

T.C.
VAN YÜZÜNCÜ YIL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

**ATOM NUMARASI $22 \leq Z \leq 40$ ARASINDAKİ BAZI ELEMENTLER İÇİN
X-IŞINI FLUORESANS TESİR KESİTLERİ VE FLUORESANS
VERİMLERİNİN ÖLÇÜLMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

HAZIRLAYAN: Hamza TUNÇ
DANIŞMANI: Doç. Dr. Rafet YILMAZ

VAN-2018

T.C.
VAN YÜZÜNCÜ YIL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

**ATOM NUMARASI $22 \leq Z \leq 40$ ARASINDAKİ BAZI ELEMENTLER İÇİN
X-IŞINI FLUORESANS TESİR KESİTLERİ VE FLUORESANS
VERİMLERİNİN ÖLÇÜLMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

HAZIRLAYAN: Hamza TUNÇ

VAN-2018

KABUL VE ONAY SAYFASI

Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda, Doç.Dr Rafet YILMAZ'ın danışmanlığında Hamza TUNÇ tarafından sunulan "Atom Numarası $22 \leq z \leq 40$ Arasındaki Bazı Elementler İçin X-Işını Floresans Tesir Kesitleri ve Floresans Verimlerinin Ölçülmesi" isimli bu çalışma Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliği'nin ilgili hükümleri gereğince 05/07/2018 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile başarılı bulunmuş ve yüksek lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan: Doç. Dr. Bayram GÜNDÜZ

İmza:

Üye: Doç. Dr. Rafet YILMAZ

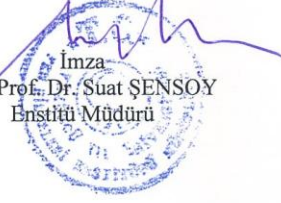
İmza:

Üye: Dr. Öğr. Üyesi Abdullah ÖZKARTAL

İmza:

Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 09.12.2018 tarih ve 2018/31-1 sayılı kararı ile onaylanmıştır.

İmza
Prof. Dr. Suat ŞENSOY
Enstitü Müdürü



TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Hamza TUNÇ

ÖZET

ATOM NUMARASI $22 \leq Z \leq 40$ ARASINDAKİ BAZI ELEMENTLER İÇİN X-İŞİNİ FLUORESANS TESİR KESİTLERİ VE FLUORESANS VERİMLERİNİN ÖLÇÜLMESİ

TUNÇ Hamza
Yüksek Lisans Tezi, Fizik Anabilim Dalı
Tez Danışmanı: Doç. Dr. Rafet YILMAZ
Temmuz 2018, 46 sayfa

Bu çalışmada, Am-241 radyoizotop nokta kaynağından yayımlanan 59.5 keV'luk γ -ışınları, ikincil kaynağı uyarmak için kullanıldı. İkincil kaynaktan yayımlanan 16.896 keV enerjideki karakteristik X-ışınları kullanılarak atom numarası $22 \leq Z \leq 40$ arasında olan Cu, Ge, As, Br, Rb ve Y elementlerinin K_{α} , ve K_{β} X-ışını floresans tesir kesitleri ölçüldü. Numunelerin uyarılması sonucu K tabakalarından yayımlanan K X-ışınlarının sayılmasında rezolüsyonu 5,9 keV 'ta 160 keV olan Si(Li) katihal dedektörü kullanıldı. Elde edilen tesir kesitlerinden K tabakasına ait floresans floresans verimleri yarı deneysel olarak tespit edildi. Bulunan değerler literatürdeki değerler ile karşılaştırıldı. Ölçümlerden elde edilen sonuçların literatürdeki değerler ile iyi bir uyum içerisinde olduğu gözlemlendi.

Anahtar kelimeler: Auger verim, Flüoresans verim, Tesir kesit, X-ışınları.

ABSTRACT

MEASUREMENTS OF *K*- SHELL X-RAY PRODUCTION CROSS-SECTIONS AND FLUORESCENCE YIELDS FOR SOME ELEMENTS IN THE ATOMIC NUMBER RANGE $28 \leq Z \leq 40$

HAMZA TUNÇ

M. Sc. Thesis, Physics Science

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Rafet YILMAZ

July 2018, 46 pages

In this study, γ -beams of 59.5 keV radiating from an Am-241 radioisotope point source were used to excite secondary source. *K* X-ray fluoresans cross sections of, K_{α} , K_{β} , of Cu, Ge, As, Br, Rb and Y elements whose atom numbers in the range of $22 \leq Z \leq 40$ were measured by using characteristic X-ray is emitted from secondary sources were in an energy 16.896 keV. A Si(Li) solid-state detector with 160 keV resolution at 5.9 keV was used to count *K* X-rays radiating from *K* layers as a result of excitation of samples. Fluorescence yields of *K* shells of the elements were determined by semi-empirical methods with the help of fluorescence cross sections. All findings were compared with literature. Good agreement is observed between experimental results and theoretical pedictions.

Keywords: Auger yield, Fluorescence yield, Cross-section, X-Ray,



ÖN SÖZ

Bu tez çalışmasının deneysel kısmı Atatürk Üniversitesi (ATÜ) Fen Fakültesi Fizik Bölümü Atom Fiziği Laboratuvarında gerçekleştirilmiştir. Laboratuvarı kullanmamızı sağlayan ATÜ Fizik Bölüm öğretim elemanlarına teşekkür ederim.

Bu tez çalışması esnasında, her türlü ilgi ve yardımlarını esirgemeyen danışmanım Sayın Doç. Dr. Rafet YILMAZ'a ve YYÜ Fizik Bölümü hocalarına anlayış, destek ve yardımlarından dolayı sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Son olarak anlayış ve yardımlarından dolayı aileme desteklerinden dolayı teşekkür ederim.

2018
Hamza TUNÇ



İÇİNDEKİLER

| | Sayfa |
|--|-------|
| ÖZET | i |
| ABSTRACT | iii |
| ÖN SÖZ | v |
| İÇİNDEKİLER | vii |
| ÇİZELGELER LİSTESİ | ix |
| ŞEKİLLER LİSTESİ | xi |
| SİMGELER VE KISALTMALAR | xiii |
| 1. GİRİŞ | 1 |
| 2. KAYNAK BİLDİRİŞLERİ | 3 |
| 3. GENEL BİLGİLER | 5 |
| 3.1. Elektromanyetik Radyasyonun Madde ile Etkileşmesi | 5 |
| 3.1.1. Soğurulma | 5 |
| 3.1.2. Kütle soğurma katsayısı ve soğurma kıyıları | 6 |
| 3.1.3. Fotoelektrik olay | 7 |
| 3.1.4. Tesir kesiti | 8 |
| 3.1.5. Çift oluşumu | 10 |
| 3.1.6. Saçılma | 11 |
| 3.1.6.1. Koherent saçılma | 11 |
| 3.1.6.2. İnkohherent saçılma | 11 |
| 3.1.6.3. Compton saçılması | 12 |
| 3.2. Karakteristik X-Işınları | 13 |
| 3.2.1. Karakteristik X-ışını yayımlanması ve enerji seviyeleri | 13 |
| 3.2.2. Geçişler | 17 |
| 3.2.3. Floresans verim | 18 |
| 3.2.4. Auger geçişleri | 18 |
| 3.3. Atomların Uyarılması | 19 |
| 3.3.1. Fotonlarla uyarma | 20 |
| 3.3.1.1. Radyoizotop kaynaklarla uyarma | 20 |
| 3.3.1.2. Sürekli fotonlarla (X-Işını Tüpleriyle) uyarma | 22 |

| | Sayfa |
|--|--------------|
| 3.3.1.3. Sinkrotron ile uyarma | 23 |
| 3.3.2. Parçacıklarla uyarma | 23 |
| 3.3.2.1. Elektronlarla uyarma | 23 |
| 3.3.2.2. Protonlarla uyarma | 24 |
| 3.3.2.3. Hızlandırılmış iyonlarla uyarma | 25 |
| 4. BULGULAR | 27 |
| 4.1. Ölçümler ve Hesaplamalar | 27 |
| 4.1.1. Karakteristik X-ışınlarının sayılmasında kullanılan yarı iletken dedektörler ve çalışma prensibi | 27 |
| 4.1.2. Numunelerin Hazırlanması | 29 |
| 4.1.3. Karakteristik X-ışınlarının Sayılması ve Deney Geometrisi | 29 |
| 4.1.4. K X-ışını Floresans (K-XRF) Tesir Kesitlerinin Deneysel Belirlenmesi ... | 33 |
| 4.1.5. Tesir Kesitlerinin Teorik Hesaplanması | 34 |
| 4.1.6. Deneysel Olarak İncelenen Numuneler ve Ölçülen K X-ışını Floresans Tesir Kesitleri | 35 |
| 5. TARTIŞMA VE SONUÇ | 41 |
| KAYNAKLAR | 43 |
| ÖZ GEÇMİŞ | 466 |

ÇİZELGELER LİSTESİ

| Çizelge | Sayfa |
|---|-------|
| Çizelge 3.1. X-ışını diyagram çizgilerinin Siegbahn ve IUPAC gösterimleri..... | 15 |
| Çizelge 3.2. Kuantum sayıları | 17 |
| Çizelge 4.1. Uyarıcı Kaynak ve Çalışmada kullanılan numunelerin özellikleri | 35 |
| Çizelge 4.2. Deneysel ve Teorik K_{α} X- ışını tesir kesitleri (barns/atom) | 36 |
| Çizelge 4.3. Deneysel ve Teorik K_{β} X- ışını tesir kesitleri (barns/atom) | 36 |
| Çizelge 4.4. Deneysel fluoresans verimler(ω_{κ}) | 37 |
| Çizelge 4.5. Deneysel çalışma fluoresans verimler (ω_{κ}) ile teoriksel değerler | 37 |
| Çizelge 4.6. Deneysel çalışma fluoresans verimler(ω_{κ}) ile yarı deneysel fit değerleri..... | 37 |

ŞEKİLLER LİSTESİ

| Şekil | Sayfa |
|--|-------|
| Şekil 3.1. Fotoelektrik olayı. | 8 |
| Şekil 3.2. Compton olayı. | 12 |
| Şekil 3.3. Karakteristik X-ışını oluşumu. | 13 |
| Şekil 3.4. Yaygın olarak kullanılan enerji seviyeleri ve X-ışını çizgileri..... | 16 |
| Şekil 3.5. Auger olayı. | 19 |
| Şekil 3.6. Primer X-ışınları veya γ -ışınları ile uyarma. | 20 |
| Şekil 3.7. β^- bozunumu ile uyarma. | 22 |
| Şekil 3.8. Yörünge elektronunu yakalama (e^- -yakalama) ile uyarma..... | 22 |
| Şekil 3.9. Elektronlarla uyarma. | 24 |
| Şekil 4.1. Bazı dedektörlerin ayırma güçleri. | 27 |
| Şekil 4.2. Yarı iletken dedektörün şematik gösterimi. | 28 |
| Şekil 4.3. Deney geometresi. | 30 |
| Şekil 4.4. Deney sisteminin blok diyagramı..... | 30 |
| Şekil 4.5. Fe elementine ait spektrum..... | 31 |
| Şekil 4.6. As elementine ait spektrum. | 31 |
| Şekil 4.7. Ge elementine ait spektrum..... | 32 |
| Şekil 4.8. Ni elementine ait spektrum..... | 32 |
| Şekil 4.9. Dedektör verim eğrisi. | 34 |
| Şekil 4.10. Atom numarasına karşı, deneysel ve teorik K_α X- ışını tesir kesitleri (barns/atom)..... | 38 |
| Şekil 4.11. Atom numarasına karşı, deneysel ve teorik K_β X- ışını tesir kesitleri (barns/atom). | 38 |

| | |
|--|----|
| Şekil 4.12. Atom numarasına karşı, deneysel flüoresans verim (ω_K) ile diğer mevcut deneysel fluorasans verim değerleri. | 39 |
| Şekil 4.13. Atom numarasına karşı, deneysel flüoresans verim (ω_K) ile diğer mevcut teoriksel fluorasans verim değerleri. | 39 |
| Şekil 4.14. Atom numarasına karşı, deneysel flüoresans verim (ω_K) ile diğer yarı deneysel fit fluorasans verim değerleri. | 40 |



SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış bazı simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

| Simgeler | Açıklama |
|-------------------------------|---|
| W | Fluoresans verim |
| a | Auger verimi |
| α | Alfa |
| β | Beta |
| σ^p | Fotoiyonizasyon tesir kesiti |
| K_α | K_α X-ışını fluoresans tesir kesiti |
| K_β | K_β X-ışını fluoresans tesir kesiti |
| I_0 | X-ışını şiddeti |
| Z | Atom numarası |
| h | Planck sabiti |
| t | Numune kalınlığı |
| N_i ($i = \alpha, \beta$) | Pik alanı |
| F_i ($i = \alpha, \beta$) | α, β X-ışınlarının geçiş hızı ihtimali |

| Kısaltmalar | Açıklama |
|--------------------|------------------------------------|
| XRF | X-Işınları fluoresans tesir kesiti |



1. GİRİŞ

1895 yılında Alman fizikçi Wilhelm Röntgen tarafından keşfedilmiştir. Bu buluşundan dolayı 1901 yılında Nobel fizik ödülünü almıştır. Bu buluşunun bütün insanlığın kullanımına açık olması için patent almayı reddetmiştir. X- ışınları gözle görülemez. Görünür ışık gibi doğrusal bir şekilde ilerler. Objelerin içinden geçebilir.

Bir atomdan elektron sökülmesi ile atom uyarılmış olur. Bu uyarma genellikle hızlandırılmış elektronlarla, α parçacıkları, protonlarla, γ ve X-ışınları ile meydana gelir. İyonlaşma olarak da bilinen bu olay elektromanyetik radyasyonun madde ile etkileştiği önemli bir olay olup, iyonizasyon tesir kesiti bu olayın meydana gelme ihtimalinin ölçüsü olarak tanımlanır.

X-ışınları, elektronların atomlar tarafından yavaşlatılması veya uyarılması sonucu meydana gelir. Yavaşlatılması veya ivmelenme sonucu sürekli X-ışınları meydana gelir. Eğer atomun iç tabakalarından bir elektron sökülerek uyarılması sonucu meydana gelen elektron boşluğu üst yörünge elektronları tarafından doldurulması ile bu iki yörünge arasındaki enerji farkı enerjide bir foton yayınlanır. İşte bu fotona karakteristik X-ışını (veya fluoresans ışınlar, 10^{-8} sn içerisinde oluşur) denir ve o atoma ait bir özelliktir. Dolayısıyla madde analizlerinde oldukça önemlidir. İşte bu X-ışınlarının belli bir enerjide meydana gelme ihtimaliyetlerine bu ışınların fluoresans tesir kesitleri denir.

