

KSÜ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Re, Pt ve Au ELEMENTLERİNİN L X-IŞINI
ŞİDDET ORANLARININ ENERJİYE
BAĞIMLILIĞI

105890

Burhanettin Göker DURDU

FİZİK ANABİLİM DALI

KAHRAMANMARAŞ
Eylül 2001

TE. YÜKSEK LİSANS ENSTİTÜSÜ
DOKÜMANTASYON BİRİMİ

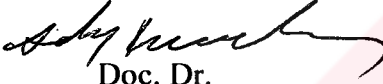
105890

KSÜ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ


Re, Pt ve Au ELEMENTLERİNİN L X-IŞINI ŞİDDET ORANLARININ
ENERJİYE BAĞIMLILIĞI

Burhanettin Göker DURDU
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI


Bu tez 20 / 09 / 2001 tarihinde Aşağıdaki Jüri üyeleri Tarafından Oy Birliği İle
Kabul Edilmiştir.


Doç. Dr.
Adnan KÜÇÜKÖNDER

DANIŞMAN


Yrd.Doç.Dr.
Fikret ANLI

ÜYE


Yrd.Doç.Dr
Mükerrerem KURTOĞLU

ÜYE

Yukarıdaki imzaların adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylım

Kod No


Prof. Dr. Mustafa ÇOLKESEN
Enstitü Müdürü

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaktan yapılan bildirişlerin, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak gösterilmeden kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

ÖZET	I
ABSTRACT	II
ÖNSÖZ	III
TEŞEKKÜR	IV
ÇİZELGELER DİZİNİ	V
ŞEKİLLER DİZİNİ	VI
1. GİRİŞ	1
1.1. Gama Işınları	1
1.1.1. Gama Işınlının Mahiyeti	1
1.1.1.1. Gama Işınlının Tanımı ve Özellikleri	1
1.1.1.2. Gama Işınları Spektrumları	2
1.1.2. Gama Işınlının Soğrulması ve Soğurma Katsayıları	2
1.1.3. Soğurma Kıyısı	4
1.2. Gama Işınlının Madde ile Etkileşmesi	4
1.2.1. Fotoelektrik Olay	5
1.2.1.(a). Auger Olayı	5
1.2.2. Gama Işınlının Saçılması	6
1.2.2.1. İnkoherent Saçılma	6
1.2.2.1.(a). Compton Saçılması	6
1.2.2.1.(b). Nükleer Saçılma	8
1.2.2.1.(c). Raman Saçılması	8
1.2.2.2. Koherent Saçılma	8
1.2.2.2.(a). Rayleigh Saçılması	8
1.2.2.2.(b). Delbruck Saçılması	8
1.2.2.2.(c). Nükleer Rezonans Saçılma	9
1.2.2.2.(d). Nükleer Thomson Saçılma	9
1.2.3 Çift Oluşum	9
1.3. Atomun Yapısı	9
1.3.1. Kuantum Sayıları	10
1.4. X-Işınları	10
1.4.1. X-Işınlının Tanımı	10
1.4.2. X-Işınlının Oluşumu	11
1.4.2.1. Doğal X-Işınları	11
1.4.2.2. Yapay X-Işınları	11
1.4.3. Sürekli X-Işınları	11
1.4.4. Karakteristik X-Işınları	12
1.4.5. X-Işını Enerji Seviyeleri	13
1.4.6. X-Işını Spektrumları	13
1.5. Floresans Verim ve Coster-Kronig Geçişleri	15

1.6. Tesir Kesitleri	19
1.7. Karakteristik X-Işınlarının Sayılması	20
1.7.1. Sayaç Çeşitleri	20
1.7.2. Katihal Sayaçları	20
1.7.2.(a). Katihal Sayaçlarının Çalışma Prensibi	21
1.7.2.(b). Katihal Sayaçlarında Puls Meydana Gelmesi	22
1.8. Dedektör Verimliliği	22
1.8.1. Dedektör Verimliliğini Belirleme Yöntemleri	24
1.9. Elementlerin Uyarılması	25
1.9.1. Fotonlarla Uyarma	26
1.9.1.1. Radyoizotop Kaynaklarla Uyarma	26
1.9.1.2. Sürekli Fotonlarla (X-ışınları Tüpüyle) Uyarma	28
1.9.1.3. Synchrotron (Sinkrotron) ile Uyarma	28
1.9.2. Parçacıklarla Uyarma	28
1.9.2.1 Elektronlarla Uyarma	28
1.9.2.2. Protonlarla Uyarma	29
1.9.2.3. Hızlandırılmış İyonlarla Uyarma	29
2. MATERYAL VE YÖNTEM	30
2.1. Materyal	30
2.1.1. Kullanılan Elementler	30
2.2. Kullanılan Deney Düzeneği	31
2.3. Numunelerin Uyarılması	33
3. BULGULAR VE TARTIŞMA	35
3.1. Enerji Kalibrasyonu	35
3.2. Dedektör Verimliliğinin Belirlenmesi	36
3.2.1. K Tabakası Tesir Kesitlerinin Hesaplanması	36
3.2.2. Soğurma Düzeltmesi Faktörünün Hesaplanması	37
3.3. L X-Işını Şiddet Oranlarının Deneysel Hesaplanması	37
3.4. Teorik Şiddet Oranlarının Hesaplanması	39
4. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	42
KAYNAKLAR	43
ÖZGEÇMİŞ	45

ÖZET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Re, Pt ve Au Elementlerinin L X-Işını Şiddet Oranlarının Enerjiye Bağımlılığı

Burhanettin Göker DURDU

**KSÜ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

DANIŞMAN : Doç. Dr. Adnan KÜÇÜKÖNDER

Yıl : 2001 , Sayfa : 45

Jüri : Doç. Dr. Adnan KÜÇÜKÖNDER

Yrd.Doç. Dr. Fikret ANLI

Yrd. Doç. Dr. Mükerrerem KURTOĞLU

Renyum (Re), Platin (Pt) ve Altın (Au) elementlerinin 14.384, 17.181, 25.770, 32.890 ve 59.543 keV' deki L x-ışını şiddet oranları teorik olarak hesaplandı. Ayrıca elementler Am-241 radyoizotop kaynağından yayımlanan 59.543 keV' lik Gama (γ) fotonları ile uyarıldı ve elementlerden yayımlanan karakteristik L X-ışınları 5.9 keV' de rezülasyonu 155 eV olan Si(Li) dedektör ile sayıldı. Deneyden önce, dedektör verimliliği ve soğurma düzeltmesi faktörleri belirlendi. 59.543keV' deki deneysel değerler teorik değerler ile karşılaştırıldı. Teorik değerlerden, L_{β}/L_{α} , L_{γ}/L_{α} şiddet oranlarının artan uyarma enerjisi ile arttığı, ancak L_{γ}/L_{α} şiddet oranının uyarma enerjisine bağımlı olmadığı sonucuna varıldı.

Anahtar Kelimeler: X-Işını floresans, Şiddet oranları

ABSTRACT

MSc THESIS

Energy Dependence of L X-Rays Intensity Ratios for the Elements Re, Pt, Au

Burhanettin Göker DURDU

**DEPARTMENT OF PHYSICS
INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCE
UNIVERSITY OF KAHRAMANMARAŞ SÜTÇÜ İMAM**

Supervisor: Assoc.Prof. Adnan KÜÇÜKÖNDER

Year: 2001 , Pages: 45

Jury: Assoc.Prof. Adnan KÜÇÜKÖNDER

Assit. Prof. Fikret ANLI

Assit. Prof. Mükerrerem KURTOĞLU

L x-rays intensity ratios were theoretically calculated for the elements Rhenium (Re), Platinum (Pt) and Gold (Au) at energies 14.384, 17.781, 25.770, 32.890, 59.543 keV. The elements were also excited by 59.543 keV gamma (γ) rays emitted from Am-241 radioisotope source and charecteristic L x-rays emitted from the elements were counted by means of Si(Li) dedector Which has a resolution 155eV at 5.9 keV

Before the experiment, dedector efficiency and self absorbtion correction factors have been carried out.

The experimantel values were compared with theoretical values at 59.543 keV.

From the theoretical values, it was concluded that L_{β}/L_{α} , L_{γ}/L_{α} intensity ratios increase with the increasing excitation energy, but L_{γ}/L_{α} intensity ratios arent dependent on excitation energy.

Key words :X-ray fluorescence, Intensity ratios

ÖNSÖZ

Bu çalışmada Re, Pt ve Au elementlerinin L X - ışını şiddet oranlarının enerjiye bağımlılıkları incelendi. Çalışmanın esası numunelerin uyarılması ve bunun sonucu yayımlanan karakteristik X-ışınlarının Si(Li) dedektör ile sayılmasına dayanmaktadır. Bu nedenle çalışmanın ilk aşamasında γ -ışınları, γ -ışınlarının madde ile etkileşmesi, X-ışınları, X-ışınlarının sayılması ve numunelerin uyarılması hakkında genel bilgiler verildi. İkinci olarak çalışmada kullandığımız numuneler ve özellikleri belirtilerek, numuneleri nasıl uyardığımız izah edildi. Üçüncü aşamada deneysel ve teorik hesaplamalar yapılarak sonuçlar karşılaştırıldı. Çalışmanın son aşamasında, sonuçların genel bir değerlendirmesi yapıldı.



TEŞEKKÜR

Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yüksek lisans tez programı çerçevesinde hazırlanan “ Re, Pt ve Au Elementlerinin L X-Işını Şiddet Oranlarının Enerji Bağımlılığı” konulu yüksek lisans tez konumu veren ve çalıőmalarım sırasında yardımlarını esirgemeyen sayın hocam Doç. Dr. Adnan KÜÇÜKÖNDER’ e teőekkürü bir borç bilirim.

Ayrıca, yüksek lisansa baőladıęım günden bu yana değerli bilgi ve fikirleri ile yardımcı olan diğer Öğretim Üyesi hocalarıma, tezimin hazırlanmasında her konuda yardımcı olan Öğr. Gör. Erdal KÜÇÜKÖNDER’ e, çalıőmalarım sırasında desteğini esirgemeyen eőime sonsuz teőekkürler.



ÇİZELGELER DİZİNİ

ÇİZELGELER

SAYFA

Çizelge 1.1. Seigbann gösterimleri	13
Çizelge 1.2. Radyoizotop kaynaklar ve özellikleri	27
Çizelge 2.1. Re, Pt ve Au elementlerinin L X-Işını ortalama enerjileri.....	30
Çizelge 2.2. Dedektör verimliliğinde kullanılan elementlerin K X-ışını ortalama enerjileri	30
Çizelge 3.1. Yapılan Enerji Kalibrasyonu İçin çizelge	35
Çizelge 3.2. F_{ny} değerleri	41
Çizelge 3.3. Renyum için teorik ve deneysel sonuçlar	41
Çizelge 3.4. Platin için teorik ve deneysel sonuçlar	41
Çizelge 3.5. Altın için teorik ve deneysel sonuçlar	41

ŞEKİLLER DİZİNİ

ŞEKİLLER	SAYFA
Şekil 1.1. Gama ışınlarının numuneden geçişi	2
Şekil 1.2. K ve L tabakalarına ait soğurma kıyıları	4
Şekil 1.3. Fotoelektrik Olay, X-Işım Oluşumu ve Auger Olayı	6
Şekil 1.4. Compton saçılması	7
Şekil 1.5. X-ışınları tüpünde şiddet frekans ilişkisi.....	12
Şekil 1.6. K ve L X-Işınlarını oluşturan geçişler.....	14
Şekil 1.7. X-Işım spektrumları	15
Şekil 1.8. Si(Li) dedektörün şematik gösterimi	21
Şekil 2.1. Sayım sisteminin şeması	32
Şekil 2.2. Deney geometrisi	33
Şekil 2.3. Am-241 bozunma şeması	34
Şekil 3.1. Enerji kalibrasyonu doğrusu	35
Şekil 3.2. Renyum için karakteristik pikler	38
Şekil 3.3. Platin için karakteristik pikler	38
Şekil 3.4. Altın için karakteristik pikler	39

1. GİRİŞ

1895 yılında W.C. Roentgen' in X-ışınlarını keşfinden sonra birçok bilim adamı bu ışınların mahiyeti ile ilgili çalışmalara yöneldi. Çalışmalar genellikle farklı maddelerde X-ışınlarının kırınımı, girişimi, soğurulması ve saçılması üzerinde yoğunlaştı. Saçılma deneylerinin bir sonucu olarak, 1908 yılında Barkla ve Sadler X-ışınlarının hedef maddenin karakteristik bileşenleri olduğu sonucuna vardılar ve bu ışınları K ve L ışınları olarak adlandırdılar. Karakteristik K tabakası soğurması ilk kez de Broglie tarafından gözlemlendi ve W.L. Bragg ile Siegbahn tarafından yorumlandı (Van Grieken ve Markowicz, 1993).

Katıhal sayaçlarındaki gelişmelere paralel olarak karakteristik X-ışınları ile ilgili çalışmalarda gelişme göstermiş olup, başta numune analizi olmak üzere atom içerisinde elektronların dizilişi ve tabakalara bölüşümü ile ilgili çalışmalar artarak devam etmiştir.

Atomlar, fotonlar ve hızlandırılmış parçacıklarla (p , α , β , n) uyarılarak, daha önce bazı bilim adamları tarafından teorik olarak hesaplanmış olan, tesir kesitleri ve K ve L X-ışını şiddet oranları deneysel olarak hesaplandı. Ayrıca ikincil uyarma metodu kullanılarak tesir kesitleri ve şiddet oranlarının enerjiye bağımlılıkları, aynı elementin farklı bileşikleri kullanılarak kimyasal etki çalışılmaktadır.

Bu çalışmalardan elde edilen sonuçlar, reaktör zırhlaması, endüstriyel radyografi, tıbbi fizikte enerji taşınması ve depolanması, radyasyon soğurma katsayılarının hesaplanması, tahribatsız numune analizi ve ilaç sanayi gibi alanlarda kullanılmaktadır (Baştuğ, 1998).

Bu çalışmada Re, Pt ve Au elementlerinin L x- ışını şiddet oranlarının enerjiye bağımlılığı deneysel ve teorik olarak belirlendi. L X-ışını floresans tesir kesiti ve şiddet oranları, Auger elektronları ve x-ışınlarının yayımlanmasının gerekli olduğu atomik ve nükleer fiziğin temel çalışmalarında geniş bir şekilde kullanıldığından ve temel iç tabaka iyonizasyon olaylarını tanımlayan daha güvenilir teorik modeller geliştirilmesi açısından önemlidir (Rao ve Ark., 1995).

Si(Li) dedektörlerle çalışılırken, atom numarası $Z \geq 48$ olan elementlerin K X-ışını enerjilerinde dedektör verimliliğinin çok düşük olmasından dolayı, iz element tayinlerinde L X- ışınlarını kullanmak daha yararlıdır (Garg ve Ark., 1984).

Çalışma, K.S.Ü. Fen - Edebiyat Fakültesi Fizik bölümü araştırma laboratuvarında yapıldı. Bu laboratuvarında, XRF uygulanabilmesi için, gerekli radyoizotop kaynak, Si(Li) katıhal sayacı, NIM modüller, sistem 100 kartı, bilgisayar ve numune hazırlama ekipmanları bulunmaktadır.

1.1.Gama Işınları

1.1.1.Gama Işınlarının Mahiyeti

1.1.1.1.Gama Işınlarının Tanımı ve Özellikleri

Çekirdekten yayımlanan elektromagnetik dalga olup, diğer radyasyon tipleri gibi korpüsküler değildir. γ -ışınları kısa dalga boyulu yani sert X-ışınları gibi

elektromagnetik radyasyondur. Gama ışınları büyük giriciliğe ve iyonlaştırma özelliğine sahiptir. Gama ışınlarının dalga boyu, $\lambda=1-0.05A^0$, enerjisi ise 12 keV ile 2.5 MeV arasında değişir (Tanyel, 1994).

1.1.1.2. Gama Işınları Spektrumları

α ve β yayımlanmasından sonra kararlı hale gelmek isteyen atom çekirdeğinin, taban durumuna geçerken yayımladığı elektromagnetik dalgadır.

1.1.2. Gama Işınlarının Soğurulması ve Soğurma Katsayıları

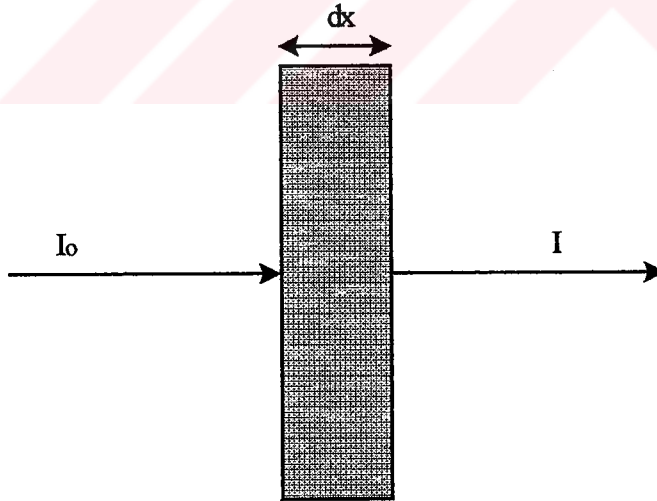
Gama ışınlarının dx kalınlığındaki çok ince bir numunede soğurulma şiddeti,

$$dI = -\mu I dx \quad (1.1)$$

olarak verilir. Burada I gama ışınlarının şiddeti, μ maddenin cinsine bağlı olan lineer soğurma katsayısıdır (Tanyel, 1994). Denklem 1.1' in integrali alındığında,

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (1.2)$$

elde edilir. Burada I , x kalınlığını geçen ışının, I_0 , gelen ışının şiddetidir.



