065	1.199	1.134
Gd	1.087	1.075	1.203	1.127
Nd	1.088	1.079	1.203	1.140
Pr	1.086	1.073	1.195	1.130

\*Mevcut imkanlarla bu elementlerin  $L_3$  alt tabakalarını tek başına uyaramadığımız için bunlara ait  $\kappa_1$  şiddetlendirme faktörleri hesaplanamamıştır.

Tablo 6.9 L tabakasına ait  $\kappa_1$  ve  $\kappa_2$  Coster-Kronig şiddetlendirme faktörlerinin teorik ve deneysel değerleri.

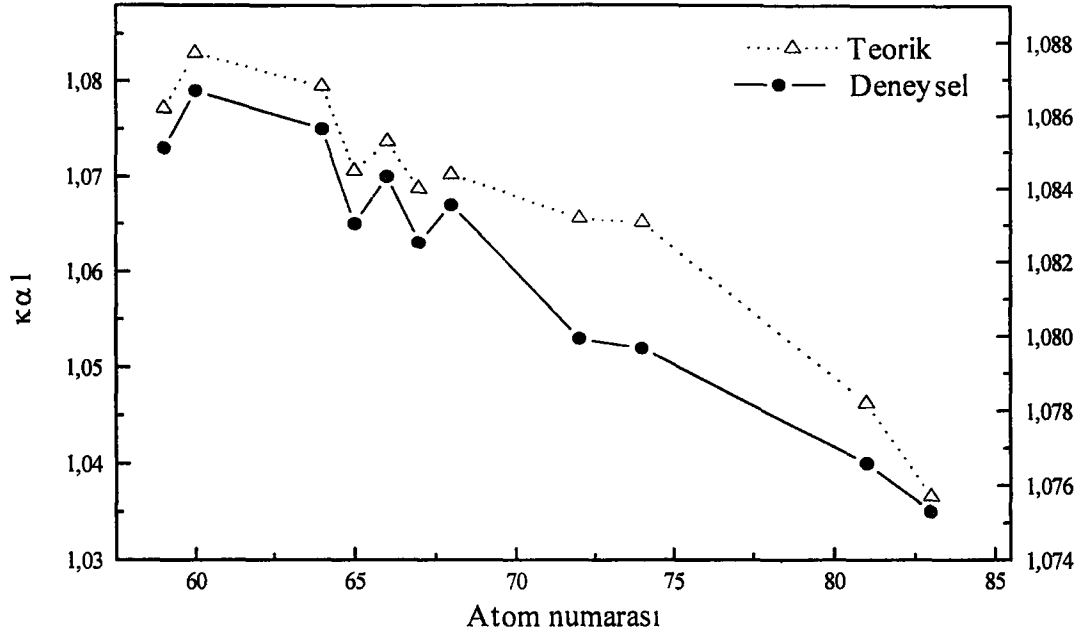
Z	$\kappa_1$		$\kappa_2$	
	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel
U	*---	---	1.352	1.308
Th	1.078	1.043	1.316	1.250
Bi	1.076	1.034	1.304	1.211
Pb	---	---	1.327	1.370
Tl	1.078	1.042	1.304	1.210
Hg	---	---	1.356	1.234
Au	---	---	1.288	1.131
W	1.083	1.054	1.195	1.137
Ta	---	---	1.200	1.111
Hf	1.083	1.055	1.223	1.161
Yb	---	---	1.199	1.131
Er	1.084	1.068	1.199	1.101
Ho	1.084	1.063	1.199	1.115
Dy	1.085	1.069	1.203	1.140
Tb	1.085	1.064	1.199	1.138
Gd	1.087	1.076	1.203	1.130
Nd	1.088	1.079	1.203	1.142
Pr	1.086	---	1.195	1.135

\*Mevcut imkanlarla bu elementlerin  $L_3$  alt tabakalarını tek başına uyaramadığımız için bunlara ait  $\kappa_1$  şiddetlendirme faktörleri hesaplanamamıştır.

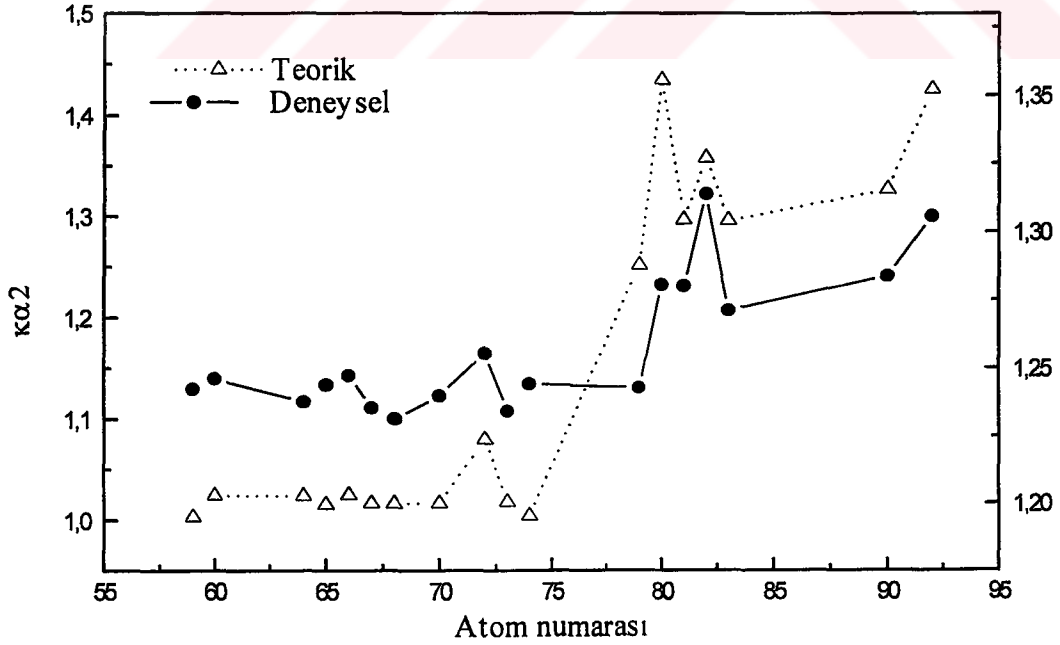
Tablo 6.10 L tabakasına ait  $\kappa\beta_1$  ve  $\kappa\beta_2$  Coster-Kronig şiddetlendirme faktörlerinin teorik ve deneysel değerleri.

Z	$\kappa\beta_1$		$\kappa\beta_2$	
	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel
U	*---	---	1.111	1.119
Th	1.021	1.017	1.103	1.109
Bi	1.019	1.014	1.108	1.110
Pb	---	---	1.118	1.100
Tl	1.019	1.015	1.115	1.110
Hg	---	---	1.080	1.092
Au	---	---	1.115	1.105
W	1.019	1.012	1.097	1.112
Ta	---	---	1.103	1.120
Hf	1.018	1.013	1.088	1.095
Yb	---	---	1.107	1.099
Er	1.018	1.015	1.108	1.101
Ho	1.019	1.017	1.107	1.095
Dy	1.019	1.020	1.1094	1.112
Tb	1.019	1.018	1.107	1.106
Gd	1.019	1.020	1.109	1.118
Nd	1.022	1.022	1.111	1.120
Pr	1.0203	1.019	1.107	1.112

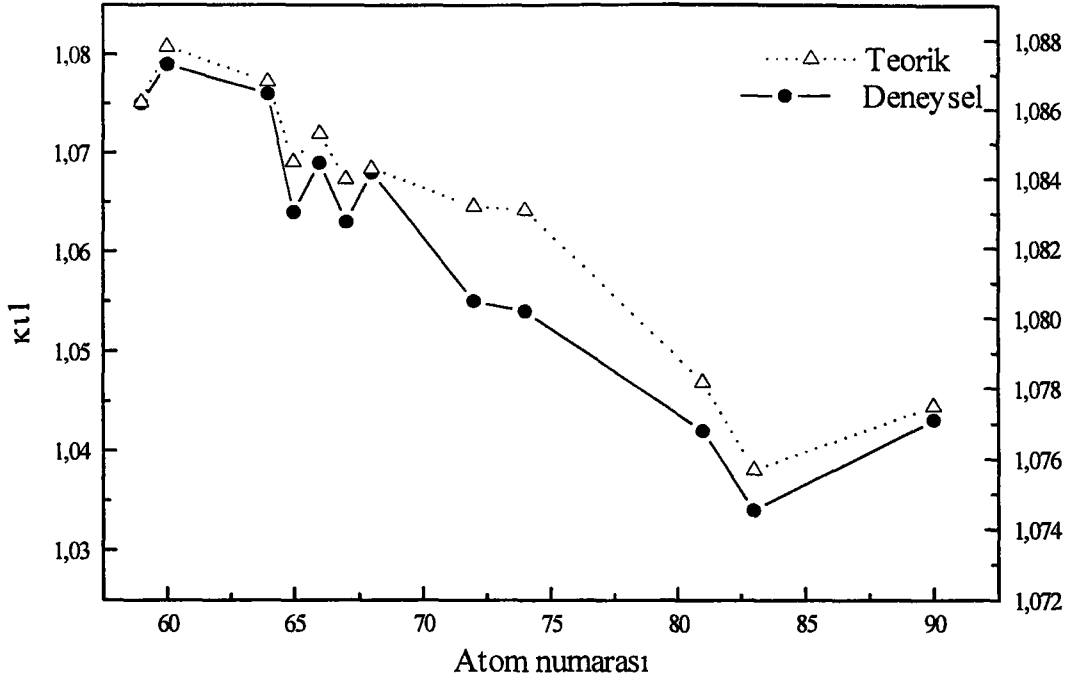
\*Mevcut imkanlarla bu elementlerin  $L_3$  alt tabakalarını tek başına uyaramadığımız için bunlara ait  $\kappa\beta_1$  şiddetlendirme faktörleri hesaplanamamıştır.



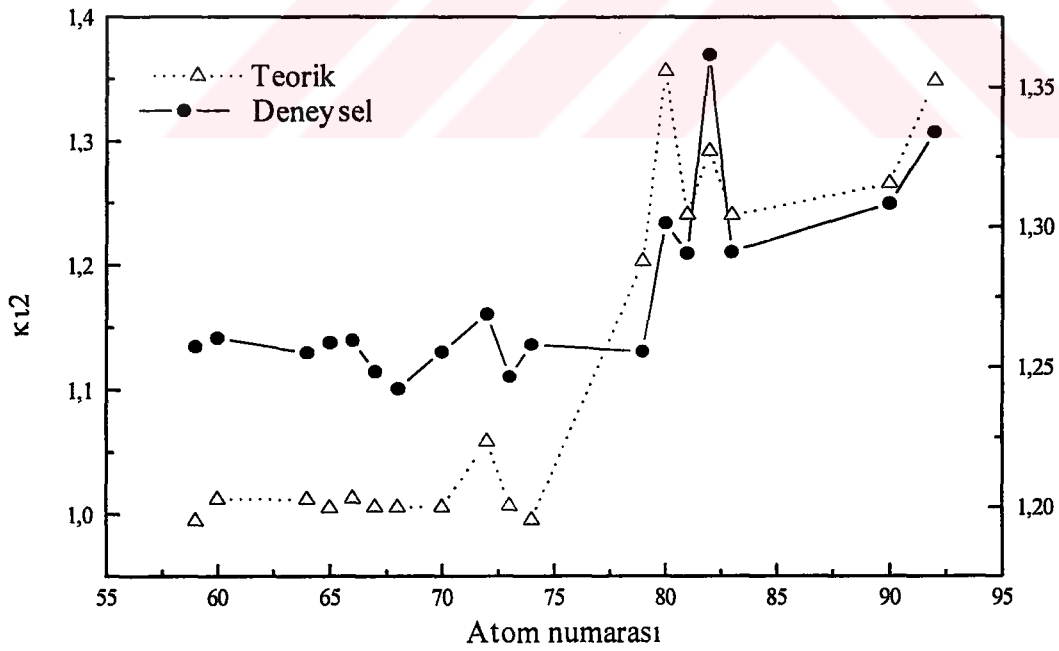
Şekil 6.1 L tabakasına ait  $\kappa_{\alpha 1}$  Coster-Kronig şiddetlendirme faktörünün teorik ve deneysel değerlerinin atom numarasına göre değişimi.



Şekil 6.2 L tabakasına ait  $\kappa_{\alpha 2}$  Coster-Kronig şiddetlendirme faktörlerinin teorik ve deneysel değerlerinin atom numarasına göre değişimi.

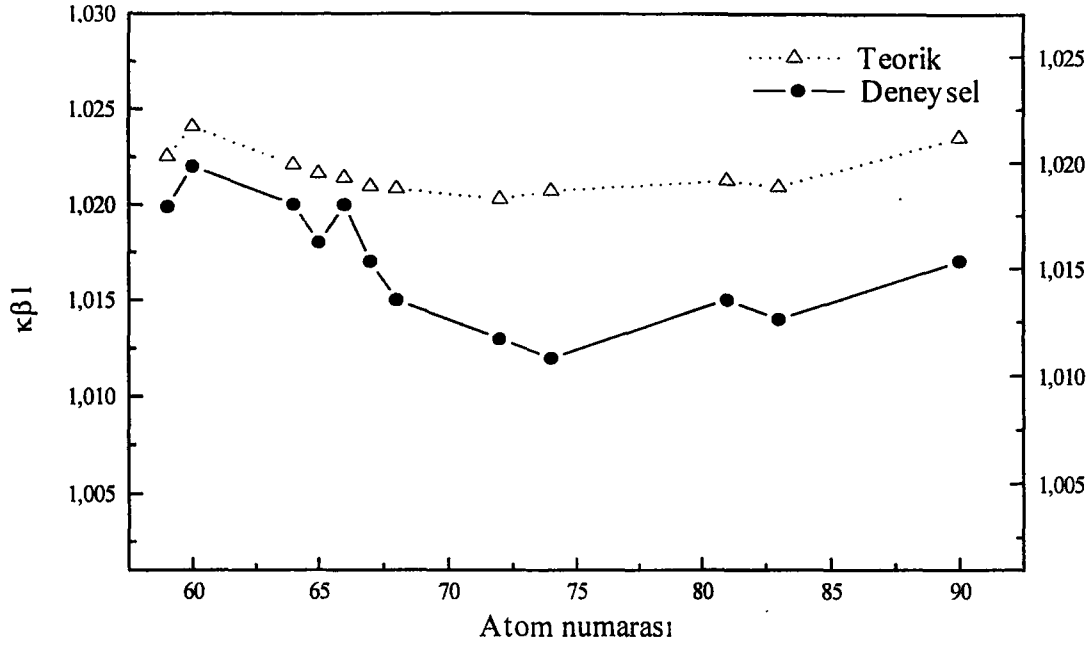


Şekil 6.3 L tabakasına ait  $\kappa_{11}$  Coster-Kronig şiddetlendirme faktörünün teorik ve deneysel değerlerinin atom numarasına göre değişimi.

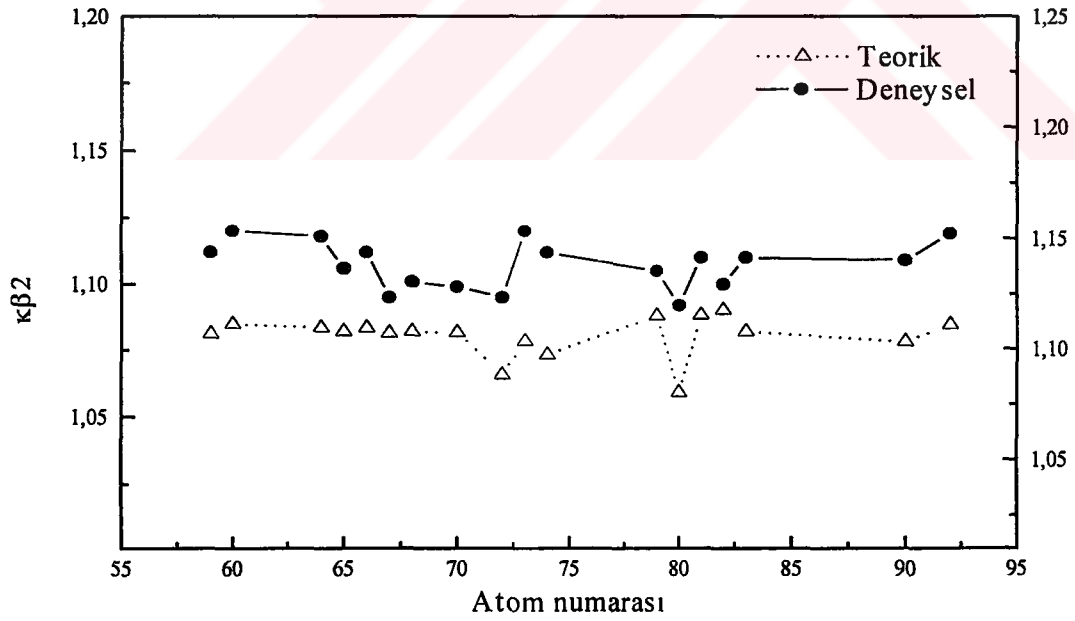


Şekil 6.4 L tabakasına ait  $\kappa_{12}$  Coster-Kronig şiddetlendirme faktörünün teorik ve deneysel değerlerinin atom numarasına göre değişimi.