X-ışını fluoresans tesir kesiti, X-ışını üretim ihtimali ile orantılı olan bir büyüklüktür. Tesir kesitleri hem deneysel hem de teorik olarak ölçülebilen bir büyüklük olduğu için nükleer işlemlerin ayrıntılı olarak incelenmesine imkân sağlar. Atom molekül ile ilgili konularda oldukça önemlidir. Tesir kesitinin tam olarak bilinmesi, endüstriyel radyografi, reaktör zırhlama, tıp alanında, enerji taşıma ve depolama konularında ve radyasyon soğurma katsayılarının hesaplanmasında önemli bir faktördür.

X-ışını fluoresans verim tabaka veya alt tabakasında herhangi bir yolla oluşturulan bir boşluğun ışımali yada ışımsız geçişle doldurulması ihtimalidir. Fluoresans verim ve ışımsız geçiş değerlerin, radyasyon sayımının planında, sayaçların kalibre edilmesinde ve birçok uygulamalı mühendislik alanlarında bilinmesi çok önemlidir. X-ışını fluoresans metodu kalite ve miktar analizlerinin tahribatsız olarak

yapılmasını mümkün kıldığında geniş bir uygulama alanı vardır. Bu metotla yapılan jeolojik ve biyolojik numunelerin analizlerinde, eser elementin tayininde, kimyasal analizlerde ve tıbbi araştırmadaki analizler gibi daha birçok araştırma alanlarında fluoresans verim ile ışıklı ve ışısız geçiş ihtimallerinin bilinmesi gereklidir.

Bu tez çalışmasında atom numarası $22 \leq Z \leq 40$ arasındaki bazı elementlerin K tabakalarına 16.896 keV uyarma enerjisinde X -ışını fluoresans tesir kesitleri deneysel olarak ve teorik değerleri hesaplanacaktır. Elde edilen deneysel değerler ile K tabakasına ait fluoresans verimleri yarı deneysel olarak hesaplanacak. Sonuçlar literatördeki diğer farklı uyarma enerjisindeki değerlerle karşılaştırmalı bir şekilde verilecektir.



2. KAYNAK BİLDİRİŞLERİ

Atomların tabakalarına ait tesir kesitleri ve floresans verimlerinin ölçülmesi atom, molekül, radyasyon fiziği araştırmalarında, tahribatsız testlerde, elementel X-ışını floresans analizlerinde, tıbbi araştırmalarda oldukça önemlidir. Bundan dolayı yıllardır çalışılan bir konudur. Birçok araştırmacı tarafından yapılan fotoelektrik tesir kesitlerinin teorik hesaplamalar ile ilgili Scofield'in nümerik değerleri, teorik olarak en doğru değerler olarak kabul edilir. Scofield, 1-1500 keV enerji aralığında atom numarası 1 ile 100 arasındaki elementler için fotoelektrik tesir kesitlerini hesapladı.(1)

Özdemir ve ark.(2002) 'K- Shell X-ray production cross-sections and fluorescence yields in some medium -Z elements', **Radiat.Phys.and Chem.**,65, 193-295.

Karabulut ve ark. (1999), 'Atom numarası $44 \leq Z \leq 68$ arasındaki elementler için uyarma enerjisi 59.5 keV'de K_{α} ve K_{β} floresans tesir kesitlerini deneysel olarak ölçülmüştür.'

Durak ve ark. (1998), $40 \leq Z \leq 70$ ve $25 \leq Z \leq 47$ atom numaraları arasındaki bazı elementler için K- X-ışınları floresans tesir kesitleri incelenmiştir.

Garg ve ark. (1985), Atom numarası $20 \leq Z \leq 56$ arasındaki bazı elementler için K_{α} ve K_{β} X-ışınları tesir kesitleri fotonlarla uyarılarak incelemişlerdir.

Yılmaz (2014), Cr, Mn, Fe ve Co elementlerin 8.5 keV deki K X-ışınları tesir kesitlerini ve floresans verimlerini incelemiştir.

Söğüt ve ark. (1995), Cr -Ni ve Cr - Al alaşımlarında şiddet oranları üzerine alaşımın etkisini incelemiştir.

Rao ve ark. (1993), foton uyarımalı olarak atom numarası $20 \leq Z \leq 60$ arasındaki bazı elementlerin K X- ışınları floresans tesir kesitlerini incelemiştir.

Krause ve ark. (1979), 10-60 keV enerji aralığındaki K kabuğu X- ışınlarının flüoresans tesir kesitlerini teoriksel olarak hesaplamıştır.

Yılmaz ve ark. (2015), atomları uyarda ikincil kaynak kullanarak atom numarası $28 \leq Z \leq 40$ arasındaki bazı elementlerin X-ışınları üretim tesir kesitleri ve flüoresans verimlerini incelemiştir.

Durak ve ark. (1998), 122 keV uyarma enerjisinde atom numarası $40 \leq Z \leq 70$ arasında bazı elementlerin K X- ışınları üretim tesir kesitlerini deneysel olarak incelemiştir.

Özdemir ve ark. (2002), sıcaklığa bağlı olarak bazı 4d geçiş metalleriindeki K X- ışınları şiddet oranlarını incelemiştir.

Karabulut ve ark. (1999), 59,5 keV enerjili fotonlarla atom numarası $26 \leq Z \leq 42$ arasındaki elementleri için K_{α} ve K_{β} x- ışınları flüoresans tesir kesitlerini deneysel olarak incelemiştir.

Ertuğrul ve ark. (2001), atom numarası $22 \leq Z \leq 69$ arasındaki elementler için 59,5 keV uyarma enerjisinde K_{β} / K_{α} şiddet oranlarını incelemiştir.

Ertuğrul ve ark. (2007), 5,9, 59,5 ve 123,6 keV enerjili fotonlarla atom numarası $16 \leq Z \leq 92$ arasındaki elementler için K_{β} / K_{α} x-ışınları şiddet oranları incelenmiştir.

Hubbel ve ark. (1994), bazı elementlerin K ve L tabakalarına ait X- ışınları flüoresans verimlerini yarı deneysel hesaplamıştır.

Bambynek ve arkadaşları (1972), flüoresans verim, auger verim ve coster-kronig geçiş ihtimalleri üzerine yarı deneysel olayları incelemiştir.

Kostroun ve ark. (1971), atomik ışımali geçişler ihtimallerini ve teoriksel olarak K kabuğu flüoresans verimlerini hesaplamıştır.

Walters ve ark. (1971), X- ışınları oranları ve K kabuğu üzerinde flüoresans verimlerini teoriksel olarak hesaplamıştır.

Durak ve Özdemir (2001) atom numarası $25 \leq Z \leq 47$ arasındaki 14 element için K kabuğu flüoresans tesir kesit ve verimlerini incelenmişlerdir.

Kumar ve ark. (1987) atom numarası $23 \leq Z \leq 55$ arasındaki bazı elementler için K X-ışınları flüoresans tesir kesitlerini deneysel olarak ölçmüştür.

Arora ve ark. (1981) $28 \leq Z \leq 53$ arasındaki elementler üzerinde K_{α} X- ışını tesir kesit ve flüoresans verimlerini deneysel olarak incelemiştir.

Şimşek ve ark. (2002) atom numarası $22 \leq Z \leq 64$ arasındaki bazı elementler için K kabuğu flüoresans tesir kesit ve flüoresans verimlerini deneysel olarak incelemiştir.

3. GENEL BİLGİLER

3.1. Elektromanyetik Radyasyonun Madde ile Etkileşmesi

Kaynağından itibaren doğrusal çizgiler boyunca ilerleyen dalgalar ya da parçacık şeklinde yayımlanan enerji radyasyon olarak tanımlanır. α , β , nötronlar, kozmik ışınlar ve elektromanyetik dalgalar bu özelliklere sahiptir. X-ışını spektrumları elektromanyetik radyasyonun küçük bir kısmını teşkil etmektedir. X-ışınlarının dalga boyları $0.05-100 \text{ \AA}$ arasında radyasyona sahiptir. Bir elektromanyetik radyasyonun dalga boyu λ , frekansı ν veya enerjisi E cinsinden tanımlanabilir. Bu nicelikler arasında $\lambda \cdot \nu = c$ olup, c elektromanyetik dalganın hızıdır ve E ile ν arasında $E = h\nu$ bağıntısı mevcuttur, buradaki h ise Planck sabitidir.

Madde ile elektromanyetik radyasyonun her bir etkileşimi, ya tam bir soğurulmaya ya da saçılmaya neden olur. Maddeyle elektromanyetik radyasyonun etkileşmesini tanımlamak için fotonların,

- a) Bağlı atomik elektronlarla
- b) Serbest elektronlar ile,
- c) Çekirdek ile,

etkileştiğini söyleyebiliriz. Genel olarak bu etkileşmeler, soğurulmaya ve saçılmaya neden olmaktadır.

3.1.1. Soğurulma

X-ışını fotonları, bir madde içine girdiğinde, madde atomunun bağlı elektronları, çekirdeği ve serbest elektronlar ile etkileşirler. Elektromanyetik radyasyonun soğurulması çeşitli olaylar sonucu gözlenmekle beraber bu olayların en baskın olanları fotoelektrik olay ve çift oluşumdur. Bu olayların meydana gelme ihtimali foton enerjisi ile değişmektedir. Çalışmada kullanılan radyoizotop kaynağın enerjisi 59.5 keV olduğundan çift oluşumu mümkün değildir. Çift oluşumunun olabilmesi için foton enerjisi en az 1.02 MeV olması gerekir.

I_0 şiddetindeki monokromatik bir X-ışını veya γ -ışını demeti bir maddenin t kalınlığını geçtikten sonra şiddetinde bir azalma olur. Bu azalma maddenin kalınlığına ve demetin I_0 şiddetine bağlı olarak

$$I(E) = I_0(E)e^{-\mu t} \quad (3.1)$$

ile verilir. Burada μ lineer soğurma katsayısı olup, birim yüzeyde birim kalınlık başına düşen enerji soğurulması olarak tarif edilir. Burada t cm, g/cm^2 , $\text{elektron}/\text{cm}^2$ olarak alınabileceğinden soğurma katsayısı μ , cm^{-1} , cm^2/g , cm^2/atom , $\text{cm}^2/\text{elektron}$ olarak alınır.

3.1.2. Kütle soğurma katsayısı ve soğurma kıyıları

Bir X-ışını demeti bir soğurucuyu geçerken şiddeti azalır. Azalan şiddetin derecesi saçılmaya ve çeşitli soğurma işlemlerine bağlıdır. Soğurma işlemi Lambert kanunu ile (aynı soğurucu madde içinde eşit yollarda radyasyonun eşit miktarlarda soğurulacağını) açıklanır. t kalınlığındaki bir maddeyi geçen X-ışını demetindeki azalmayı veren (Eş.3.1) bağıntısındaki μ lineer soğurma katsayısı olarak tanımlanmıştır. Fotoelektrik, Compton ve çift oluşumu olayları demetin şiddetinde azalmaya sebep olduğu için lineer soğurma katsayısı ayrı ayrı soğurma katsayılarının toplamına eşittir.

$$\mu = \tau + \sigma + \chi \quad (3.2)$$

şeklinde verilir. Burada τ fotoelektrik soğurma katsayısı, σ Compton soğurma katsayısı ve χ çift oluşumu soğurma katsayısıdır. Lineer soğurma katsayısının yoğunluğa oranı kütle soğurma katsayısı (μ/ρ) olarak adlandırılır. Fotoelektrik, saçılma ve çift oluşumu kütle soğurma katsayılarının toplamı olarak

$$\mu_m = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\chi}{\rho} \quad (3.3)$$

şeklinde ifade edilir. Burada (τ/ρ) fotoelektrik kütle soğurma katsayısı, (σ/ρ) saçılma kütle soğurma katsayısı, (χ/ρ) ise çift oluşumu kütle soğurma katsayısıdır. Toplam fotoelektrik kütle soğurma katsayısı (τ/ρ) atomun enerji seviyelerine bağlı olarak

$$\left(\frac{\tau}{\rho}\right) = \sum_i \left(\frac{\tau}{\rho}\right)_{E,i} \quad (3.4)$$

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 soğurma ihtimali en büyük değerini, atom elektronlarının bağlanma enerjilerine yaklaşık eşit X-ışınları ile bombardıman edilmesi halinde alır.

Bir atomun herhangi bir tabakasından bir elektron sökebilmek için gerekli minimum foton enerjisi, o atomun o tabakasına ait soğurma kıyısı olarak bilinmektedir. Bir atomun alt tabakaları dahil olmak üzere, K kabuğu için bir (K_{ab}), L kabuğu için üç ($L_{Iab}, L_{IIab}, L_{IIIab}$), M kabuğu için beş, N kabuğu için yedi soğurma kıyısı vardır. Her bir elementin soğurma kıyısı enerjisi, dış yörüngelerden içteki yörüngelere doğru gittikçe artar.

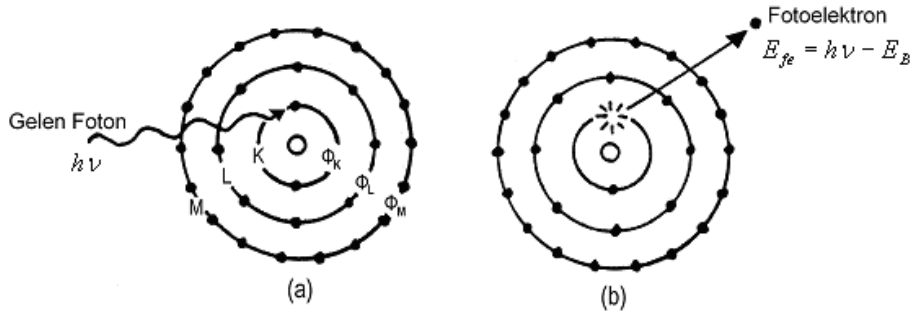
3.1.3. Fotoelektrik olay

Enerjisi $h\nu$ olan bir fotonun, atomun bağlı elektronlarından biri tarafından soğurularak elektronun serbest hale geçmesi olayına fotoelektrik olayı, sökülen elektrona da fotoelektron denir (Şekil 3.1). Bu işlem sırasında foton tamamen soğurulur ve sökülen elektronun kinetik enerjisi

$$E_{ke} = h\nu - E_B \quad (3.5)$$

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

K kabuğunda oluşturulan boşluk, atomun üst tabaka elektronları tarafından doldurulur. Bu işlem sonucu, iki tabakanın bağlanma enerjileri arasındaki fark kadar enerjiye sahip bir foton yayımlanır. Meydana gelen foton atomu her zaman terk etmez. Bu foton atomun dış tabakalarındaki elektronları tarafından soğurulabilir. Serbest bir elektron, gelen fotonun enerjisini tamamen soğurmadığı için fotoelektrik olay meydana getirmez.



Şekil 3.1. Fotoelektrik olayı.

3.1.4. Tesir kesiti

Mikroskobik fizik sahasında teoriler genellikle kesinlik ifade etmez. Yani meydana gelen herhangi bir olay belirli ihtimaliyetler ile açıklanır. Örneğin herhangi bir atomun herhangi bir t anında bozunması ihtimaliyeti ile verilir. Yine benzer olarak herhangi bir parçacığın herhangi bir t anındaki konumu, bir nükleer reaksiyonun meydana gelmesi vb. olaylar belirli ihtimaliyetler ile verilir.