Şekil 1.1. Gama ışınlarının numuneden geçişi

Gama ışınlarının soğurulması ile ilgili dört çeşit soğurma katsayısı mevcuttur.

Lineer soğurma katsayısı olarak adlandırılan μ birim kalınlık başına soğurulma olarak tanımlanır. Denklem 1.2' den

$$I/I_0 = e^{-\mu x} \quad (1.3)$$

yazılabilir. Bu eşitliğin tabii logaritması alınırsa

$$\mu = \frac{\ln\left(\frac{I_0}{I(x)}\right)}{x} \text{ cm}^{-1} \quad (1.4)$$

elde edilir (Bertin, 1975).

Birim kütle başına soğurulmayı veren ifadeye *kütle soğurma katsayısı* denir ve ifade,

$$\mu_m = \mu / \rho \text{ cm}^2/\text{gr} \quad (1.5)$$

şeklindedir. Burada ρ (gr/cm^3) maddenin yoğunluğudur (Bertin, 1975).

Mol başına düşen soğurma ise *molar soğurma katsayısı* olarak ifade edilir ki, bu

$$\mu_{\text{mol}} = \mu_m A \text{ cm}^2/\text{mol} \quad (1.6)$$

şeklindedir. Burada A (gr/mol) atomik ağırlıktır (Bertin, 1975).

Atom başına soğurmayı veren ifadeye *atomik soğurma katsayısı* denir. Bu ise,

$$\mu_a = \mu_m A / N_0 = \mu / n \text{ cm}^2/\text{Atom} \quad (1.7)$$

şeklindedir. Burada N_0 Avagadro sayısı (6.02×10^{23}), n birim hacimdeki atom sayısıdır (Bertin, 1975).

Bu dört soğurma katsayısı birbirine şu şekilde bağlıdır (Bertin, 1975).

$$\mu = \mu_m \rho = \mu_a \rho (N_0 / A) = \mu_{\text{mol}} \rho / A \quad (1.8)$$

En çok kullanılan katsayı μ_m kütle soğurma katsayısı olup,

$$\mu_m = \mu / \rho = z / \rho + \Gamma / \rho \quad (1.9)$$

ile verilir. Burada, z / ρ fotoelektrik kütle soğurma katsayısı, Γ / ρ saçılma kütle soğurma katsayısıdır.

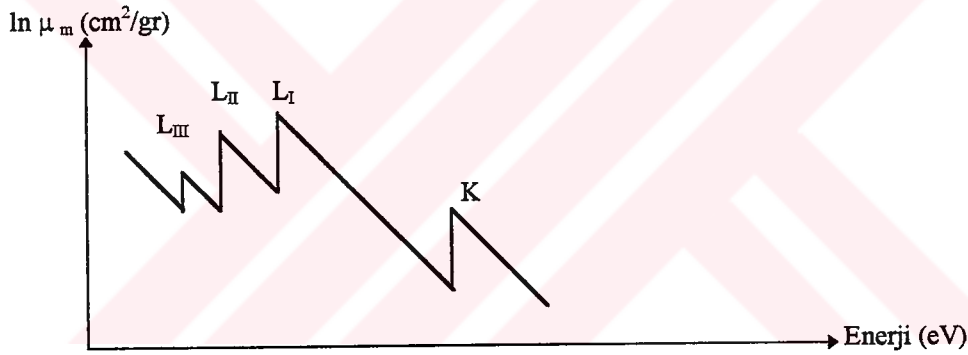
Eğer soğurucu madde kimyasal bir bileşik yada karışım ise bu maddenin kütle soğurma katsayısı bileşik içerisindeki elementlerin ağırlık kesirleri ve kütle soğurma katsayıları yardımıyla, yaklaşık olarak,

$$\mu = \sum_{i=1}^n W_i \mu_i \quad (1.10)$$

ifadesi ile hesaplanır. Burada W_i , i. elementin ağırlık kesri, μ_i , i. elementin soğurma katsayısı, n ise bileşik yada karışımındaki element sayısıdır (Van Grieken ve Markowiz, 1993).

1.1.3. Soğurma Kıyısı

Bir elektromagnetik radyasyonun enerjisi dalga boyu ile ters orantılıdır. Kısa dalga boylu fotonlar, daha büyük bir enerjiye ve etki gücüne sahiptir. Bir atomun, herhangi bir yörüngesinden elektron sökebilecek en küçük enerjili veya en büyük dalga boylu fotonun enerjisine, atomun o enerji seviyesinin soğurma kıyısı denir. Her atomun birden çok soğurma kıyısı vardır. Bunun sebebi atomların farklı uyarma potansiyellerine sahip olmalarıdır (Bertin, 1975). Kuantum sayılarından hatırlanacağı gibi atomda her tabakaya ait $(2n-1)$ tane alt tabaka bulunmaktadır. K tabakasında bir alt tabaka olup soğurma kıyısı K_{ab} olarak adlandırılır. L tabakasının üç alt tabakası olup, soğurma kıyıları L_{Iab} , L_{IIab} , L_{IIIab} olarak adlandırılır. M tabakasında ise beş alt tabaka ve beş soğurma kıyısı mevcuttur. K ve L tabakalarına ait soğurma kıyıları şekil 1.2' de gösterildiği gibidir.



Şekil 1.2. K ve L tabakalarına ait soğurma kıyıları

1.2. Gama Işınlarnın Madde İle Etkileşmesi

Gama ışınlarının gözlenmesi onların spektrumlarının ve madde ile etkileşmelerinin incelenmesi ile mümkündür. Bu ışınların madde ile etkileşmelerini, etkileşme alanına göre;

- Atomun elektronu ile etkileşme
- Çekirdek ile etkileşme
- Çekirdek ve elektron etrafındaki elektrik alan ile etkileşme
- Çekirdek çevresindeki mezon alanı ile etkileşme

olarak grublandırabiliriz (Şahin, 1998).

Bir gama fotonu madde içerisinde geçerken fotoelektrik olay, saçılma ve çift oluşum olmak üzere üç temel olay meydana gelir. Her üç olay da şiddete azalmaya sebep olduklarından, bu olayların tesir kesitlerinin toplamı kütle soğurma katsayısı (μ/ρ) olarak,

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{K}{\rho} \quad (1.11)$$

şeklinde yazılabilir. Burada τ/ρ toplam fotoelektrik soğurma katsayısı, σ/ρ saçılma katsayısı ve K/ρ elektron-pozitron çifti meydana gelme katsayısıdır (Bertin, 1975).

1.2.1. Fotoelektrik Olay

Enerjisi 0.001 - 0.5 MeV arasında olan fotonlar hedef maddenin atomları ile etkileştiklerinde foton soğurulurken yerine bir serbest elektron meydana gelir. Bu olaya *fotoelektrik olay*, meydana gelen serbest elektrona ise *fotoelektron* denir. Fotonun enerjisinin tamamını soğuran elektronun kazandığı kinetik enerji

$$K_e = h\nu - E_b \quad (1.12)$$

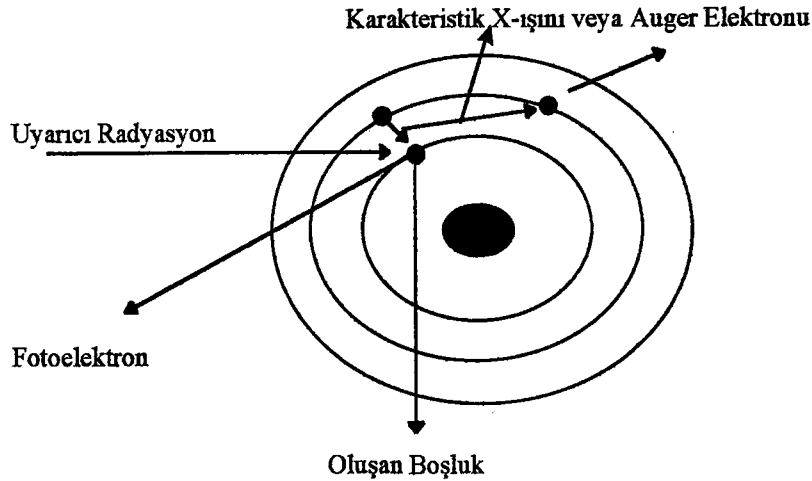
ifadesine eşittir. Burada K_e elektronun kazandığı kinetik enerji, $h\nu$ gelen fotonun enerjisi, E_b ise elektronun bağlanma enerjisidir. Enerji ve momentumun ikisini birden korunumlu kılamayacağından, serbest bir elektronun bir foton soğurması imkansızdır. Ancak bağlı elektron durumunda atom geri tepme ve böylece momentumun korunması sağlanır. Atomun kütlesi çok büyük olduğundan geri tepme enerjisi çok küçüktür ve kinetik enerji ifadesi ihmal edilmiştir (Şahin, 1994).

Fotoelektrik olay atomun çevresinde bütün yörüngelerde olabilir. Ancak, foton enerjisi büyüdükçe olasılık iç yörüngelere doğru kayar. Dolayısıyla foton elektron çarpışmaları düşük enerjilerde dış, yüksek enerjilerde iç yörüngelerde ağırlık kazanır. Foton enerjisi herhangi bir yörüngenin bağ enerjisine eşit olduğu durumda ise etkileşme o yörüngede yoğunluk kazanır (Özden, 1977).

1.2.1.(a). Auger Olayı

İç seviyelerde oluşturulan bir boşluk doldurulduğu zaman atom daha düşük enerji seviyesine geçer ve bir X-ışını fotonu yayımlayarak yada bu olaya alternatif olarak, bir dış yörüngedeki elektronunu sökmek için kullanıp, ışımasız bir geçiş yaparak fazla enerjisini dışarı atar. Sökülen bu elektrona Auger elektronu, bu olaya da Auger olayı yada Auger etkisi denir (Dyson, 1988).

Auger elektronu yayımlanması en baskın olarak düşük atom numaralı elementlerde meydana gelir (Şahin, 1994).



Şekil 1.3. Fotoelektrik olay, X-ışını oluşumu ve Auger olayı (Küçükönder, 1999)

1.2.2. Gama Işınlmasının Saçılması

Gama ışınlarının madde ile etkileşme olaylarından ikincisi saçılma olayıdır. Saçılma olayı gelen ve saçılan fotonların enerjisine İnkohherent ve koherent olarak iki grupta toplanır.

1.2.2.1. İnkohherent Saçılma

İnkohherent saçılmada gelen fotonun enerjisi saçılan fotonun enerjisinden farklıdır. Compton saçılması, nükleer saçılma ve Raman saçılması olmak üzere üç çeşit inkohherent saçılma mevcuttur.

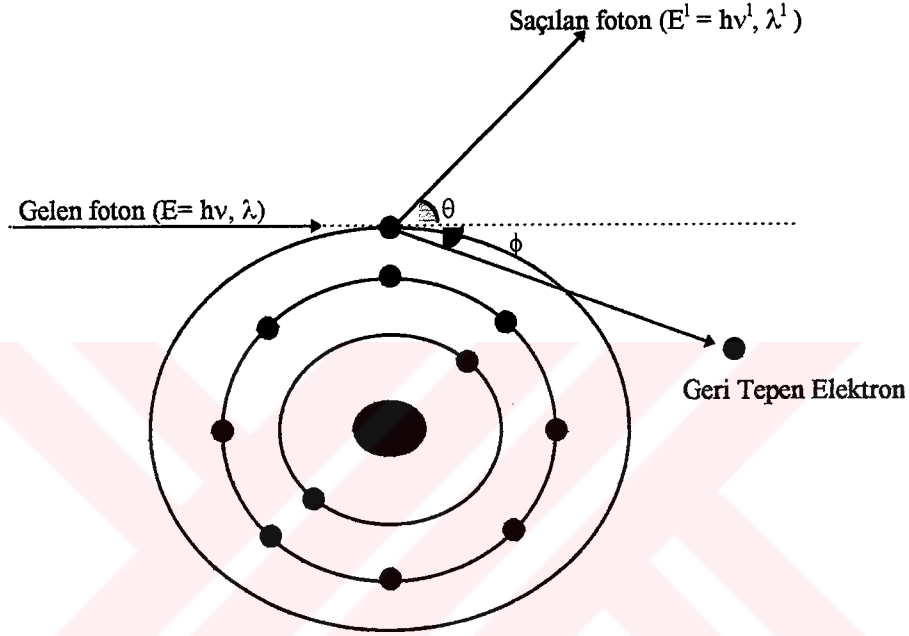
1.2.2.1.(a) Compton Saçılması

Belirli enerjiye sahip bir gama fotonunun, atomun elektronu tarafından saçılmasıdır. Gama fotonunun, atomun en dış yörüngesindeki serbest veya zayıf bağlı bir elektrona çarparak, enerjisinin bir kısmını o elektrona vermesi ve geliş doğrultusu ile θ açısı yaparak saçılması olayıdır. Burada gelen gama fotonunun enerjisi $h\nu$, momentumu p , saçılan fotonun enerjisi $h\nu'$, momentumu p' 'dir. Bu saçılmada, fark enerji geri tepen compton elektronuna aktarılmaktadır. Aynı zamanda gelen foton, saçılan foton ve geri tepen elektron aynı düzlemedir (Küçükönder, 1999).

Compton elektronlarının (geri tepen) kinetik enerjisi,

$$T_e = (E_\gamma - E'_\gamma) \quad (1.13)$$

$$T_e = E_\gamma \frac{\frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (1.14)$$



Şekil 1.4. Compton Saçılması (Küçükönder, 1999)

(θ ; Saçılan fotonun saçılma açısı) bağıntısı ile verilir.

Gelen foton elektronla $\theta=180^\circ$ olarak çarpışma yaparsa, Compton elektronunun kinetik enerjisi maksimum ve saçılan fotonun enerjisi minimum olur.

Böylece, compton elektronunun kinetik enerjisi,

$$(T_e)_{\max} = \frac{2E_\gamma^2}{m_0 c^2 + 2E_\gamma} \quad (1.15)$$

olur.

Compton olayından sonra saçılan fotonun enerjisi θ saçılmasına bağlı olarak (Tanyel, 1994).

$$E_{\gamma}^1 = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (1.16)$$

olur.

1.2.2.1.(b). Nükleer Saçılma

Fotonun atomun çekirdeği ile etkileşmesi sonucu meydana gelmektedir. Bu saçılma toplam inkoherent saçılma içerisinde çok küçük bir hisseye sahiptir (Şahin, 1994).

1.2.2.1.(c). Raman Saçılması

Fotonun moleküller tarafından soğurulmasıdır. Foton soğuran molekül soğurmadan önce uyarılmış bir durumda değilse gelen fotondan daha az bir foton yayınlar. Molekül başlangıçta uyarılmış titreşim veya dönme enerji seviyesinde ise daha fazla enerjiye sahip bir foton yayınlar (Şahin, 1998).

1.2.2.2. Koherent Saçılma

Koherent saçılma çoğu kez elastik veya Rayleigh saçılması olarak adlandırılır ve fotonların enerjisinde bir değişiklik olmadan saçılması olarak tarif edilir. Dört çeşit koherent saçılma mevcut olup bunların içinde en baskın olanı Rayleigh saçılmasıdır.

1.2.2.2.(a). Rayleigh Saçılması

Fotonların atoma sıkı bağlı elektronlar tarafından saçılmasıdır. Bu olay, foton bağlı bir elektron üzerine düştüğünde, elektronun atomdan sökülecek kadar enerji almadığı hallerde meydana gelir. Bu nedenle düşük foton enerjilerinde ve büyük atom numaralı elementlerde daha çok meydana gelmektedir.

Büyük enerjili fotonların hafif elementlerden saçılması Compton saçılması yanında ihmal edilebilir.

Bu saçılmada gelen fotonun enerjisinin, 0.1-0.5MeV arasında olması gereklidir (Küçükönder, 1999).

1.2.2.2.(b) Delbruck Saçılması

Bu saçılmaya elastik nükleer saçılma adı da verilmekte olup, fotonun çekirdeğin oluşturduğu Coulomb alanından saçılmasıdır. Delbruck olayında çekirdek çevresindeki durgun Coulomb alanında bir elektron-pozitron çifti oluşur. Atomun tamamen geri tepmesiyle bu çiftin tamamen yok olması esasen enerji ve faz bakımından gelen fotonun aynısı olan yeni bir foton meydana getirir. Bu olayın etkisi

oldukça küçük olduğundan deney sonuçlarında çok açık olarak gözlenememektedir (Şahin,1998).

1.2.2.2.(c). Nükleer Rezonans Saçılma

Bu saçılma olayı fotonun atom çekirdeği ile etkileşmesi sonucu meydana gelir. Çekirdek iki nükleer enerji seviyesi arasındaki eşit enerjiye sahip olan bir fotonu soğurarak uyarılır. Bu olayı çekirdeğin uyarılmış durumdan kurtulması takip eder. Çekirdek uyarılmış durumdan kurtulurken soğurduğu foton enerjisine eşit enerjili bir foton yayımlar (Şahin,1998).