Şekil 6.5 L tabakasına ait  $\kappa\beta_1$  Coster-Kronig şiddetlendirme faktörünün teorik ve deneysel değerlerinin atom numarasına göre değişimi.



Şekil 6.6 L tabakasına ait  $\kappa\beta_2$  Coster-Kronig şiddetlendirme faktörünün teorik ve deneysel değerlerinin atom numarasına göre değişimi.

#### 6.4. L Tabakasına Ait Coster-Kronig Geçiş İhtimaliyetlerinin Yarı-Deneysel Tespiti

Bu çalışmada, ayrıca, L x-ışını flöresans tesir kesitlerine ışımsız geçişlerin katkısı da  $59 \leq Z \leq 92$  arasında olan 18 element için tetkik edildi.

İşimalı geçişler temelde bir elektron olayıdır ve geçiş oranları hemen hemen yüzde bir kaçlık hatalarla hesaplanabilmektedir<sup>(46,47)</sup>. Bunun aksine ışımsız geçişler en az iki elektron olayıdır ve çeşitli dağılım (elektron dağılımı) etkilerine maruz kalırlar. Bu konuda yeterli bir teorik işlem için son zamanlarda epeyce bir gayret sarfedilmektedir. Şimdilik, iki elektron yaklaşımında yapılabilecek en iyi şey DHS (Dirac Hartree-Slater) hesaplamalarıdır<sup>(124, 125)</sup>. Bunlar Auger bozunma oranları için iyi tahminler verir; fakat, gözlenebilir elektron-elektron etkileşmesine sahip bazı Coster-Kronig geçişler için %2'lik bir faktör kadar fark gösterir. Çoklu elektron probleminin kompleksliği, şimdiye kadar bu durumlarda geçiş oranlarının güvenilir bir şekilde hesaplanmalarına engel olmuştur.

K kabuğu için bu durum incelenecek olursa; K tabakası için iki verim mevcuttur. Bunlar flöresans ve Auger verimleridir. Normalizasyon şartı ( $w_K + a_K = 1$ ) gereği bunlar birbirleriyle ilişkilidirler. K daki boşluğun doldurulması esnasında yayımlanan foton veya elektron oldukça yüksek kinetik enerjiye sahiptir ve dağılımlar küçüktür. Böylece hem teorik hesaplamalar hem de deneysel ölçümler oldukça doğrudur. Teorik sonuçlar ve fit edilen (deneysel) değerler arasında uyumun iyi olduğu ve genelde bu durumun yeterli olduğu bildirilmektedir.

L kabuğu için bu durumu inceleyecek olursak; L tabakası için bu durumun oldukça karışık olduğu görülür. L tabakası, her biri bir flöresans verime ( $w_1, w_2$ , ve  $w_3$ ) ve bir Auger verimine ( $a_1, a_2$  ve  $a_3$ ) sahip olan üç alt tabakadan ibarettir. Dahası  $L_1$  ve  $L_2$  alt tabaklarındaki boşluklar L tabakasının daha üst alt tabakalarına transfer edilebilir ve böylece ışımsız (nonradiative) Coster-Kronig olaylar (bunlarla ilgili  $f_{12}, f_{13}$  ve  $f_{23}$

verimler) söz konusu olur. Burada 9 tane büyüklük mevcuttur. Coster-Kronig geçişler hem teori hem de deney için zordur. Bu geçişlerde artan (fazla) enerji ilk halin bağlanma enerjisiyle karşılaştırıldığında küçüktür ve böylece çoklu cisim etkilerini hesaplamak güç olduğundan önemli hale gelmektedir<sup>(126)</sup>. Yayımlanan elektronların enerji spektrumları çeşitli düşük enerji çizgilerinden ibaret olduğu için deneysel bir şekilde Coster-Kronig elektronların kantitatif ölçümünün yapılması hemen hemen imkansızdır<sup>(88)</sup>.

Işımasız geçişler ölçülen x-ışını şiddetlerinde değişikliklere sebep olmaktadır ve ışımasız geçişlerin ışımalı geçişlerle baş başa gittiği de bilinmektedir. Işımalı ve ışımasız geçişler, üretilen x-ışınlarının hem mutlak hem de relatif şiddetlerini birlikte belirlemektedirler. Zira ışımasız geçişler, analitik çizginin mutlak şiddetini (örneğin,  $L\alpha_1$ ) değiştirir.

İç (alt)tabakaların birinde iyonize olmuş bir atom, x-ışını emisyonu için ilk hali temsil etmektedir. Böyle bir uyarılmış halin ömrü relatif olarak uzun olduğu için eksitasyonu ve deeksitasyonu ayrı ayrı ele alınıp incelenebilir.

Birbirini takip eden üç adımla bu yaklaşımı inceleyebiliriz:

i) Primer radyasyon demeti (örneğin, yüklü parçacık veya foton demeti) incelediğimiz numunenin bir atomunu iyonize eder. Doğrudan doğruya dışarıdaki bir parçacık veya fotonun seviyede boşluk oluşturmasına doğrudan (direk) iyonizasyon denir. Bu durumda atomun bağlı elektronları arasında kayma veya etkileşme söz konusu değildir. Bu, atomun elektronik (alt)tabakalarının birbirini etkilemeksizin iyonizasyonuna karşılık gelmektedir.

ii) Elektronların yeniden düzenlenmesi ve boş elektron halleri meydana gelebilir. Bu olayın en yaygın olanı Auger olayıdır ve atomu çiftli iyonize halde bırakır. İlk boşluk hali daha düşük bağlanma enerjisine sahip (alt)tabakaya kayar ve daha dıştaki bir elektron, atomik (alt)tabakalardaki etkileşme nedeniyle aynı anda dışarı fırlar.

Bunlardan bizim için en ilginç olanı da Coster-Kronig olay olarak adlandırılan Auger olayının özel bir durumudur. Böyle bir durumda boşluk hali aynı tabakanın diğer alt tabakasına (örneğin,  $L_3'e$ ) kayar. Bu indirek iyonizasyon, direk olarak üretilmiş olanlara ilave boşluk halleri üretir. Toplam boşluk hal sayısı direk ve indirek iyonizasyondan oluşanların toplamına eşittir.

iii) Atomun deeksitasyonu meydana gelir ve boşluk halini doldurmaya hizmet eder. Bir x-ışını yayınımla sonuçlanan deeksitasyon ihtimali (alt)tabaka flöresans verimi olarak adlandırılır <sup>(95)</sup>.

Diğer boşluk üretimi metotlarıyla karşılaştırıldığında fotoiyonizasyon, önemli avantajlar sağlamaktadır: her bir alt tabakanın iyonizasyon tesir kesiti hem teorik hem de deneysel olarak daha güvenilir bir şekilde belirlenebilir ve özel bir alt tabakanın iyonizasyonu, soğurma kıyısına karşılık gelen primer foton enerjisi ayarlanarak gerçekleştirilebilir. Örneğin, artan foton enerjisiyle ilk önce  $L_3$ , daha sonra hem  $L_3$  hem de  $L_2$ , son olarak da  $L_1$ ,  $L_2$  ve  $L_3$  alt tabakaları iyonize edilebilir.

Özel bir alt tabakada meydana gelen flöresans bu alt tabakanın flöresans verimi için bir ölçüdür. Dahası, Coster-Kronig geçişler, boşlukları bir  $L$  alt tabakasından daha üst bir  $L$  alt tabakasına transfer eder ve böylece daha üst bir alt tabakaya ait flöresansı şiddetlendirir.

Örneğin,  $L_2$  iyonizasyonu gerçekleştirildiğinde meydana gelen  $L_3$  şiddetindeki artış,  $f_{23}$  için direk bir ölçüdür.  $L_3$  alt tabakasına ait toplam flöresans şiddet yani tüm  $L_3$  çizgilerinin toplamı ( $L\alpha_{1,2}+L_1+L\beta_{2,5,6,15}$ ) aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$I(L_3) \propto \omega_3 \sigma_3 \quad B(L_3) < E(\gamma) < B(L_2) \text{ için} \quad (6.22)$$

$$I(L_3) \propto \omega_3 (\sigma_3 + f_{23} \sigma_2) \quad B(L_2) < E(\gamma) < B(L_1) \text{ için} \quad (6.23)$$

$$I(L_3) \propto \omega_3[\sigma_3+f_{23}\sigma_2+\sigma_1(f_{13}+f_{12}.f_{23})] \quad B(L_1)<E(\gamma)<B(K) \text{ için} \quad (6.24)$$

Burada  $\sigma_i$ ,  $L_i$  alt tabakasına ait fotoelektrik tesir kesitini<sup>(119)</sup>,  $B(L_3)$ ,  $B(L_2)$ ,  $B(L_1)$  ve  $B(K)$  sırasıyla  $L_3$ ,  $L_2$ ,  $L_1$  alt tabakalarına ve  $K$  tabakasına ait eşik enerjilerini ve  $E(\gamma)$  ise ikincil kaynak enerjisini göstermektedir.

Benzer şekilde  $L_2$  alt tabakasına ait toplam flöresans şiddet de  $(L\beta_1+L\gamma_{1,5,6}+L\eta)$  aşağıdaki ifadelerle verilebilir.

$$I(L_2) \propto \omega_2\sigma_2 \quad B(L_2)<E(\gamma)<B(L_1) \text{ için} \quad (6.25)$$

$$I(L_2) \propto \omega_2(\sigma_2+f_{12}\sigma_1) \quad B(L_1)<E(\gamma)<B(K) \text{ için} \quad (6.26)$$

$f_{23}$ ,  $f_{13}+f_{12}f_{23}$  ve  $f_{12}$ 'e ait değerler, sırasıyla, (6.22) ile (6.23), (6.22) ile (6.24) ve (6.25) ile (6.26) denklemlerinin oranlarından elde edilir. Genelde,  $f_{23}$  ve  $f_{12}$ ,  $f_{13}$ 'e kıyasla küçüktürler ve  $f_{13}$ 'ün değeri ölçülmüş olan  $f_{13}+f_{12}f_{23}$  değerinden kolayca bulunabilir<sup>(89)</sup>.

Çalışmamızda  $59 \leq Z \leq 92$  arası elementlerin  $L$  tabakasına ait Coster-Kronig verimler ( $f_{12}$ ,  $f_{13}$  ve  $f_{23}$ ) yarı-deneysel bir şekilde tespit edildi. Bunlara ait değerler Tablo 6.11-13'de, atom numarasının fonksiyonu olarak çizilen grafikleri de Şekil 6.7-9'da gösterilmiştir. Bu aralıkta tüm elementler için yarı-deneysel fit değerleri de aynı tablolarda yer almaktadır.

Table 6.11 L<sub>1</sub>-L<sub>2</sub> Coster-Kronig verimi ( $f_{12}$ ).

Z	Mevcut Değ.	Fit Değ.	Puri <sup>(74)</sup>	Tan <sup>(78)</sup>	Werner <sup>(86)</sup>	Stötzel <sup>(89)</sup>	Krause <sup>(92)</sup>
59	0.185±0.015	0.188	0.201	----	----	----	0.19
60	0.188±0.011	0.189	0.210	----	----	----	0.19
61	----	0.191	0.211	----	----	----	0.19
62	----	0.192	0.212	----	----	0.19±0.03	0.19
63	----	0.192	0.215	----	----	----	0.19
64	0.190±0.011	0.193	0.216	----	----	----	0.19
65	0.191±0.013	0.192	0.216	----	----	----	0.19
66	0.200±0.012	0.192	0.217	----	----	----	0.19
67	0.177±0.014	0.191	0.219	----	----	----	0.19
68	0.202±0.010	0.190	0.182	----	----	----	0.19
69	----	0.188	0.183	----	----	----	0.19
70	----	0.186	0.184	----	----	----	0.19
71	----	0.184	0.185	----	----	----	0.19
72	0.182±0.015	0.181	0.186	----	0.141±0.015	----	0.18
73	----	0.178	0.186	----	0.104±0.015	----	0.18
74	0.183±0.013	0.175	0.186	----	0.102±0.015	----	0.17
75	----	0.171	0.087	----	----	----	0.16
76	----	0.167	0.088	----	----	----	0.16
77	----	0.162	0.088	----	0.058±0.020	----	0.15
78	----	0.157	0.067	----	0.066±0.020	----	0.14
79	0.152±0.014	0.152	0.068	----	0.047±0.020	----	0.14
80	----	0.147	0.069	----	----	----	0.13
81	0.148±0.012	0.141	0.054	----	----	----	0.13
82	----	0.134	0.054	0.105±0.026	0.040±0.015	----	0.12
83	0.101±0.010	0.128	0.055	----	----	----	0.11
84	----	0.120	0.055	----	----	----	0.11
85	----	0.113	0.056	----	----	----	0.10
86	----	0.105	0.056	----	----	----	0.10
87	----	0.097	0.056	----	----	----	0.10
88	----	0.088	0.056	----	----	----	0.09
89	----	0.080	0.057	----	----	----	0.09
90	0.080±0.010	0.070	0.058	----	----	----	0.09
91	----	0.061	0.053	----	----	----	0.08
92	----	0.051	0.051	----	----	----	0.08

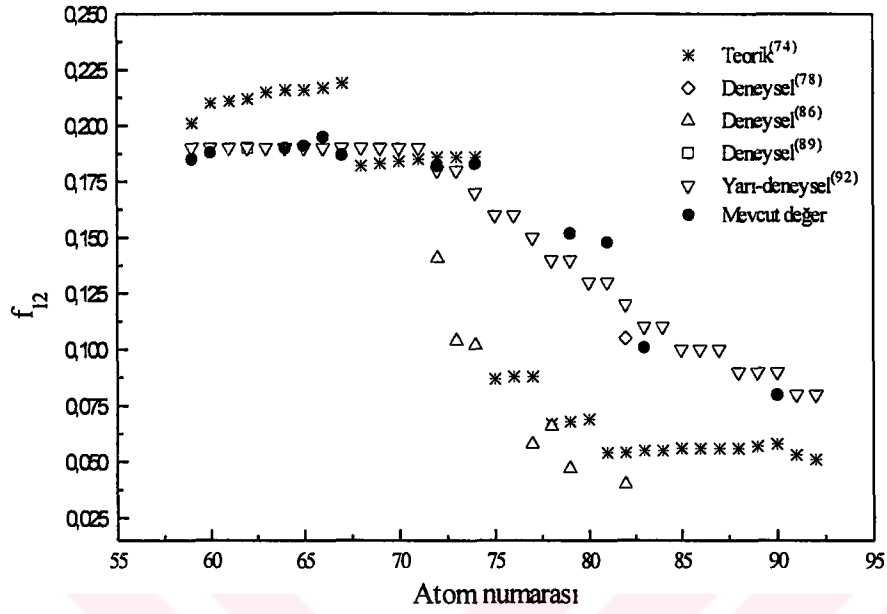
Table 6.12 L<sub>2</sub>-L<sub>3</sub> Coster-Kronig verimi ( $f_{23}$ ).