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.

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 her bir atom gelen parçacıklarla, ilgilenilen olayı gerçekleştirmede eşit şansa sahip olacaktır. Bu durumda $n dt$, birim yüzey başına düşen atom sayısı ve $A n dt$, 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, $\sigma A n dt$ olur. Bir ışın demetindeki parçacık sayısı ışının şiddetiyle orantılı olduğundan eğer bir bombardıman demetinde N parçacık varsa ve dilimdeki atomlar ile etkileşen parçacık sayısı dN ise,

$$\frac{dN}{N} = \frac{\text{Toplam etkin alan}}{\text{Hedef alan}} \quad (3.6)$$

ifadesi yazılabilir. Bu durumda

$$\frac{dN}{N} = n \sigma dt \quad (3.7)$$

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.

$$-\frac{dN}{N} = n \sigma dt \quad (3.8)$$

(3.8) ifadesinin integrali alınır,

$$N = N_0 e^{-n\sigma x} \quad (3.9)$$

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 ($1b=10^{-24}$ cm²). $n\sigma t$ yeterince küçük olduğu zaman,

$$N = N_0(1 - n\sigma t) \quad (3.10)$$

yazılabilir. Bu durumda t kalınlığını geçerken soğurulan parçacıkların sayısı

$$dN = N_0 n \sigma t \quad (3.11)$$

ifadesi ile verilir. Buradan tesir kesiti için

$$\sigma = \frac{dN}{N_0 n t} \quad (3.12)$$

genel ifadesi elde edilir.

3.1.5. Çift oluşumu

Çift oluşumu, çekirdeğin etki alanına giren bir fotonun bir elektron ile bir pozitrona dönüşmesi olayıdır. Bu olayın meydana gelebilmesi için eşik enerjisi $2m_0c^2$ yani 1,02 MeV'dir. 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. Soğurulan enerji, oluşan çiftin toplam enerjisine eşittir.

$$h\nu = (T_- + m_0c^2) + (T_+ + m_0c^2) \quad (3.13)$$

Burada $h\nu$ gelen fotonunun enerjisi, T_- ve T_+ sırasıyla elektron ve pozitronun kinetik enerjileri, m_0c^2 ise elektronun durgun kütle enerjisidir.

3.1.6. Saçılma

Elektromanyetik radyasyonun madde ile etkileşmelerinden biri olan saçılma, saçılan elektromanyetik radyasyonun enerjisine göre koherent ve inkoherent saçılma olarak iki grupta toplanır.

3.1.6.1. Koherent saçılma

Koherent saçılma, çoğu kez elastik veya Rayleigh saçılması olarak da bilinir. Gelen fotonun enerjisinde ve fazında bir değişiklik olmaksızın saçılması olarak tarif edilir. Koherent saçılma; Rayleigh saçılması, Delbrück saçılması Thomson ve Nükleer Rezonans saçılmaları gibi de isimlendirilir.

Rayleigh saçılması, elektromanyetik radyasyonun atoma çok sıkı bağlı elektronlar tarafından saçılmasıdır. Bu olay gelen elektromanyetik radyasyon bağlı bir elektron üzerine düştüğünde, elektronun atomdan sökülecek kadar enerji alamadığı durumlarda meydana gelir. Delbrück saçılması, fotonun atom çekirdeğinin coulomb alanında saçılması olayına denir. Delbrück olayında çekirdek çevresindeki durgun Coulomb alanında bir elektron-pozitron çifti oluşur. Atomun tamamen geri tepmesi ile bu çift yok olur. Böylece hem enerjisi hem de fazı bakımından gelen fotonun aynısı olan yeni bir foton meydana gelir. Thomson saçılması ise tamamen gelen fotonla çekirdek arasında oluşur. Klasik olarak tek yük gibi düşünülebilen çekirdek gelen dalga tarafından salındırılır. Foton ile çekirdek bir çarpışma yapar. Fakat çekirdeğin kütlesi çok büyük olduğundan bu etki çok küçüktür. Nükleer rezonans saçılması da foton ile atomun çekirdeğinin etkileşmesi sonucu gözlenen bir saçılma olayıdır.

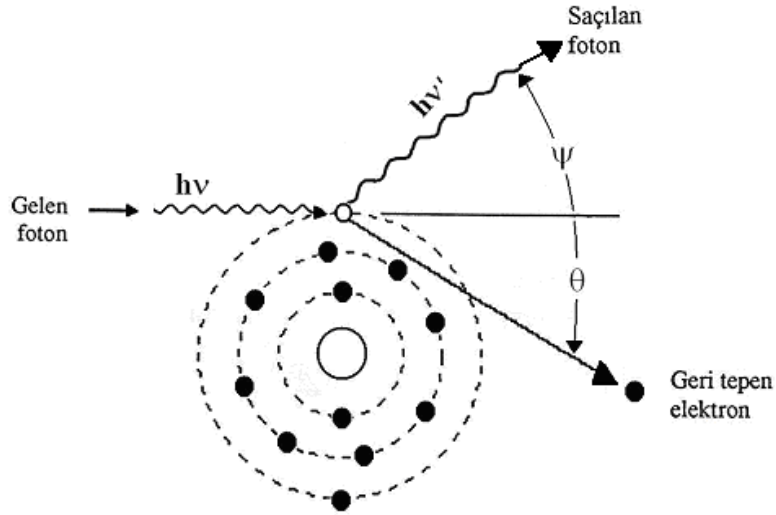
3.1.6.2. İnkoherent saçılma

İnkoherent saçılma olayında, elektromanyetik radyasyonun enerjisinin ancak bir kısmı elektrona transfer edilir. Geri kalan enerji saçılmış foton olarak görülür. Burada gelen ve saçılan fotonların dalga boyları ve fazları birbirinden farklıdır. İnkoherent saçılma, Compton saçılması, Nükleer saçılma ve Raman saçılması olarak üç guruba ayrılır. Bunların arasında en etkin olanı Compton saçılmasıdır.

3.1.6.3. Compton saçılması

Compton saçılması, bir fotonun atoma zayıf bağlı olan elektron ile çarpışmasıdır. Bu olay ışığın tanecikli yapısı da olduğunu gösteren önemli bir olaydır. Compton olayının meydana gelmesinde dış tabaka elektronları daha baskındır. Compton olayı öncesinde, gelen fotonun enerjisi, fotonun etkileştiği elektronun bağlanma enerjisinden daha büyüktür. Gelen foton, elektron ile etkileştikten sonra enerjisinin bir kısmını kaybetmiş olarak geliş doğrultusundan sapar. Şekil 3.2’de görüldüğü gibi ψ saçılan fotonun geliş doğrultusuyla, θ ise geri tepen elektronun geliş doğrultusuyla yaptığı açıdır. Bu olayda enerji ve momentum korunur. Saçılan fotonun enerjisi,

$$E' = \frac{E}{1 + \alpha(1 - \cos \psi)} \quad (3.14)$$



Şekil 3.2. Compton olayı.

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,

$$E_K = E - \frac{E}{1 + \alpha(1 - \cos \psi)} \quad (3.15)$$

veya

$$E_K = \frac{\alpha E(1 - \cos \psi)}{1 + \alpha(1 - \cos \psi)} \quad (3.16)$$

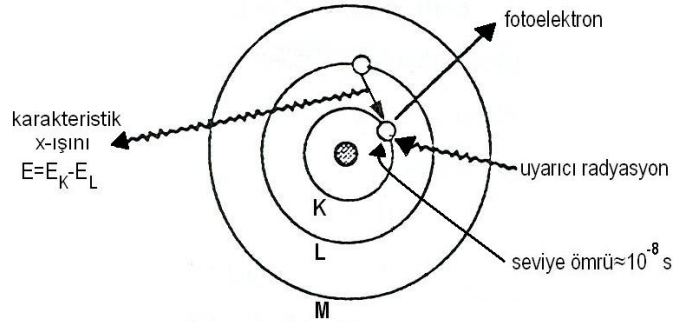
gelen fotonun enerjisi ile saçılan fotonun enerjisi farkına eşittir.

3.2. Karakteristik X-Işınları

3.2.1. Karakteristik X-ışını yayımlanması ve enerji seviyeleri

Bir atomun herhangi bir alt kabuğundan elektron sökülerek uyarıldığında meydana gelen boşluklar, daha üst tabakalardaki elektronlar tarafından $10^{-8} \sim 10^{-9}$ saniye gibi bir zamanda doldurulur. Bu esnada iki yörünge enerji düzeyleri arasındaki fark bir foton olarak yayımlanır. İç tabakalar arasındaki elektron geçişinden yayımlanan bu fotona, o elementin karakteristik X-ışını denir. Karakteristik X-ışınları elementler hakkında bize bilgi verir. Meydana gelen karakteristik X-ışını eğer atomu terk etmeyerek üst tabakalardan bir elektron sökürse bu elektron Auger elektronu olarak yayımlanır.

Bu ışınlar, doğal ve suni olmak üzere iki şekilde meydana gelebilir. Doğal X-ışınları, atom çekirdeği tarafından, K enerji seviyesindeki bir elektronun yakalanması, iç dönüşüm ve β^+ bozunması olaylarıyla meydana gelir. Suni olarak X-ışınları, herhangi bir yolla atomun uyarılması ile meydana gelir. Karakteristik X-ışını oluşumu Şekil 4.1'de gösterilmektedir.



Şekil 3.3. Karakteristik X-ışını oluşumu.

X-ışını spektrumlarının sürekli bir şekilde oluşu ise, yüksek hızlı yüklü parçacıkların bir elektrik alanı içinde ivmeli olarak hareket ederlerken ani olarak yavaşlatılması veya durdurulması sonucu ışımaya yaparlar. Burada ilk ve son hızları arasındaki enerji farkına eşit enerjide X-ışınları yayarlar. Bu ışımaya, frenleme ışımaları manasına gelen “Bremsstrahlung” denir. Aynı zamanda bu ışınlar, X-ışını spektrumlarında sürekli bir bölge oluştururlar, bundan dolayısıyla sürekli X-ışınları olarak adlandırılırlar.

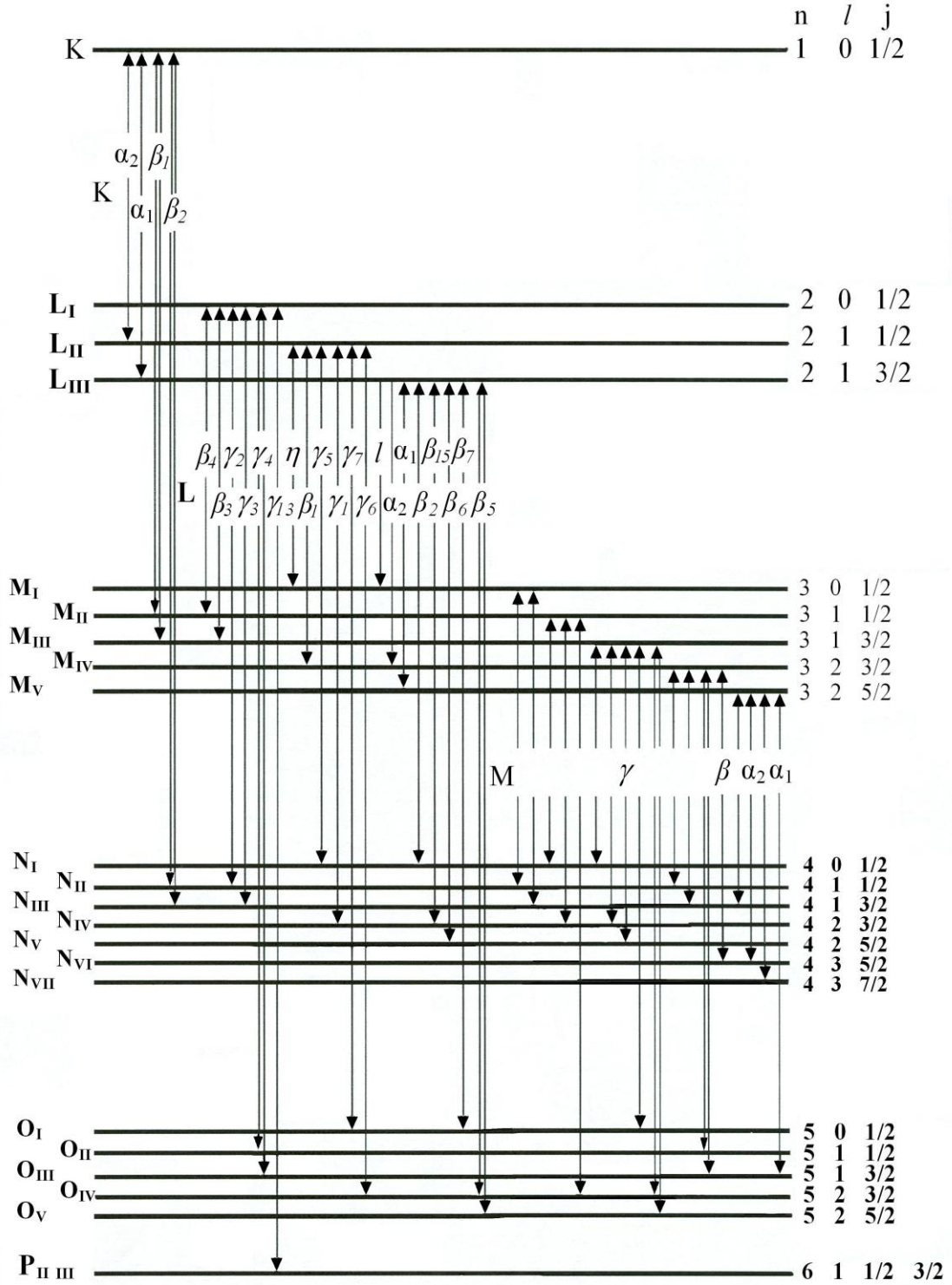
Bir X-ışını demetinin şiddeti, birim alana, birim zamanda düşen enerji olarak tarif edilir. Genellikle cm^2 'ye saniyede gelen enerjidir. X-ışını spektrometrik analizinde ise sayım (count) /s olarak verilir.

Bir atomun K tabakasında meydana getirilen elektron boşluğu eğer L tabakasında bulunan bir elektron tarafından doldurulacak olursa, böyle bir elektron geçişi sonucunda yayımlanan fotonun frekansı, karakteristik X-ışını spektrumunun K_{α} çizgisine karşılık gelir. K tabakasındaki boşluk, M tabakasındaki bir elektron tarafından doldurulursa K_{β} çizgisi, N tabakasındaki elektronlardan biri tarafından doldurulursa K_{γ} çizgisine karşılık gelen fotonlar yayımlanır. Herhangi bir tabaka veya alt tabakadaki bir boşluk üst tabakalardan bir elektron ile doldurulduğu zaman yayımlanan X-ışınlarının Siegbahn ve IUPAC (International Union of Pure and Applied Chemistry) gösterimleri Çizelge 3.1’de, yaygın olan X-ışını çizgileri ise Şekil 3.4’de şema halinde gösterilmektedir.