1.2.2.2.(d). Nükleer Thomson Saçılması

Klasik olarak bir tek yük sistemi olarak düşünülebilen çekirdek, gelen dalga tarafından salındırılır. Çekirdeğin kütlesi çok büyük olduğundan bu etki çok küçüktür. Gelen fotonun dalga boyunun nükleer yarıçaptan çok büyük olması durumunda maksimum etki gözlenir (Şahin, 1998).

1.2.3 Çift Oluşum

Fotonların enerji kaybettikleri üçüncü önemli olay elektron (e^-) ve pozitron (e^+) çifti oluşumudur. Bu olay için eşik enerjisi $2m_0c^2$ (1.02 Mev)' dir. Bu enerjiden daha büyük enerjili bir foton yüksek atom numaralı bir atoma çarparsa foton yok olmakta ve onun yerine elektron - pozitron çifti oluşmaktadır.

Momentumun korunumu ağır bir cismin varlığını gerektirir. Böylece momentum ve enerjinin korunumundan,

$$h\nu = 2m_0c^2 + E_+ + E_- + E_{\text{çekirdek}} \quad (1.17)$$

bağıntısı yazılabilir. Burada $h\nu$ gelen fotonun enerjisi, $2m_0c^2$ elektron ve pozitronun durgun kütleleri toplamına eşit enerji, E_+ , E_- ve $E_{\text{çekirdek}}$ sırasıyla pozitron, elektron ve geri tepen çekirdeğin kinetik enerjisidir (Şahin, 1994).

Çift oluşum Einstein' in enerjinin kütleye dönüşümünü izah ettiği

$$E = m_0c^2 \quad (1.18)$$

ifadesine iyi bir örnek teşkil etmektedir (Bertin, 1975).

1.3. Atomun Yapısı

Karakteristik x-ışını çizgi spektrumlarının tabiatını ve kökenini anlamak için atomik yapı hakkında bazı temel bilgiler gerekmektedir. Bütün atomlar merkezinde Z tane proton ve $M-Z$ (M ve Z sırasıyla atom numarası ve kütle numarasıdır) tane nötrondan ibaret olan çekirdek ile çekirdek etrafında belirli yörüngelerde dolanan elektronlardan oluşmaktadır. Elektronlar çekirdekten uzaklık sıralamasına göre K, L,

M, N,... olarak isimlendirilen tabakalarda toplanmışlardır. Aynı enerjiye sahip elektronlar aynı tabakada bulunurlar. Herhangi bir tabakadaki elektronlar alt tabaka açısıl momentumu ve spin yönüyle sınıflandırılırlar. Bu parametrelere *Kuantum sayıları* denir. Bir atomda aynı kuantum sayısına sahip iki elektron bulunmaz. Bu şart *Pauli prensibi* olarak bilinir (Bertin, 1975).

1.3.1. Kuantum Sayıları

n ; Baş kuantum sayısıdır. 1,2,3,... gibi tam değerler alır. Bu aynı zamanda çekirdekten olan uzaklığın da bir ölçüsüdür.

l ; Elektronun çekirdek çevresindeki yörünge açısıl momentum kuantum sayısıdır. 0,1,2,3,...(n-1) değerlerini alır.

m_l ; Mağnetik yörünge açısıl momentum kuantum sayısıdır. (-l...0...+l) arasında (2l+1) tane tam değer alır.

s ; Elektronun spin açısıl kuantum sayısı olup $+\frac{1}{2}$ ile $-\frac{1}{2}$ değerlerini alır.

m_s ; Mağnetik spin kuantum sayısıdır. $+\frac{1}{2}$ ile $-\frac{1}{2}$ değerlerini alır.

j ; Toplam açısıl kuantum sayısı olup, $j=l \mp s$ değerlerini alır.

m_j ; Toplam mağnetik kuantum sayısı olup, $[-j, -(j-1), \dots, (-\frac{1}{2}), \frac{1}{2}, \dots, (j-1), j]$

Değerlerini alabilir ve j'nin farklı yönelmelerini dikkate alır (Küçükönder, 1999).

Baş kuantum sayısı (optik gösterime göre);

n = 1' e K tabakası

n = 2' ye L tabakası

n = 3' e M tabakası

n = 4' e N tabakası

n = 5' e O tabakası

n = 6' ya P tabakası karşılık gelir (Küçükönder, 1999).

Yörünge açısıl momentum kuantum sayıları da bir harf ile sembolize edilir. Eğer yörünge açısıl momentum kuantum sayısı 0 ise s, 1 ise p, 2 ise d, 3 ise f, 4 ise g harfleri ile gösterilir. Her alt tabakada (2j + 1) tane elektron vardır (Küçükönder, 1999).

1.4. X-Işınları

1.4.1. X-Işınlının Tanımı

X-ışınları, yüksek enerjili elektronların yavaşlatılması veya atomların iç yörüngelerdeki elektron geçişleriyle meydana gelen 10^{-5} \AA ile 100 \AA dalga boylu elektromağnetik radyasyon olarak tarif edilir (Şahin, 1994).

1.4.2. X-Işınlarnn Oluşumu

1.4.2.1. Doğal X-Işınları

Doğal X-ışınları, atom çekirdeğinin, belirli elektronik enerji seviyelerinde dolanan elektronları yakalaması, β bozunması ve iç dönüşümle meydana gelmektedir (Eisberg, 1961; Tekin, 1997'den).

Elektron yakalamada, elektron yörüngede dolarken, eğer çekirdeğe çok yaklaşırsa Coulomb yasası gereği çekirdek tarafından yakalanabilir. Bu olay genelde atom numarası yüksek olan atomların, K kabuğundaki elektronların yakalanması şeklindedir. Bu olay sonrası atom, atom numarası $(Z-1)$ olan yeni elemente dönüşürken, atom ağırlığında bir değişiklik olmaz. Elektron yakalaması olayı, yüklü parçacık yayımlanması olmadığı için, $(Z-1)$ atom numaralı elementin karakteristik X-ışını yayımlaması ile gözlemlenir (Şahin, 1994).

β bozunması olayında, çekirdek tarafından yayımlanan β radyasyonu, atom yörüngelerinden bir elektrona çarpar ve yerinden sökerek dışarı fırlatır. Bu olay sonrası X-ışını oluşur. Bu durumda Z elementi $(Z+1)$ elementine dönüşürken, atom ağırlığı değişmez (Eisberg, 1961; Tekin, 1997'den).

İç dönüşümde ise, kararsız haldeki çekirdek, enerjisini, doğrudan, yörüngede dolanan elektrona verip, onun atomdan ayrılmasına sebep olur. Böylelikle X-ışınları yayımlanır. Bu olayda, atom numarası (Z) ve atom ağırlığı (A) değişmemektedir (Şahin, 1994).

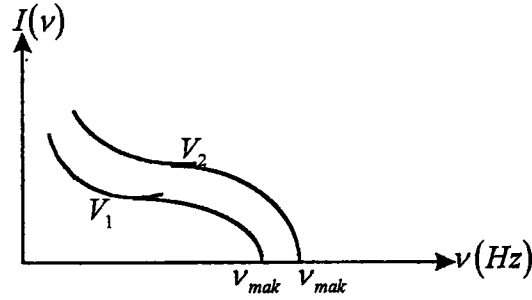
1.4.2.2. Yapay X-Işınları

Maddelerin foton, elektron, proton, alfa parçacığı veya iyonlar gibi hızlandırılmış parçacıklar ile etkileşmesi neticesinde elde edilir. X-ışınları elde edilen düzeneklere X-ışınları tüpü denir. Eğer madde fotonlarla etkileşiyor ise karakteristik X-ışınları, yüklü parçacıklar ile etkileşiyor ise hem karakteristik hem de sürekli X-ışınları elde edilir (Tertian ve Claisse, 1982).

1.4.3. Sürekli X-Işınları

X-ışınları, hızlandırılmış elektronların, ağır çekirdek yakınından geçerken yavaşlayarak enerjisinin önemli bir kısmını X-ışınlarına dönüştürmesi ile oluşur (Aygün ve Zengin, 1990). X-ışınları üretiminde elektronları yeterince hızlandırabilmek için oldukça yüksek bir voltaj kaynağına ihtiyaç vardır. Uygulanan gerilim sabit kalmak şartı ile X-ışınları tüpünden çıkan X-ışınlarının şiddetinin, çıkan ışınların frekansına bağlılığı incelendiğinde durumun şekil 1.5.'deki gibi olduğu görülür. $V_2 > V_1$ olan iki voltaj için yapılmış ise, her iki voltaj için bir maximum frekans değerinden daha büyük değerlerde X-ışınları çıkmadığı görülür.

X-ışınları spektrumunda gama ışınları ile mor ötesi ışınların arasında yer alır. X-ışınları dalga boyuna göre sert (girici), yumuşak (az girici) olarak ikiye ayrılır. Küçük dalga boylu ışınlar daha büyük enerjiye dolayısı ile daha girici bir özelliğe sahiptir (Aygün ve Zengin, 1992).



Şekil 1.5. X-ışınları tüpünde şiddet-frekans ilişkisi (Aygün ve Zengin, 1990).

1.4.4. Karakteristik X-Işınları

X-ışını spektrumları $0.01 \leq \lambda_x \leq 10 \text{ \AA}$ aralığını kapsar. Buna göre K, L, M,... gibi iç tabakaların elektronları sökülürse yada herhangi bir yolla (K tabakasından elektron yakalanması gibi) iç tabakada bir elektron boşluğu oluşursa üst tabakalardan bu boşluğu dolduran elektron enerji farkını karakteristik X-ışını olarak yayınlar (Aygün ve Zengin, 1992).

Karakteristik X-ışınlarını meydana getiren geçişler tesadüfi olmayıp seçim kuralları ile sınırlanmıştır. X-ışınlarının oluşmasına neden olan geçişler

$$\Delta l = \pm 1 \quad (1.19)$$

$$\Delta j = 0, \pm 1 \quad (1.20)$$

şeklinde tanımlanır. Bu şartı sağlamayan geçişlere *yasak geçişler* denir.

Dirac'ın ışınal geçiş teorisine göre, yukarıda izah edilen dipol ışınması olarak yasak olan geçişler, elektrik kuadrapol ve magnetik dipol geçişleri gibi, multipol ışınması olarak belirebilir.

$$\Delta l = 0, \pm 2 \quad (1.21)$$

$$\Delta j = 0, \pm 1, \pm 2 \quad (1.22)$$

şartını sağlayan geçişler *elektrik kuadrapol* geçişleridir.

$$\Delta l = 0 \quad (1.23)$$

$$\Delta j = 0, \pm 1 \quad (1.24)$$

şartını sağlayan geçişler ise *magnetik dipol* geçişleridir.

1.4.5. X-ışını Enerji Seviyeleri

Uyarılan bir atomdan yayınlanan karakteristik X-ışınları, elektronik geçişlere göre farklı enerji ve adlara sahiptirler. Şöyle ki; Eğer doldurulan tabaka K tabakası ise bu ışınlar K X- ışınları adını alırken, L tabakasında meydana getirilen boşluk daha üst tabaka elektronu tarafından doldurulmuş ise L X- ışınları adını alır. K'da meydana gelen boşluğu L tabakası elektronu doldurmuş ise K_{α} , M tabakası elektronu tarafından doldurulmuş ise K_{β} adını alır (Küçükönder, 1992).

Bu geçişlerle ilgili Siegbahn gösterimler çizelge 1.1' de verilmiştir. Bu geçişlerden meydana gelen x - ışınları ise şekil 1.6' da gösterilmiştir.

Çizelge 1.1. Siegbahn Gösterimleri (Van Grieken ve Markowicz, 1993)

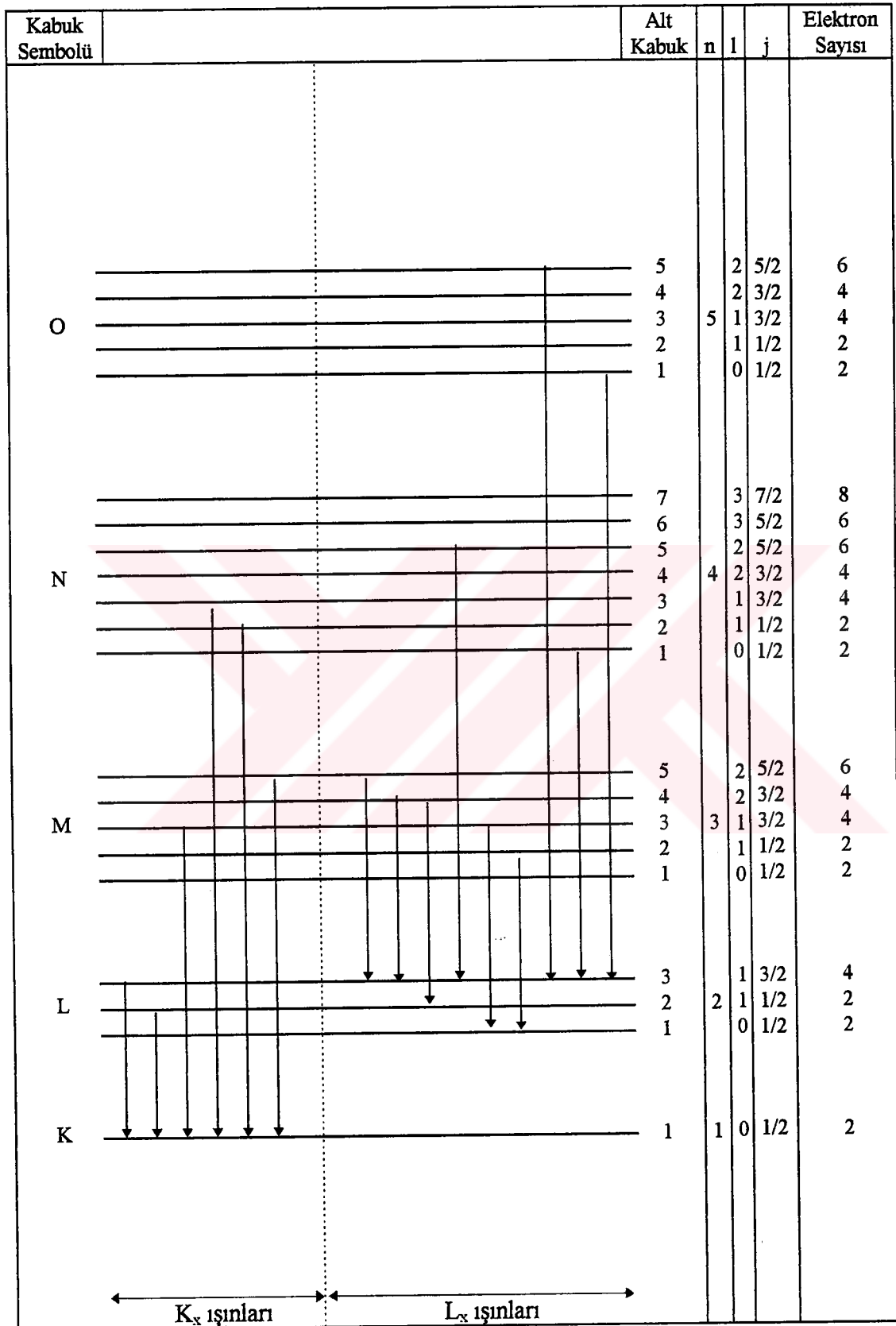
Siegbahn Gösterimi	Tabakalar Arası Geçiş	Siegbahn Gösterimi	Tabakalar Arası Geçiş	Siegbahn Gösterimi	Tabakalar Arası Geçiş
$K\alpha_1$	K-L _{III}	$L\alpha_2$	L _{III} -M _{IV}	$L\beta_{17}$	L _{II} M _{III}
$K\alpha_2$	KL _{II}	$L\beta_1$	L _{II} M _{IV}	$L\gamma_1$	L _{II} N _{IV}
$K\beta_1$	KM _{III}	$L\beta_2$	L _{III} N _V	$L\gamma_2$	L _I N _{II}
$K\beta_2^I$	KN _{III}	$L\beta_3$	L _I M _{III}	$L\gamma_3$	L _I N _{III}
$K\beta_2^{II}$	KN _{II}	$L\beta_4$	L _I M _{II}	$L\gamma_4$	L _I O _{III}
$K\beta_3$	KM _{II}	$L\beta_5$	L _{III} O _{IV,V}	$L\gamma_4^I$	L _I O _{II}
$K\beta_4^I$	KN _V	$L\beta_6$	L _{III} N _I	$L\gamma_5$	L _{II} N _I
$K\beta_4^{II}$	KN _{IV}	$L\beta_7$	L _{III} O _I	$L\gamma_6$	L _{II} O _{IV}
$K\beta_5^I$	KM _V	$L\beta_7^I$	L _{III} N _{VI,VII}	$L\gamma_8$	L _{II} O _I
$K\beta_5^{II}$	KM _{IV}	$L\beta_9$	L _I M _V	$L\gamma_8^I$	L _{II} N _{VI(VII)}
L _I	L _{III} M _I	$L\beta_{10}$	L _I M _{IV}		
$L\alpha_1$	L _{III} M _V	$L\beta_{15}$	L _{III} N _{IV}		

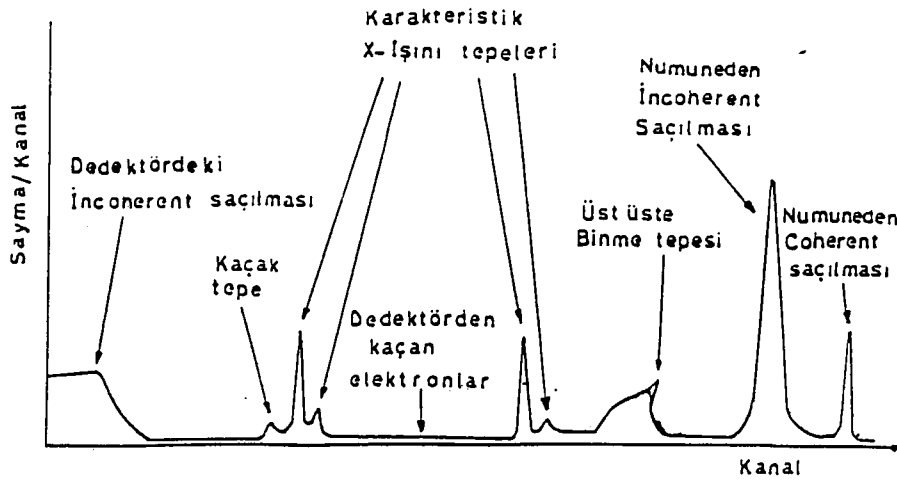
1.4.6. X-ışını Spekturumları

X- ışınları spektrometresi ile elde edilen spektrumlar şekil 1.7' de gösterildiği gibi piklerden ibarettir. Bu spektrumda, incelenen numunedeki elementlerden gelen karakteristik pikler olduğu gibi, saçılma ve üst üste binme piklerini de içerir. Bunlar, karakteristik X- ışınları pikleri, koherent saçılma pikleri, inkoherent saçılmadan kaynaklanan compton pikleri, kaçak pikler ve üst üste binme pikleridir. (Landis ve ark., 1972).