Z	Mevcut Değ.	Fit Değ.	Puri <sup>(74)</sup>	McGhee <sup>(77)</sup>	Tan <sup>(78)</sup>	Tan <sup>(79)</sup>	Werner <sup>(86)</sup>	Stötzel <sup>(89)</sup>	Krause <sup>(92)</sup>
59	---	0.153	0.172	---	---	---	---	---	0.153
60	0.155±0.011	0.153	0.171	---	---	0.123±0.013	---	---	0.152
61	---	0.153	0.168	---	---	---	---	---	0.151
62	---	0.152	0.166	---	---	---	---	0.14±0.03	0.150
63	---	0.151	0.163	---	---	---	---	---	0.149
64	0.147±0.010	0.150	0.160	---	---	---	---	---	0.147
65	0.150±0.012	0.149	0.158	---	---	---	---	---	0.145
66	0.145±0.010	0.148	0.155	---	---	---	---	---	0.143
67	0.142±0.011	0.146	0.153	---	---	---	---	---	0.142
68	0.141±0.011	0.145	0.150	---	---	---	---	---	0.140
69	---	0.143	0.147	---	---	---	---	---	0.139
70	---	0.141	0.145	---	---	0.141±0.007	---	---	0.138
71	---	0.139	0.143	---	---	---	---	---	0.136
72	0.139±0.013	0.137	0.141	---	---	---	0.109±0.010	---	0.135
73	---	0.135	0.139	---	---	---	0.111±0.010	---	0.134
74	0.137±0.010	0.133	0.140	---	---	---	0.106±0.010	---	0.133
75	---	0.131	0.138	---	---	---	---	---	0.130
76	---	0.129	0.136	---	---	---	---	---	0.128
77	---	0.127	0.134	---	---	---	0.103±0.010	---	0.126
78	---	0.125	0.132	0.112±0.006	---	---	0.104±0.020	---	0.124
79	0.125±0.013	0.124	0.129	---	---	---	0.101±0.010	---	0.122
80	---	0.122	0.128	0.123±0.001	---	---	---	---	0.120
81	0.118±0.013	0.120	0.126	0.117±0.003	---	---	---	---	0.118
82	---	0.118	0.123	0.115±0.002	0.130±0.002	---	0.091±0.010	---	0.116
83	0.115±0.010	0.117	0.121	---	---	---	---	---	0.113
84	---	0.115	0.119	---	---	---	---	---	0.111
85	---	0.114	0.117	---	---	---	---	---	0.111
86	---	0.112	0.114	---	---	---	---	---	0.110
87	---	0.111	0.112	---	---	---	---	---	0.109
88	---	0.110	0.111	---	---	---	---	---	0.108
89	---	0.110	0.108	---	---	---	---	---	0.108
90	0.110±0.011	0.109	0.106	---	---	---	---	---	0.108
91	---	0.109	0.140	---	---	---	---	---	0.139
92	---	0.109	0.139	0.140±0.002	---	---	---	---	0.167

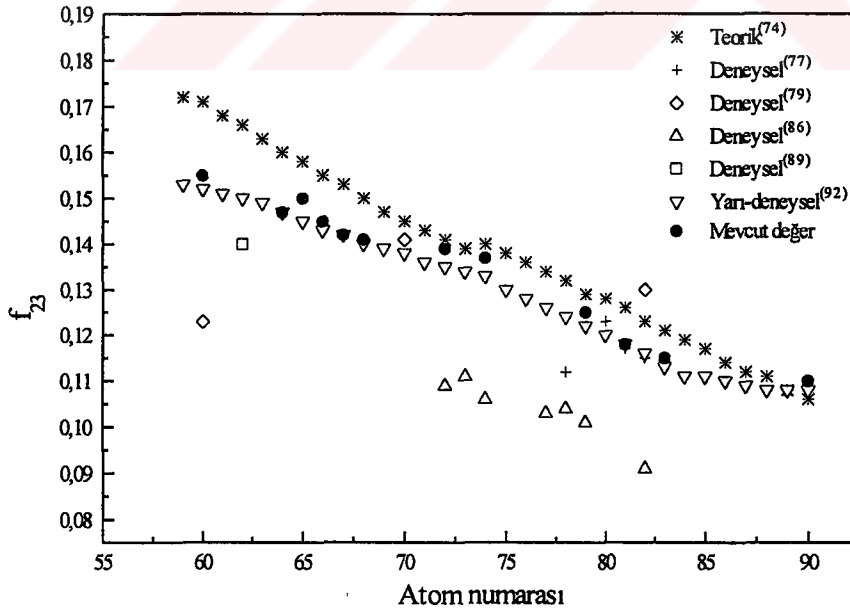
Table 6.13 L<sub>1</sub>-L<sub>3</sub> Coster-Kronig verimi ( $f_{13}$ ).

Z	Mevcut Değ.	Puri <sup>(74)</sup>	Tan <sup>(78)</sup>	Werner <sup>(86)</sup>	Stötzel <sup>(89)</sup>	Krause <sup>(92)</sup>
59	----	0.321	----	----	----	0.29
60	0.306±0.018	0.332	----	----	----	0.30
61	----	0.331	----	----	----	0.30
62	----	0.331	----	----	0.18±0.03	0.30
63	----	0.334	----	----	----	0.30
64	0.310±0.012	0.334	----	----	----	0.30
65	0.299±0.015	0.334	----	----	----	0.30
66	0.302±0.018	0.335	----	----	----	0.30
67	0.314±0.025	0.338	----	----	----	0.30
68	0.309±0.016	0.334	----	----	----	0.30
69	----	0.354	----	----	----	0.29
70	----	0.354	----	----	----	0.29
71	----	0.353	----	----	----	0.28
72	0.290±0.012	0.352	----	0.309±0.010	----	0.28
73	----	0.351	----	0.339±0.020	----	0.28
74	0.288±0.020	0.352	----	0.325±0.010	----	0.28
75	----	0.640	----	----	----	0.33
76	----	0.636	----	----	----	0.39
77	----	0.631	----	0.496±0.010	----	0.45
78	----	0.716	----	0.562±0.020	----	0.50
79	0.542±0.022	0.711	----	0.582±0.010	----	0.53
80	----	0.707	----	----	----	0.56
81	0.582±0.018	0.713	----	----	----	0.57
82	----	0.708	0.658±0.086	0.661±0.010	----	0.58
83	0.579±0.017	0.703	----	----	----	0.58
84	----	0.697	----	----	----	0.58
85	----	0.691	----	----	----	0.59
86	----	0.685	----	----	----	0.58
87	----	0.679	----	----	----	0.58
88	----	0.672	----	----	----	0.58
89	----	0.666	----	----	----	0.58
90	0.577±0.017	0.659	----	----	----	0.57
91	----	0.655	----	----	----	0.58
92	----	0.660	----	----	----	0.57

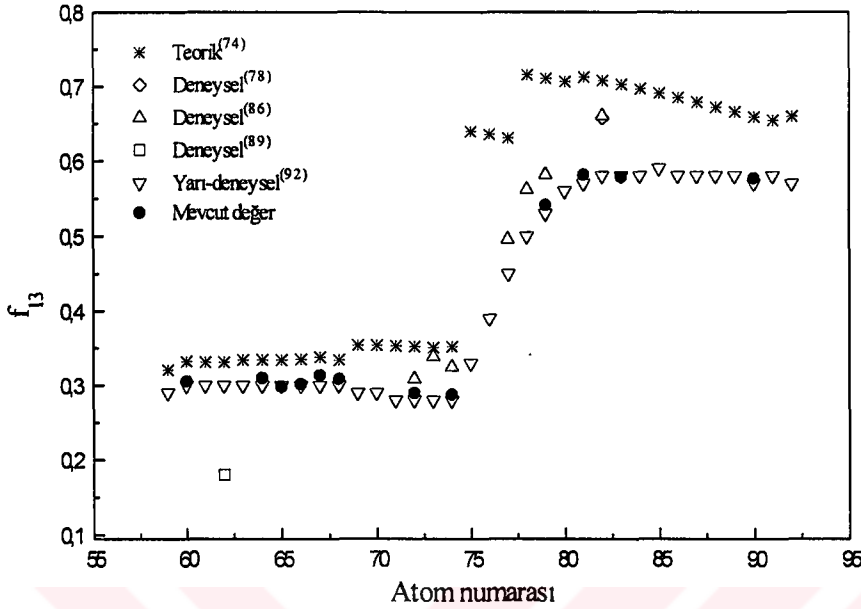




Şekil 6.7 L<sub>1</sub>-L<sub>2</sub> Coster-Kronig verimi ( $f_{12}$ ).



Şekil 6.8 L<sub>2</sub>-L<sub>3</sub> Coster-Kronig verimi ( $f_{23}$ ).



Şekil 6.9  $L_1-L_3$  Coster-Kronig verimi ( $f_{13}$ ).

### 6.5. L Tabakasına Ait Flöresans ve Auger Verimlerin Yarı-Deneysel Tespiti

L alt tabaka verimlerinin ölçülmesi için çeşitli metotlar geliştirilmiştir. Bunları iki kategoriye ayırabiliriz. Biri singles-spektrum metodu ve diğeri koincidans metodudur. Bu alanda gözlenebilir deneysel ilerleme yeni aletlerin geçerliliği ile mümkün olmaktadır. Yarı iletken dedektörler  $Z \geq 54$ 'lü elementlerin L spektrumlarını iyi bir şekilde ayırır ve aynı zamanda iyi bir dedeksiyon verimi önerir. L alt tabaka verimlerine ait veriler orta, ağır ve hafif elementler için halâ yetersizdir. Kendi alt tabakalarından gelen katkıların da katıldığı flöresans spektrumun ayırımı bir kristal spektrometre aracılığıyla x-ışınları dedekte edilerek başarılmıştır. Radyoaktif kaynaklarla alınan ölçüler  $Z=45$  için W. Jitschin<sup>(88)</sup> tarafından gösterilmiştir. Temelde çok sayıda boşluk üreten ve geçerli teorik iyonizasyon tesir kesitlerinin mevcut olduğu herhangi bir boşluk oluşturma işleminin uygulanması mümkündür.

$L_2$  ve  $L_3$  verimlerinin son ölçümlerinde  $K\alpha-L\alpha$  koincidans metodu yaygın şekilde kullanılmaktadır. Bu metotta K boşluk bozunmasında yayımlanan  $K\alpha_1$  (veya  $K\alpha_2$ ) fotonu bir  $L_3$  (veya  $L_2$ ) boşluğunun yaratılmasına yol açar. Böylece L x-ışını spektrumunun ölçümünden  $\omega_3$ ,  $\omega_2$  ve  $f_{23}$  verimleri belirlenebilmektedir. Bu metot  $L_1$  kabuğu için başarısızlıkla sonuçlanmaktadır. Çünkü orada K- $L_1$  ışımali geçişi güçlü değildir<sup>(88)</sup>.

L tabakasına ait Coster-Kronig geçiş ihtimaliyetlerinin yarı-deneysel tespitinde uygulanan metoda ilave bir adımla L tabakasına ait flöresans ( $\omega_1$ ,  $\omega_2$  ve  $\omega_3$ ) ve Auger verimleri ( $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$ ) de kolayca yarı-deneysel bir şekilde belirlenebilir.

Toplam  $L_1$  flöresansı ( $L\beta_{3,4}+L\gamma_{2,3,4}$ ) da daha önce uygulanan metoda benzer şekilde yazılabilir.

$$I(L_1) \propto \omega_1 \sigma_1 \quad B(L_1) < E(\gamma) < B(K) \text{ için} \quad (6.27)$$

Tüm L çizgilerinin toplam şiddeti (I) aşağıdaki ifadelerle verilebilir.

$$I=I(L_3) \quad B(L_3) < E(\gamma) < B(L_2) \text{ için} \quad (6.28)$$

$$I=I(L_3)+I(L_2) \quad B(L_2) < E(\gamma) < B(L_1) \text{ için} \quad (6.29)$$

$$I=I(L_3)+I(L_2)+I(L_1) \quad B(L_1) < E(\gamma) < B(K) \text{ için} \quad (6.30)$$

Böylece ölçülen flöresans şiddetlerden [ $I(L_3)$ ,  $I(L_2)$  ve  $I(L_1)$ 'den] flöresans verim oranları  $\omega_2/\omega_3$  ve  $\omega_1/\omega_3$  kolayca bulunabilir. Şayet primer foton akısı, x-ışını dedeksiyon

verimi ve deney geometrisi iyice bilinirse tüm L alt tabaka flöresans verimlerinin mutlak değerleri bu uygulanan metot sayesinde belirlenebilir <sup>(89)</sup>.

Auger verimleri de normalizasyon şartından aşağıdaki ifadeler kullanılarak elde edilebilir.

$$a_1 = 1 - f_{12} - f_{13} - \omega_1 \quad (6.31)$$

$$a_2 = 1 - f_{23} - \omega_2 \quad (6.32)$$

$$a_3 = 1 - \omega_3 \quad (6.33)$$

Çalışmamızda  $59 \leq Z \leq 92$  olan elementlerin L tabakasına ait flöresans verimleri ( $\omega_1$ ,  $\omega_2$  ve  $\omega_3$ ) ve Auger verimleri ( $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$ ) yarı-deneysel bir şekilde tespit edildi. Bunlara ait değerler Tablo 6.14-17'de, atom numarasının fonksiyonu olarak çizilen grafikler de Şekil 6.10-15'de gösterilmiştir. Bu aralıkta tüm elementler için yarı-deneysel fit değerleri de aynı tablolarda yer almaktadır.

Table 6.14 L<sub>1</sub> alt tabakası flöresans verimi ( $\omega_l$ ).

Z	Mevcut Değ.	Fit Değ.	Puri <sup>(74)</sup>	Tan <sup>(78)</sup>	Stötzel <sup>(89)</sup>	Krause <sup>(92)</sup>
59	----	0.063	0.065	----	----	0.061
60	0.066±0.014	0.065	0.067	----	----	0.064
61	----	0.068	0.071	----	----	0.066
62	----	0.072	0.075	----	0.067±0.010	0.071
63	----	0.075	0.078	----	----	0.075
64	0.078±0.013	0.079	0.083	----	----	0.079
65	0.084±0.013	0.084	0.087	----	----	0.083
66	0.089±0.015	0.089	0.091	----	----	0.089
67	0.096±0.018	0.094	0.095	----	----	0.094
68	0.102±0.015	0.100	0.105	----	----	0.100
69	----	0.107	0.109	----	----	0.106
70	----	0.113	0.114	----	----	0.112
71	----	0.120	0.120	----	----	0.120
72	0.130±0.014	0.128	0.125	----	----	0.128
73	----	0.136	0.131	----	----	0.137
74	0.143±0.010	0.144	0.136	----	----	0.147
75	----	0.134	0.084	----	----	0.144
76	----	0.127	0.088	----	----	0.130
77	----	0.122	0.093	----	----	0.120
78	----	0.117	0.074	----	----	0.114
79	----	0.114	0.078	----	----	0.107
80	----	0.111	0.082	----	----	0.107
81	0.106±0.017	0.111	0.088	----	----	0.107
82	----	0.111	0.093	0.104±0.019	----	0.112
83	0.118±0.018	0.113	0.098	----	----	0.117
84	----	0.116	0.103	----	----	0.122
85	----	0.120	0.109	----	----	0.128
86	----	0.126	0.114	----	----	0.134
87	----	0.132	0.120	----	----	0.139
88	----	0.140	0.126	----	----	0.146
89	----	0.149	0.133	----	----	0.153
90	0.159±0.015	0.160	0.139	----	----	0.161
91	----	0.171	0.147	----	----	0.162
92	----	0.184	0.149	----	----	0.176

Table 6.15 L<sub>2</sub> alt tabakası flöresans verimi ( $\omega_2$ ).