Eğer hedef metali üzerine gelen elektronların enerjileri K tabakasından elektron sökecek kadar büyük değilse, L, M, N tabakalarından birinden bir elektron sökebilir ve bu kez K tabakasına benzer olarak L tabakasında meydana gelen boşluğun M, N, tabakalarındaki elektronlarla doldurulması esnasında L_{α} , L_{β} , L_{γ} karakteristik ışınları, yine aynı şekilde M tabakası için M_{α} , M_{β} , M_{γ} ve N tabakası için N_{α} , N_{β} , N_{γ} karakteristik X-ışını çizgileri oluşur.

Çizelge 3.1. X-ışını diyagram çizgilerinin Siegbahn ve IUPAC gösterimleri

| Siegbahn | IUPAC | Siegbahn | IUPAC | Siegbahn | IUPAC | Siegbahn | IUPAC |
|--------------|--------------------|---------------|-------------------------------------|-----------------|------------------------------------|----------------|----------------------------------|
| $K\alpha_1$ | K-L _{III} | $L\alpha_1$ | L _{III} -M _V | $L_{\gamma 1}$ | L _{II} -N _{IV} | $M_{\alpha 1}$ | M _V -N _{VII} |
| $K\alpha_2$ | K-L _{II} | $L\alpha_2$ | L _{III} -M _{IV} | $L_{\gamma 2}$ | L _I -N _{II} | $M_{\alpha 2}$ | M _V -N _{VI} |
| $K\beta_1$ | K-M _{III} | $L\beta_1$ | L _{II} -M _{IV} | $L_{\gamma 3}$ | L _I -N _{III} | M_{β} | M _{IV} -N _{VI} |
| $K\beta_2'$ | K-N _{III} | $L\beta_2$ | L _{III} -N _V | $L_{\gamma 4}$ | L _I -O _{III} | M_{γ} | M _{III} -N _V |
| $K\beta_2''$ | K-N _{II} | $L\beta_3$ | L _I -M _{III} | $L_{\gamma 4}'$ | L _I -O _{II} | $M_{\xi 1}$ | M _V -N _{III} |
| $K\beta_3$ | K-M _{II} | $L\beta_4$ | L _I -M _{II} | $L_{\gamma 5}$ | L _{II} -N _I | $M_{\xi 2}$ | M _{IV} -N _{II} |
| $K\beta_4'$ | K-N _V | $L\beta_5$ | L _{III} -O _{IV,V} | $L_{\gamma 6}$ | L _{II} -O _{IV} | | |
| $K\beta_4''$ | K-N _{IV} | $L\beta_6$ | L _{III} -N _I | $L_{\gamma 8}$ | L _{II} -O _I | | |
| $K\beta_5'$ | K-M _V | $L\beta_7$ | L _{III} -O _I | $L_{\gamma 8}'$ | L _{II} -N _{IV} | | |
| $K\beta_5''$ | K-M ₄ | $L\beta_9$ | L _I -M _V | L_{η} | L _{II} -M _I | | |
| | | $L\beta_{10}$ | L _I -M _{IV} | L_{ι} | L _{III} -M _I | | |
| | | $L\beta_{15}$ | L _{III} -N _{IV} | L_S | L _{III} -M _{III} | | |
| | | $L\beta_{17}$ | L _{II} -M _{III} | L_t | L _{III} -M _{II} | | |
| | | | | L_U | L _{III} -N _{IV} | | |
| | | | | L_V | L _{II} -N _{IV} | | |



Şekil 3.4. Yaygın olarak kullanılan enerji seviyeleri ve X-ışını çizgileri.

3.2.2. Geçişler

Atomda herhangi bir yolla meydana getirilen boşluk, ışıklı ve ışısız olmak üzere iki geçiş şekliyle doldurulabilir, Her iki durumda da başlangıçtaki iç tabaka boşluğu daha yüksek bir tabakaya veya alt tabakaya aktarılır ve buna ilaveten daha yüksek tabaka boşlukları meydana getirilir. Alt tabakalardan üst tabakalara olan kademeli boşluk geçişleri, tüm boşluklar en dış tabakaya ulaşıncaya kadar devam eder.

Bohr atom teorisine göre her atom merkezde çekirdek ve çekirdeğin etrafında yörüngelerde dolanan elektronlardan oluşmaktadır. Elektronlar çekirdekten olan uzaklıklarına göre sınıflandırılmıştır. Pauli prensibine göre herhangi bir atomdaki bir elektronun kuantum sayılarında en az birinin diğerlerinden farklı olması gerekir. Her biri belli bir enerji değerine karşılık gelen yörüngelerde bulunan her elektron kuantum sayıları ile tanımlanır. Atomda meydana getirilen boşluklar rastgele elektron geçişleriyle doldurulamaz. Bu geçişler elektrik dipol seçim kurallarına göre olmaktadır. Kuantum sayıları ve seçim kuralları Çizelge 3.2’de gösterilmektedir.

Elektrik dipol geçişinin yasak olduğu yerlerde, diğer yüksek mertebeden geçişler geçerlidir. Bu geçişlerin oluşum ihtimaliyeti oldukça düşüktür. Seçim kurallarına uygun geçişlere normal veya diyagram geçişleri ve bu geçişler sonucunda meydana gelen çizgilere de normal veya diyagram çizgileri denir. X-ışını spektrumlarında gözlenen floresans çizgilerinin çoğu normal çizgiler iken seçim kurallarına uymayan çizgilerde gözlenir. Bu çizgilere yasaklanmış veya non-diyagram çizgiler denir. Bu geçişlerden farklı olarak, Coster-Kronig olarak adlandırılan aynı tabakanın alt tabakaları arasında da meydana gelen geçişlerde mevcuttur.

Çizelge 3.2. Kuantum sayıları

| Sembol | Adı | Alabileceği değerler ve Simgeler | Seçim kuralları |
|--------|--|----------------------------------|---------------------------|
| N | Baş kuantum sayısı | 1,2,...,n K, L, M,... | $\Delta n \neq 0$ |
| ℓ | Yörünge açısız momentum kuantum sayısı | 0, 1,...(n-1) s, p, d, f,... | $\Delta \ell = \pm 1$ |
| M | Manyetik kuantum sayısı | $-\ell, \dots, 0, \dots, +\ell$ | — |
| S | Spin kuantum sayısı | $\pm 1/2$ | — |
| J | Toplam açısız momentum kuantum sayısı | $\ell \pm 1/2, (j \neq 0-1/2)$ | $\Delta j = \pm 1$ veya 0 |

3.2.3. Floresans verim

Atomun tabaka veya alt tabaka floresans verimi, o tabaka veya alt tabakada herhangi bir yolla meydana getirilmiş bir boşluğun karakteristik X-ışını yayımlanarak doldurulması ihtimalidir. Atomda bir boşluk meydana getirilmiş ise o atomun uyarılmış halidir. Uyarılmış halin ortalama ömrü τ ise halin toplam seviye genişliği, belirsizlik ilkesine göre $\Gamma = \hbar / \tau$ ile verilir. Γ toplam seviye genişliği; Γ_R ışıklı seviye genişliği, Γ_A ışısız seviye genişliği ve Γ_{CK} , Coster-Kronig seviye genişliğinin toplamıdır ($\Gamma = \Gamma_R + \Gamma_A + \Gamma_{CK}$) (47). Bundan dolayı (ω) floresans verimi,

$$\omega = \frac{\Gamma_R}{\Gamma} \quad (3.17)$$

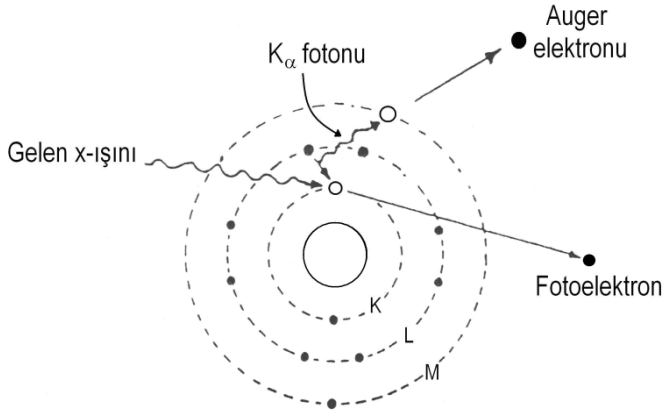
ile verilir. Bir atomda K tabakasında meydana getirilen bir boşluğun karakteristik X-ışını yayımlayarak doldurulması ihtimaline K tabakasına ait floresans verim denir. Floresans verim,

$$\omega_K = \frac{I_K}{n_K} \quad (3.18)$$

bağıntısı ile verilir. Burada I_K numuneden yayımlanan karakteristik K X-ışınlarının sayısı; n_K ise K tabakasında meydana getirilen boşlukların sayısıdır.

3.2.4. Auger geçişleri

Atomda herhangi bir yolla, meydana getirilen bir boşluk diğer üst tabaka elektronları tarafından, ışıklı olarak doldurulabildiği gibi ışısız olarak da doldurulabilir. Auger olayında yayımlanan ışın, atomun üst tabaka elektronlarından birini daha söker ve böylece atom iki defa uyarılmış duruma geçer. Bu olay değişik adlarla ışısız geçişler ve Auger olayı olarak bilinmektedir. Bu olayda sökülen elektrona Auger elektronu denir. Bu olay Şekil 3.5' de gösterilmiştir.



Şekil 3.5. Auger olayı.

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

$$a_K = \frac{I_{KA}}{n_K} \quad (3.19)$$

ile verilir.

3.3. Atomların Uyarılması

Atomlar kararlı hallerinde iken en düşük enerji seviyelerinde, yani temel hallerinde bulunurlar. Bir atomu temel durumdan yukarıdaki bir enerji düzeyine uyararak, atomun ışıma yapmasını sağlayan başlıca iki yöntem vardır. Bu yöntemlerden biri, atomun bir başka atom veya parçacıkla çarpışarak enerji soğurmasıdır. Bu yolla uyarılmış bir atom, bir veya daha fazla foton salarak temel duruma döner. Diğer bir yöntem, bir atomun, bir üst enerji düzeyine geçmesine tam yetecek kadar enerjisi olan bir fotonu soğurmasıdır. Atomları karakteristik X-ışınları yayımlamak üzere çeşitli yollarla uyarılabilir.

- Elektronlarla bombardıman,
- Protonlarla, α parçacıkları ve iyonlarla bombardıman,
- Radyoizotop kaynaklardan yayımlanan γ veya X-ışınları ile ışınlama,
- Analitin (ilgilenilen elementin) soğurma kıyasından 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.

Yukarıdaki uyarma kaynaklarına göre, uyarmayı fotonlarla ve parçacıklarla uyarma şeklinde değerlendirmek mümkündür.

3.3.1. Fotonlarla uyarma

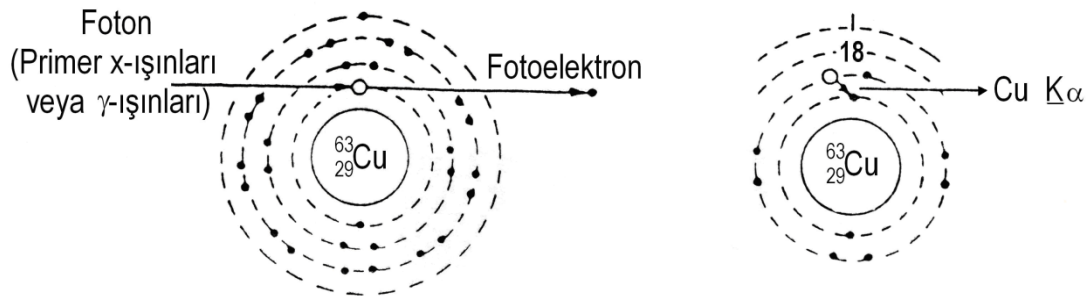
Atomların uyarılmasında kullanılan fotonlar çeşitli kaynaklarla elde edilir. Uyarma kaynak yapısına göre adlandırılır.

3.3.1.1. Radyoizotop kaynaklarla uyarma

Radyoaktif izotop kaynaklarından yayınlanan radyasyon ile maddenin etkileşmesi sonucunda atomlar dört şekilde uyarılır.

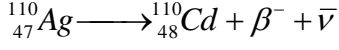
- a) Gama ışını ile uyarma,
- b) β^- bozunumu ile uyarma
- c) İç dönüşüm ile uyarma,
- d) İç çift oluşum ile uyarma.

Madde gama ışınları veya bir X-ışını tüpünden yayımlanan yüksek enerjili fotonlarla ışımlandığında, gelen foton soğurulur ve bu fotonun enerjisi bağlı elektronu sökme ve ona bir kinetik enerji kazandırmada harcanarak, Auger veya fluoresans olayı için boşluklar oluşur (Şekil 3.6).



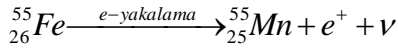
Şekil 3.6. Primer X-ışınları veya γ -ışınları ile uyarma.

Radyoaktif izotop β^- yayımlaması ile bozunabilir. β parçacığı (hızlı elektron, e^-) yayımlaması bir nötronun bir protona dönüşmesiyle ($n \rightarrow p + e^-$) meydana gelir ve bu olay sonunda β^- yayımlayan atomun atom numarası bir artar.



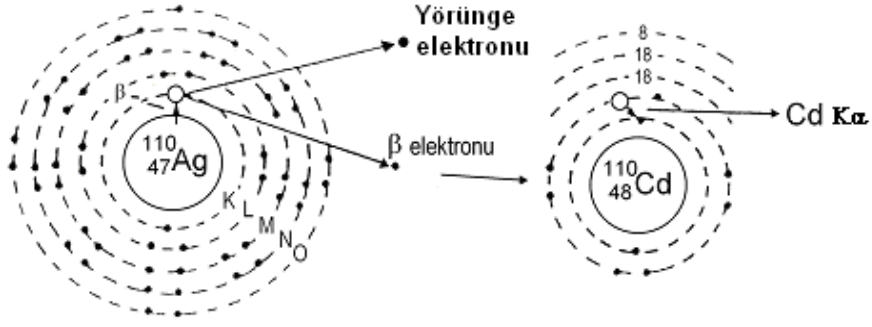
reaksiyonuyla verilen ${}^{110}\text{Ag}$ radyoaktif izotopu Cd (Kadmiyum)'a dönüşür ve bu esnada yayımlanan elektron Cd 'un yörünge elektronlarıyla etkileşerek elektronu söker ve yeni elementin (Cd) karakteristik X-ışınları yayımlanır (Şekil 3. 7).