Karakteristik X-ışınları pikleri, incelenen numunedeki elementlerden gelen elementlerin içeriği hakkında bize bilgi verip, onları tespit etmemize yarayan K_{α} , K_{β} , L_{α} , L_{β} v.b. piklerdir.

Şekil 1.7' de gösterilen x-ışınları spekturumlarında;

Şekil 1.6. K_x ve L_x ışınlarını oluşturan geçişler (Küçükönder, 1999)



Şekil 1.7. X-Işını Spektrumları

Coherent saçılma pikleri, kaynaktan numuneye gelen primer gama ışınlarının, numune içerisinde atomlardan, enerjisini kaybetmeden saçılması sonucu, dedektörde sayılmaları ile oluşan piklerdir.

Compton pikleri, kaynaktan numuneye gelen primer gama ışınlarının, numune içerisinde incoherent saçılmaya uğradıkları zaman enerjilerinin bir kısmını kaybetmeleri ve dedektörde sayılmaları ile oluşurlar. Enerji kaybı yüzünden compton piki, coherent pikinden daha düşük enerji bölgesinde oluşur. İncoherent saçılma birden fazla olduğu gibi, dedektör içerisinde de incoherent saçılma olabilir. Primer gama ışınlarının enerjisi büyüdükçe compton ve coherent pikleri arasındaki enerji farkı da büyür. Bu da bize, numune elementlerinin atom numaralarının küçülmesinin, compton ve coherent pikleri arasındaki enerji farkını büyüttüğünü gösterir (Küçükönder, 1988).

Kaçak pikler, incelenen numuneden salınan, karakteristik X- ışınları fotonları dedektöre ulaştıklarında, dedektör atomlarının birinden elektron sökerek elektron-hol çifti oluşturur. Bu sırada, numuneden salınan karakteristik X- ışınları, dedektöre ulaşamayıp, bir etkileşme yapmadığı zaman, dedektördeki fotonlar gerçek enerjilerinden daha az bir enerji ile sayılırlar. Böylelikle düşük enerji bölgesinde pikler meydana gelir. Bu piklere kaçak pikler denir (Küçükönder, 1988).

Üst üste binme pikleri, dedektöre aynı anda gelen iki veya daha fazla karakteristik X- ışınları fotonunun, bir tek foton gibi sayılması sonucu oluşan piklerdir. Ayrıca, X- ışınları spektrumunda, bu piklerden başka kolimatör maddesinden yayınlanan karakteristik X- ışınları pikleri ve dedektörde kullanılan yarı iletkenin X- ışınları pikleri de meydana gelir (Küçükönder, 1988).

1.5. Floresans Verim ve Coster - Kronig Geçişleri

Atomun bir tabaka veya alt tabakalarındaki bir boşluğun ışımalı bir geçişle doldurulması ihtimaline *floresans verim* denir. Bu tanımın bir atomun K tabakasına uygulanması tanımın anlaşılması açısından yararlıdır ve K tabakası için floresans verim

$$\omega_K = \frac{I_K}{n_K} \quad (1.25)$$

eşitliği ile verilir. Burada I_K numuneden yayımlanan karakteristik x-ışını fotonlarının sayısı, n_K ise K tabakasındaki boşlukların sayısıdır.

K tabakasından yüksek atomik seviyelerin floresans verimlerinin tanımlanması aşağıdaki iki sebepten dolayı daha karmaşıktır;

1. K tabakasının üzerindeki seviyeler birden fazla alt tabaka içerir ve dolayısıyla ortalama floresans verim bu tabakaların nasıl iyonize olduğuna bağlıdır.
2. Alt tabakalardaki boşluk dağılımı, aynı baş kuantum sayısına sahip alt tabakalar arasındaki ışımsız Coster-Kronig geçişlerinden dolayı farklılık göstermektedir.

Coster-Kronig geçiş ihtimaliyetleri gösterimi alt ve üst olarak iki indis taşımaktadır. Alt indis geçişin meydana geldiği alt tabakaları, üst indis ise ana tabakayı göstermektedir. Örneğin f_{ij}^x ($j>i$ olmak üzere) X ana tabakasından j. alt tabakadan bir elektronun i. alt tabakaya kayması ihtimalidir.

Coster-Kronig geçişleri dikkate alınmadığı durumda X ($X=K, L, M, N, \dots$) tabakasının i. alt tabakası için floresans verim

$$\omega_i^x = \frac{I_i^x}{n_i^x} \quad (1.26)$$

şeklinde ifade edilir.

X tabakası için floresans verim ifadesi ise,

$$\omega_x = \sum N_i^x \omega_i^x \quad (1.27)$$

dir. Burada N_i^x X tabakasının i. alt tabakasındaki birincil boşlukların relatif sayısıdır ve

$$N_i^x = \frac{n_i^x}{\sum_{i=1}^k n_i^x} \quad (1.28)$$

$$\sum_{i=1}^k N_i^x = 1 \quad (1.29)$$

şeklinde tanımlanır.

Yukarıda anlatılan ifadeler Coster-Kronig geçiş ihtimaliyetleri hesaba katılmadan yapılmaktadır. Şayet bir tabakada meydana getirilen boşluk daha üst tabakalardan yapılacak geçişlerle doldurulmadan önce Coster-Kronig geçişleri ile doldurulursa yukarıdaki denklemler kullanılamaz. Bu durumda iki alternatif durum söz konusudur.

a. ω floresans verimi Coster-Kronig geçişleri tarafından değiştirilen boşluk dağılımları V_i^x ile ω_i^x alt tabaka floresans verimlerinin kombinasyonu olarak yazılabilir.

$$\omega_x = \sum_{i=1}^k V_i^x \omega_i^x \quad (1.30)$$

$$\sum_{i=1}^k V_i^x > 1 \quad (1.31)$$

V_i^x Coster-Kronig geçişleri olduktan sonra X tabakasının i. alt tabakasındaki boşlukların relatif sayısını göstermektedir. V_i^x değeri birincil boşlukların relatif değeri olan N_i^x ve Coster-Kronig geçişleri cinsinden ifade edilebilir;

$$V_1^x = N_1^x \quad (1.32)$$

$$V_2^x = N_2^x + f_{12}^x N_1^x \quad (1.33)$$

$$V_3^x = N_3^x + f_{23}^x N_2^x + (f_{13}^x + f_{12}^x f_{23}^x) N_1^x \quad (1.34)$$

b. ω_x ortalama floresans verimi N_i^x birincil boşluklarının relatif sayısının lineer kombinasyonu olarak

$$\omega_x = \sum_{i=1}^k N_i^x v_i^x \quad (1.35)$$

şeklinde yazılabilir. v_i^x i. alt tabakadaki bir boşluk için bir ışın yayınlanması ihtimaliyetidir (Van Grieken ve Markowicz, 1993).

Coster-Kronig geçişleri L x-ışını tesir kesitlerini önemli ölçüde etkiler. Coster-Kronig geçişlerinden dolayı L x-ışını şiddetlerinde bir artma olduğu bilinmektedir. Bu olaya *Coster-Kronig şiddetlendirmesi* denilmektedir. Teorik olarak L X-ışını tesir kesitleri, Coster-Kronig şiddetlendirmesi olmadığında ;

$$\sigma_{L1} = \sigma_3 \omega_3 F_{31} \quad (1.36)$$

$$\sigma_{L\alpha} = \sigma_3 \omega_3 F_{3\alpha} \quad (1.37)$$

$$\sigma_{L\beta} = \sigma_1 \omega_1 F_{1\beta} + \sigma_2 \omega_2 F_{2\beta} + \sigma_3 \omega_3 F_{3\beta} \quad (1.38)$$

$$\sigma_{L\gamma} = \sigma_1 \omega_1 F_{1\gamma} + \sigma_2 \omega_2 F_{2\gamma} \quad (1.39)$$

olacaktır. Fakat gerçekte Coster - Kronig geçişleri varolduğundan gerçek tesir kesitleri

$$\sigma_{Li} = [\sigma_1(f_{13} + f_{12}f_{23}) + \sigma_2 f_{23} + \sigma_3] \omega_3 F_{3i} \quad (1.40)$$

$$\sigma_{L\alpha} = [\sigma_1(f_{13} + f_{12}f_{23}) + \sigma_2 f_{23} + \sigma_3] \omega_3 F_{3\alpha} \quad (1.41)$$

$$\sigma_{L\beta} = \sigma_1 \omega_1 F_{1\beta} + (\sigma_1 f_{12} + \sigma_2) \omega_2 F_{2\beta} + [\sigma_1(f_{13} + f_{12}f_{23}) + \sigma_2 f_{23} + \sigma_3] \omega_3 F_{3\beta} \quad (1.42)$$

$$\sigma_{L\gamma} = \sigma_1 \omega_1 F_{1\gamma} + (\sigma_1 f_{12} + \sigma_2) \omega_2 F_{2\gamma} \quad (1.43)$$

şeklinde tanımlanır. Burada σ_{Li} ($i = 1,2,3$) L alt tabakası tesir kesiti, f_{ij} Coster-kronig geçiş ihtimaliyeti ve F_{ij} L X-ışını geçiş hızı ihtimaliyetidir (Baştuğ, 1998).

Atomlar daha düşük enerji seviyelerine ışımasız olarak da geçebildiklerini ve bu olaya Auger olayı denildiğinden daha önce bahsetmiştik. Benzer şekilde her hangi bir seviyede meydana gelen boşluğun ışımasız bir geçişle doldurulması ihtimaline Auger verimi dersek, I_{KA} ışımasız geçişlerin sayısı, η_{KA} meydana gelen boşlukları sayısı olmak üzere, K tabakası için Auger verimi

$$a_K = \frac{I_{KA}}{\eta_K} \quad (1.44)$$

ile verilir. Auger verimi, floresans verim ve Coster- Kronig verimi arasında

$$\omega_i^x + a_i^x + \sum_{j=i+1}^k f_{ij}^x = 1 \quad (1.45)$$

bağıntısı mevcuttur. Herhangi bir tabaka için ortalama Auger verimi (\bar{a}_x)

$$a_x = \sum_{i=1}^k V_i^x a_i^x \quad (1.46)$$

bağıntısı ile verilmektedir. Burada V_i^x değiştirilmiş boşluk sayısıdır. Aynı boşluk dağılımı için tabakanın ortalama floresans verim ortalama Auger verimi toplamı bire eşittir (Van Grieken ve Markowicz, 1993).

1.6. Tesir Kesitleri

Tesir kesiti, bir numune üzerine gelen parçacıkla hedef numunedeki herbir parçacığın ilgilenilen herhangi bir olayı meydana getirme ihtimalinin bir ölçüsüdür. Mesela numune üzerine gönderdiğimiz bir fotonun L X-ışını meydana getirme ihtimaliyeti L X-ışını üretimi tesir kesiti olarak tanımlanır. 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 küçük olabilir (Gülsün, 1989).

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 σ , 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 herbir 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 σ etkin alanıyla katıldığından dolayı bu olayın meydana gelmesi için mümkün olan toplam etkin alan, σ Andt olur. Eğer bir bombardıman demetinde N parçacık varsa ve dilimdeki atomlar ile etkileşen parçacık sayısı dN için,

$$\frac{dN}{N} = \frac{\text{Toplam etkin alan}}{\text{Hedef alan}} \quad (1.47)$$

ifadesi yazılabilir. Bu durumda

$$\frac{dN}{N} = n\sigma dt \quad (1.48)$$

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

$$-\frac{dN}{N} = n\sigma dt \quad (1.49)$$

ifadesinin integrali alınır,

$$N = N_0 e^{-n\sigma t} \quad (1.50)$$

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

$$N = N_0(1 - n\sigma t) \quad (1.51)$$

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

$$dN = N_0 n\sigma t \quad (1.52)$$

ifadesi ile verilir. Buradan tesir kesiti için

$$\sigma = \frac{dN}{N_0 n t} \quad (1.53)$$

genel ifadesi elde edilir (Şahin,1994).

1.7. Karakteristik X-Işınlarnın Sayılması

1.7.1. Sayaç Çeşitleri

Karakteristik X-ışınları katıhal, sintilasyon ve orantılı sayaçlar ile sayılabilirler. Bu sayaçların, ayırma gücü birbirinden farklıdır. Ayırma gücü en iyi ve elektron-hol çifti meydana getirmek için gerekli en düşük enerjili sayaç, katıhal sayaçlarıdır. Bu nedenle, verimi en büyük olan ve yaygın kullanılan sayaçtır. Dedektör kendisine gelen foton enerjisinin tamamını, bu enerji ile doğru orantılı olan elektrik darbesine dönüştürmelidir (Küçükönder, 1999).

1.7.2. Katıhal Sayaçları

X-ışını şiddet ölçümlerindeki en önemli gelişme Lityum sürüklenmiş yarı iletken Si(Li) veya Ge(Li) dedektörlerdir. Yarı iletken dedektörler p ve n tipi bölgeler ile bu bölgeler arasına yerleştirilmiş i tipi, boşaltılmış iç bölgeden (intrinsik) bölgeden ibarettir (p - i - n). Boşaltılmış bölge p tipi Silisyum veya Germanyum içerisinde Lityum sürüklenmesiyle elde edilir. Dedektör yüzeyindeki ince p tipi bölgenin sayma işlemine hiçbir katkısı yoktur. Aktif olmayan bu bölgeye *ölü tabaka* denir. Sayacın en göze çarpıcı fiziki özelliği alanı ve kalınlığıdır (Bertin, 1975). Sayaç alanı arttıkça katı açılı büyürken, soğurma verimi de kalınlıkla artar. Fakat dedektörün ayırma gücü (rezülasyon) azalır (Bowman ve ark., 1966). Elektrotlar Lityum sürüklenmiş Silisyum

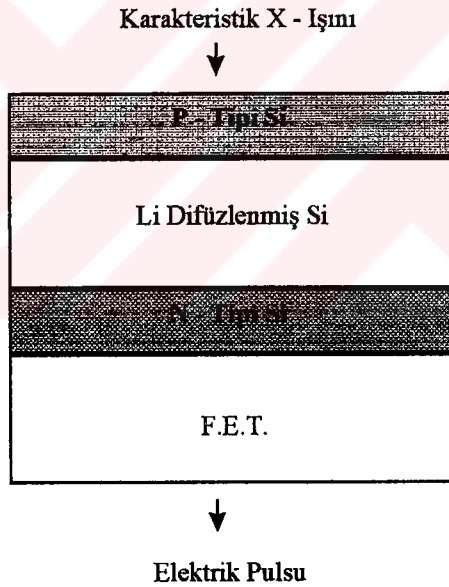
veya Germanyum üzerine yaklaşık 200\AA kalınlıkta altın buharlaştırılmasından ibarettir. Dedektörün yüksek kazançlı olmasını sağlayan, üzerine yerleştirildiği alan etkili transistör (F.E.T) dir (Bertin, 1975). Bir Si(Li) dedektörü şekil 1.9. 'da gösterildiği gibidir.