Z	Mevcut Değ.	Fit Değ.	Puri <sup>(74)</sup>	McGhee <sup>(77)</sup>	Tan <sup>(78)</sup>	Tan <sup>(79)</sup>	Stötzel <sup>(89)</sup>	Krause <sup>(92)</sup>
59	---	0.110	0.128	---	---	---	---	0.117
60	0.125±0.018	0.120	0.136	---	---	0.128±0.018	---	0.124
61	---	0.131	0.145	---	---	---	---	0.132
62	---	0.142	0.155	---	---	---	0.146±0.010	0.140
63	---	0.152	0.164	---	---	---	---	0.149
64	0.156±0.016	0.163	0.175	---	---	---	---	0.158
65	0.174±0.015	0.174	0.186	---	---	---	---	0.167
66	0.182±0.011	0.185	0.197	---	---	---	---	0.178
67	0.189±0.015	0.196	0.208	---	---	---	---	0.189
68	0.202±0.010	0.207	0.219	---	---	---	---	0.200
69	---	0.218	0.231	---	---	---	---	0.211
70	---	0.229	0.243	---	---	0.217±0.030	---	0.222
71	---	0.241	0.256	---	---	---	---	0.234
72	0.265±0.018	0.252	0.268	---	---	---	---	0.246
73	---	0.264	0.280	---	---	---	---	0.258
74	0.275±0.019	0.275	0.291	---	---	---	---	0.270
75	---	0.287	0.304	---	---	---	---	0.283
76	---	0.299	0.318	---	---	---	---	0.295
77	---	0.311	0.331	---	---	---	---	0.308
78	---	0.323	0.344	0.342±0.017	---	---	---	0.321
79	---	0.335	0.358	---	---	---	---	0.334
80	---	0.347	0.370	0.371±0.009	---	---	---	0.347
81	0.362±0.011	0.359	0.384	0.391±0.012	---	---	---	0.360
82	---	0.371	0.397	0.398±0.010	0.336±0.026	---	---	0.373
83	0.386±0.012	0.384	0.411	---	---	---	---	0.387
84	---	0.396	0.424	---	---	---	---	0.401
85	---	0.409	0.438	---	---	---	---	0.415
86	---	0.421	0.451	---	---	---	---	0.429
87	---	0.434	0.464	---	---	---	---	0.443
88	---	0.447	0.476	---	---	---	---	0.456
89	---	0.460	0.490	---	---	---	---	0.468
90	0.471±0.014	0.473	0.503	---	---	---	---	0.479
91	---	0.486	0.495	---	---	---	---	0.472
92	---	0.499	0.506	0.457±0.014	---	---	---	0.467

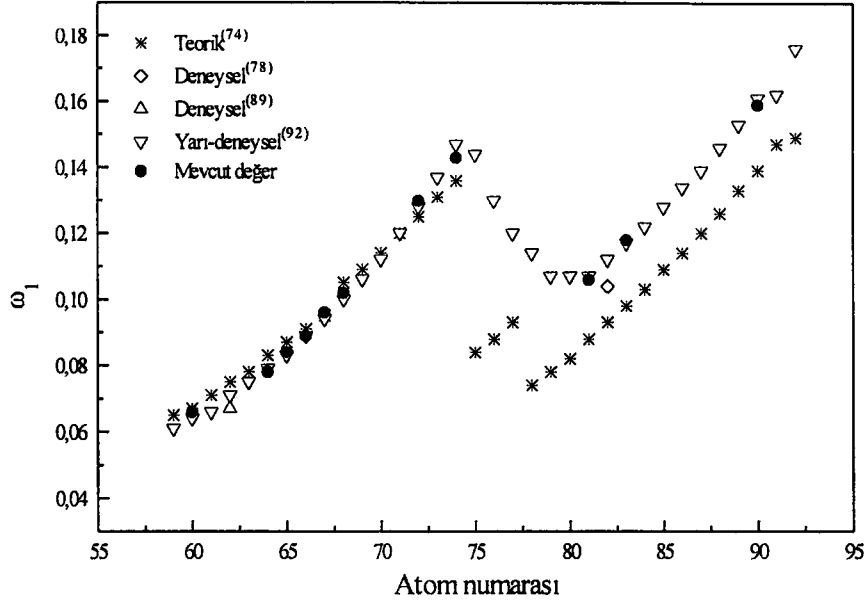
Table 6.16 L<sub>3</sub> alt tabakası flöresans verimi ( $\omega_3$ ).

Z	Mevcut Değ.	Fit Değ.	Puri <sup>(74)</sup>	McGhee <sup>(77)</sup>	Tan <sup>(78)</sup>	Tan <sup>(79)</sup>	Stötzel <sup>(89)</sup>	Krause <sup>(92)</sup>
59	---	0.127	0.126	---	---	---	---	0.118
60	0.150±0.019	0.134	0.134	---	---	0.108±0.010	---	0.125
61	---	0.141	0.142	---	---	---	---	0.132
62	---	0.148	0.150	---	---	---	0.139±0.007	0.139
63	---	0.156	0.158	---	---	---	---	0.147
64	0.158±0.016	0.164	0.167	---	---	---	---	0.155
65	0.169±0.015	0.172	0.175	---	---	---	---	0.164
66	0.170±0.010	0.180	0.184	---	---	---	---	0.174
67	0.181±0.015	0.188	0.193	---	---	---	---	0.182
68	0.189±0.010	0.197	0.203	---	---	---	---	0.192
69	---	0.207	0.212	---	---	---	---	0.201
70	0.213±0.011	0.216	0.222	---	---	0.227±0.022	---	0.210
71	---	0.226	0.231	---	---	---	---	0.220
72	0.226±0.017	0.236	0.241	---	---	---	---	0.231
73	0.242±0.010	0.246	0.251	---	---	---	---	0.243
74	0.255±0.018	0.257	0.261	---	---	---	---	0.255
75	---	0.268	0.271	---	---	---	---	0.268
76	---	0.279	0.282	---	---	---	---	0.281
77	---	0.290	0.292	---	---	---	---	0.294
78	---	0.302	0.303	0.286±0.007	---	---	---	0.306
79	0.319±0.016	0.314	0.313	---	---	---	---	0.320
80	0.336±0.020	0.326	0.322	0.312±0.006	---	---	---	0.333
81	0.347±0.010	0.339	0.332	0.322±0.006	---	---	---	0.347
82	0.355±0.014	0.352	0.343	0.340±0.007	0.302±0.021	---	---	0.360
83	0.370±0.011	0.365	0.353	---	---	---	---	0.373
84	---	0.378	0.363	---	---	---	---	0.386
85	---	0.392	0.374	---	---	---	---	0.399
86	---	0.406	0.384	---	---	---	---	0.411
87	---	0.420	0.394	---	---	---	---	0.424
88	---	0.435	0.404	---	---	---	---	0.437
89	---	0.450	0.414	---	---	---	---	0.450
90	0.462±0.014	0.465	0.424	---	---	---	---	0.463
91	---	0.480	0.434	---	---	---	---	0.476
92	0.488±0.015	0.496	0.444	0.398±0.006	---	---	---	0.489

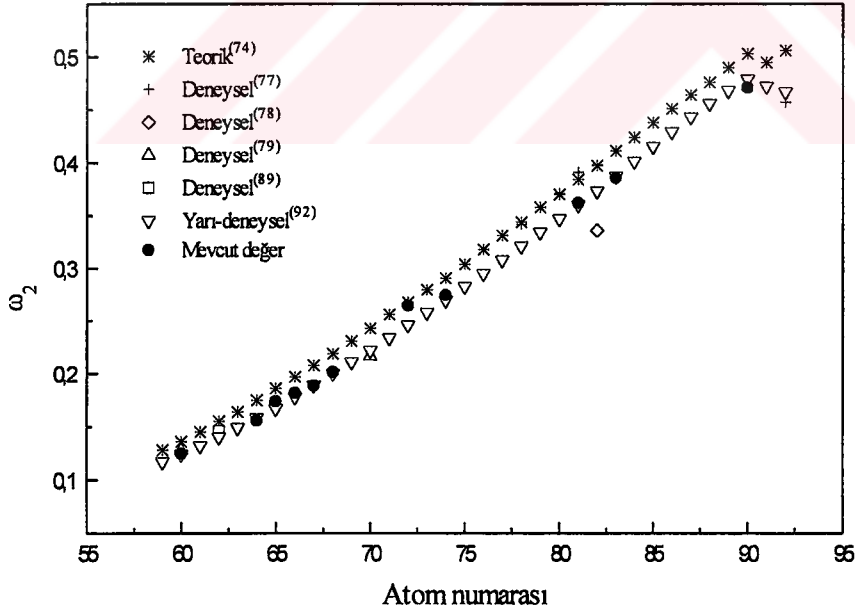
Table 6.17  $L_1$ ,  $L_2$  ve  $L_3$  alt tabakalarına ait Auger verimleri ( $a_1$ ,  $a_2$  ve  $a_3$ ).

Z	$a_1$		$a_2$		$a_3$	
	Mevcut Değ.	Fit Değ.	Mevcut Değ.	Fit Değ.	Mevcut Değ.	Fit Değ.
59	----	0.399	----	0.735	----	0.872
60	0.440±0.013	0.415	0.720±0.018	0.726	0.850±0.017	0.865
61	----	0.427	----	0.716	----	0.858
62	----	0.436	----	0.707	----	0.851
63	----	0.441	----	0.697	----	0.843
64	0.422±0.013	0.443	0.697±0.017	0.687	0.842±0.017	0.835
65	0.426±0.011	0.442	0.677±0.017	0.678	0.831±0.017	0.827
66	0.409±0.012	0.438	0.673±0.014	0.668	0.830±0.012	0.819
67	0.413±0.017	0.431	0.669±0.017	0.658	0.819±0.012	0.810
68	0.387±0.015	0.422	0.657±0.016	0.648	0.811±0.016	0.801
69	----	0.411	----	0.639	----	0.792
70	----	0.399	----	0.629	0.787±0.016	0.782
71	----	0.385	----	0.619	----	0.772
72	0.398±0.010	0.370	0.596±0.015	0.609	0.774±0.012	0.762
73	----	0.353	----	0.599	0.758±0.011	0.752
74	0.386±0.014	0.336	0.588±0.012	0.589	0.745±0.011	0.741
75	----	0.319	----	0.578	----	0.730
76	----	0.301	----	0.568	----	0.719
77	----	0.284	----	0.558	----	0.708
78	----	0.266	----	0.548	----	0.696
79	----	0.250	----	0.537	0.681±0.010	0.684
80	----	0.234	----	0.527	0.664±0.013	0.672
81	0.164±0.013	0.219	0.520±0.013	0.517	0.653±0.010	0.659
82	----	0.205	----	0.506	0.645±0.010	0.646
83	0.202±0.016	0.193	0.499±0.013	0.496	0.630±0.010	0.633
84	----	0.183	----	0.485	----	0.619
85	----	0.175	----	0.475	----	0.606
86	----	0.170	----	0.464	----	0.592
87	----	0.167	----	0.453	----	0.577
88	----	0.166	----	0.443	----	0.563
89	----	0.169	----	0.432	----	0.548
90	0.184±0.015	0.179	0.419±0.011	0.421	0.538±0.014	0.533
91	----	0.186	----	0.410	----	0.517
92	----	0.199	----	0.399	0.512±0.013	0.502

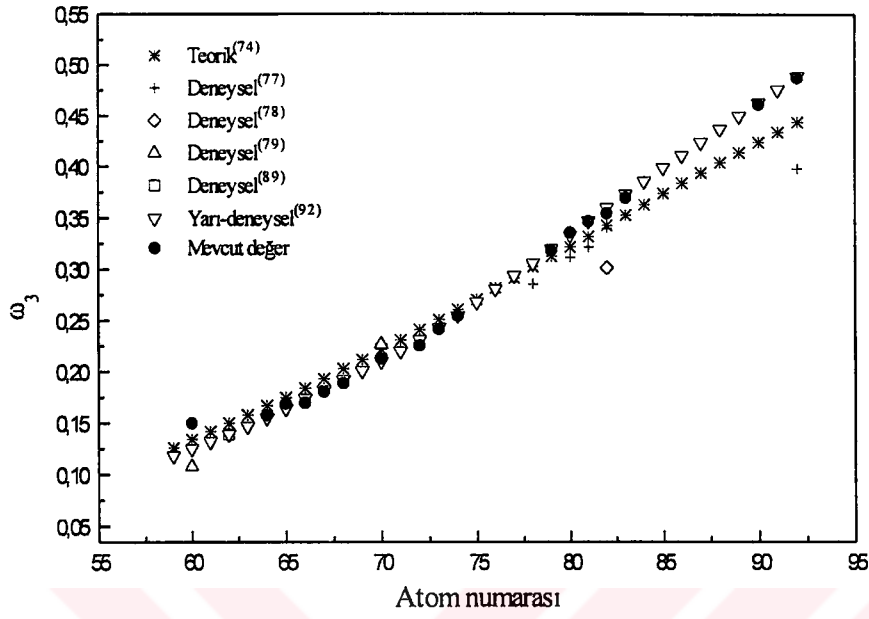




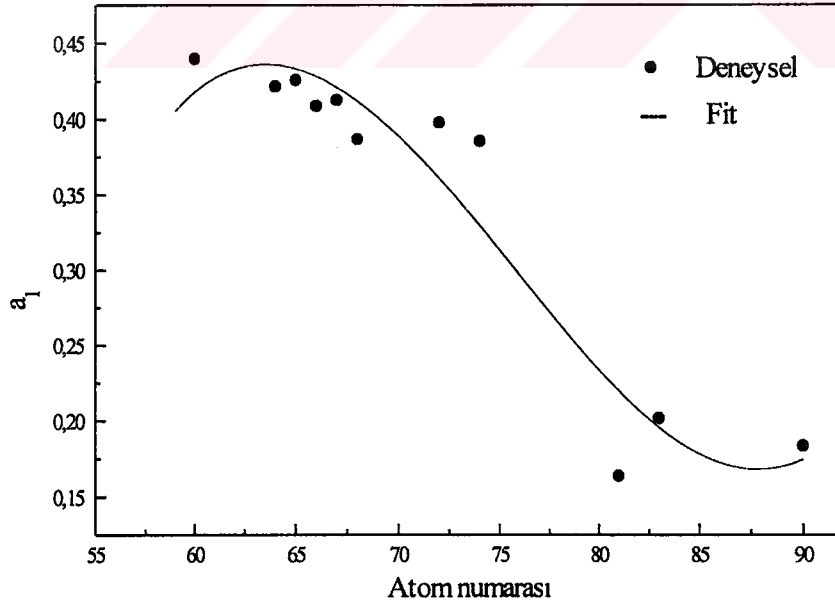
Şekil 6.10  $L_1$  alt tabakasına ait flöresans verim ( $\omega_1$ ).



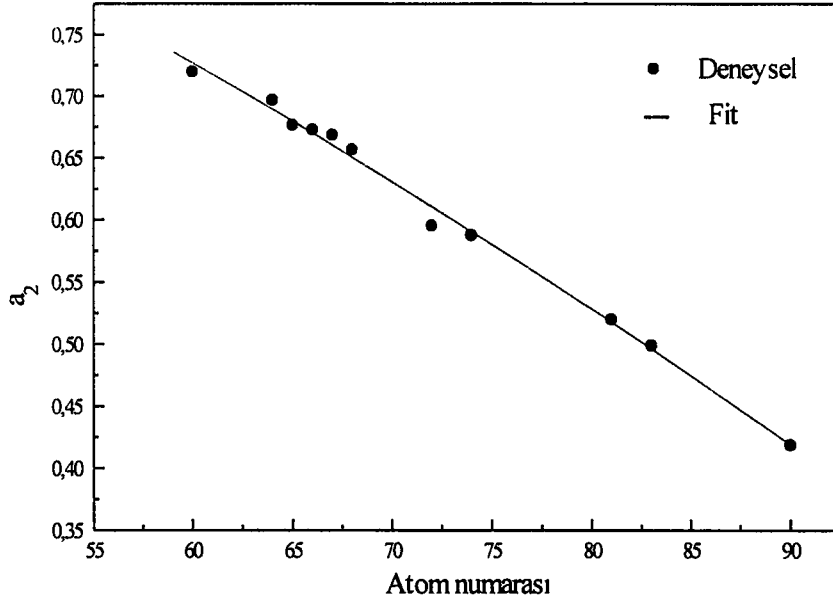
Şekil 6.11  $L_2$  alt tabakasına ait flöresans verim ( $\omega_2$ ).