Radyoaktif izotoplar iç-dönüşümle bir yörünge elektronunu yakalayıp bozunabilir. Bu olayda bir K veya L elektronu çekirdek tarafından yakalanır ve bir proton nötrona dönüşür ($p \rightarrow e^+ + n$). Dolayısıyla bu olay sonucunda atomun atom numarası bir azalır. Şekil 3.8'de görüldüğü gibi ${}^{55}\text{Fe}$ izotopu bir K -elektronunu yakalayıp Mn' a dönüşür. Çekirdek tarafından yakalanan elektronun yeri üst tabakadan bir elektronla doldurularak karakteristik X-ışını yayımlanır

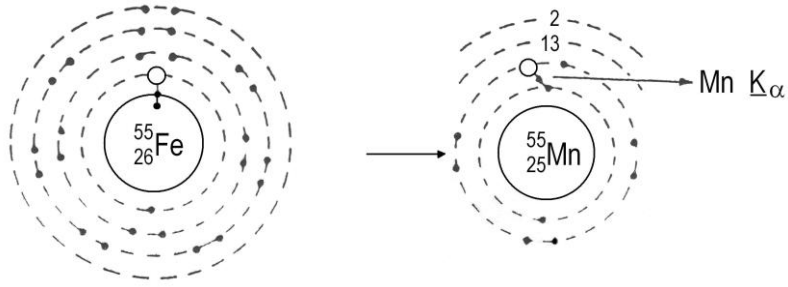


reaksiyonuyla yayımlanan pozitron Manganın yörünge elektronlarıyla etkileşerek çift yok olma meydana gelir ve $E \geq 1,02$ MeV'luk foton yayımlanır. Yok olan yörünge elektronunun meydana getirdiği boşluk üst tabakalardan doldurulur ve Manganın karakteristik X-ışını yayımlanır.

Radyoaktif izotoptan yayımlanan γ ışınları hedefin çekirdek kenarından geçerken çift oluşumu meydana gelir. Oluşan elektron yeterli enerjiye sahip ise yörünge elektronunu sökebilir, oluşan pozitron ise yörünge elektronuyla çift yok olma meydana getirerek hedefin elektron konfigürasyonunda boşluklar oluşturabilir. Bunun sonucu hedef karakteristik X-ışını yayımlar.



Şekil 3.7. β^- bozunumu ile uyarma.



Şekil 3.8. Yörünge elektronunu yakalama (e^- -yakalama) ile uyarma.

3.3.1.2. Sürekli fotonlarla (X-Işını Tüpleriyle) uyarma

Atomun iç yörünge elektronlarını uyararak için genelde uyarıcı kaynak olarak fotonlar kullanılır. Fotonlar radyoizotop kaynaklardan veya X-ışını tüplerinden elde edilebilirler.

X-ışını tüpünden çıkan radyasyon uyardırma üç şekilde kullanılabilir.

- Tüpten çıkan primer ışın hiçbir muameleye tabi tutulmadan doğrudan doğruya numuneyi uyardırma kullanılabilir.
- Tüpten çıkan şua filtre edilerek sadece karakteristik çizgilerin numuneyi uyardırması sağlanabilir.
- Analitin en güçlü (daha fazla şiddetli) soğurma kıyısından daha kısa dalgaboylu bir hedef kullanılabilir.

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.

3.3.1.3. Sinkrotron ile uyarma

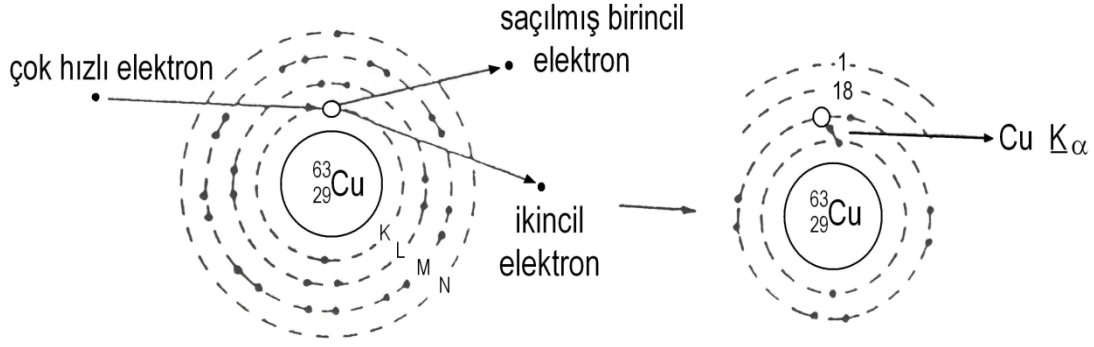
Sinkrotron olayında, birkaç milyar elektron volt (tipik olarak 3 GeV) mertebesinde kinetik enerjili elektronlar veya pozitronlar güçlü bir mıknatısın ($\sim 10^4$ Gauss) kutupları arasında yüksek vakumlu bir tüp içerisinde dairesel bir yörüngede hareket ederler. Düşey bir alan elektronları yatay olarak hızlandırarak sinkrotron radyasyonunun (SR) emisyonuna sebep olur. Böylece sinkrotron kaynak radyasyonu, bir atomun elektronları tarafından yavaşlatılan elektronların meydana getirdiği elektronik frenleme-radyasyonunun (bremsstrahlung) aksine manyetik 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-ışın şiddeti geleneksel X-ışını kaynaklarından elde edilenden birkaç kat daha büyüktür. Ayrıca SR, transmisyon X-ışın floresans tekniğiyle yüzey analizi ve ultra-eser element analizi yapmak için uyarıcı kaynak olarak kullanılabilir.

3.3.2. Parçacıklarla uyarma

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

3.3.2.1. Elektronlarla uyarma

Elektronlarla uyarıda, 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 (Şekil 3.9).



Şekil 3.9. Elektronlarla uyarma.

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.

Elektronlarla uyarma sisteminin avantajları;

- Yüksek uyarma verimi nedeniyle hafif elementler için iyi hassasiyet gösterirler,
- Elektronlar ancak ince yüzey tabakalarından geçebildiklerinden soğurma şiddetlendirme etkileri küçüktür.
- 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:

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

3.3.2.2. 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 olarak da küçük temel sayma verirler.

3.3.2.3. Hızlandırılmış iyonlarla 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 demetleri üretirler. Böyle bir sistemin üretim verimi diğeri uyarıcı sistemlerin üretim verimine göre daha küçüktür. Fakat X-ışını üretim verimi iyon enerjisinin artmasıyla artar.



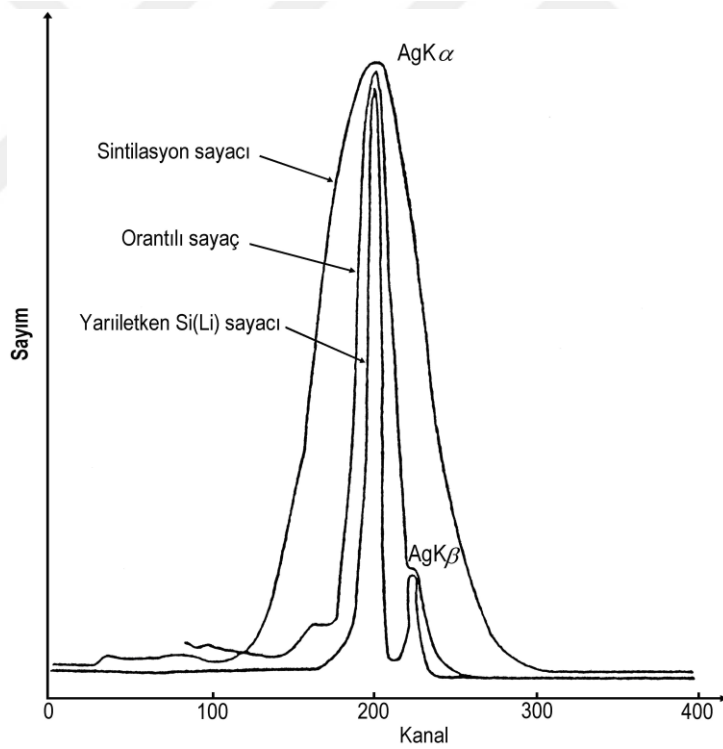


4. BULGULAR

4.1. Ölçümler ve Hesaplamalar

4.1.1. Karakteristik X-ışınlarının sayılmasında kullanılan yarı iletken dedektörler ve çalışma prensibi

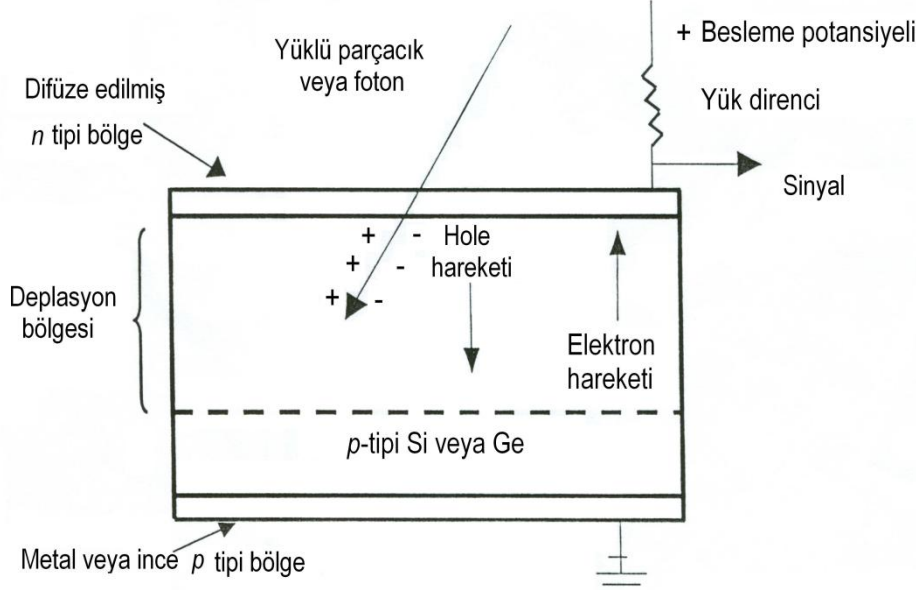
Karakteristik X-ışınlarının hem enerjileri birbirine yakın hem de, genel olarak düşük enerji bölgesinde yer alırlar. Bundan dolayı, yapılan araştırmalar için dedektör seçiminde; duyarlı olduğu enerji bölgesine ve ayırma gücü gibi faktörlere dikkat edilir. Şekil 4.1'de enerji ayırmalı X-ışını spektroskopisinde ayırma gücü en yüksek dedektörün yarı iletken olduğu görülmektedir.



Şekil 4.1. Bazı dedektörlerin ayırma güçleri.

X-ışını şiddet ölçümlerinde en önemli gelişmelerden birini lityum katkılanmış katihal dedektörlerinin yapılması teşkil eder. Lityum katkılanmış katihal dedektörü pozitif ve negatif (p-tipi ve n-tipi) bölgeleri arasında içsel (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 katkılanarak elde edilir. Dedektör yüzeyinin ince p-tipi tabakası aktif değildir. Sayma (dedeksiyon) işleminde aktif rol almayan bu tabakaya dead-layer (ölü tabaka) denir. Şekil 4.2'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(47).



Şekil 4.2. Yarı iletken dedektörün şematik gösterimi.

Kullandığımız Si(Li) dedektörünün aktif alanı 12 mm^2 ve kalınlığı 3 mm 'dir. Elektrotlar, lityum katkılanmasıyla elde edilen silisyum yüzeyine yaklaşık 200 \AA kalınlığında altın buharlaştırılarak elde edilir. Dedektör, en uygun ayırma gücünü elde etmek ve gürültüyü azaltmak için sıvı azot sıcaklığında (-196°C) 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 m kalınlığında berilyum pencere ile koruma altına alınmıştır. 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

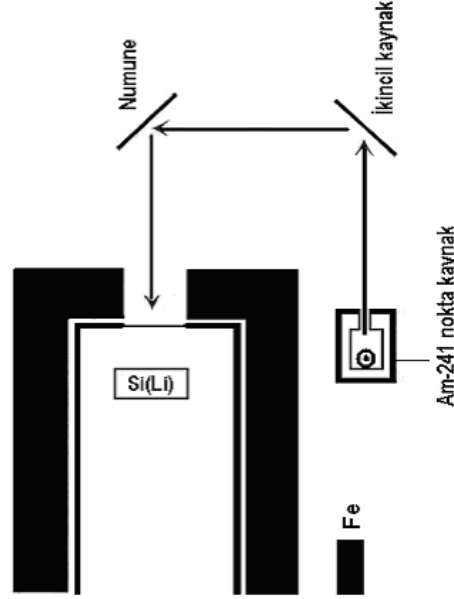
elektronlar n-tipi bölgeye, boşluklar ise p-tipi bölgeye yönelirler, p ve n-tipi bölgelerde elektrik alan vasıtasıyla toplanan yükler, ilgili elektronik devreler tarafından akım pulsundan potansiyel pulsuna dönüştürülür. Deney sisteminde kullanılan elektronik sistem vasıtasıyla potansiyel puls, puls yükseklik analizöründe enerjisine karşılık gelen kanala yerleştirilir.

4.1.2. Numunelerin Hazırlanması

Çalışmamızda spektrumlarını incelediğimiz numuneler, toz ve foilden hazırlandı. Toz numuneler parçacık büyüklüğü ve soğurma etkisini en aza indirmek için Spex el havanında iyice öğütüldü ve 400 mesh'lik eleklerde elendi. Spex mikserinde 10 dakika karıştırıldıktan sonra Beckman presinde 2 ton basınç altında preslenerek 13 mm çaplı tabletler elde edildi. Hazırlanan numunelerin kütleleri, 10^{-5} g hassasiyete sahip bir terazi kullanılarak tespit edildi.