Katihal sayaçları, en iyi ayırma gücünü sağlamak, oda sıcaklığında kolayca buharlaşan lityumun buharlaşmasını önlemek ve elektronik gürültüyü azaltmak için $-196\text{ }^{\circ}\text{C}$ sıcaklığında sıvı azot içerisinde yerleştirilmiş olup sıvı azot ile sürekli termal temas halindedir.

Yarı iletken sayaçlarında, 300-1000 Volt arasında bir ters besleme voltajı ile meydana getirilen alan, sayaçta oluşan elektron-hol çiftlerinin, ön amplifikatöre sürüklenmesini sağlar.

1.7.2.1.(a). Katihal Sayaçlarının Çalışma Prensibi

Sayaça uygulanan, ters besleme voltajı ile oluşan elektrik alanda, serbest yükler harekete geçerek elektron-hol taşıyıcılar ayrılırlar. Ayrılan elektronlar P tipi bölgeye giderken, holler N tipi bölgeye giderler. Böylelikle boşaltılan bu bölge,



Şekil 1.8. Si(Li) Dedektörün Şematik Gösterimi

radyasyona hassas dedektör hacmini oluşturur. Bu bölge, 2-5 mm kalınlığında, $12.5-80\text{ mm}^2$ alanında olup, yüksek iletkenlik gösterir. Numuneden gelen karakteristik X-ışınları, dedektörde lityum sürüklenmiş bölgeye geldiğinde, enerjisini Si veya Ge atomunun bir elektronuna aktarır. Bunun sonucu çıkan fotoelektron, elektron-hol çifti oluşturur. Böyle bir iyonlaşmada, iyon çifti başına enerji kaybı, Si(Li) için 3.8 eV, Ge(Li) için 2.9 eV olur. Elektrik alan tarafından toplanan Q yükü; E_x , sayaca giren karakteristik X-ışınları foton enerjisi olmak üzere Si(Li) için,

$$Q = \left(\frac{E_x}{3.8} \right) (1.6 \times 10^{-19}) \text{Coulomb} \quad (1.54)$$

olur.

Numuneden gelen foton bu bölgede, enerjisinin tamamını kaybetmiştir. Oluşan akım pulsu, ön amplifikatörde entegre edilerek, numuneden gelen foton enerjisi ile orantılı voltaj pulsuna dönüştürülür (Gedke, 1972).

1.7.2.1.(b). Katıhal Sayaçlarında Puls Meydana Gelmesi

Numuneden yayımlanan, karakteristik X-ışınları fotonu, dedektörde kullanılan yarı iletken atomunun K tabakasından bir elektron söker (Küçükönder, 1992). Sökülen bu elektronun fotoelektrik olay neticesi kinetik enerjisi,

$$E_2 = E_1 - EK_{Bağ} \quad (1.55)$$

dır. Burada E_1 , numuneden gelen fotonun enerjisi, E_2 , sökülen elektronun kinetik enerjisi, $EK_{Bağ}$ ise yarı iletkenin K tabakasındaki elektronun bağlanma enerjisidir.

Yarı iletkenin, K tabakasından sökülen, elektronun yerini L tabakasından bir elektron doldurur. Bu durumda, K_{α} fotonu yayımlanır. Yayımlanan bu fotonun enerjisi,

$$K_{\alpha} = EK_{Bağ} - EL_{Bağ} \quad (1.56)$$

dır. Bu foton enerjisini eğer L tabakasındaki bir elektrona aktaracak olursa, buradan bir elektron söker. Bu elektronun enerjisi ise,

$$E_3 = K_{\alpha} - EL_{Bağ} \quad (1.57)$$

olur. L' deki bu boşluk, M tabakasından bir elektron tarafından doldurulunca, L_{α} enerjisine sahip bir foton yayımlanır. Bu da atomun diğer bir yörüngesinden elektron sökebilir. Sökülen bu elektronlar iyonlar oluşturarak enerjileri yok oluncaya kadar yollarına devam ederler. Bu durumda, oluşan iyon bulutunun yükü, sayaca gelen karakteristik X-ışınlarının enerjisi ile orantılıdır. Sayaç içerisindeki elektrik alan ile sürüklenen iyon bulutu, ön amplifikatör ve amplifikatör vasıtası ile potansiyel pulsuna dönüştürülür. Bu potansiyel pulsu, ADC' de elektronik sinyaller haline getirilip, S100 bilgisayar kartında enerjiye karşılık gelen kanalda bir pik meydana getirir. Bu pikin büyüklüğü, numuneden gelen foton sayısı ile orantılıdır.

1.8. Dedektör Verimliliği

X -ışını spektroskopik çalışmalarında dedektör verimliliğinin bilinmesi ve verimlilik eğrisinin çizilmesi gerekmektedir. Sayaç yapısının zamanla bozula bileceğın dikkate alınarak dedektör verimliliğinin belirli aralıklarla tekrarlanması yapılacak çalışmaların sonuçlarının daha sağlıklı olmasını sağlayacaktır. Kolimatör, deney

geometrisi sayacın yapıldığı madde ve sayacın hassas bölgesi dedektör verimliliğini etkileyen başlıca faktörlerdir.

Dedektör verimliliği açısından, uyarma- numune- dedektör geometrisi çok önemlidir. Deney geometrisi, büyük sayma sayılarını kısa zamanda elde etmemizi sağlar. Numunedeki incoherent saçılma yöntemi ile enerji kaybının minimum olması için, X- ışınlarının büyük açılarla saçılması gereklidir. Ayrıca uyarıcı radyasyonun, K veya L soğurma kenar enerjilerinden daha büyük seçilmesi, monokromatik olması ile maksimum hassasiyet elde edilir.

Katihal sayaçlarının, kendilerine ulaşan karakteristik X- ışınlarını sayma hızları yüksek olduğu için, sayaçta oluşan pulslar üst üste binerler ve üst üste binme piklerini oluştururlar. Bunun önlenmesi için, sayaç-numune mesafesinin iyi ayarlanması gereklidir. Bunların yanısıra, çalışılan numuneye göre kolimatör maddeleri ve kolimatör düzeneği de iyi bir şekilde uygulanmalı ve kolimatör delik çapı, mümkün olan en küçük boyutta olmalıdır (Küçükönder, 1988).

Enerjisi E olan bir uyarıcı foton için yarı iletken dedektörün sayma verimliliği

$$\varepsilon_E = \varepsilon_R G(E) \quad (1.58)$$

ile verilir. Burada G(E) geometri faktörü, ε_E ise bağıl sayma verimidir. Gerçek verim ise çeşitli düzeltme faktörlerinin çarpımı olarak

$$\varepsilon_R = \varepsilon_A f_a f_{Au} f_d f_e f_c \varepsilon_s \quad (1.59)$$

şeklinde verilir. Burada ε_A tüm yükün toplanmış olduğu kabul edilen dedektörün hassas hacminin iç verimi, 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 kolimatör etkileri için düzeltme faktörü ve f_e de hassas hacimden kaçan, Silisyuma ait karakteristik X - ışınları için düzeltme faktörüdür. ε_s ise yük toplanmasının verimidir (Hansen ve Ark., Baştuğ, 1996 dan). Si(Li) sayacının verimlilik eğrisinin tayini yapılırken aşağıdaki sınıflandırmalar yapılabılır.

- Mutlak verimlilik:** Dedektörde sayılan fotonların kaynak tarafından tüm doğrultularda yayımlanan fotonların sayısına oranıdır ve kaynakla dedektör arasındaki uzaklığa bağlıdır.
- İntrinsik verimlilik:** Dedektörün iç bölgesinde sayılan fotonların, bu bölgeye gelen fotonların sayısına oranıdır.
- Bağıl verimlilik:** Herhangi bir enerjide dedektör verimliliğinin, diğer enerjilerdeki dedektör verimliliğine oranıdır.
- Fotopik verimliliği:** Dedektörde ilgili enerjide sayılabilir büyüklükte puls meydana gelme ihtimalidir.
- Radyal verimlilik:** Herhangi bir enerjide dedektör verimliliğinin dedektör yarıçapına bağlı olarak değişimini ifade eder.

1.8.1. Dedektör Verimliliğini Belirleme Yöntemleri

Hedef numunelerin karakteristik X - ışınları farklı olduğundan dedektörün her enerjide veriminin belirlenmesi gerekir. Bir dedektörün herhangi bir enerjideki verimi, dedektörden sabit uzaklıkta bulunan standart kaynaktan birim zamanda dedektöre gelen ve sayılan fotonlarının sayısını bilmekle tayin edilebilir. Bu şekilde elde edilen verim bütün geometri ve soğurma faktörlerini içine almaktadır (Büyükkasap,1991, Baştuğ, 1996' dan). Bu şekilde bir verimlilik tayini, temelde aynı ancak fotonların yayımlandığı kaynak bakımından farklı, iki yolla yapılabilir.

Dedektör verimliliğini belirlemede birinci yol standart radyoizotop kaynakları kullanmaktır. Kaynak kullanırken nokta kaynak kullanmak fotonların homojen olarak yayımlanmasını sağlamak açısından yararlıdır. Verimlilik belirlenirken kaynak numune konumunda tutularak kaynaktan yayınlanan fotonlar dedektörde sayılır. Kaynaktan yayınlanan fotonların sayısı

$$I_E = I_0 e^{-\lambda t} \quad (1.60)$$

eşitliğinden hesaplanır. Burada I_0 kaynağın ilk şiddeti, I_E kaynaktan yayımlanan E enerjili fotonların sayısı, λ bozunma sabiti ve t ise kaynağın imalatından ölçümün alındığı güne kadar geçen süredir. Eğer kaynaktan farklı enerjilerde foton yayınlanıyorsa her enerjideki yayınlanma kesri (w_{Ex}) hesaplanıp (1.60) eşitliği ile çarpılmalıdır. Böylece E_x enerjili bir foton için sayaç verimliliği

$$\varepsilon_{Ex} = \frac{I_d}{I_{Ex}} \quad (1.61)$$

ile verilir. Burada I_d sayacın ilgili enerjide saydığı foton sayısıdır. Buradan hareketle sayacın foto pik verimliliği için

$$\varepsilon(E) = \frac{4\pi N_E}{\Omega_0 TRP_E} \quad (1.62)$$

bağıntısı yazılabilir. Burada N_E , t zamanı içinde sayaçta sayılan foton sayısı, R ve P_E ise sırasıyla kaynağın bozunma hızı ve E enerjili fotonun kaynaktan yayımlanma ihtimaliyetidir (Budak ve Ark.,1999). Sayma için katı açı

$$\Omega_0 = \frac{\pi r^2}{(d + Z)^2} \quad (1.63)$$

bağıntısı verilebilir. Burada Z, E enerjili fotonun dedektör içinde soğrulduğu etkin kalınlık, r radyoizotop kaynağın yarı çapıdır (Budak ve Ark., 1999). Mutlak verimlilik tayininde katı açı düzeltmesi yoktur. Bu sebepten mutlak verimlilik

$$\epsilon(E) = \frac{4\pi N_E}{TRP_E} \quad (1.64)$$

şeklinde yazılabilir. (Doğan, 1995).

Bu işlemler farklı enerjili foton yayınlayan farklı kaynaklarla tekrarlanarak farklı enerjilerdeki dedektör verimliliği belirlenir.

Farklı radyoizotop kaynak bulunmadığı durumlarda dedektör verimliliği belirlemede elementlerden yayınlanan karakteristik $K_{\alpha,\beta}$ x - ışınları kullanılır. Burada elementler, $K_{\alpha,\beta}$ x - ışınları enerjileri çalışılacak enerji bölgesini içine alacak şekilde seçilir. Elementler radyoizotop kaynakla uyarılır ve dedektörde sayılır. Oluşan karakteristik $K_{\alpha,\beta}$ piklerinin net alanları alınır ve aşağıdaki eşitlik yardımıyla dedektör verimliliği hesaplanır.

$$I_0 G \epsilon = \frac{N_i}{\sigma_{ki} \beta_i t} \quad (1.65)$$

Burada I_0 kaynağın şiddeti, G geometrik faktör, N_i ($i = \alpha, \beta$) net alan σ_{ki} standart elementin uyarma enerjisindeki K_{α} veya K_{β} tesir kesiti, β_i uyarıcı fotonun ve numunenin K_{α} veya K_{β} enerjisine göre soğurma düzeltmesi, t ise numunenin kütle kalınlığıdır. $I_0 G$ birim zamanda numune üzerine düşen uyarıcı fotonların sayısını verir.

1.9. Elementlerin Uyarılması

Atomun iç tabakalarından birinde oluşan boşluğun daha üst tabakalardaki elektronlar tarafından doldurulması ile karakteristik X - ışınları oluşur. Atom içerisinde boşluk meydana getirmenin yedi değişik yolu vardır.

- a. Elektronlarla bombardıman ederek
- b. Protonlar, α - parçacıkları ve iyonlarla bombardıman ederek
- c. Radyoizotop kaynaklardan yayımlanan α, β, γ veya X - ışınları ile bombardıman ederek
- d. Analitin (ilgilenilen elementin) soğurma kıyasından daha kısa dalda boyulu spektral çizgiye sahip hedef elementlerden yayımlanan ikincil X - ışınları ile ışınlamak. Bu ikincil hedef, X - ışını tüpü veya radyoizotop kaynaktan yayımlanan birincil fotonlar ile uyarılır.
- e. X - ışını tüpünden yayımlanan birincil X - ışınları ile uyararak
- f. Synchrotron kaynaklarla uyararak
- g. Self uyarma yada oto uyarma

bu uyarma türlerini genel olarak foton ve parçacıklarla uyarma olarak iki genel başlık altında toplamak mümkündür.

1.9.1. Fotonlar ile Uyarma

1.9.1.1. Radyoizotop Kaynaklar ile Uyarma

Bir çekirdekten α veya β parçacığı gibi bir parçacık yayımlanması yada atomik tabakadan elektron yakalaması çekirdeği uyarılmış durumda bırakır. Bu nükleer olaylar sonucu yeni doğmuş olan kararsız çekirdek nükleonlarını en düşük enerjili hale göre düzenlerken, enerji fazlasını dışarı atar (Özden, 1977). Yüksek bir enerji durumundan (E_i) daha düşük bir enerji durumuna (E_f) geçen bir çekirdek fazla enerjisi şu üç yolla dışarı atar:

- Gama ışıması yayımlanması
- Dahili dönüşüm
- Dahili çift oluşum.

Bu olaylardan gama yayımlanması diğer iki olaydan daha sık görülendir (Şahin, 1994).

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



ifadesi ile verilen ${}_{53}^{129}\text{I}$ kaynağı Xe (Ksenon)' un x - ışınlarını yayımlar.

Radyoaktif izotop bir yörünge elektronu yakalayarak da bozuna bilir. Bu olayda bir K yada L elektronu çekirdek tarafından yakalanır ve proton nötralize olur. Dolayısıyla bu olay sonucunda atomun atom numarası bir azalır. Örneğin ${}_{26}^{55}\text{Fe}$ izotobu bir K elektronu yakalayarak Mn' a dönüşür.



Böylece ${}_{26}^{55}\text{Fe}$ kaynağından Mn' in X - ışınları yayımlanır. X - ışını spektroskopisinde numuneleri uyarmak için kullanılan bazı radyoaktif izotoplar ve özellikleri çizelge 1.2' de verilmiştir.

Sekonder ve floresans uyarda boşluklar, madde yüksek enerjili fotonlar veya genellikle bir x - ışını tüpünden yayımlanan X - ışınları ışınlanarak elde edilir. Gelen foton soğurular ve bu fotonun enerjisi bağlı elektronu sökmek ve ona bir kinetik enerji kazandırmada kullanılır. Bu olay fotoelektrik soğurmadır ve çıkan elektron bir fotoelektrondur. Gama ışınlarında aynı etkiye sahiptirler.

XRF çalışmalarında kullanılan radyoaktif kaynaklar, belli uygulamalar için uygun şekilde, belirli izotoplardan belirli miktarlar alınarak hazırlanırlar. Radyoaktif madde, belirli doğrultular haricinde radyasyon yaymaması için zırh içerisine konur. Bazı düşük aktiviteli kaynakların zırhlanmasına, özel amaçlar için gerek, duyulmaya bilir. Radyoaktif kaynakları çalışmaya uygun olarak nokta, halka vs. şeklinde hazırlamak

Çizelge 1.2. Radyoizotop Kaynaklar ve Özellikleri

Radyoizotop Kaynak	Radyoaktif Bozunma Şekli	Yarı Ömür	Işıma Türü	Işıma Enerjisi (keV)
$^{55}_{26}\text{Fe}$	Elektron yakalama	2.7 yıl	Mn K x ışınları	5.9
$^{57}_{27}\text{Co}$	Elektron yakalama	270 gün	Fe K x ışını γ γ γ	6.4 14 122 136
$^{109}_{48}\text{Cd}$	Elektron yakalama	1.3 yıl	Ag K x ışını γ	22 88
$^{210}_{82}\text{Pb}$	β^-	22 yıl	Bi L x ışını γ	11 47
$^{241}_{95}\text{Am}$	α	470 yıl	Np L x ışını γ γ	11-22 26 59.6

mümkündür. Radyoaktif kaynaklar, X-ışını spektrometrik uygulamalar için dört temel özellikte karakterize edilebilirler:

- Radyoaktif bozunma ve yayımlanan radyasyon tipi (α , β , γ yayımlama veya K yada L elektronu yakalama),
- Yayımlanan radyasyonun enerjisi,
- Kaynak aktivitesi
- Kaynağın yarı ömrü (radyoaktif atomların yarısının bozunması için gerekli zamandır). Bu süre içerisinde kaynağın aktivitesi başlangıç değerinin yarısına düşer. Eğer kaynak t_0 anında n_{t_0} aktivitesine sahipse t anında kaynağın aktivitesi

$$n(t) = n(t_0)e^{-\lambda(t-t_0)} \quad (1.68)$$

olacaktır. Burada $n(t)$, t anında bozunmamış mevcut çekirdeklerin sayısı, λ bozunmamış her bir çekirdeğin gelecek bir saniye içerisinde bozunma ihtimalinin bir ölçüsü olan bozunma sabitidir.