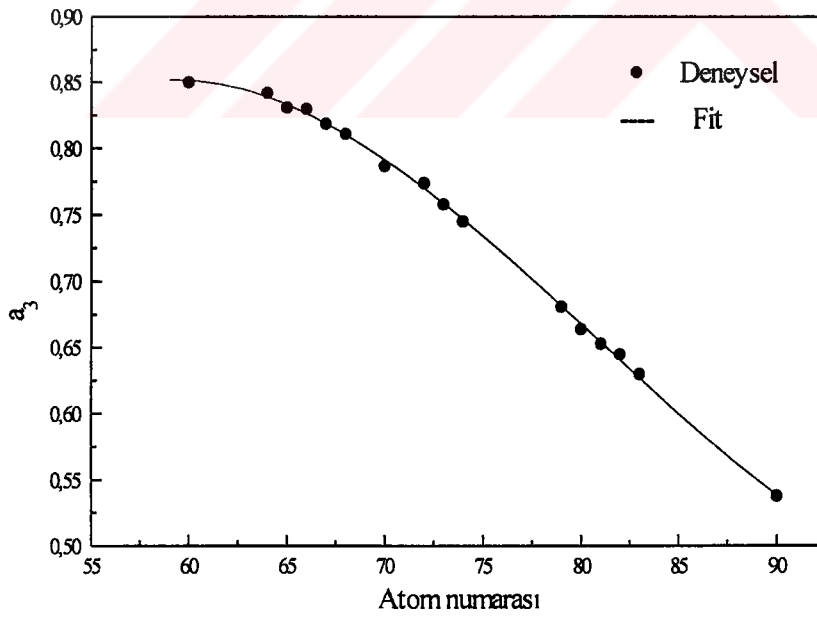
Şekil 6.12 L<sub>3</sub> alt tabakasına ait flöresans verim ( $\omega_3$ ).



Şekil 6.13 L<sub>1</sub> alt tabakasına ait Auger verimi ( $a_1$ ).

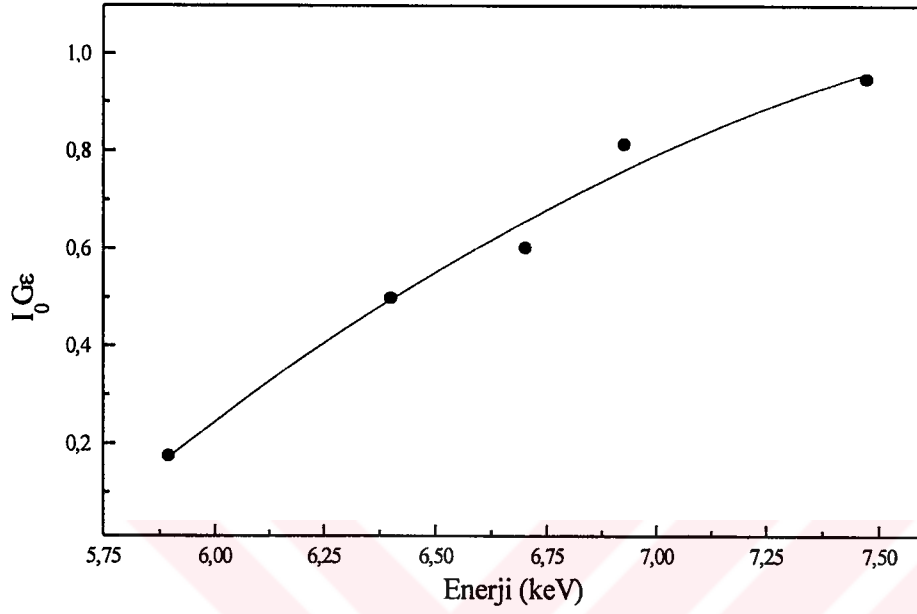


Şekil 6.14  $L_2$  alt tabakasına ait Auger verimi ( $a_2$ ).

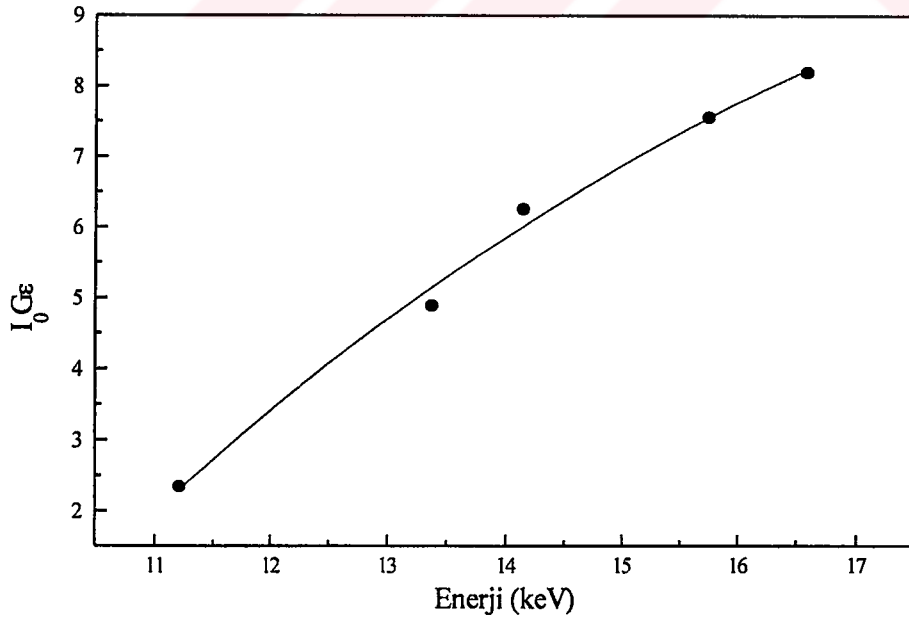


Şekil 6.15  $L_3$  alt tabakasına ait Auger verimi ( $a_3$ ).

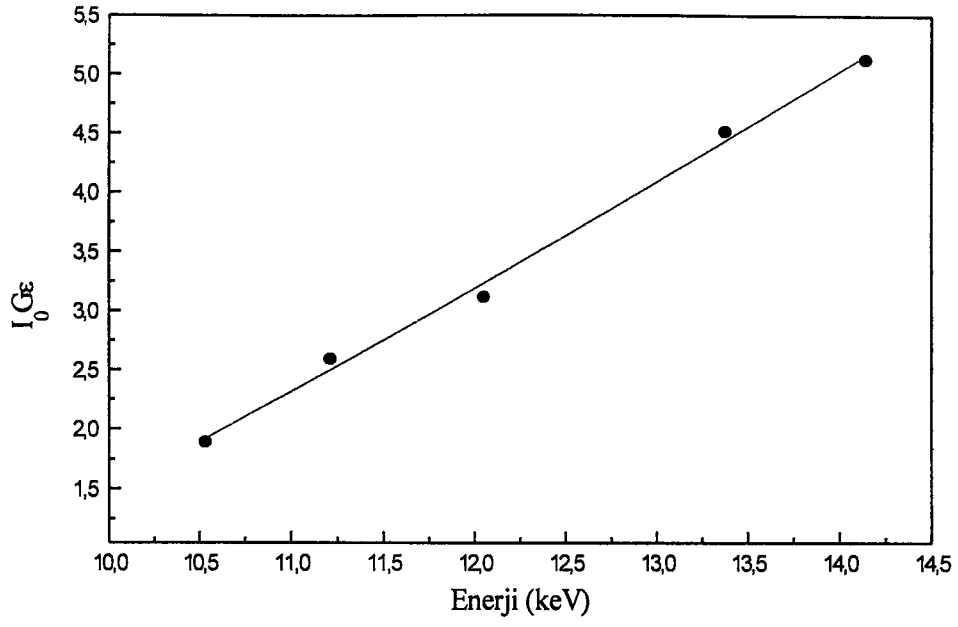
### 6.6. Birkaç Elemente Ait Efficiency Grafikleri ve Genel Spektrumlar



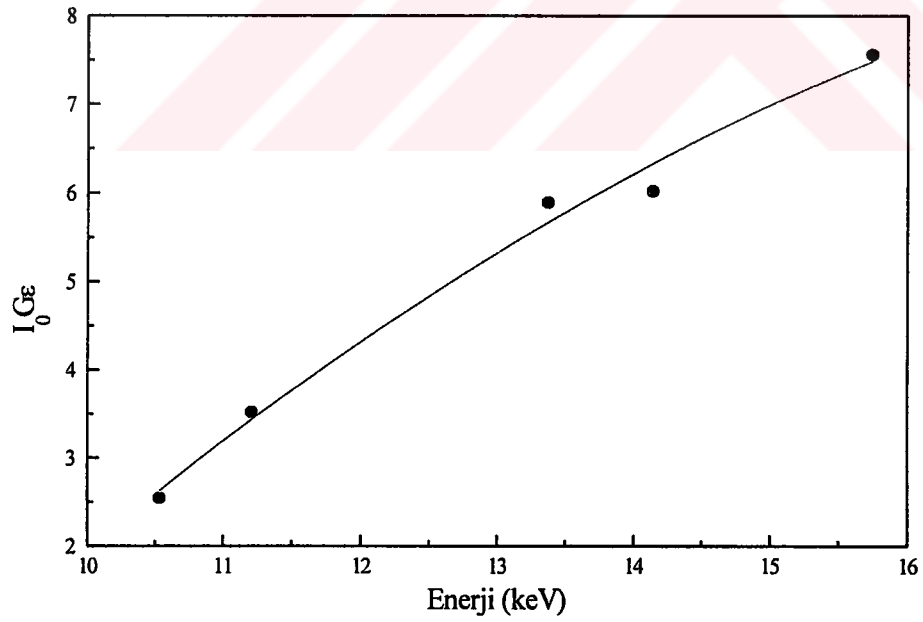
Şekil 6.16 Sadece  $L_3$  alt tabakası uyarıldığında Hf elementine ait verim grafiği.



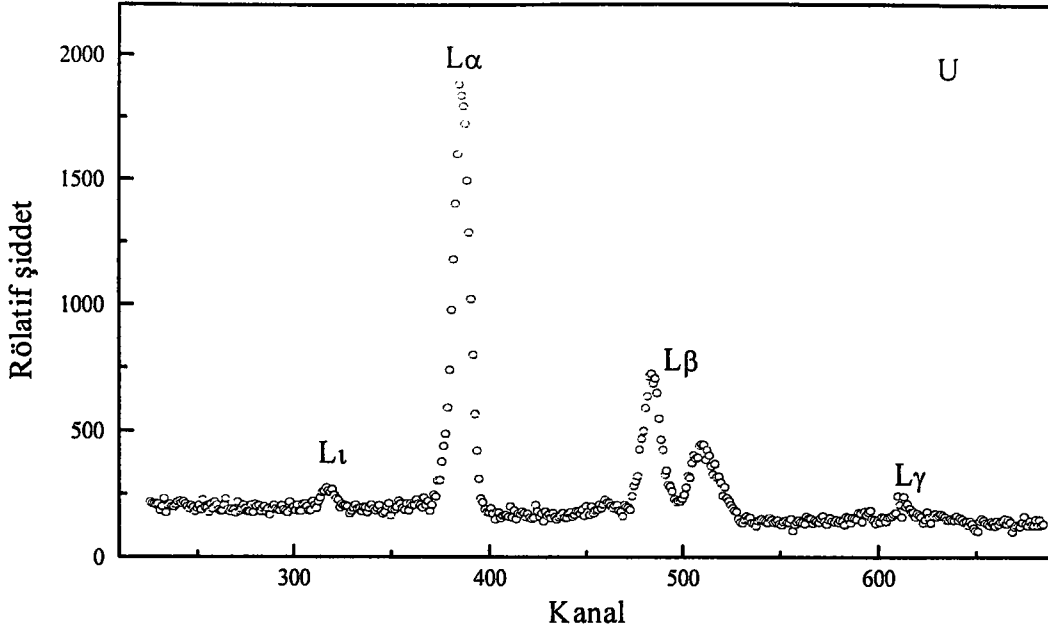
Şekil 6.17  $L_1$ ,  $L_2$  ve  $L_3$  alt tabakaları uyarıldığında Tl elementine ait verim grafiği.



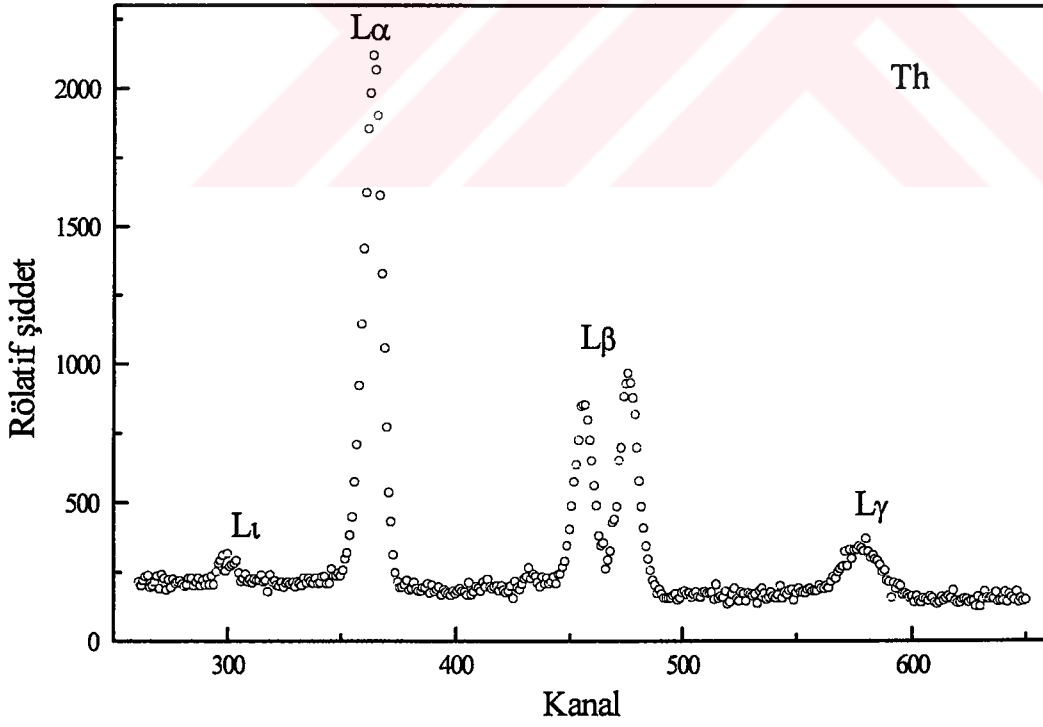
Şekil 6.18  $L_3$  ve  $L_2$  alt tabakaları uyarıldığında Bi elementine ait verim grafiği.



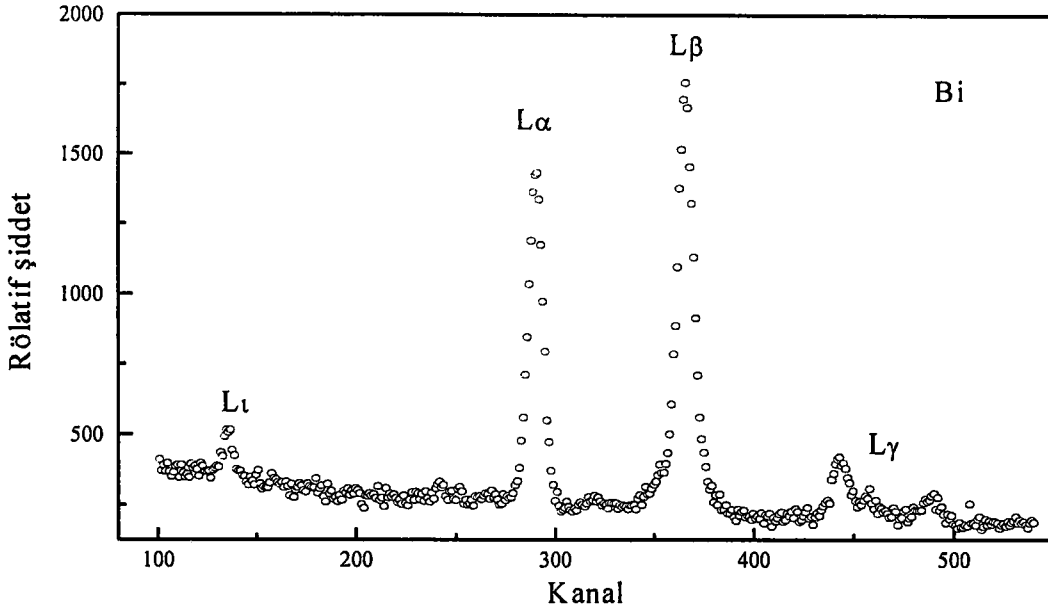
Şekil 6.19  $L_3$  alt tabakası uyarıldığında Th elementine ait verim grafiği.