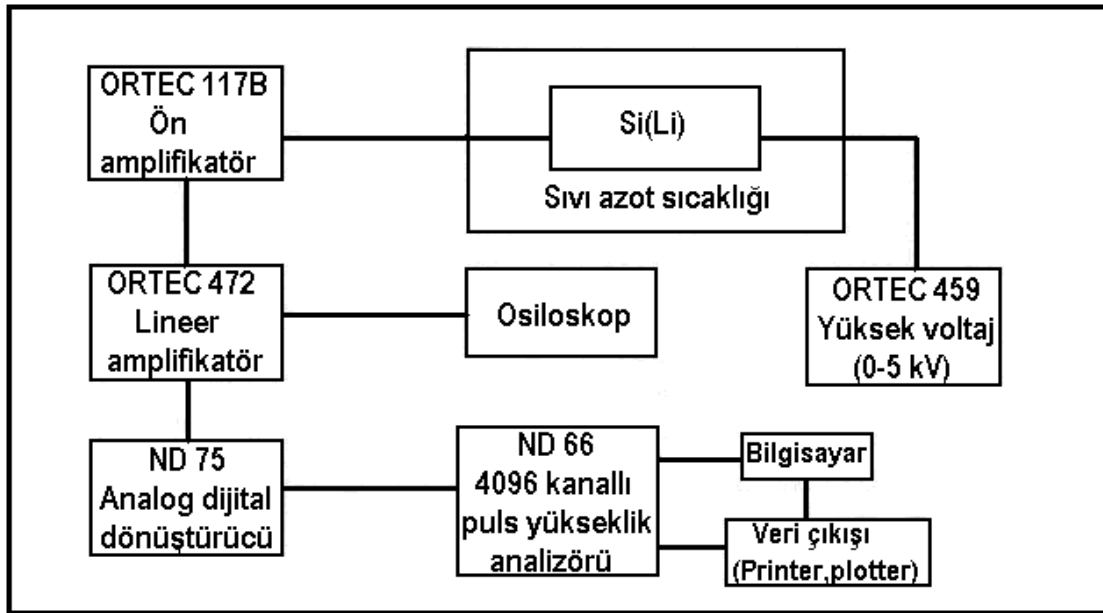
4.1.3. Karakteristik X-Işınlarnın Sayılması ve Deney Geometrisi

Yapılan çalışmada, bütün deneysel çalışma boyunca, uyarıcı kaynak, ikincil uyarıcı ve hedef elementin (incelenen element) konumları ile belirlenen geometrileri korundu. Deneysel çalışma boyunca kullanılan geometri Şekil 4.3'de gösterildi. Spektrumların alınmasında kullanılan deney sistemine ait blok diyagram ise Şekil 4.4'de görülmektedir. 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 uyurabilmekte hem de spektrum içerisinde istenmeyen pikler oluşturabilmektedir. Bu durumun önlenmesi için demir kolimatör kullanıldı. Böylece numuneyi sadece radyoaktif kaynaktan çıkan radyasyonların uyarması sağlandı. 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 azaltıldı.



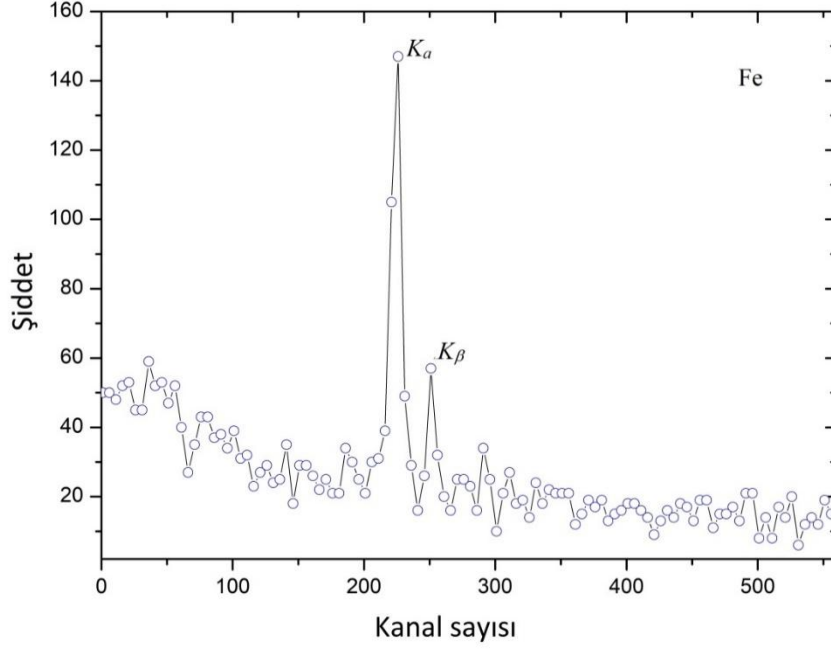
Şekil 4.3. Deney geometresi.

Numunelerden yayımlanan karakteristik X-ışınlarının sayılmasında kullanılan Si(Li) dedektörünün yarı maksimumdaki tam genişliği (ayırma gücü) 5,9 keV'da 160 eV tur. Si(Li) dedektöründen çıkan pulslar başlangıçta bir ön amplifikatörde daha sonra bir lineer amplifikatörde büyütülerek bir analog dijital dönüştürücü vasıtasıyla 4096 kanallı bir ND66B puls yükseklik analizörüne gönderildi. Bu pulslar analizörün 1024 kanalına kaydedildi.

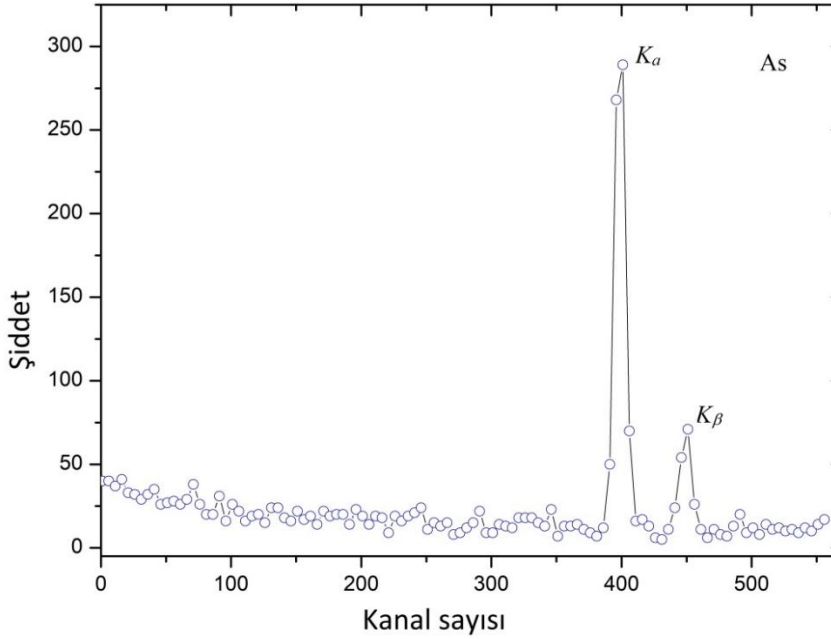


Şekil 4.4. Deney sisteminin blok diyagramı.

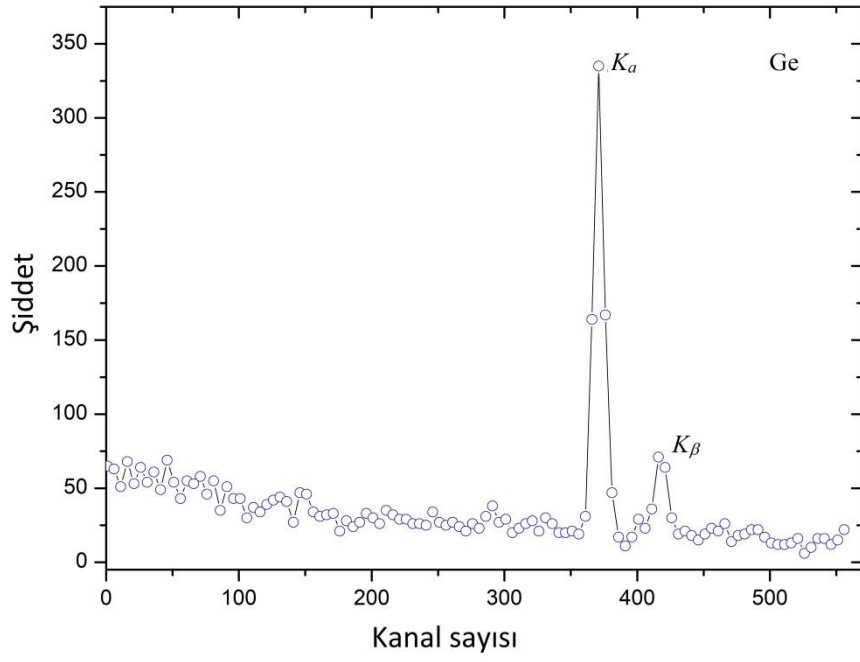
Bu çalışmada elde edilen Fe, As ve Y elementlerine ait K X-ışını spektrumları spektrumları Şekil 4.5 (Enerjiye karşılık, Pik alanındaki birim zamandaki sayım), Şekil 4.6, Şekil 4.7 ve 4.8’de görülmektedir. (Kanala karşı, şiddet).



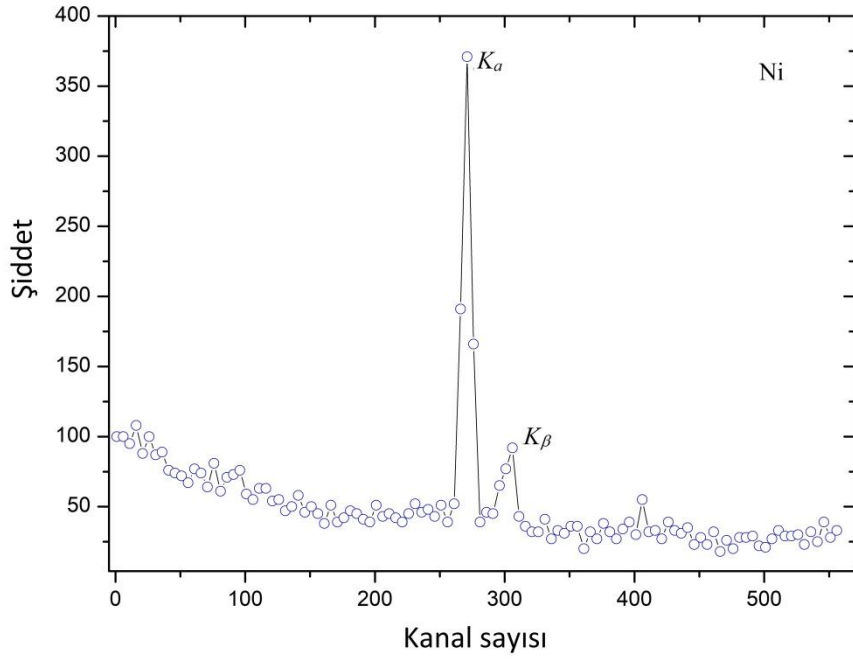
Şekil 4.5. Fe elementine ait spektrum.



Şekil 4.6. As elementine ait spektrum.



Şekil 4.7. Ge elementine ait spektrum.



Şekil 4.8. Ni elementine ait spektrum.

Elde edilen spektrumların alanlarının ölçülmesi ise spektrum piklerinin, sağ ve sol tarafında bulunan kanallardaki sayıların ortalaması bulunup, bu sayıya sahip kanal pik sınırı seçilerek piklerin alanı ölçüldü.

4.1.4. K X-Işını Floresans (K-XRF) Tesir Kesitlerinin Deneysel Belirlenmesi

Deneysel olarak K X- ışını floresans tesir kesitleri; (Durak ve ark., 1998).

$$\sigma_{Ki} = \frac{N_{Ki}}{I_0 \varepsilon G t_i \beta} \quad (6.1)$$

denklemini kullanılarak hesaplanır. Burada N_{Ki} , ($i=\alpha, \beta$) birim zamanda ölçülen karakteristik K X-ışınları sayısı, I_0 numuneye birim zamanda gelen foton şiddeti (uyarıcı radyasyonun şiddeti), ε dedektör verimidir. G, kaynak, numune ve sayacın konumuna bağlı geometrik faktördür. t ise numunenin kalınlığı olup tartılan numune miktarının numune alanına bölümüdür ve birimi g/cm^2 dir. β ise gelen fotonlar ile yayımlanan karakteristik X-ışınlarının numunede soğurulmalarını hesaba katan öz soğurma düzeltme faktörüdür ve (Durak ve ark. , 1998).

$$\beta = \frac{1 - \exp\left[-\left(\frac{\mu_p}{\cos \theta_1} + \frac{\mu_e}{\cos \theta_2}\right)t\right]}{\left[\frac{\mu_p}{\cos \theta_1} + \frac{\mu_e}{\cos \theta_2}\right]t} \quad (6.2)$$

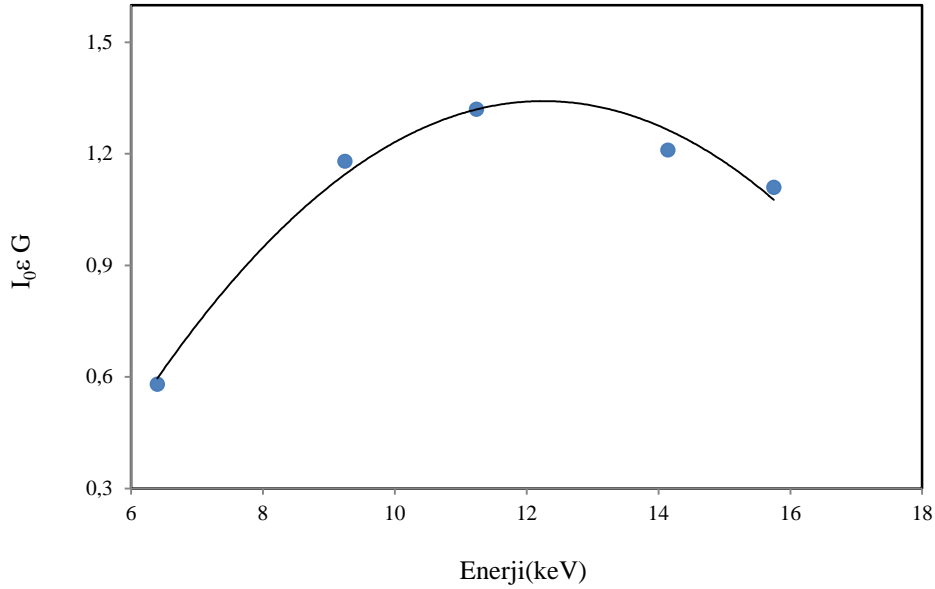
ile verilir (5). Burada μ_p , hedef elementin uyarma radyasyon enerjisindeki kütle soğurma katsayısıdır. Aynı şekilde μ_e ise, yayımlanan radyasyon enerjisindeki kütle soğurma katsayılarıdır. Hubbell ve Seltzer'in tablosu kullanılarak $\ln\mu'$ ye karşı $\ln E$ 'nin çizilen doğrusal grafiğinden ilgili enerji için μ_p ve μ_e elde edildi. θ_1 ve θ_2 ise sırasıyla numune yüzeyinin normaline göre gelen fotonların ve yayımlanan karakteristik X-ışınlarının yaptıkları açıdır. Kullanılan deney düzeneğinde θ_1 ve θ_2 45° olarak alındı.

X-ışını spektroskopik çalışmalarında, dedektör verimliliğinin bilinmesi ve

verimlilik eğrisinin belirlenmesi gerekmektedir. Deney süresince I_0G faktörünü sabit tutmak için deney geometrisi değiştirilmedi. $I_0G\varepsilon_K$ değerinin tayininde dedektör verimlilik eğrisinin belirlenmesinde,

$$(I_0\varepsilon G)_{Ki} = \frac{N_{Ki}}{\beta_{Ki}t_i\sigma_{Ki}} \quad (6.3)$$

denklemleri kullanılarak elde edilir. Dedektör verimini tayin etmek için kullanılan elementler Fe, Ga, Se, Sr ve Zr. Dedektör verimi bu elementlerin $K\alpha$ X-ışınlarının birim zamandaki sayımı (N_{Ki}), β_{Ki} , t ve σ_{Ki} değerleri kullanılarak tespit edildi. Dedektör verimi ile ilgili grafik Şekil 4.9'da verilmektedir.