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

1.9.1.2. Sürekli Fotonlarla (X- Işını Tüpleriyle) Uyarma

Atomun iç yörünge elektronlarını uyararak için genelde uyarıcı olarak fotonlar kullanılır. Fotonlar radyoizotop kaynaklardan veya x-ışını tüplerinden elde edilir. X-ışını tüpünden çıkan radyasyon, uyarda üç şekilde kullanılabilir.

- a.) Tüpten çıkan primer şua hiçbir işleme tabi tutulmadan doğrudan numuneyi uyarda kullanılabilir.
- b.) Tüpten çıkan şua filtre edilerek sadece karakteristik çizgilerin numuneyi uyarda sağlanabilir.
- c.) Analitin en güçlü soğurma kıyısından daha kısa dalgaboylu bir hedef kullanılabilir.

Birinci tip uyarda bazı ciddi mahsurlar olabilir. Bu tür uyarda tüpün ürettiği yüksek şiddetteki süreklilik büyük bir saçılma temel saymasına (background) sebep olur ve hassasiyeti azaltır. Yüksek temel sayma ve yayımlama şiddeti hassasiyeti ve dedeksiyon sınırını kötüleştirir. Aynı sıra puls yüksekliğinin kaymasına ve sistemin şoke olmasına sebep olur.

İkinci ve üçüncü tip uyarda elde edilen şiddet küçüktür.

X-ışını tüpleri ile istenilen büyüklükte radyasyon şiddeti elde etmek mümkündür. X-ışını tüplerinin avantajı radyoizotop kaynaklara göre sürekli radyasyon yayımlanması açısından çevre kirlenmesi etkilerinin azlığıdır. X-ışınları tüplerinin önemli dezavantajı ise çok kararlı güç kaynağına ihtiyaç duymaları ve daha büyük hacim kaplamalarıdır.

1.9.1.3. Synchrotron (Sinkroton) ile Uyarma

Sinkrotonda, bir kaç milyar elektron volt (genelde 3 GeV) mertebesinde kinetik enerjili elektronlar veya pozitronlar güçlü bir manyetik alan (yaklaşık 10^4 Gauss) kutupları arasında yüksek vakumlu bir tüp içerisinde dairesel bir yörüngede hareket ederler. Düşey bir alan elektronları yatay olarak hızlandırarak sinkroton radyasyonunun yayımlanmasına neden olur.

X-ışını enerji bölgesinde çok düzgün bir şiddete sahip olmasından dolayı sinkroton radyasyonu karbon, azot ve oksijen gibi düşük atom numaralı elementlerin analizine imkan sağlar. Uygun uyarma için monokromatik veya yarı-monokromatik şua elde edilebilir. X-ışını şiddeti yaygın kullanılan x-ışını kaynaklarından elde edilenden birkaç kat daha büyüktür.

1.9.2. Parçacıkla Uyarma

1.9.2.1. Elektronlarla Uyarma

Elektronlarla uyarma, çok hızlı elektronlarla madde bombardıman edilerek boşluklar meydana getirilir. Gelen elektron saçılır ve atomdan bir elektron sökülür. Saçılan elektrona saçılmış primer elektron, sökülen elektrona da sekonder elektron denir (Bertin, 1975).

Yüksek uyarma verimi nedeniyle hafif elementler için iyi bir hassasiyet göstermeleri, elektronlar ancak ince yüzey tabakalarından geçebildiklerinden soğurma şiddetlendirme etkilerinin küçük olması elektronlarla uyarma sisteminin avantajlarıdır. Elektronların sürekli spektrum vermelerinden dolayı büyük temel sayma vermeleri, elektronların derinliklere nüfuz etmeleri veya numuneden geçme ihtimallerinin çok küçük olması ve sadece düşük atom numaralı elementlerde iyi bir hassasiyete sahip olmaları elektronlarla uyarma sisteminin dezavantajlarıdır (Bertin, 1975).

1.9.2.2. Protonlarla Uyarma

Protonlarla uyarmanın, fotonlarla veya elektronlarla uyarmadan farklı olarak birkaç özelliği vardır. Bunlardan biri, numune tarafından uyarıcı protonlar foton ve elektronlara oranla daha zor yavaşlatılırlar ve saptırılırlar. Diğer ise, sürekli spektrum oluşturmazlar ve böylece çok küçük temel sayım verirler (Jenkins, 1986).

1.9.2.3. Hızlandırılmış İyonlarla Uyarma

İyon bombardımanı ile x-ışını üretilebilir. İyon hızlandırıcı sistemlerin bazı tipleri, vakum içerisinde hedefe doğru yöneltilen yaklaşık 10 keV ile 10 MeV enerjili iyon demeti oluşturur. Böyle bir sistemin üretim verimi diğer uyarıcı sistemlere nazaran daha küçüktür. Fakat x-ışını üretimi verimi iyon enerjisinin artmasıyla artar (Bertin, 1975).

2. MATERİYAL VE YÖNTEM

2.1. Materyal

2.1.1. Kullanılan Elementler

Bu çalışmada Renyum (Re), Platin (Pt) ve Altın (Au) elementlerinin L X-ışınlarının şiddet oranlarının enerjiye bağımlılığı teorik olarak hesaplandı. Ayrıca aynı elementler Am-241 radyoizotop kaynağından yayımlanan 59.543keV' lik gama fotonları ile uyarılarak bu enerjideki şiddet oranları deneysel olarak da hesaplanıp teorik sonuçlarla karşılaştırıldı. Elementlerin L X - ışını ortalama enerjileri çizelge 2.1' de verilmiştir.

Çizelge 2.1. Renyum, Platin ve Altın elementlerinin L X-ışını ortalama enerjileri (keV)

Element	L _I	L _α	L _β	L _γ
Renyum	7.600	8.644	10.040	11.760
Platin	8.267	9.434	11.094	13.019
Altın	8.494	9.704	11.461	13.458

Şiddet oranı ve tesir kesiti deneysel hesaplamalarında dedektör verimliliğinin belirlenmesi gerekmektedir. Çalışmamızda dedektör verimliliği belirlemek için yaptığımız deneylerde $22 \leq Z \leq 42$ aralığındaki bazı elementlerin K_α, K_β karakteristik X - ışınlarından yararlanıldı. Kullanılan elementler ve ortalama K X- ışını enerjileri çizelge 2.2' de verilmiştir.

Çizelge 2.2. Dedektör verimliliğinde kullanılan elementlerin K X- ışını ortalama enerjileri (keV)

Z	Element	K _α	K _β
22	Vanadyum	4.949	5.427
26	Demir	6.400	7.059
29	Bakır	8.041	8.907
30	Çinko	8.631	9.572
34	Selenyum	11.210	12.503
40	Zirkonyum	15.746	17.700
41	Niyobyum	16.584	18.661
42	Molibden	17.443	19.648

Her iki çalışmada kullanılan elementler foil (ince levha) halindeydiler. Bu nedenle deneyler sırasında sayımlarda olabilecek hataları en aza indirmek için foiller mümkün olduğu kadar incelenecek numuneler ile aynı büyüklükte kesildi.

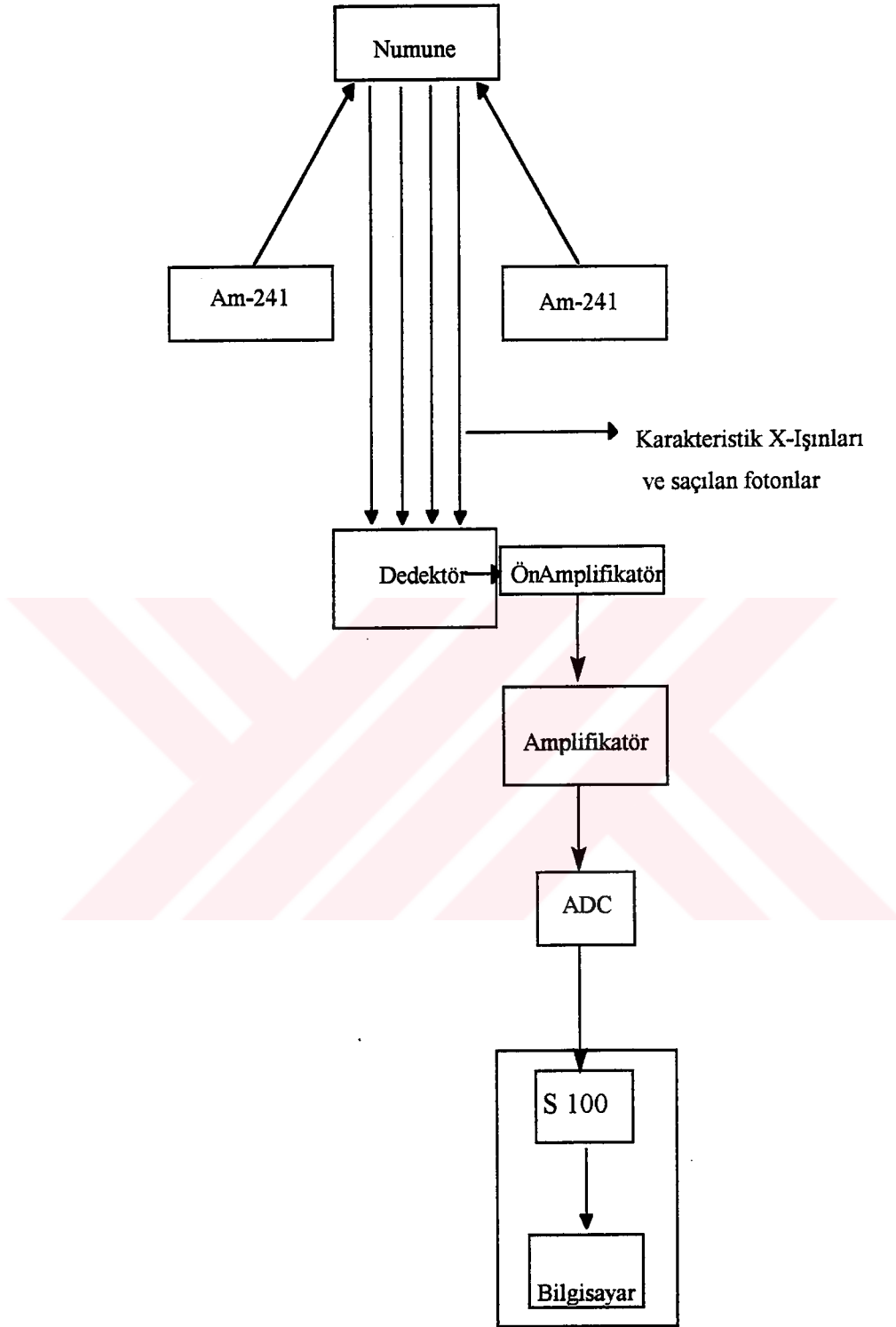
2.2. Kullanılan DeneY Düzenegi

L X- ışınları incelenen numuneler, hesaplamalarda kullanılacak olan karakteristik piklerinin elde edilmesi için ölçüm şartlarına uygun deneY düzenegine konuldu. Şekil 2.1.'de sayım sisteminin şeması, şekil 2.2.'de ise sayım sisteminin kesit geometrisi görölmektedir.

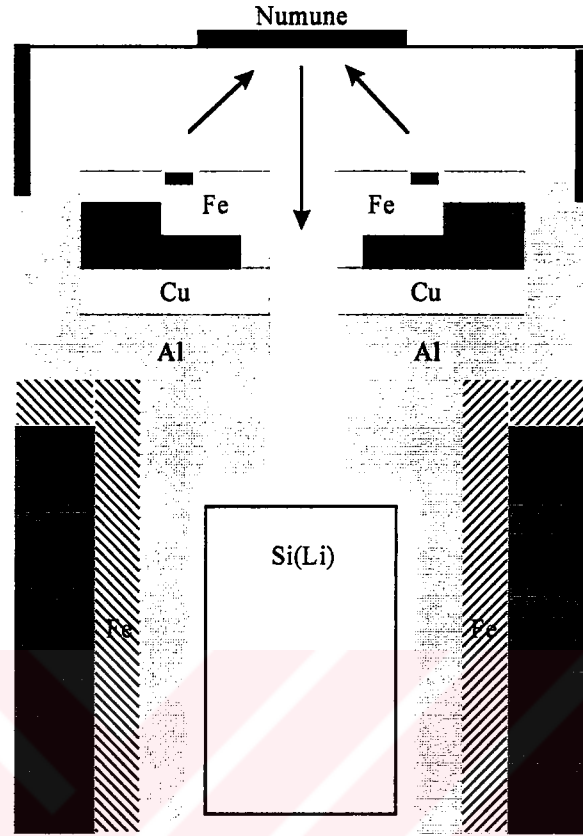
DeneY sisteminde, 5.9keV' da rezölasyonu 155eV olan Canberra marka Si(Li) yarı iletken katihal dedektörü, 75 mCi' lik Am-241(59.543 KeV) radyoizotop kaynak, ön amplifikatör, amplifikatör, ADC (Analog-Digital Convertör), Sistem 100 bilgisayar kartı ve bilgisayar ve elde edilen sonuçları yazdırmak için printer kullanıldı. Si(Li) yarı iletken katihal dedektörü, yarı iletken silisyum kristalinin örgü boşluklarına Lityum atomları difüzlendi, 2 mm kalınlığında, 12.5 mm² aktif alanlı ve 500 volt ters besleme voltajı ile beslenen bir dedektör olup, vakum altındadır (Canberra, 1995). Elektronik gürültünün azaltılması ve oda sıcaklığında buharlaşabilen, iletkenlik artırıcı Lityum'un buharlaşarak ayrılmasının önlenmesi amacı ile sıvı azot (-196 °C) içerisine daldırılmış ve termal denge sağlanmıştır. Am-241 radyoizotop kaynak, monokromatik bir uyarıcı kaynak olup, 59543 eV' luk gama ışınları yayımlar. Ön amplifikatör, dedektöre gelen karakteristik X-ışınlarını birkaç milivolt mertebesinde elektrik pulslarına çevirir. Buradan, amplifikatöre ulaşan elektrik pulsları, 0-10 volt mertebesine yükseltilir. Bu elektrik pulsları, ADC (Analog-Digital Converter)' de sayısal değerlere dönüştürölür. Bu değerler, büyüklüklerine göre 4096 kanallı ekranda, enerjilerine uygun kanallarda pikler oluştururlar. Böylelikle farklı sayı ve enerjilerde gelen pulslar ekranda, incelenen numunenin karakteristik X-ışınları spektrumunu verir.

Uyarıcı - numune, numune - sayaç arası uzaklıkların iyi ayarlanması ve kolimatörün yapıldığı maddelerin iyi seçilmesi numunelerin karakteristik x - ışınlarının enerji bölgesine istenmeyen piklerin düşmemesini, mümkün olan en yüksek şiddette sayım elde edilmesini ve üst üste binme piklerinin gözlenmemesini sağlar. DeneY geometrisinde kaynaktan yayımlanan gama fotonlarının doğrudan dedektöre ulaşmasını engellemek amacıyla kurşun kolimatör kullanılmalıdır. Ancak kurşunun karakteristik L x- ışınların çalıştığımız elementlerin L x- ışınlarına yakın olduğundan çalışma bölgemizi bu istenmeyen piklerden temizlemek amacıyla kurşun, demir ve aliminyumdan oluşan bir kolimatör kullanılmıştır.

Dedektör verimliliğini belirlemek için yapılan deneYlerde vanadyum, demir, bakır ve çinko elementlerinin sayımında kurşun kolimatör, selenyum, zirkonyum, niyobyum ve molibden elementlerinin sayımında ise kurşun, bakır ve aliminyumdan oluşan kolimatör kullanılmıştır.