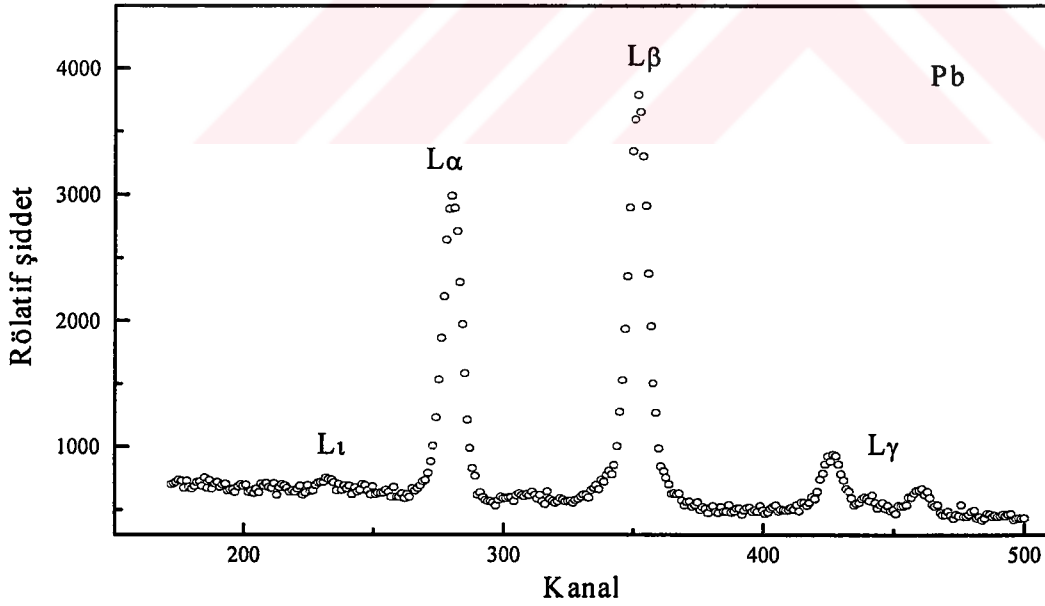
Şekil 6.20 U'un L-x-ışını genel spektrumu; ikincil uyarıcı:Mo.



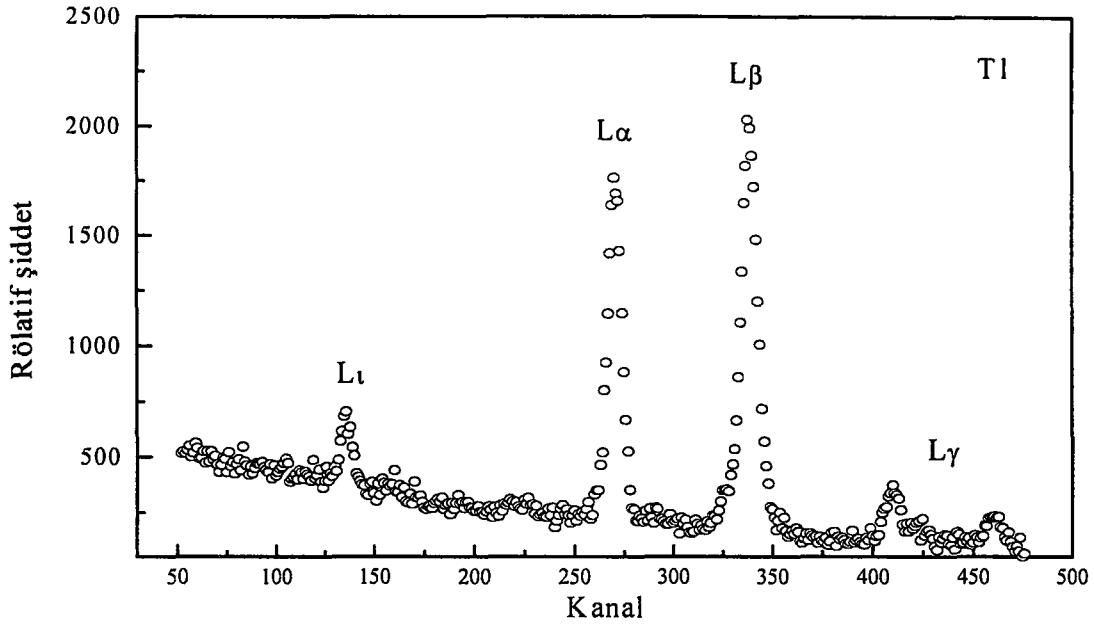
Şekil 6.21 Th'un L x-ışını genel spektrumu; ikincil uyarıcı:Ru.



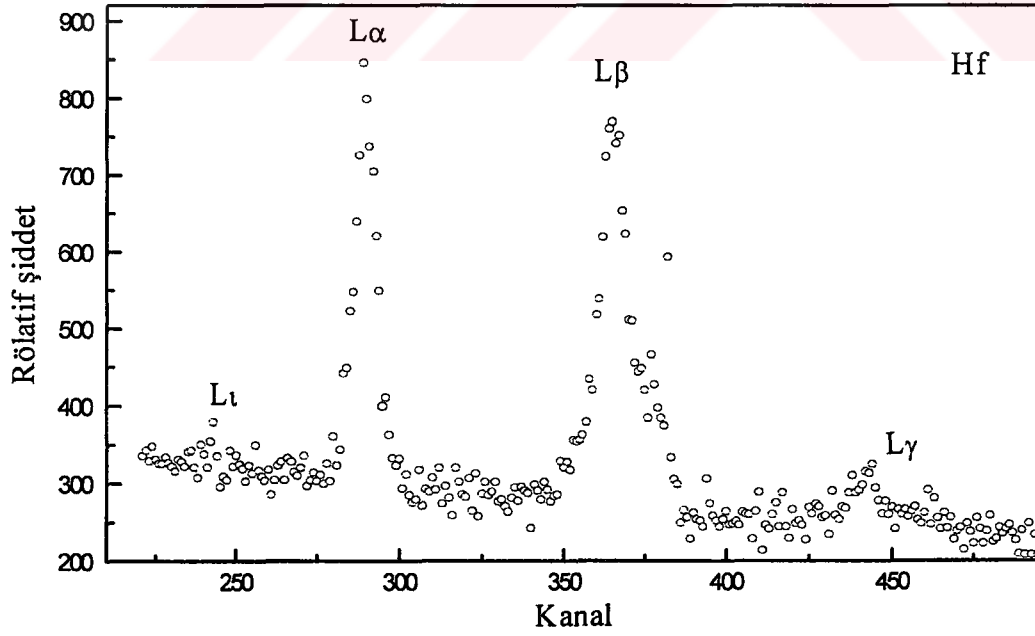
Şekil 6.22 Bi'un L x-ışını genel spektrumu; ikincil uyarıcı:Nb.



Şekil 6.23 Pb'nun L x-ışını genel spektrumu; ikincil uyarıcı:Zr.



Şekil 6.24 Tl'un L x-ışını genel spektrumu; ikincil uyarıcı:Zr.



Şekil 6.25 Hfun L x-ışını genel spektrumu; ikincil uyarıcı:Ge.



## 7. SONUÇ VE TARTIŞMA

Atomdan bir elektron koparılması ile meydana gelen boşluk rasgele elektronlar tarafından doldurulmaz. Bu geçişler belirli kurallara göre olmaktadır. Bu kurallara seçim kuralları adı verilmektedir. Seçim kurallarından biri çok şiddetli çizgileri yöneten elektrik dipol seçim kuralıdır. Atomların kuantum seviyeleri arasındaki geçişlerde tek yol elektrik dipol geçişleri değildir. Onun dışında manyetik dipol, elektrik kuadropol, ... ve hatta ışımsız (çarpışmalı) geçişler de vardır. Elektrik dipol seçim kuralına göre  $\Delta l = \pm 1$ ,  $\Delta j = 0, \pm 1$  ( $j$ 'nin  $0 \rightarrow 0$  geçişi yasaktır.) ve  $\Delta \pi$  (paritedeki değişim)  $\neq 0$  olmalıdır. Elektrik dipolün yasak olduğu yerlerde, diğer yüksek mertebeden geçişler söz konusu olabilir. Örneğin manyetik dipol, elektrik kuadropol geçiş vb. Elektrik dipol geçişler  $10^{-8}$  s gibi bir zamanda oluşurken diğer geçişler daha uzun zamanda (yaklaşık ms) oluşur. Bu geçişlerde (çok kutuplu geçişlerde) kuantum sistemi dışarıya bir ışınım salar veya dışarıdan bir ışınım soğurur. O nedenle bunlara ışımalı geçişler (radiative transition) denir. Manyetik dipol seçim kuralına göre de;  $\Delta l = 0$ ,  $\Delta j = 0, \pm 1$  ( $j$ 'nin  $0 \rightarrow 0$  geçişi yasaktır.) ve  $\Delta \pi = 0$  olmalıdır. Elektrik kuadropol geçişte ise seçim kuralları  $\Delta l = 0, \pm 2$ ,  $\Delta j = 0, \pm 1, \pm 2$  ( $j$ 'nin  $0 \rightarrow 0, 1/2 \rightarrow 1/2$ , ve  $0 \leftrightarrow 1$  geçişleri yasaktır) ve  $\Delta \pi = 0$ 'dır. Bir de, kuantum sisteminin ilgili seviyeleri özellikle hiçbir ışımalı geçişe uygun olmayabilir. Örneğin metastabil (yarı kararlı) seviyelerden özellikle ömrü uzun olanlar böyledir. Metastabil seviye hiçbir ışımalı geçişe uygun değilse ışımsız (çarpışmalı veya nonradiative) geçiş yaptırılarak sistemin enerjisi alınabilir. Örneğin metastabil seviyeye uyarılan bir atom, tungsten tel veya yüzeye çarptırılarak oradan elektron sökülebilir. Burada metastabil seviyenin enerjisi, tungstenden elektron sökmek için iş fonksiyonuna ve sökülen elektrona kinetik enerji aktarımına harcanır<sup>(127)</sup>. Elektrik dipol seçim kurallarına uymayan K ve L serisi için gözlenen yasak çizgiler (veya multipol çizgiler) Tablo 7.1'de verilmiştir<sup>(128)</sup>.

Tablo 7.1 K ve L serileri için gözlenen yasak çizgiler (multipol çizgiler)<sup>(128)</sup>.

Geçiş	Sembol	Parite (i-s)*	Geçiş	Sembol	Parite (i-s)*
K-L <sub>1</sub>	---	çift-çift	L <sub>2</sub> -M <sub>3</sub>	Lβ <sub>17</sub>	tek-tek
K-M <sub>4,5</sub>	Kβ <sub>5</sub> <sup>1,2</sup>	çift-çift	L <sub>2</sub> -N <sub>6,7</sub>	Lν	tek-tek
K-N <sub>4,5</sub>	Kβ <sub>4</sub> <sup>1,2</sup>	çift-çift	L <sub>3</sub> -M <sub>2</sub>	Lt	tek-tek
L <sub>1</sub> -M <sub>4</sub>	Lβ <sub>10</sub>	çift-çift	L <sub>3</sub> -M <sub>3</sub>	Ls	tek-tek
L <sub>1</sub> -M <sub>5</sub>	Lβ <sub>9</sub>	çift-çift	L <sub>3</sub> -N <sub>6,7</sub>	Lu	tek-tek
L <sub>1</sub> -N <sub>4,5</sub>	Lγ <sub>2,3</sub>	çift-çift			
L <sub>1</sub> -N <sub>5</sub>	Lγ <sub>11</sub>	çift-çift			

\*i ilk hali, s ise son hali temsil etmektedir.

Radiative ve nonradiative geçişlerle L tabakasında boşluk oluşturulmuş bir atomun, uyarılmış halinin bozunmasıyla ilgili nicel bir tanım yapmak için L tabakasını karakterize eden 9 nicelikten ( $\omega_1, \omega_2, \omega_3, f_{12}, f_{23}, f_{13}, a_1, a_2$  ve  $a_3$ ) en az 6 tanesini ölçmek gerekir. Bu çalışmamızda atom numarası 59-92 arası 18 element için L tabakasına ait 6 nicelik ( $\omega_1, \omega_2, \omega_3, f_{12}, f_{23}$  ve  $f_{13}$ ) yarı-deneysel bir şekilde tespit edilerek kalan üç büyüklük ( $a_1, a_2$  ve  $a_3$ ) buradan türetilmiştir.

Flöresans ve Auger geçişleri ilk halin enerjisi mertebesinde bir artan enerjiye sahiptir. Ama Coster-Kronig geçişler son derece az bir enerjiye sahiptir. Coster-Kronig geçişleri ilk L $\alpha$  ve L $\beta$  satalitlerinin ortaya çıkışının ardından keşfedilmiştir. L $\alpha$  x-ışını satalitleri birbirini takip eden şu olaylar sonucu meydana gelir:

- Atom, ilk olarak L<sub>1</sub> alt tabakasındaki bir elektron sökülerek iyonize edilir.
- L<sub>1</sub>-L<sub>3</sub>M<sub>4,5</sub> tipi bir Coster-Kronig geçişi vasıtasıyla biri L<sub>3</sub> alt tabakasında diğeri de M<sub>4,5</sub> alt tabakasında oluşan boşluklarla atom çiftli iyonize hale gelir.
- L<sub>3</sub> alt tabakasındaki boşluk M<sub>4,5</sub> alt tabakasından radiatif geçişle doldurulur. Yayınlanan x-ışını perdelemenin azalmasından dolayı sıradan L $\alpha$  x-ışınından

(single iyonize olmuş halde yayımlanandan) biraz daha fazla enerjiye sahip olur. Bu ise ana çizgiye göre bir satalit olarak görünür.

Coster-Kronig geçişler ışıklı ve ışısız olmak üzere iki kısımdan oluşmaktadır. Coster-Kronig geçişlerin ışıklı kısımları çok küçük olduğu için ihmal edilmektedir. Örneğin Kr için  $f_{13}(R) \rightarrow (L_1-L_3X) = 0,0003f_{13}(A)$  ve Hg için  $f_{13}(R) = 0,05f_{13}(A)$ 'dır.  $f_{23}$ 'ün ışıklı kısmı  $[f_{23}(R) \rightarrow (L_2-L_3X)]$  nispeten daha da küçüktür. Çünkü  $L_2-L_3$  geçişi elektrik dipol seçim kurallarından dolayı yasaktır ve manyetik dipol geçişe uyar<sup>(72)</sup>.