Şekil 4.9. Dedektör verim eğrisi.

4.1.5. Tesir Kesitlerinin Teorik Hesaplanması

K X-ışını fluoresans tesir kesitlerinin teorik değerleri ise aşağıdaki denklem kullanılarak hesaplanır (Durak ve ark. , 1998).

$$\sigma_{K\alpha} = \sigma_K^P \omega_K F_{K\alpha} \quad (6.4)$$

$$\sigma_{K\beta} = \sigma_K^p(E)\omega_K F_{K\beta} \quad (6.5)$$

Burada (Eş.6.6) ve (Eş.6.7) denklemlerindeki , σ_K^p , K tabakasına ait uyarma enerjisindeki fotoelektrik tesir kesiti olup Scofield'in tablosundan alındı (2). ω_K , K tabakası fluoresans verimidir. F_{Ki} ise K tabakasından K_α veya K_β X-ışınlarının yayılım hızıdır. Bu ise , (Durak ve ark. , 1998).

$$F_{Ki} = \left(1 + \frac{I_{K\beta}}{I_{K\alpha}}\right)^{-1} \quad (6.6)$$

denklemleri ile verilir. Burada $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranlarını vermektedir. Bu değerler Scofield' in tablolarından alındı (2).

4.1.6. Deneysel Olarak İncelenen Numuneler ve Ölçülen K X-ışını Fluoresans Tesir Kesitleri

Bu deneysel çalışmada kullanılan $22 \leq Z \leq 40$ arasındaki ^{29}Cu , ^{32}Ge , ^{33}As , ^{35}Br , ^{37}Rb ve ^{39}Y elementlerin K X-ışınları tesir kesitleri, ikincil kaynak kullanarak 16.896 keV uyarma enerjisinde incelenmiştir. Bu elementlerin ve kullanılan İkincil kaynağın özellikleri Çizelge 4.1'de verilmektedir.

Çizelge 4.1. Uyarıcı Kaynak ve Çalışmada kullanılan numunelerin özellikleri

| İkincil Uyarıcı Element | | | Hedef Element | | |
|-------------------------|-------|---------------------------|------------------|-------|---------------------------|
| Element | Şekli | Parçacık Büyüklüğü (mesh) | Element | Şekli | Parçacık Büyüklüğü (mesh) |
| Nb | Toz | 400≤ | ^{29}Cu | Toz | 400≤ |
| | | | ^{32}Ge | Toz | 400≤ |
| | | | ^{33}As | Toz | 400≤ |
| | | | ^{35}Br | Toz | 400≤ |
| | | | ^{37}Rb | Toz | 400≤ |
| | | | ^{39}Y | Toz | 400≤ |

* Kalınlık (g/cm^2)

Bu çalışmada alınan ölçümler sonucu elde edilen tesir kesitleri ise Çizelge 4.2 ve Çizelge 4.3’de verilmektedir.

Çizelge 4.2. Deneysel ve Teorik K_{α} X- ışını tesir kesitleri (barns/atom)

| Element | Uyarma Enerjisi (keV) | Deneysel Çalışma | Teoriksel Değerler |
|------------------|-----------------------|------------------|--------------------|
| ^{29}Cu | 16.896 | 2004±148 | 1930.347 |
| ^{32}Ge | 16.896 | 3233±252 | 3273.372 |
| ^{33}As | 16.896 | 3940±264 | 4007.949 |
| ^{35}Br | 16.896 | 4853±346 | 5003.461 |
| ^{37}Rb | 16.896 | 6237±457 | 6389.019 |
| ^{39}Y | 16.896 | 6002±457 | 6187.863 |

Çizelge 4.3. Deneysel ve Teorik K_{β} X- ışını tesir kesitleri (barns/atom)

| Element | Uyarma Enerjisi (keV) | Deneysel Çalışma | Teoriksel Değerler |
|------------------|-----------------------|------------------|--------------------|
| ^{29}Cu | 16.896 | 243±018 | 234.716 |
| ^{32}Ge | 16.896 | 424±033 | 429.877 |
| ^{33}As | 16.896 | 539±036 | 549.440 |
| ^{35}Br | 16.896 | 721±051 | 741.892 |
| ^{37}Rb | 16.896 | 991±073 | 1015.428 |
| ^{39}Y | 16.896 | ---- | --- |

Deneysel çalışmadan tesir kesitleri kullanılarak elde edilen fluoresans verimler ise karşılaştırmalı bir şekilde, literatürdeki deneysel, teorik ve yarıdeneysel fit değerleri ile Çizelge 4.4, Çizelge 4.5 ve Çizelge 4.6’da verilmektedir.

Çizelge 4.2 ve Çizelge 4.3 den görüldüğü gibi K X-ışınları şiddet tesir kesitlerinin K_{β} / K_{α} oranları ise ^{29}Cu için 0.121, ^{32}Ge için 0.131, ^{33}As için 0.136, ^{35}Br için 0.148 ve ^{37}Rb için 0.158 olarak elde edildi.

Çizelge 4.4. Deneysel fluoresans verimler(ω_K)

| Element | Deneysel Çalışma | Şimşek (2002) | Durak (2001) | Kumar (1987) | Arora (1981) | Pious (1992) |
|------------------|------------------|---------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
| ²⁹ Cu | 0.456±0.028 | 0.470±0.013 | 0.412±0.029 | --- | 0.441±0.018 | -- |
| ³² Ge | 0.528±0.030 | --- | 0.537±0.030 | --- | --- | 0.538±0.029 |
| ³³ As | 0.552±0.032 | 0.573±0.024 | 0.605±0.032 | --- | 0.590±0.024 | --- |
| ³⁵ Br | 0.601±0.029 | --- | 0.648±0.028 | --- | 0.586±0.023 | --- |
| ³⁷ Rb | 0.651±0.033 | --- | 0.691±0.024 | 0.635±0.013 | --- | --- |
| ³⁹ Y | 0.688±0.053 | ---- | ---- | --- | ---- | ---- |

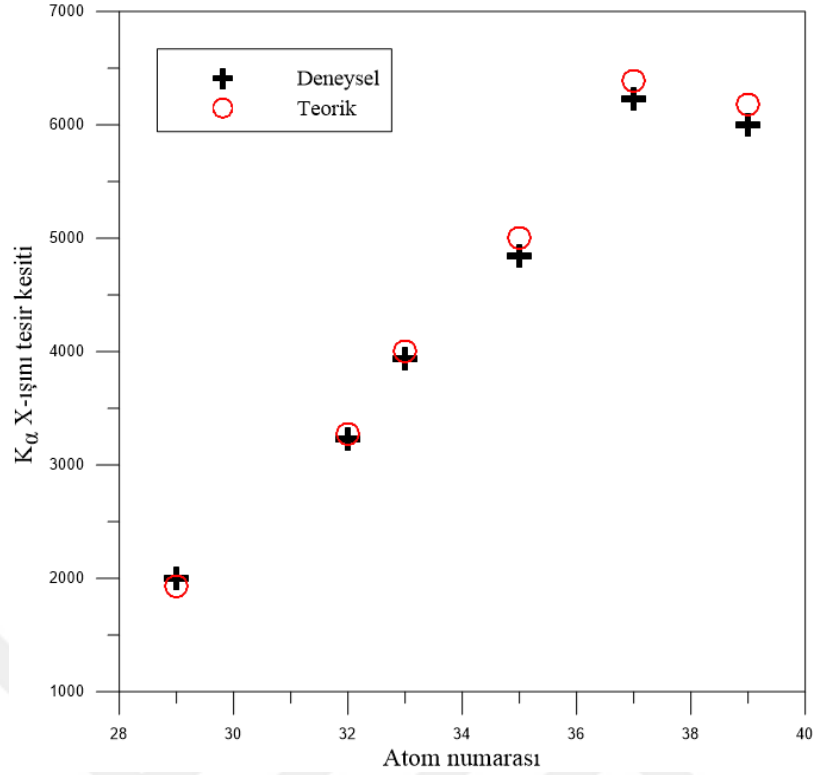
Çizelge 4.5. Deneysel çalışma fluoresans verimler (ω_K) ile teoriksel değerler

| Element | Deneysel Çalışma | Walters (1971) | Kostroun (1971) |
|------------------|------------------|----------------|-----------------|
| ²⁹ Cu | 0.456±0.028 | 0.4678 | 0.448 |
| ³² Ge | 0.528±0.030 | 0.5650 | 0.545 |
| ³³ As | 0.552±0.032 | 0.5947 | 0.574 |
| ³⁵ Br | 0.601±0.029 | 0.6498 | 0.602 |
| ³⁷ Rb | 0.651±0.033 | 0.6987 | 0.629 |
| ³⁹ Y | 0.688±0.053 | 0.7420 | 0.722 |

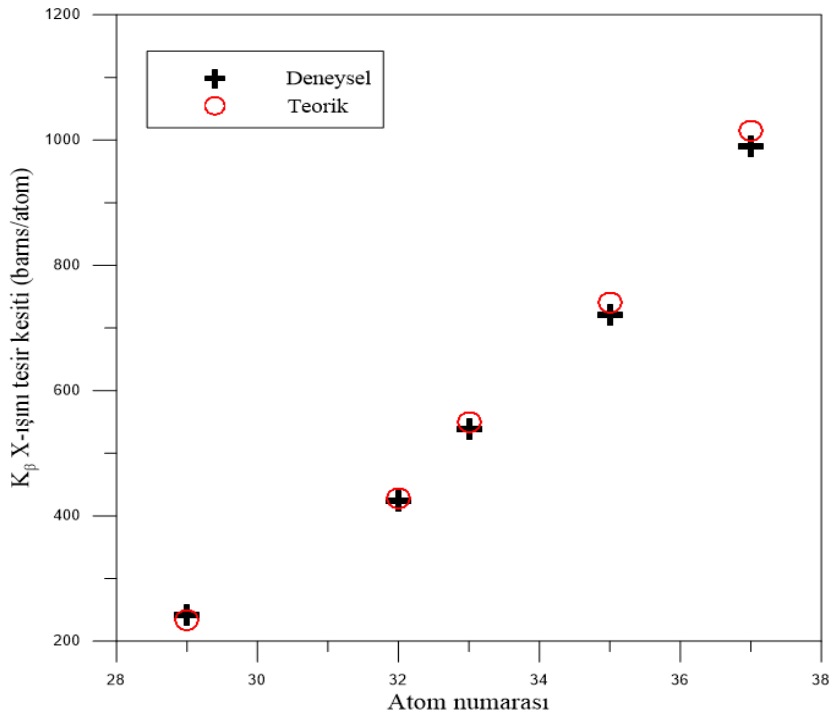
Çizelge 4.6. Deneysel çalışma fluoresans verimler(ω_K) ile yarı deneysel fit değerleri.

| Element | Deneysel Çalışma | Bambynek (1972) | Hubbell (1994) | Krause (1979) |
|------------------|------------------|-----------------|----------------|---------------|
| ²⁹ Cu | 0.456±0.028 | 0.453 | 0.441 | 0.440 |
| ³² Ge | 0.528±0.030 | 0.546 | 0.523 | 0.535 |
| ³³ As | 0.552±0.032 | 0.574 | 0.549 | 0.562 |
| ³⁵ Br | 0.601±0.029 | 0.627 | 0.598 | 0.618 |
| ³⁷ Rb | 0.651±0.033 | 0.674 | 0.643 | 0.667 |
| ³⁹ Y | 0.688±0.053 | 0.716 | 0.685 | 0.710 |

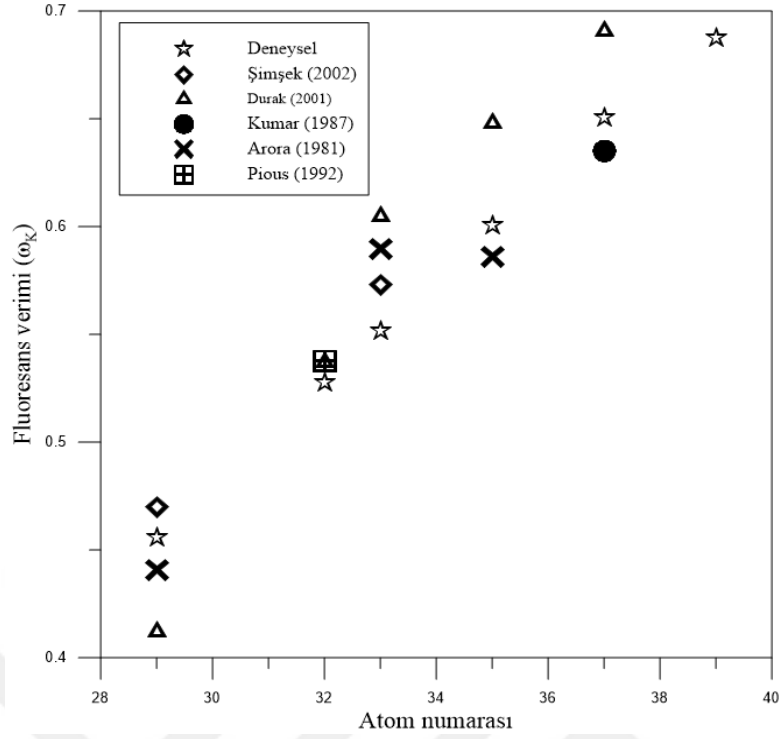
Tesir kesitleri kullanılarak elde edilen K X-ışını fluoresans verimlerin ve diğer çalışmalara ait fluoresans verimlerinin deneysel çalışması yapılan elementlerin atom numaralarına karşı gelen grafikleri Şekil 4.10 – Şekil 4.13 arasında verilmektedir.



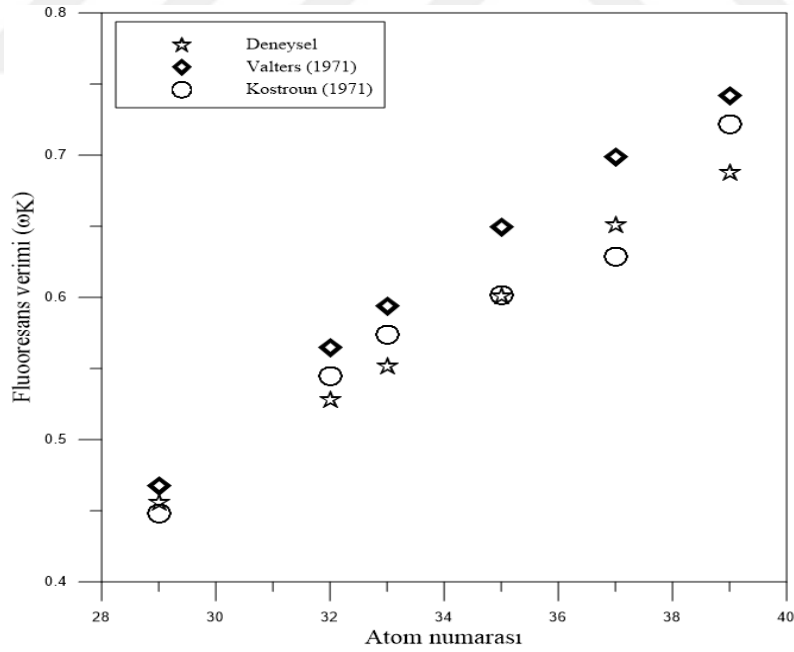
Şekil 4.10. Atom numarasına karşı, deneysel ve teorik K_{α} X- ışını tesir kesitleri (barns/atom).