Şekil 2.1 Sayım Sisteminin Şeması

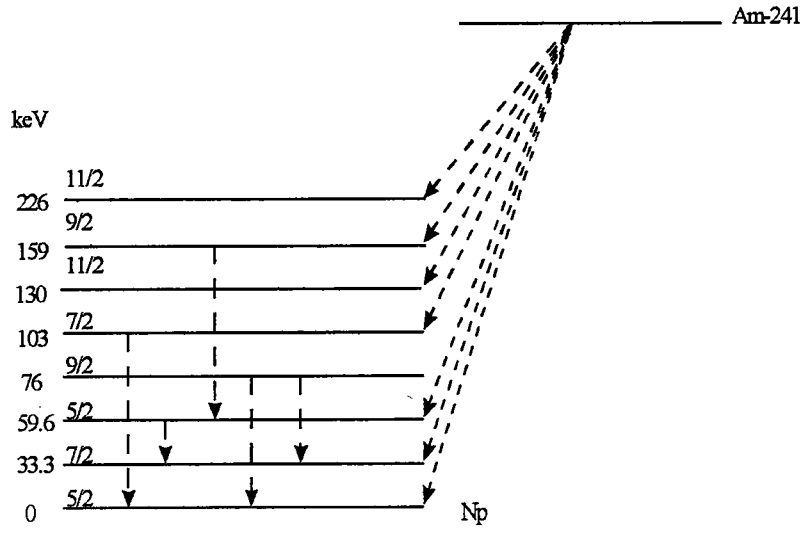


Şekil 2.3 Deney Geometrisi

2.3. Numunelerin Uyarılması

Bu çalışmada Canberra firmasından temin edilen filtre edilmiş 75mCi lik Am-241 radyoizotop halka kaynağı kullanılmıştır. Am-241 radyoizotobunun yüksek enerjili α geçişleri şekil 2.3' de gösterilmiştir.

Am-241 radyoizotobu α bozunması yaparak Nb elementine dönüşmektedir. Bu olay sonucunda kararlı hale geçebilmek için γ ışını yayımlamaktadır. Bu ışınlar içerisinde en şiddetlisi 59.543 keV lik ışınlardır. Biz çalışmamızda numulerimizi uyararak için bu ışınları kullandık.



Şekil 2.3. Am-241 in bozunma şeması (Dyson, 1988)

3. BULGULAR VE TARTIŞMA

3.1. Enerji Kalibrasyonu

Herhangi bir numune ile çalışırken, numuneden gelen piklerin tepe noktasının enerjisinin hesaplanıp, o pikin hangi elemente ait olduğunu belirlemek, pikleri doğru bir şekilde yorumlamak ve değerlendirmek için enerji kalibrasyonu yapmak gerekir. Enerji kalibrasyonu yapmak için enerji değerleri bilinen pikler ve bu piklerin kanal numaraları kullanılır. Piklerin enerji değerlerine karşılık gelen kanal numaralarına göre bir eğri çizilip bu eğriye ait denklem elde edilir. Bu denkleme kalibrasyon denklemi denir.

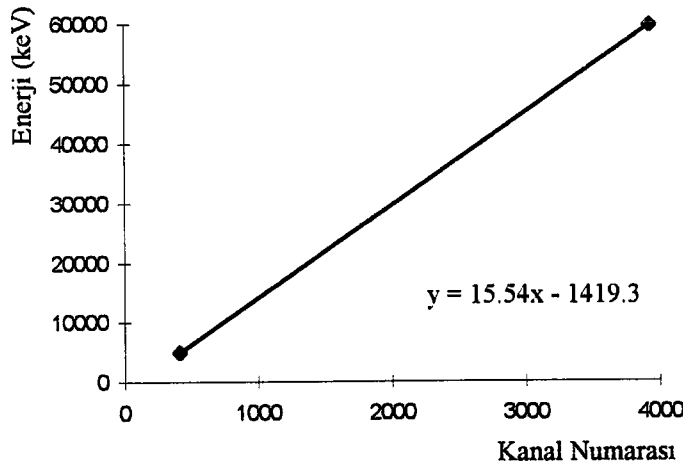
Bu çalışmada, filtre edilmiş Am-241 gama kaynağı kullanıldığı için, Am-241'e ait koherent piki ve %99,9 saflıkta Vanadium'dan elde edilen K_{α} pikinin tepe enerjileri ve bu enerjilerin karşılık geldiği kanal numaraları tespit edilip, çizelge 3.1.'de verildi. Bu değerlerden yola çıkarak enerjiye karşılık, kanal numarasına ait grafik şekil 3.1.'deki gibi olup kalibrasyon denklemi,

$$y = 15,54x - 1419,3 \quad (3.1)$$

şeklindedir. Ayrıca bu denklemden kanal başına düşen enerji de hesaplanabilmektedir.

Çizelge 3.1. Yapılan Enerji Kalibrasyonu İçin Çizelge

Element ve Işını	Enerji	Kanal Numarası
Am-241 (Coherent)	59543 eV	3923
V (K_{α})	4952 eV	410



Şekil 3.1. Enerji kalibrasyon doğrusu

3.2. Dedektör Verimliliğinin Belirlenmesi

Çalıştığımız enerji aralığında dedektör verimlilik eğrisini belirleyebilmek için çizelge 2.2 de verilen % 99.9 saflıkta ve levha halindeki elementlerin K_{α} , K_{β} karakteristik X - ışınları kullanıldı. Elementlerin seçimlerinde karakteristik K_{α} , K_{β} ortalama enerjilerinin çalışacağımız elementlerin karakteristik L X-ışınlarıyla aynı bölgede olmalarına dikkat edildi. Verimlilik belirlenmesinde kullanılan elementlerin ortalama enerjileri Storm ve Israel' in makalesinden alınmıştır.

Numuneler uyarılırken, vanadyum, demir, bakır ve çinko için kurşun kolimatör kullanıldı. Zirkonyum, niyobyum ve molibdenin K X - ışını enerjileri kurşunun L X - ışını enerji bölgesine yakın olduğundan, bu elementlerin sayımında kurşun, bakır ve aliminyundan yapılmış olan kolimatör kullanıldı. Numuneler eşit büyüklükte kesilerek Am-241 radyoizotop kaynağında yayımlanan 59.543 KeV' lik gama fotonları ile 1000 sn uyarılarak 5.9 keV' de rezülasyonu 155eV olan Si(Li) dedektörde sayıldı. Deney süresince numune üzerine gelen uyarıcı foton sayısını ve numuneden yayımlanan karakteristik foton sayısını sabit tutmak için geometri değiştirilmedi. Böylece I_0G faktörü sabit kalmış oldu. Her bir numunenin K_{α} , K_{β} piklerinin net alanları alınarak,

$$I_0G\varepsilon = \frac{N(K_i)}{\sigma(K_i)\beta(K_i)t} \quad (3.2)$$

ifadesinden dedektör verimliliği hesaplandı. Burada $N(K_i)$, ($i = \alpha, \beta$) pikin net alanı, $\sigma(K_i)$ numunenin uyarma enerjisindeki K_{α} veya K_{β} floresans tesir kesiti, $\beta(K_i)$ uyarma enerjisi ve Karakteristik K x - ışını enerjisine göre soğurma düzeltmesi faktörü ve t (gr/cm^2) ise numunenin kütle kalınlığıdır. Numunenin kütle kalınlığı ağırlığı alanına bölünerek hesaplandı.

3.2.1. K Tabakası Tesir Kesitlerinin Hesaplanması

Dedektör verimliliğinin belirlenmesinde kullanılan K_{α} X -ışını üretimi tesir kesitlerini teorik olarak hesaplamak için,

$$\sigma(K_{\alpha}) = \sigma(K)\omega_K F_{K_{\alpha}} \quad (3.3)$$

ifadesinden ve K_{β} X-ışını üretimi tesir kesitlerinin teorik olarak hesaplanması için ise

$$\sigma(K_{\beta}) = \sigma(K)\omega_K F_{K_{\beta}}$$

ifadesinden yararlanıldı. Burada $\sigma(K)$ numunenin uyarma enerjisindeki toplam fotoelektrik tesir kesiti olup, Scofield' in 1973 yılında Hartree - Slater potansiyel teorisini kullanarak hesapladığı tablolardan alınmıştır. ω_K K tabakası floresans verimi ve $F_{K_{\alpha}}$, $F_{K_{\beta}}$ ise sırasıyla K_{α} , K_{β} x -ışınlarının yayımlanma kesridir. $F_{K_{\alpha}}$ ile $F_{K_{\beta}}$ arasında

$$F_{K_{\alpha}} + F_{K_{\beta}} = 1$$

eşitliği söz konusudur. $F_{K\alpha}$ değerleri Broll' un makalesinden alınmıştır.

3.2.2. Soğurma Düzeltmesi Faktörünün Hesaplanması

Uyarıcı fotonların ve numuneden yayımlanan karakteristik X - ışınlarının numune tarafından soğurulmaları enerjilerine bağlı olarak farklılık göstermektedir. Bu nedenle floresans tesir kesiti ve şiddet oranı hesaplamalarında soğurma düzeltmelerinin mutlaka yapılması gerekmektedir.

Soğurma düzeltmesi faktörü $\beta(K_i)$, uyarıcı fotonun ve numunenin karakteristik X- ışını enerjilerine göre,

$$\beta(K_i) = \frac{1 - \exp[-((\mu_{Gelen} / \cos\phi) + \mu_{Yay.})t]}{((\mu_{Gelen} / \cos\phi) + \mu_{Yay.})t} \quad (3.4)$$

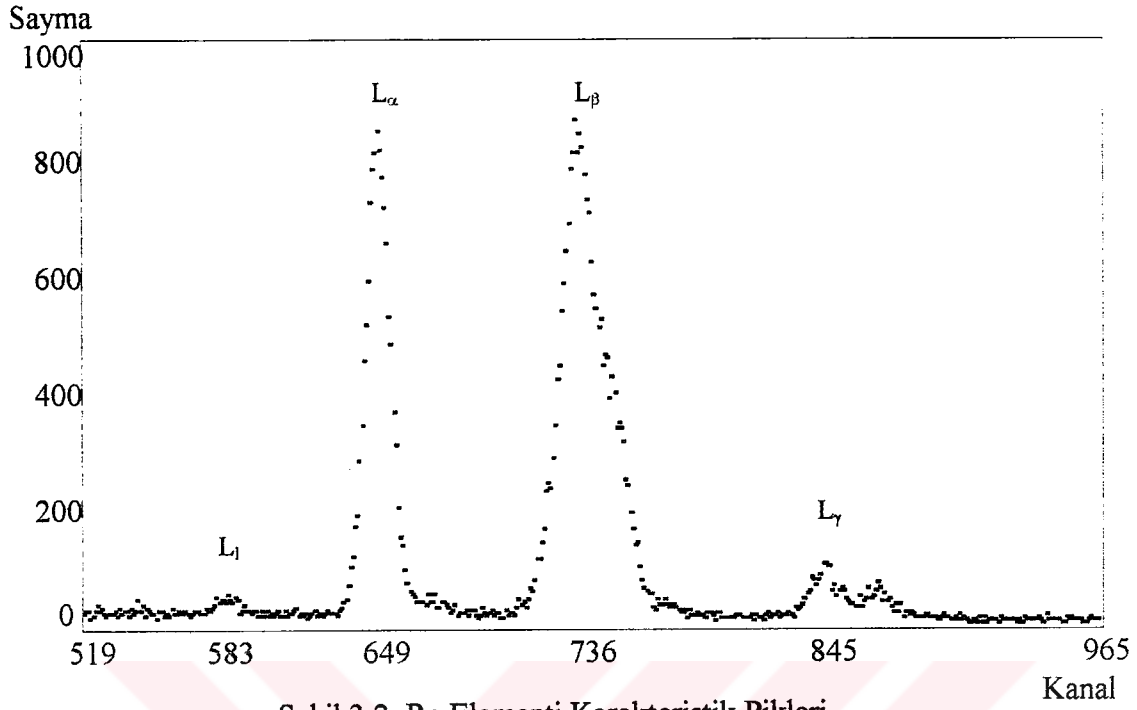
bağıntısı ile hesaplandı. Burada μ_{Gelen} ve $\mu_{Yay.}$ sırasıyla gelen fotonun ve yayımlanan karakteristik X-ışını enerjisindeki numunenin toplam kütle soğurma katsayısı olup, Hubbell' in makalesinden alınmıştır. ϕ uyarıcı radyasyon ile numune yüzeyinin normali arasındaki açı ,t ise numunenin kütle kalınlığıdır. Soğurma düzeltmesinin hesaplanmasında numuneden yayımlanan karakteristik X-ışınlarının numunenin yüzeyinden dik olarak yayımlandığı yaklaşımı kullanılmıştır.

3.3. L x ışını Şiddet Oranlarının Deneysel Hesaplanması

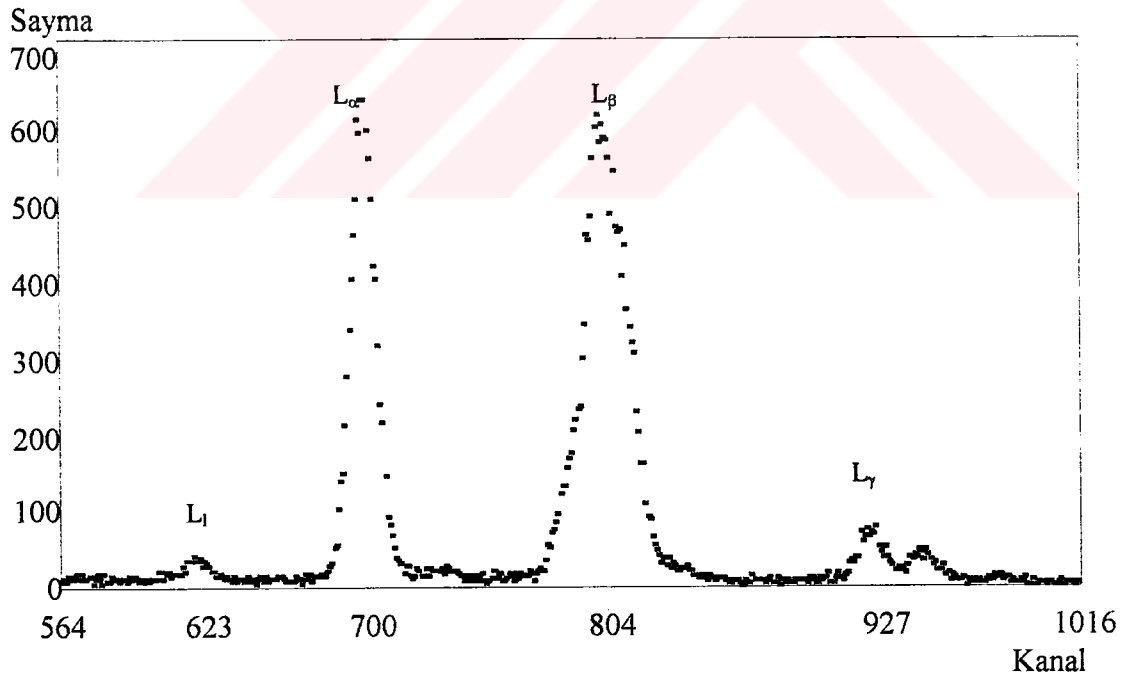
Platin ve Altın elementleri 1000sn, Renyum ise 2000sn Am^{241} radyoizotop kaynağından yayımlanan 59.543KeV lik gama fotonları ile uyarılarak, yayımlanan L X-ışınları Si(Li) dedektörde sayıldı. Re, Pt ve Au elementlerinin pikleri ve piklerin olduğu kanallar, sırasıyla şekil 3.2, şekil 3.3 ve şekil 3.4' de verilmiştir. Herbir elementin L₁, L_α, L_β ve L_γ piklerinin net alanları alındı. L tabakası X-ışınları şiddet oranları, L_i/L_α (i =1, β, γ)

$$\frac{L_i}{L_\alpha} = \frac{N(L_i) \beta(L_\alpha) \varepsilon(L_\alpha)}{N(L_\alpha) \beta(L_i) \varepsilon(L_i)} \quad (3.5)$$

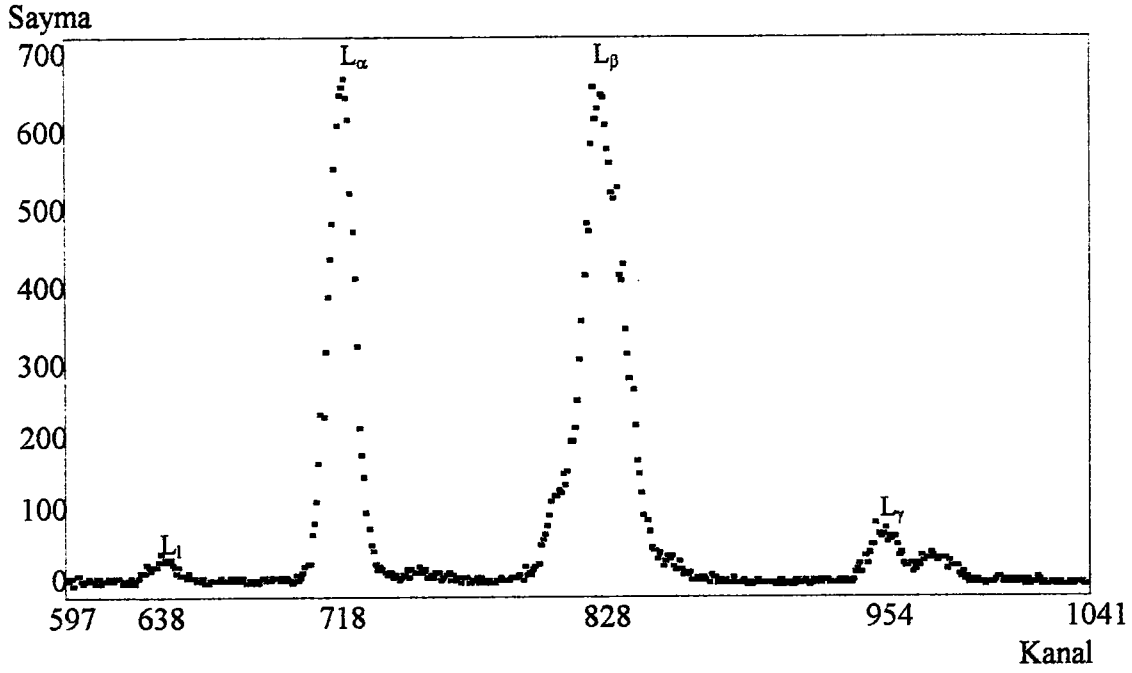
bağıntısı ile hesaplandı. Burada $N(L_i)/N(L_\alpha)$ L_i pikinin net alanının L_α pikinin net alanına oranı, $\beta(L_\alpha)$ ve $\beta(L_i)$ numunenin uyarma enerjisi ve L₁, L_α, L_β, L_γ enerjilerindeki soğurma düzeltmesi faktörler olup (3.4) eşitliğinde olduğu gibi hesaplanmıştır. $\varepsilon(L_\alpha)/\varepsilon(L_i)$ L_α ve L_i X - ışını enerjilerindeki dedektör verimliliği değerlerinin oranıdır. Deney sonuçları çizelge 3.3. çizelge 3.4 ve çizelge 3.5' de teorik sonuçlarla birlikte verilmiştir.