$X_i$  ve  $X_j$  alt tabakaları arasında Coster-Kronig geçiş sırasında bir atomdan yayımlanan Y tabakasına ait elektronun enerjisi,

$$E_{X_i, X_j, Y}(Z) = B_{X_i}(Z) - B_{X_j}(Z) - B_Y^{X_j}(Z)$$

dir. Burada  $B_{X_i}$ ,  $X_i$  atomik alt tabakasındaki bir elektronun iyonizasyon eşik enerjisidir.  $B_Y^{X_j}$ ,  $X_j$  alt tabakasında bir boşluk oluşturulduğunda Y alt tabakası elektronun iyonizasyon eşik enerjisini ve Z ise atom numarasını göstermektedir.  $B_Y^{X_j}$  için doğru değeri belirlemek kolay değildir. Çünkü, daha dışta bulunan (Y) tabakası elektronu  $X_j$  alt tabakasında kaybolan elektrondan dolayı nükleer yükün perdelenmesinden artık kurtulmuş olur. Bu yüzden Coster ve Kronig<sup>(75)</sup>,  $B_Y^{X_j}(Z) \approx B_Y(Z+1)$  olarak kabul edilebilecek yaklaşımlarını öne sürmüşlerdir. O zaman Coster-Kronig elektron enerjisi,

$$E_{X_i, X_j, Y}(Z) = B_{X_i}(Z) - B_{X_j}(Z) - B_Y(Z+1)$$

halini alır. Coster-Kronig elektron enerjisi için diğer bir yaklaşım da satalit ve diyagram çizgilerinin keşfinden sonra McGuire<sup>(71)</sup> tarafından öne sürülmüştür. Bu ifade de,

$$E_{X_i, X_j, Y}(Z) = B_{X_i}(Z) - 1/2[B_{X_j}(Z) + B_{X_j}(Z+1) + B_Y(Z) + B_Y(Z+1)]$$

dir.  $L_2-L_3M_4$  ve  $L_2-L_3M_5$  geçişleri için Coster ve Kronig'in öne sürdükleri yaklaşımla hesaplanan tahmini Coster-Kronig<sup>(75)</sup> elektron enerjilerinin McGuire'in<sup>(71)</sup> yaklaşımıyla

hesaplananlardan daha büyük olduğu görülmüştür. Örneğin,  $Z=96$  için  $L_2-L_3M_5$  geçişi 1. yaklaşıma göre 717 eV ve 2. yaklaşıma göre ise 537 eV'dur. Coster-Kronig elektronlarının enerjilerini hesaplamada her iki denklem de kullanılmaktadır<sup>(75)</sup>. Coster-Kronig geçişlerin enerjik olarak mümkün olduğu tahmini atom numarası aralığı Bambynek ve arkadaşları<sup>(72)</sup> tarafından verilmiştir. Buna göre bizim çalıştığımız bölge olan  $59 \leq Z \leq 92$  de ise aşağıdaki Coster-Kronig geçişler enerjik olarak mümkündür.

Geçiş	Z Aralığı
$L_1-L_2N_1$	59-70
$L_1-L_2N_2$	59-76
$L_1-L_2N_3$	59-81
$L_1-L_2N_4$	59-91
$L_1-L_2N_5$	$\geq 59$
$L_1-L_2N_6$	$\geq 59$
$L_1-L_2N_7$	$\geq 64$
$L_1-L_3M_4$	$\geq 77$
$L_1-L_2M_5$	$\geq 74$
$L_2-L_3M_5$	$\geq 91$

Çalıştığımız atom numaralı bölgede enerjik olarak mümkün olmayan Coster-Kronig geçişler ise şunlardır.

Geçiş
$L_1-L_2M_1$
$L_1-L_2M_2$
$L_1-L_2M_3$
$L_1-L_2M_4$
$L_1-L_2M_5$
$L_1-L_3M_1$
$L_1-L_3M_2$
$L_1-L_3M_3$
$L_2-L_3M_4$

Yarı-deneysel olarak tespit ettiğimiz L tabakasına ait  $L_1-L_2$  Coster-Kronig veriminin yani  $f_{12}$ 'nin, artan atom numarasıyla azaldığı görülmüştür. Mevcut değerlerimiz, Werner ve Jitschin'in<sup>(86)</sup> deneysel değerlerinden %20-40 daha büyüktür. Ayrıca Krause'un<sup>(92)</sup> yarı-deneysel değerleri ile bizim değerlerimiz genelde uyum içerisinde olmasına rağmen  $Z=81-92$  arası bölgede Puri ve arkadaşlarının<sup>(74)</sup> değerlerinden %30-60 daha büyüktür.

$f_{23}$ ;  $L_2-L_3$  Coster-Kronig verimi de artan atom numarasıyla azalmaktadır. Bulduğumuz değerler, Werner ve Jitschin'in<sup>(86)</sup> bulduğu deneysel değerlerden yaklaşık %20 daha küçüktür; fakat Krause'un<sup>(92)</sup> yarı-deneysel değerleriyle iyi bir uyum göstermektedir. Puri ve arkadaşlarının<sup>(74)</sup> değerlerinden de  $Z=59-83$  arası bölgede %5-10 daha küçüktürler.  $Z=60$  için bulduğumuz değer Tan ve arkadaşlarının<sup>(79)</sup> buldukları değerlerden %25 daha büyüktür.

$f_{13}$ ;  $L_1-L_3$  Coster-Kronig verimi ise  $Z=75$ 'den sonraki bölgede ( $Z \geq 77$ ) keskin bir artış göstermektedir. Bu keskin artışın sebebi  $Z < 77$  civarında Coster-Kronig geçişin enerjik olarak mümkün olmamasına,  $Z \geq 77$ 'de bu geçişlerin enerjik olarak mümkün olmasına atfedilebilir. Bu bölgede  $L_1-L_3M_{4,5}$  Coster-Kronig geçişini dikkate almak gerekir. Teorik hesaplamalar  $f_{13}$ 'ün ana bozunma yolu olarak bu geçişi göstermişlerdir. Çünkü  $L_1-L_3M_{4,5}$  Coster-Kronig bozunma enerjisi ( $M_{4,5}$ 'ten yayımlanan elektronun kinetik

enerjisi) çok büyüktür: 638 eV ile 1 keV arasındadır.  $L_1-L_3M_{4,5}$  Coster-Kronig geçişinde  $L_1$  alt tabakasında oluşturulan boşluk  $L_3$  alt tabakasına kayarsa o zaman bu seviyeler arasındaki enerji farkına eşit enerji  $M_4$  veya  $M_5$  deki bir elektrona aktarılır.  $Z=76-80$  arası bölgedeki bu artış da bu geçişin bu bölgede gerçekleştiğini gösterir. Bu da bize  $Z=59-75$  arası bölgede M tabakasında bulunan elektronların bağlanma enerjilerinin L alt tabakaları arasındaki enerji farkından daha büyük olduğunu söyler. Çünkü, bu durumda geçiş enerjisi M'deki bir elektrona değilde N veya daha üst tabakadaki bir elektrona verilmek zorundadır. Arada M tabakası olduğu için de bu ihtimaliyet azalır ve böylece  $L_1-L_3$  Coster-Kronig verimi daha küçük bir değer almış olur. Bu durum da bize Coster-Kronig verimlerin atom numarasının fonksiyonu olarak değişim göstereceğini ifade eder. Mevcut değerlerimiz, Werner ve Jitschin'in<sup>(86)</sup> deneysel değerlerinden %7-13 daha küçüktür ve Krause'un<sup>(92)</sup> yarı-deneysel değerleriyle de iyi bir uyum göstermektedir. Puri ve arkadaşlarının<sup>(74)</sup> değerlerinden ise %9-14 daha küçüktür.

L tabakasını karakterize eden diğer üç nicelik ise L tabakasına ait flöresans verimlerdir. Bunlardan  $L_1$  alt tabakasına ait flöresans verimi olan  $\omega_1$ ;  $Z=59-74$  arası bölgede artan atom numarasıyla artmaktadır. Fakat  $Z<77$  civarında  $f_{13}$  Coster-Kronig veriminin tersine bu bölgede keskin bir düşüş gözlemlenmektedir. Bu düşüş  $Z=80$ 'e kadar devam etmektedir.  $Z=80-92$  arası bölgede yine artan atom numarasıyla artmaktadır. Bu da yine Coster-Kronig geçişlerin enerjik olarak mümkün olup olmamasına atfedilebilir. Elde ettiğimiz değerler, Krause'un<sup>(92)</sup> yarı-deneysel değerleriyle iyi bir uyum göstermektedir.  $Z=59-74$  arası bölgede Puri ve arkadaşlarının<sup>(74)</sup> değerleriyle de iyi bir uyum sağlamaktadır. Mevcut değerlerimiz sadece  $Z=83$  ve  $90$  için %13-17 daha büyüktür.

$\omega_2$ ;  $L_2$  alt tabakasına ait flöresans verimi de artan atom numarasıyla artmaktadır. Mevcut değerlerimiz, Krause'un<sup>(92)</sup> yarı-deneysel değerleriyle genelde iyi bir uyum göstermektedir ve McGhee ve Campbell'in<sup>(77)</sup> deneysel değerlerinden %8 daha küçüktür. Puri ve arkadaşlarının<sup>(74)</sup> değerleri ise bizim değerlerimizden %7-10 daha büyüktür.  $Z=60$  için mevcut değerimiz Tan ve arkadaşlarının<sup>(79)</sup> değeriyle iyi bir uyum göstermektedir (sadece %2 farklı).

$\omega_3$ ;  $L_3$  alt tabakası flöresans verimi de artan atom numarasıyla artmaktadır.  $L_3$  alt tabakasına ait flöresans verimi değerlerimiz de yine Krause'un<sup>(92)</sup> yarı-deneysel değerleriyle iyi bir uyum içindedir. Puri ve arkadaşlarının<sup>(74)</sup> değerleri  $Z=59-74$  arası bölgede %4-7 daha büyük, fakat  $Z=79-92$  arası bölgede ise %4-9 daha küçüktür. Ayrıca bizim değerlerimizin McGhee ve Campbell'in<sup>(77)</sup> deneysel değerlerinden %4-7 daha küçük olduğu görülmüştür.  $Z=82$  için mevcut değerimiz Tan ve arkadaşlarının<sup>(78)</sup> değerinden %15 daha büyüktür ve  $Z=60$  için bu fark %25'lere ulaşmaktadır. Fakat  $Z=70$  için bizim değerimiz Tan ve arkadaşlarının<sup>(79)</sup> değerinden %6 daha küçüktür.

Yarı-deneysel olarak tespit ettiğimiz L tabakasına ait flöresans verimleri ve Coster-Kronig verimleri kullanarak L tabakasına ait Auger verimleri türetilmiştir.  $L_1$  alt tabakasına ait Auger verimi, flöresans verimlerin tersine artan atom numarasıyla azalmakta ama düzgün bir dağılım da göstermemektedir.  $L_2$  ve  $L_3$  alt tabakalarına ait Auger verimleri ise artan atom numarasıyla düzgün bir şekilde azalma göstermektedir.

Çalışmamızda, atom numarası 59-92 arası 18 element için L tabakasına ait Coster-Kronig şiddetlendirme faktörleri hem teorik olarak hesaplandı hem de deneysel olarak belirlendi. Bu şiddetlendirme faktörlerine ait teorik değerlerimizin genelde deneysel değerlerimizden daha büyük olduğu gözlemlenmiştir. Bunu da teorik değerleri hesaplamada kullandığımız fiziksel parametrelere bağlamak mümkündür. Deneysel  $\kappa_{\alpha_1}$  şiddetlendirme faktörleri artan atom numarasıyla genelde artmaktadır ve L x-ışınlarını %4-8 şiddetlendirmektedir. Hesapladığımız  $\kappa_{\alpha_1}$ 'e ait teorik değerler ise şiddetlendirmenin %8-9'lara vardığını göstermektedir. Deneysel  $\kappa_{\alpha_2}$  şiddetlendirme faktörleri de %11'lerden %32'lere (özellikle  $Z=92$ ) varan bir katkıya sahiptirler.  $\kappa_{\alpha_2}$ 'ye ait teorik değerler de L x-ışınlarındaki şiddetlendirmenin %20-36 arasında (ki bu nispeten daha büyük hisseye sahip) olduğunu göstermektedir.  $\kappa_{\tau_1}$  ve  $\kappa_{\tau_2}$  şiddetlendirme faktörlerine ait teorik değerler,  $\kappa_{\alpha_1}$  ve  $\kappa_{\alpha_2}$ 'nin teorik değerleriyle aynıdır. Çünkü her ikisi de sadece  $L_3$ 'e geçişleri içermektedir. Deneysel  $\kappa_{\tau_1}$  şiddetlendirme faktörleri ise  $\kappa_{\alpha_1}$  ve  $\kappa_{\alpha_2}$ 'nin deneysel değerlerine oldukça yakındır ve o da L x-ışınlarını %3-8 şiddetlendirmektedir (teorik şiddetlendirme ise %8-9'dur). Deneysel  $\kappa_{\tau_2}$  ise %10'lardan

%37'lere (Pb için) varmaktadır.  $\kappa_{12}$ 'ye ait teorik değerler de  $\kappa_{\alpha_2}$ 'ye ait teorik şiddetlendirmelerde olduğu gibi şiddetlendirmenin, %20'lerden %36'lara kadar değişebildiğini göstermektedir.  $\kappa_{\beta_1}$  ve  $\kappa_{\beta_2}$  şiddetlendirme faktörlerinin teorik ve deneysel değerleri arasında genelde bir uyum gözlemlenmiştir. Bu deneyler bize en az şiddetlendirmenin  $L\beta$  flöresans tesir kesiti değerlerinde olduğunu göstermiştir. Deneysel  $\kappa_{\beta_1}$  değerleri, L x-ışınlarındaki şiddetlendirmenin %1-2 civarında olduğu göstermiştir (teorik değer, %2'dir). Deneysel  $\kappa_{\beta_2}$  şiddetlendirme faktörlerinin ise %9-12 arasında olduğu görülmüştür.  $\kappa_{\beta_2}$ 'ye ait teorik değerler ise %8-11 civarındadır.

Bu çalışma, Coster-Kronig geçişlerden dolayı L x-ışınları için %4'lerden %36'lara varan bir şiddetlendirmenin olduğunu ve en fazla şiddetlendirmenin de  $L\alpha$  ve  $L_1$  geçişlerinde olduğunu göstermiştir. Rani ve arkadaşları<sup>(97)</sup>  $L\alpha$ 'lar için şiddetlendirmelerin %65'lere vardığını deneysel olarak bulmuşlardır. Fakat, yaptığımız çalışmadan elde edilen sonuçlar, en fazla şiddetlendirmenin %36 kadar olduğunu göstermiştir.



## KAYNAKLAR

1. Arora, S. K., Allawadhi, K. L. and Sood, B. S., 1981, J. Phy. B: At. Mol. Phy., 14, 1423-1432.
2. Shatendra, K., Allawadhi, K. L. and Sood, B. S., 1984, Phy. Rev. A, 31, 2918-2921.
3. Bhan, C., Chaturverdi, S. N. and Nath, N., 1986, X-Ray Spect., 15, 217-219.
4. Garg, M. L., Garg, R. R. and Malmqvist, K. G., 1987, J. Phy. B: At. Mol. Phy., 20, 3705-3714.
5. Madison, D. N., Baskin, A. B., Bush, C. E. and Shafroth, S. M., 1974, Phy. Rev. A, 9, 675-681.
6. Barros Leite, C. V., de Castro Faria, N. V. and de Pinho, A. G., 1977, Phy. Rev. A, 15, 943-955.
7. Klan, M. R., Hopkins, A. G. and Crumpton, D., 1978, Z. Physik A, 288, 133-137.
8. Jitschin, W., 1984, Nucl. Inst. and Meth. B, 4, 292-295.
9. Bissinger, G., Nettles, P. H., Shafroth, S. M. and Waltner, A. W., 1974, Phy. Rev. A, 10, 1932-1937.
10. Jitschin, W., Hippler, R., Fink, K., Schunch, R. and Lutz, H. O., 1983, J. Phy. B: At. Mol. Phy. 16, 4405-4417.
11. Wille, U. and Hippler, R., 1986, Phy. Reports, 132, 129-260.
12. Aydinol, M., 1981, J. Phy. B: At. Mol. Phy., 14, 741-750.
13. Salgeiro, L., Ferreira, J. G., Carvalho, M. L. and Ramos, M. T., 1980, J. Phy. B: At. Mol. Phy., 13, 3849-3853.
14. Chang, C. N., Morgan, J. F. and Blatt, S. L., 1975, Phy. Rev. A, 11, 607-618.