Şekil 3.2. Re Elementi Karakteristik Pikleri



Şekil 3.3. Pt Elementinin Karakteristik Pikleri



Şekil 3.4. Au Elementinin Karakteristik Pikleri

3.4 Teorik Şiddet Oranlarının Hesaplanması

Renyum, Platin ve Altın elementlerinin 14.384, 17.781, 25.770, 32.890 ve 59.543 KeV uyarma enerjilerinde teorik şiddet oranları aşağıdaki eşitlikler kullanılarak hesaplanmıştır (Close ve ark., 1973, Garg ve ark., 1984' den)

$$I(L_1) = (\sigma_{L1}f_{13} + \sigma_{L1}f_{12}f_{23} + \sigma_{L2}f_{23} + \sigma_{L3})\omega_3F_{31} \quad (3.6)$$

$$I(L_\alpha) = (\sigma_{L1}f_{13} + \sigma_{L1}f_{12}f_{23} + \sigma_{L2}f_{23} + \sigma_{L3})\omega_3F_{3\alpha} \quad (3.7)$$

$$I(L_\beta) = \sigma_{L1}\omega_1F_{1\beta} + (\sigma_{L1}f_{12} + \sigma_{L2})\omega_2F_{2\beta} + (\sigma_{L1}f_{13} + \sigma_{L1}f_{12}f_{23} + \sigma_{L2}f_{23} + \sigma_{L3})\omega_3F_{3\beta} \quad (3.8)$$

$$I(L_\gamma) = \sigma_{L1}\omega_1F_{1\gamma} + (\sigma_{L1}f_{12} + \sigma_{L2})\omega_2F_{2\gamma} \quad (3.9)$$

Burada σ_{L1} , σ_{L2} , σ_{L3} verilen uyarma enerjisinde elementlerin alt tabaka fotoiyonizasyon tesir kesiti, ω_1 , ω_2 , ω_3 L alt tabakası floresans verimleri, f_{13} , f_{12} , f_{23} Coster - Kronig geçiş ihtimaliyeti ve F_{ny} ($n = 1, 2, 3$ ve $y = 1, \alpha, \beta, \gamma$) y. fotopike katkıda bulunan n. alt tabakaya geçişlerin kesridir. σ_{L1} , σ_{L2} , σ_{L3} değerleri Scofield' in tablosundan (Scofield, 1973), ω_1 , ω_2 , ω_3 ve f_{13} , f_{12} , f_{23} değerleri Krause' un makalesinden (Krause, 1979) alınmıştır. F_{ny} değerleri,

$$F_{ny} = \frac{\Gamma_{ny}}{\Gamma} \quad (3.10)$$

ile ifade edilir. Burada Γ n. alt tabakanın toplam teorik ışımalı geçiş oranıdır. Γ_{ny} ise L_y ışınlarını meydana getiren geçişlerden sadece n. alt tabakaya olan geçişlerin ihtimaliyetlerinin toplamıdır. Örneğin $F_{3\alpha}$ değeri L_α ışınları meydana getiren ışımalı geçişlerden, sadece L_3 tabakasına olan ışımalı geçiş ihtimaliyetlerinin L_3 alt tabakasının toplam ışımalı geçiş ihtimaline oranıdır (Rao ve Ark., 1995). Bu tanımdan yola çıkılarak F_{ny} değerleri aşağıdaki eşitlikler kullanılarak hesaplanmıştır.

$$F_{31} = \frac{[\Gamma_3(M_1 - L_3)]}{\Gamma_3} \quad (3.11)$$

$$F_{3\alpha} = \frac{[\Gamma_3(M_4 - L_3) + \Gamma_3(M_5 + L_3)]}{\Gamma_3} \quad (3.12)$$

$$F_{3\beta} = \frac{[\Gamma_3(N_1 - L_3) + \Gamma_3(N_4 - L_3) + \Gamma_3(N_5 - L_3) + \Gamma_3(O_1 - L_3) + \Gamma_3(O_{4,5} - L_3)]}{\Gamma_3} \quad (3.13)$$

$$F_{2\beta} = \frac{[\Gamma_2(M_4 - L_2)]}{\Gamma_2} \quad (3.14)$$

$$F_{2\gamma} = \frac{[\Gamma_2(N_1 - L_2) + \Gamma_2(N_4 - L_2) + \Gamma_2(O_1, O_4 - L_2)]}{\Gamma_2} \quad (3.15)$$

$$F_{1\beta} = \frac{[\Gamma_1(M_2, M_3 - L_1) + \Gamma_1(M_4, M_5 - L_1)]}{\Gamma_1} \quad (3.16)$$

$$F_{1\gamma} = \frac{[\Gamma_1(N_2 - L_1) + \Gamma_1(N_3 - L_1) + \Gamma_1(O_2 - L_1) + \Gamma_1(O_3 - L_1)]}{\Gamma_1} \quad (3.17)$$

Burada geçiş oranları Scofield' in 1974 yılındaki makalesinden alınmıştır (Scofield, 1974). Her bir element için hesaplanan F_{ny} değerleri çizelge 3.2 de verilmiştir.

Çizelge 3.2. F_{ny} Değerleri

Element	F_{31}	$F_{3\alpha}$	$F_{3\beta}$	$F_{2\beta}$	$F_{2\gamma}$	$F_{1\beta}$	$F_{1\gamma}$
Renyum	0.038	0.801	0.159	0.811	0.165	0.757	0.217
Platin	0.039	0.791	0.168	0.802	0.175	0.749	0.221
Altın	0.039	0.787	0.171	0.798	0.179	0.746	0.223

Çizelge 3.3. Renyum İçin Teorik ve Deneysel Sonuçlar

Uyarma Enerjisi	L_1/L_α Deneysel	L_1/L_α Teorik	L_β/L_α Deneysel	L_β/L_α Teorik	L_γ/L_α Deneysel	L_γ/L_α Teorik
14.384		0.047		0.996		0.176
17.781		0.047		1.049		0.190
25.770		0.047		1.150		0.235
32.890		0.047		1.226		0.237
59.543	0.044	0.047	1.320	1.413	0.230	0.288

Çizelge 3.4. Platin İçin Teorik ve Deneysel Sonuçlar

Uyarma Enerjisi	L_1/L_α Deneysel	L_1/L_α Teorik	L_β/L_α Deneysel	L_β/L_α Teorik	L_γ/L_α Deneysel	L_γ/L_α Teorik
14.384		0.049		0.907		0.159
17.781		0.050		0.941		0.168
25.770		0.050		1.001		0.185
32.890		0.050		1.039		0.195
59.543	0.063	0.050	1.135	1.120	0.228	0.219

Çizelge 3.5. Altın İçin Teorik ve Deneysel Hesaplamalar

Uyarma Enerjisi	L_1/L_α Deneysel	L_1/L_α Teorik	L_β/L_α Deneysel	L_β/L_α Teorik	L_γ/L_α Deneysel	L_γ/L_α Teorik
14.384						
17.781		0.050		0.924		0.166
25.770		0.050		0.977		0.181
32.890		0.050		1.009		0.190
59.543	0.033	0.050	1.089	1.077	0.177	0.211

Tablolardan görüldüğü gibi, incelenen bütün elementlerde L_β/L_α ve L_γ/L_α şiddet oranları artan uyarma enerjisi ile artmaktadır. Yani bu şiddet oranlarında enerjiye bağımlılık söz konusudur. L_1/L_α şiddet oranı ise bütün uyarma enerjilerinde sabit kalmakta, enerjiye bağımlılık göstermemektedir.

59.543 keV' lik uyarma enerjisinde deneysel ve teorik değerler uyum içerisinde.

Re, Pt ve Au elementleri için L_1/L_{α} , L_{β}/L_{α} , L_{γ}/L_{α} x-ışını şiddet oranları 14.384, 17.781, 25.770, 32.890 ve 59.543 keV de teorik olarak hesaplandı. Ayrıca bu elementler Am-241 radyoizotop kaynağından yayımlanan 59.543 keV lik gama fotonları ile uyarılarak, numunelerden yayımlanan L x-ışınları 5.9 keV de rezülasyonu 155eV olan Si(Li) dedektör ile sayıldı.

Deneysel hesaplamalar yapılmadan önce dedektör verimliliğini belirlemek için ayrı bir deney yapıldı. Yapılan bütün deneylerde, hesaplamalar yapılmadan önce soğurma düzeltmesi faktörleri belirlendi.

59.543 keV ölçülen şiddet oranları ve hesaplanan teorik değerler karşılaştırıldı ve sonuçların uyum içerisinde oldukları görülmüştür. Teorik sonuçlardan, incelenen elementer için L_{β}/L_{α} , L_{γ}/L_{α} x-ışını şiddet oranlarının uyarma enerjisine bağımlı olduğu ve artan uyarma enerjisi ile arttığı; Ancak L_1/L_{α} şiddet oranlarının bütün enerjilerde sabit kaldığı, yani enerji bağımlık göstermediği belirlenmiştir.

L_1 ve L_{α} X-ışınlarının her ikisinde M tabakalarından L_{III} alt tabakasına geçişlerden meydana gelmektedir. Dolayısıyla her ikisinde bütün uyarma enerjilerinde yayımlanma ihtimaliyetleri hemen hemen eşittir. Bu nedenle L_1/L_{α} şiddet oranları enerjiye bağımlılık göstermemektedir.

İleriki çalışmalarda bu uyarma enerjilerinde L x-ışını şiddet oranlarının enerjiye bağımlılığı deneysel olarak belirlenebilir. Ayrıca aynı elementler için L x-ışını üretimi tesir kesitlerinin ve L tabakası ortalama floresans verimlerinin enerjiye bağımlılığı ile ilgili çalışmalar da yapılabilir.

KAYNAKLAR

- AYGÜN, E., ZENGİN, M., 1992. Atom ve Molekül Fiziği. Ankara Üniversitesi, Fen Fakültesi, Ankara, 304s.
- AYGÜN, E., ZENGİN, M., 1992. Kuantum Fiziği. Ankara Üniversitesi, Fen Fakültesi, Ankara, 304.s
- BAŞTUĞ, A., 1998. Si(Li) Dedektör ile Ölçülen Karakteristik L X-Işımlarının Floresans Üretimi Tesir Kesitlerinin Uyarma Enerjisine Bağlı Olarak Değişimi. Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi, Erzurum, 78s.
- BERTIN, E., 1975. Principles and Practice of X - Ray Spectrometric Analysis. Second Edition, Plenum Press, New York, 1079s.
- BOWMAN, H. R., HYDE, E. K., THOMSON, S. G., 1966. Application of High Resulation Semiconductor Dedectors in X-ray emission Spectrography Science. 151, 562.
- BROLL, N., 1986. Quatitative XRF Analysis Theory and Practice of The Fundamental Coefficient Method. X-Ray Spectrometry, 15, 271.
- BUDAK, G., KARABULUT, A., ŞİMŞEK, Ö., ERTUĞRUL, M., 1999. Measurement Of The Efficiency Of A Si(Li) Dedectors In The 5.5-60 keV Energy Region. Instrumentation Science and Technology, 27(5), 357.
- CANBERRA, 1995. Edition Ten Product Catalog. Cabberra Endustries, Inc Connecticut, USA.
- DOĞAN, O., 1995. Si(Li) Dedektör ile Karakteristik X-Işımlarının Floresans Tesir Kesitlerinin ve Boşluk Geçiş İhtimaliyetlerinin Ölçülmesi. Yüksek Lisans Tezi, Atatürk Üniversitesi, Erzurum, 79s.
- DYSON, N. A., 1988. X - Ray in Atomic and Nuclear Physics. Second Edition Cambridge University Press, Cambridge, 400s.
- GARG, M.L., SINGH, J., VERMA, H.R., SING, N., MANGAL, P.C., TREHAN, P.N., 1984. Relative Intensiy Measurements of L Shell X - Rays For Ta, Au, Pb and Bi in the Energy Range 17-60 keV. J. of Phys. B: At. Mol. Phys., 19,1615.
- GEDKE, D. A., 1972. The Si(Li) X-Ray Energy Analysis System Operating Principles. X-Ray Spectrometry, 1, 129, 141
- GÜLSÜN, Z., YILDIRIM, H., ÇETİN, M., 1989. Çağdaş Fiziğin Kavramları. Dicle Üniversitesi Yayınları, Diyarbakır, 488.
- HUBBELL, J.H., SELTZER, S.M., 1995. Tables of X- Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy Absorption Coefficients 1 keV to 20 MeV for Elements Z = 1 to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric, Interest, US Department of Commerce, Tecnology Administration. National Institute of Standart and Phys. Laboratory, NISTIR 5692.
- KRAUSE, M.O., 1979. Atomic Radiative and Radiationless Yield for K and L Shell. J. Phy. Chem. Ref. Data, 8, 2.
- KÜÇÜKÖNDER, A., 1992. $K\alpha/K\beta$ X-Işını Şiddet Oranlarına Kimyasal Etkiler. Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi, Erzurum, 87s.

- _____, 1988, Radyoizotop X-ışını Floresans Metodu ile Küre Bakıba Cevherinde Fe ve Cu Miktarının Tayini. Yüksek Lisans, Tezi, Atatürk Üniversitesi, Erzurum, 56s.
- KÜÇÜKÖNDER, E., 1999. Radyoizotop X-ışını Floresans Tekniği ile Numune Analizi. KSÜ, Kahramanmaraş, 36s
- LANDIS, D.A., GOULDING, F.S., JARRET, B.V., 1972. Some Aspects Of X-Ray Fluorescence Spoctrometers For Trace Elements Analysis. Nuclear Instruments Method ,101, 127.
- ÖZDEN, N., 1977. Radyoaktivite ve Radyasyon. İTÜ Nükleer Enerji Enstitüsü Yayınları, İstanbul, 182.
- RAO, D.V.,CESAREO, R., GIGANTE, G.E., 1995. L X-Ray Fluorescence Cross Section, Fluorescence Yield and Intensty Ratios For Au and Pb at Excitation Energies 21.56, 31.64 and 34.17. Radiational Physics Chem., 46,1, 17.
- SCOFIELD, J. H., 1973. Theoretical Photoionization Cross Section From 1keV to 1500 keV. Lawrence Livermore Laboratory, UCRL 51326 Livermore, Callifornia, 374.
- _____, 1974. Relativistic Hartree - Slater Values For K and L X-ray Emission Rates. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 14, 121-137
- SÖĞÜT, Ö., BÜYÜKKASAP, E., ERTUĞRUL, M., KÜÇÜKÖNDER, A., 1997. Chemical Effect on L x- ray Intensty Ratios of Mercury, Lead, Bismuth, Applied Spectroscopy Review, 32, 167, 173
- STORM, E., ISRAEL, H.I., 1970. Cross Section, Nuclear Data Tables A7, 565
- ŞAHİN, M., 1998. Bazı Elementlerin M Tabakası X-Işınlarının Üretimi Tesir Kesiti ve Açısıl Dağılımlarının Enerji Ayrımlı X-Işını Spektrometrisi ile Ölçülmesi. Yüksek Lisans Tezi, Atatürk Üniversitesi, 47s
- ŞAHİN, Y., 1994. Çekirdek Fiziğinin Esasları. Atatür Üniversitesi Yayınları, ikinci Baskı, Erzurum, 407.
- TANYEL, B., 1994. Nükleer Fizik. Ege Üniversitesi Fen Fakültesi, İzmir, 340s
- TEKİN, Z., 1997. Çiftlik Kavşağı-İstanbul Güzergahından Alınan Toprak ve Bitkilerdeki Pb(Kurşun) Kirliliğinin XRF Tekniği ile İncelenmesi. Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi, Ankara, 79s
- TERTIAN, R., CLAISSE, F., 1982. Principles of Quantitative X-Ray Fluorescence Analysis. Heyden, London, 385
- VAN GRIEKEN, R., MARKOWICZ, A. A., 1993. Handsbook of X- Ray Spectrometry, Marcel Dekker, New York, 704