15. Jesus, A. P., Ribeiro, J. P. and Lopes, J. S., 1987, *J. de Phy. C*, 48, 235-238.
16. Cohen, D. D., 1981, *J. Phy. B: At. Mol. Phy.*, 14, 2037-2051.
17. Hubbell, J. H., 1982, *Int. J. App. Radiat. Isot.*, 33, 1269-1290.
18. Hubbell, J. H., Viegele, W. J., Briggs, E. A., Brown, R. T., Cromer, D. T. and Hoowerton, R. J., 1975, *J. Phys. Ref. Data*, 4, 471-616.
19. Scofield, J. H., 1976, *Electron Spec. and Rel. Phenomena*, 8, 129-137.
20. Krause, M. O., Ricci, E., Sparks, C. J. and Nestor, C. W., 1978, *Adv. X-Ray Anal.*, 21, 119-127.
21. Krause, M. O., Nestor, C. W., Sparks, C. J. and Ricci, E., 1978, Oak Ridge National Laboratory Report (ORNL)-5399.
22. Hubbell, J. H., Gimn, H. A. and  $\Phi$ verb $\phi$ , I., 1980, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 9, 1023-1147.
23. Salomon, E. B., Hubbell, J. H. and Scofield, J. H., 1988, *At. Data and Nucl. Data Tab.*, 38, 1-197.
24. Rao, N. V., Redy, S. B., Satyanarayana, G. and Sastry, D. L., 1986, *Physica*, 138-215.
25. Arndt, E., Bruner, G. and Hartmann, E., 1982, *J. Phy. B: At. Mol. Phy.*, 15, 1887-1892.
26. Raghavaiah, C. V., Rao, N. V. and Reddy, B. S., 1990, *X-Ray Spect*, 19, 23-27.
27. Erdoğan, H., 1976, As, Cd, In, Sn, Pb, Te, V, I için Karakteristik X-Işını Şiddet Oranları, Doktora Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü Erzurum (Yayınlanmamış).
28. Tawara, H., Ishai, K. and Morita, S., 1975, *Phy. Lett.*, 54 A, 2, 171-179.

29. Berenyi, D., Hock, G., Ricz, S. and Valek, A., 1978, *J. Phy. B: At. Mol. Phy.*, 11, 4, 709-718.
30. Mistry, V. D., Quarles, C. A., 1971, *Nucl. Phys.*, A: 164, 219-224.
31. Kamal, Z., McKee, J. S. C. and Videla, N., 1980, *Phy. Lett.*, 75 A, 6, 475-479.
32. Mukoyama, T., Sarkadi, L., 1982, *Nucl. Inst. and Meth.*, 197, 585-592.
33. Perujo, A., Maxwell, J. A., Teesdale, W. J. and Cabpbel. J. L., 1987, *J. Phy. B: At. Mol. Phy.*, 20, 4973-4978.
34. Tricomi, J., Duggan, J. L. and Daniel, F. D., 1977, *Phy. Rev. A*, 15, 6, 2269-2277.
35. Mukoyama, T., Sarkadi, L., Berenyi, D. and Kaltoy, E., 1978, *Phy. Lett.* 67 A, 3, 180-187.
36. Salem, S. I., Winchell, R. E., 1974, *Phy. Rev. A*, 10, 4, 1041-1048.
37. Ramos, M. T., Ferreira, J. G., Carvalho, M. L. and Salgueiro, L., 1977, *J. Phy. B: At. Mol. Phy.*, 10, 11, 2301-2310.
38. Sliwinsky, V. W. and Ebert, P. J., 1972, *Phy. Rev. A*, 5, 1581-1589.
39. McCrary, J. H., Singman, L. V., Zeigler, L. H., Looney, L. D., Edmons, C. M. and Carolyn, E. H., 1971, *Phy. Rev.*, A, 4, 5, 1745.
40. Garg, M. L., Singh, J., Sing, G. and Sharma, A. K., 1984, *Indian J. Phys.*, 58 A, 242-251.
41. Tan, M., Şahin, Y. and Şablakoğlu, A., 1990, *X-Ray Spect.*, 19, 233-237.
42. Garg, M. L., Singh, J., Verma, H. R. and Singh, N., 1984, *J. Phy. B: At. Mol. Phy.*, 17, 577-582.
43. Shatendra, K., Allawadhi, K. L. and Sood, B. S., 1984, *Pramana Jour. Phy.*, 22, 2, 79-87.

44. Okado, M., 1980, Radiochem. Radional. Lett., 42, 3, 225-229.
45. Salem, S. I., Panossian, S. L. and Krause, R. A., 1974, At. Data and Nucl. Data Tab., 14, 91-98.
46. Scofield, J. H., 1969, Phy. Rev. A, 179, 1, 9-15.
47. Campbell, J. L. and Wang, J. X., 1989, At. Data and Nucl. Data Tab., 43, 281-291.
48. Nelson, G. G., Saunders, B. G. and Salem, S. I., 1970, Atomic Data, 1, 377-384.
49. Manson, S. T., 1974, At. Data and Nucl. Data Tab., 4, 111-120.
50. Chander, B., Chaturvedi, S. N. and Nath, N., 1986, X-Ray Spect., 15, 217-219.
51. Singh, S., Mehta, D., Kumar, S., Garg, M. L., Singh, N., Mangal, P. C., Trehan, P. N., 1989, X-Ray Spect., 18, 193-198.
52. Mann, K. S., Mittal, R., Allawadhi, K. L., and Sood, B. S. 1991, Phys. Rev. A 44, 2198-2200.
53. Garg, R. R., Puri, S., Singh, S., Mehta, D., Shahi, J. S., Garg, M. L., Singh, N., Mangal, P. C. and Trehan, P. N., 1992, Nucl. Inst. Met. B 72, 147-152.
54. Pandey, K. N., Tripathi, D. N., Chakraborty, R. N. and Rai, D. K., 1993, Pramana Journal of Physics, 41, 175-184.
55. Mann, K. S., Singh, N., Mittal, R., Sood, B. S. and Allawadhi, K. L., 1994, X-Ray Spect., 23, 208-217.
56. Puri, S., Mehta, D., Singh, N. and Trehan, P. N., 1996, Phy. Rev. A 54, 617-623.
57. Petukhov, V. P., Romanovsky, E. A. and Kerkow, H., 1996, Nucl. Inst. and Meth. B 109, 19-22.
58. McCrary, J. H., Singman, L. V., Ziegler, L. H., Looney, L. D., Edmons, C. M. and Harris, C. E., 1972, Phy. Rev. A 5, 1587-1590.

59. Bařtuę, A., 1998, Si (Li) Dedektörü İle Ölçülen Karakteristik L X-İşınlarının Flöresans Üretim Tesir Kesitlerinin Uyarma Enerjisine Bağlı Olarak Değişimi, Doktora Tezi, Atatürk. Üni. Fen Bil. Enst., Erzurum (Yayınlanmamış).
60. Sharma, J. K., Singh, N., Mittal, R., Sood, B. S. and Allawadhi, K. L., 1996, X-Ray Spect., 25, 239-244.
61. Rao, V. P., Chen, M. H. and Crasemann, B., 1972, Phys. Rev., A 5, 997-1012.
62. Singh, I., Mittal, R., Allawadhi, K. L. and Sood, B. S., 1985, Physica 132C, 119-121.
63. Cohen, D. D., 1987, Nucl. Inst. and Meth., B 22, 55-58.
64. Sahota, H. S., Singh, R. and Sidhu, N. P. S., 1988, X-Ray Spect., 17, 99-101.
65. Singh, S., Mehta, D., Garg, R. R., Kumar, S., Garg, M. L., Mangal, P. C., Hubbel, J. H., and Trehan, P. N., 1990, Nucl. Inst. and Meth., 51, 5-11.
66. Allawadhi, K. L., Sood, B. S., Mittal, R., Singh, N. and Sharma, J. K., 1996, X-Ray Spect., 25, 233-238.
67. Ertuğrul, M., 1996, Z. Phys. D 38, 91-94.
68. Durak, R. ve Özdemir, Y., 2000, Spect. Chem. Acta B 55, 177-184.
69. Özdemir, Y. ve Durak, R., 2000, Physica Scripta 62, 41-45.
70. Öz, E., Erdoğan, H., and Ertuğrul, M, 1999, J. of Radioanal. and Nucl. Chem. 242, 219-224.
71. McGuire, E. J., 1971, Phys. Rev. A 3, 587-593.
72. Babmynek, W., Crasemann, B., Fink, R. W. and Freund, H. U., Mark, H. and Swift, C. D., Price, R. E., Rao, P., 1972, Rev. Mod. Phys., 44, 716.

73. Chen, M. H., Crasemann, B., Mark, H., 1981, Phys. Rev. A 24, 177-182.
74. Puri, S., Mehta, D., Chand, B., Singh, N. and Trehan, P. N., 1993, X-Ray Spect., 22, 358-361.
75. McGeorge, J. C., Nix, D. W. and Fink, R. W., 1973, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 6, 573-582.
76. Gnade, B. E., Braga, R. A., and Fink, R. W., 1980, Phys. Rev. C, 21, 2025; (1981), 23, 580.
77. McGhee, P. L. and Campbell, J. L., 1988, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 21, 2295-2309.
78. Tan, M., Braga, R. A., Fink, R. W. and Rao, P. V., 1982, Phys. Scr., 25, 536-542.
79. Tan, M., Braga, R. A., Fink, R. W., and Rao, P. V., 1988, Phys. Scr., 37, 62-65.
80. Papp, T., Campbell, J. L. and Raman, S., 1994, Phys. Rev. A 49, 729.
81. Campbell, J. L., McGhee, P. L., Gingerich, R. R., Ollerhead, R. W., and Maxwell, J. A., 1984, Phys. Rev. A 30, 161.
82. Catz, A. L., 1987, Phys. Rev. A 36, 3155.
83. Campbell, J. L. and McGhee, P. L., 1987, J. Phys. (Paris), Collog. 48, C9-597.
84. Jitschin, W., Materlik, G., Werner, U. and Funke, P., 1985, J. Phys. B 18, 1139.
85. Werner, U. and Jitschin, W., 1987, J. Phys. (Paris), Collog. 48, C9-559.
86. Werner, U. and Jitschin, W., 1988, Phys. Rev. A 38, 4009-4018.
87. Jitschin, W., Grosse, G. and Röhl, P., 1989, Phys. Rev. A 39, 103-109.

88. Jitschin W., 1990, in X-Ray Inner Shell Processes, Knoxville, Proceedings of Fifteenth International Conf. Proc. No:215, 408.
89. Stötzel, R., Werner, U., Sarkar, M. and Jitschin, W., 1992, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 25, 2295-2307.
90. Hague, C. F., Mariot, J. M., Guo, G. Y., Hricovini, K. and Krill, G., 1995, Phys. Rev. B 51, 1370-1373.
91. Söğüt, Ö., 2000, Coster-Kronig Geçiş İhtimaliyetleri, Flöresans Tesir Kesitleri ve Flöresans Verimler Üzerine Kimyasal Etkiler. Doktora Tezi, Atatürk Üni. Fen Bil. Enst., Erzurum (Yayınlanmamış).
92. Krause, M. O., 1979, J. of Phy. and Chem. Ref. Data, 8, 307-327.
93. Fink, R. W., Japson, R. C., Mark, H. and Swift, C. D., 1996, Reviews of Modern Phys., 38, 513-504.
94. Hubbell, J. H., Trehan, P. N., Singh, N., Chand, B., Mehta, D., Garg, R. R., Singh, S. and Puri, S., 1994, J. Phys. Chem. Ref. Data 23, 339-364.
95. Labar, J. L., 1990, Microbeam Analysis, 29-31.
96. Labar, J. L., 1991, Electron Probe Quantation, 219-222.
97. Rani, A., Nath, N. and Chaturvedi, S. N., 1989, X-Ray Spect., 18, 77-80.
98. Bertin E. P., 1975, Principles and Practice of X-Ray Spectrometric Analysis, Plenum Press, New York-London (2 nd ed.).
99. Çetin, M., Yıldırım, H. ve Gülsüm, Z., 1989, Çağdaş Fiziğin Kavramları, Çeviri, 432.
100. Şahin, Y., 1989, Çekirdek Fiziğinin Esasları, Çeviri, Atatürk Üni. Fen-Edebiyat Fak. Yay., Erzurum, 117.
101. Şahin, Y., 1979, Enerji Dispersiv X-Işını Flöresans Tekniğinde Matris Şiddetlendirmesi Etkilerinin Düzeltilmesi Üzerine Bir Model, Doktora Tezi, Atatürk Üni. (Yayınlanmamış).

102. Siegbahn, K., 1974, Alpha-Beta and Gamma-Ray Spect, North-Holland Publishing Company, 1, 38-39.
103. Hubbell, J. H., Veigele, W. J., Brings, E. A., Brown. R. T., Croner, D. T. and Hoverton, R. J., 1975, J. Phy. Chem. Ref. Data. 4, 3.
104. Kurucu, Y., 1990, 59.5 keV Enerjili Gama Işınları Kullanılarak Al, Sn ve Ta'da Atom Başına Toplam Compton Saçılması Diferansiyel Tesir Kesitlerinin Farklı Açılarda Ölçülmesi, s 6., Yüksek Lisans Tezi, Atatürk Üni. Fen Bil. Enst. Erzurum (Yayınlanmamış).
105. Kurucu, Y., Erzeneoğlu, S., Şahin, Y., and Durak, R., 1994, II. Nuovo Cimento 16, 555.
106. Erzeneoğlu, S., Kurucu, Y., and Şahin, Y., 1998, Phy. Scripta., 57, 503-505.
107. Van Grieken, R., Markowich, A., 1993, Handbook of X-Ray Spect., Marcel Dekker. Inc. New York.
108. Ertuğrul, M., 1994, Si(Li) Dedektörü İle Karakteristik X-Işınlarının Açısal Dağılımlarının, Polarizasyonlarının, Tesir Kesitlerinin ve Şiddet Oranlarının Ölçülmesi. Doktora Tezi, Atatürk Üni. Fen Bil. Enst. Erzurum (Yayınlanmamış).
109. Warner, R. M., Grung, M. L., 1991, Semiconductor-Device Electronics, Rinehard and Winston.
110. Jenkins, R., 1988, X-Ray Fluorescence Spectrometry, John Willey and Sons.
111. Tertian, R., Claisse, F., 1982, Principles of Quantitative X-Ray Fluorescence Analysis, Heyden Son Ltd., London.
112. Jenkins, R., 1986, An Introduction to X-Ray Spectrometry, Heyden and Son, New York.
113. Jenkins, R., Gould R. W., Gedcke, D., 1981, Quantitative X-Ray Spectrometry Marcel Dekker, New York.
114. Goca, N., Şahin, Y., 1993, Molekülün Yapısı, 1. Cilt, Atatürk Üni. Fen-Edebiyat Fak. Fizik Bölümü, Erzurum.



115. Muggleton, A. H. F., 1972, Semiconductor X-Ray Spectrometers, Nucl. Inst. and Meth., 113-125.
116. Hansen, J. S., McGeorge, J. C., Nix, D., Schmidt-ott, W. D., Unus, I. and Fink, R. W., 1973, Nuc. Inst. and Meth., 106, 365-379.
117. Büyükkasap, E., 1991,  $55 \leq Z \leq 67$  Elementler Bölgesinde Karakteristik X-Işını Şiddet Oranları Üzerine Bir Çalışma. Doktora Tezi, Atatürk Üni. Fen Bil. Enst. Erzurum. (Yayınlanmamış).
118. Tıraşoğlu E., 1994, Enerji Dispersiv X-Işını Flöresans Analizinde Şiddetlendirme Etkisi. Doktora Tezi, Atatürk Üni. Fen Bil. Enst. Erzurum (Yayınlanmamış).
119. Scofield, J. H., 1973, Lawrence Livermore Laboratory Report (UCRL), Report No: 51326.
120. Garg, R. R., Singh, S., Slahi, J. S., Mehta, D., Singh, N., Trehan, P. N., Kumar, S., Garg, M. L. and Mangal, P. C., 1991, X-Ray Spect., 20, 91-95.
121. Mann, K. S., Singh, N., Mittal, R., Allawadhi, K. L., and Sood, B. S., 1990, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 23, 3521-3530.
122. Şimşek, Ö., Büyükkasap, E., Çolak, S., Erdoğan, H., 1993, Doğa Tr. J. Phys. 17(11), 800-805.
123. Hubbell, J. L. and Seltzer, S. M., 1995, National Institute of Standards and Technology, Physics National Report No. NISTIR 5632.
124. Chen, M. H., Crasemann, B., Aoyagi, M. and Mark, H., 1979, Phy. Rev. A 20, 385.
125. Chen, M. H., 1985, in Atomic Inner-Shell Phys. ed. by Crasemann B., 1975, New York: Plenum Press, 31.
126. Karim, Kh. R. and Crasemann, B., 1985, A 31, 709.
127. Aygün, E. ve Zengin, D. M., 1992, Atom ve Molekül Fiziği, Ankara Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi, 96.

128. Agarwal, B.K., 1989, X-Ray Spectroscopy, 94.