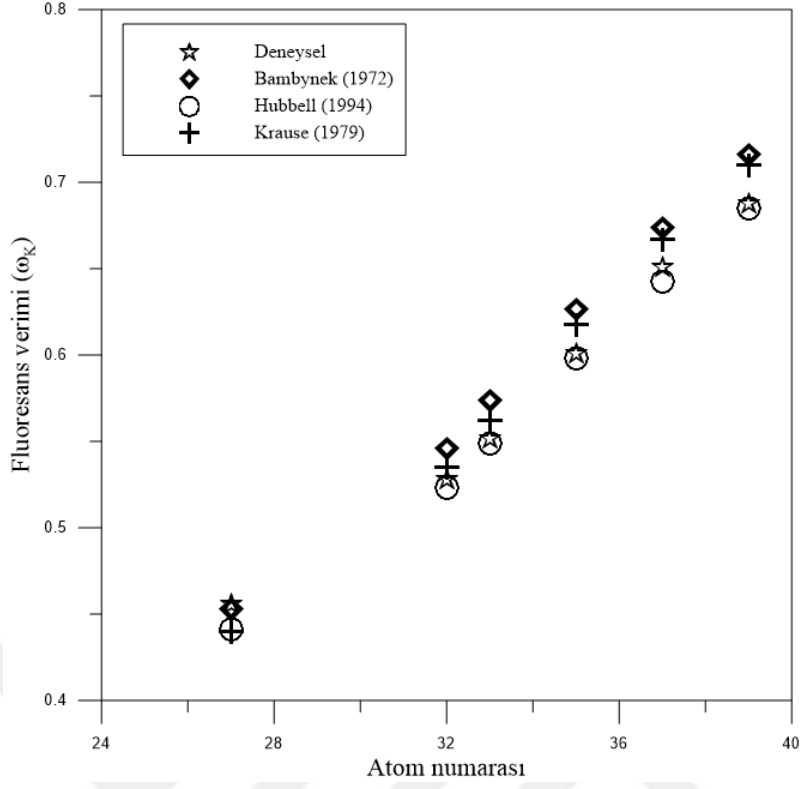
Şekil 4.11. Atom numarasına karşı, deneysel ve teorik K_{β} X- ışını tesir kesitleri (barns/atom).



Şekil 4.12. Atom numarasına karşı, deneysel flüoresans verim (ω_K) ile diğer mevcut deneysel fluorasans verim değerleri.



Şekil 4.13. Atom numarasına karşı, deneysel flüoresans verim (ω_K) ile diğer mevcut teoriksel fluorasans verim değerleri.



Şekil 4.14. Atom numarasına karşı, deneysel flüoresans verim (ω_K) ile diğer yarı deneysel fit flüoresans verim değerleri.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Fotoiyonizasyon metodu ile atom numarası $22 \leq Z \leq 40$ arasındaki ^{29}Cu , ^{32}Ge , ^{33}As , ^{35}Br , ^{37}Rb ve ^{39}Y elementlerinin X-ışını fluoresans tesir kesitleri ölçüldü. Elementlerin uyarılmasında Am-241 radyoizotop kaynağı ile uyarılan ikincil kaynaktan yayımlanan X-ışınlarının enerjileri kullanıldı. K karakteristik X-ışınlarının sayımında Si(Li) katıhal dedektörü kullanıldı. Ölçümlerin alınmasında standart şartlar oluşturuldu. Bunlardan en başında geleni deney geometrisinin sabit kalmasıdır. Çünkü deney geometrisindeki herhangi bir değişiklik direk ölçümleri etkilemektedir. Örneğin kaynak-numune ve numune-dedektör arasındaki açısal değişiklik, hem uyarılan numuneden gelen karakteristik X-ışını sayımlarında değişikliğe hem de β soğurma düzeltme katsayısına yansiyacaktır. Bundan dolayı çalışma şartları devamlı muhafaza edilmelidir.

Yapılan çalışmada, ölçülen değerler ve teorik değerler Çizelge 4.2 ve Çizelge 4.3 de verilmektedir. Elde edilen ölçümlerde yapılan deneysel hata %8 olarak görülmektedir. Yine aynı zamanda K X-ışınları flüoresans deneysel tesir kesit değerleri ile teorik değerler arasında iyi bir uyum görülmektedir. Bu uyum ise %1.2 ile %3.8 arasındadır. K-X ışınları tesir kesitleri değerlerinin atom numarası arttıkça arttığı görülmektedir. Bu değerler, Şekil 4.8 ve Şekil 4.9 da atom numarasına karşılık tesir kesit değerlerinin grafiklerinde görülmektedir.

Bu çalışmalarda, uyarma enerjisi olarak ikincil kaynak kullanmanın önemli avantajları vardır. Bilindiği gibi atomları uyarma şekillerinden biri fotonlar ile uyarmaktır. Atom numarası küçük olan elementleri düşük enerjilerde incelemek için, düşük enerjili fotonlara ihtiyaç vardır. Dolayısıyla bu atomları uyarmak ve düşük enerjide tesir kesit ve fluoresans verim gibi parametrelerin belirlenmesinde ikincil elementin K X-ışın enerjilerinden yararlanmak bir avantaj sağlamaktadır.

Yapılan çalışmada, K X- ışınları tesir kesitleri arasında Çizelge 4.2 ve Çizelge 4.3 de görüldüğü gibi K_{α} X-ışınları tesir kesit değerleri K_{β} X-ışınları tesir kesitlerinden daha büyük değerlere sahiptir. Bilindiği üzere K tabakasındaki bir boşluk L tabakası tarafından doldurulduğu zaman K_{α} X-ışını meydana gelmektedir. Eğer K tabakasındaki

bir boşluk M tabakası tarafından doldurulur ise K_{β} X-ışını meydana gelmektedir. Dolayısıyla K_{α} X-ışını tesir kesit değerlerinin K_{β} X-ışınları tesir kesitlerinden daha büyük olması ise K tabakasından bir boşluk oluşturulduğu zaman, burada meydana getirilen boşluğun L tabakası tarafından doldurulma olasılığının, M tabakasına göre büyük olduğunu göstermektedir. Fakat enerji olarak bakıldığında, yayınlanan K_{α} X-ışının enerji olarak değeri K_{β} X-ışınının değerinden daha küçüktür. Bilindiği üzere bu ise K tabakası ile diğer L ve M yörüngeleri arasındaki enerji farkının değerinden ileri gelmektedir.

Aynı zamanda bu çalışmadan ,çizelge 4.2 ve Çizelge 4.3 den görüldüğü gibi K X-ışınları şiddet oranları (K_{β} / K_{α}) oranları atom numarası arttıkça artmakta olduğu görüldü.

Bu çalışmada elde edilen K X-ışınları tesir kesitleri kullanılarak atom numarası $22 \leq Z \leq 40$ arasındaki ^{29}Cu , ^{32}Ge , ^{33}As , ^{35}Br , ^{37}Rb ve ^{39}Y elementlerinin K tabakasına ait fluorasans verimleri tespit edildi bu değerler karşılaştırmalı bir şekilde Çizelge 6.4, Çizelge 4.5 ve Çizelge 4.6 da verilmektedir. Elde edilen değerler Hubbeel, Bambynk ve Krause'nin yarı deneysel değerleri ile iyi bir uyum içerisindedir. Bu uyum %4.3 içerisindedir. En iyi uyum ise Hubbel'in değerleri ile, %1.2 civarında olduğu görüldü.

Yapılan çalışmada düşük enerjide $22 \leq Z \leq 40$ arasındaki ^{29}Cu , ^{32}Ge , ^{33}As , ^{35}Br , ^{37}Rb ve ^{39}Y elementlerinin X-ışını flüoresans tesir kesitleri ve flüoresans verimleri ölçüldü. Sonuçta bu değerlerin Artan atom numarasına göre arttığı görüldü. Elde edilen değerler geniş kullanım alanları olan atom fiziği, nükleer fizik, tıp alanındaki incelemeler ve tahribatsız element analizlerinde oldukça yaygın olarak kullanılmaktadır. Deneysel değerlerin ve teorik değerlerin uyum içerisinde olması bu değerlerin kendi arasında doğruluk ve kontrol açısından oldukça önem arz etmektedir. Ayrıca, fotoiyonizasyon yöntemi ve ikincil kaynak kullanımı oldukça yararlı olduğu görülmektedir.

KAYNAKLAR

- Arora, S.K., Allawadhi, K.L., Sood, B.S., 1981. Measurements of K-shell fluorescence yields in elements 284Z453. *Physica B&C*, **111C**: 71–75.
- Bambynek, W, Craseman, N., Fink, R. W., Freund, H.U., Mark, H., Swift, C.D., Price, R.E., Rao, P.V., 1972. X-ray fluorescence yields, Auger and Coster- Kronig transition probabilities. *Rev. Mod. Phys*, **44**: 716-813.
- Budak, G., Karabulut, A., Demir, L., Şahin, Y., 1999. Measurements of $K_{\alpha}K_{\alpha}$ and K_{β} fluorescence cross-sections for elements in the range $44 \leq Z \leq 68$ at 59.5 keV. *Phys.Rev*, **60**: 2015-2018.
- Durak, R., Erzenoğlu, S., Kurucu, Y., Şahin, Y., 1998. Measurement of photon-induced K X-ray production cross-sections for some elements with $40 \leq Z \leq 70$ at 122keV. *Radiation Physics and Chemistry*, **51**: 45–48.
- Durak R., Özdemir R., 2001. Measurement of K-shell fluorescence cross-sections and yields of 14 elements in the atomic number range 254Z447 using photoionization *Radiation Physics and Chemistry*, **61**: 19–25.
- Durak, R., Özdemir, Y., 2001. Measurement of K-shell fluorescence cross-sections and yields of 14 elements in the atomic number range $25 \leq Z \leq 47$ using photoionization. *Radiation Physics and Chemistry*, **61**: 19-25.
- Ertuğral, B., Apaydın, G., Çevik, U., Ertuğrul, M., Kobyay. A.İ., 2007. K_{β}/K_{α} X-ray intensity ratios for elements in the range $16 \leq Z \leq 92$ excited by 5.9, 59.5 and 123.6 keV photons. *Radiation Physics and Chemistry*, **76**: 15- 22.
- Ertuğrul, M., Söğüt, Ö., Şimşek, Ö., Büyükkasap, E., 2001. Measurement of K_{β}/K_{α} intensity ratios for elements in the range $22 \leq Z \leq 69$ at 59.5 keV, *Journal. Phys.B*, **34**: 909-914.
- Garg, L., Mehta, D., Kumar, S., Mangal, P.C., Trehan, P.N., 1985. Energy dependence of photon-induced $K_{\alpha}K_{\alpha}$ and K_{β} X-ray fluorescence cross-sections for some elements with $20 \leq Z \leq 56$. *X-ray Spectrom*, **14**: 165-169.
- Hubbell J. H and Seltzer, S.M., 1995. *Tables of X-ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients 1keV to 20MeV for elements Z=1 to 92 and additional Substances of Dosimetric Interest*. National Institute of Standard and Technology Report No, NISTIR 5632.
- Hubbell, J.H., Trehan, P.N., Singh, Nirmal, Chand. B., Mehta, D., Garg, M.L., Garg, R. R., Singh, Surinder, Puri, S., 1994. A review, bibliography, and tabulation of K, L, and higher atomic shell X-ray fluorescence yields. *J.Phys. Chem. Ref. Data*, **23**: 339-364.
- Karabulut, A. Budak, G. Demir, L., Şahin, Y., 1999. K_{α} and K_{β} X-ray fluorescence cross-sections in the atomic region $26 \leq Z \leq 42$ excited by 59.5 keV photons. *Nuc. Instrum. Methods*, **155**: 369-372.
- Kostroun, V.O., Chen, M.H., Crasemana, B., 1971. Atomic radiation transition probabilities to the 1s state and theoretical K- shell fluorescence yields. *Phys. Rev. A*, **3**: 533-545.
- Krause, M.O., 1979. Atomic radiative and radiation less yields for K and L shell. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, **8**: 307–327.
- Kumar, S., Singh, S., Mehta, D., Singh, N., Mangal, P.C., Trehan, P.N., 1987. Measurement of K X-ray fluorescence cross-sections for some elements with 234Z455 in the energy range 8–60 keV. *X-ray Spectro*, **16**: 203–206.

- Özdemir, Y., Durak , R. Öz, E, 2002. ‘K- Shell X-ray production cross-sections and fluorescence yields in some medium –Z elements’, *Radiat.Phys.and Chem*, **65**: 193-295.
- Özdemir Y., Kavaz E., Ahmadi N., Ertuğrul M., Ekinci N., 2016. Investigation of K X-ray intensity ratios of some 4d transition metals depending on the temperature. *Applied Radiation and Isotopes*, **115**: 147–154.
- Rao, D.V., Cesereo, R., Gigante, G.E., 1993. Photon-excited K X- ray fluorescence cross-sections for some light elements in the range 20–60 keV. *X-ray Spectrometry*, **22**: 406-409.
- Söğüt, Ö., Büyükkasap, E., Küçükönder, A., Ertuğrul, M., Şimşek, Ö., 1995. Alloying effect on intensity ratios in CrxNi1-x and CrxAl1-x alloys. *Appl. Spectroscopy. Rev*, **30**: 175-180.
- Scofield, J. H, 1973. “Theoretical photo ionization cross sections from 1 to 1500 keV”, *Lawrance Livermore Laboratory*, UCRL-51326.
- Şimşek Ö., Yılmaz S., Karagöz D., Ertuğrul M., 2002. Measurement of K Shell fluorescence cross sections and K Shell fluorescence yields for the atomic region $22 \leq Z \leq 64$ by 59.5 keV photons. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, Vol*, **253**: 143–147.
- Yılmaz, R.2014. Measurements of K- shell X-ray production cross-sections and fluorescence yields for Cr, Mn, Fe and Co elements. *Radiation Physics and Chemistry*, **96**: 1-4.
- Yılmaz R., Tunç H., Özkartal A. 2015. Measurements of K-shell X-ray production cross-sections and fluorescence yields for some elements in the atomic number range $28 \leq Z \leq 40$. *Radiation Physics and Chemistry*, **112**: 83-87.
- Walters, D.L, Bhalla, C.P., 1971. Nonrelativistic Auger rates, X-ray rates, and fluorescence yields for the K- shell. *Phys.Rev. A*, **3**: 1919-1927.



ÖZ GEÇMİŞ

Hamza TUNÇ 1990 yılında Erzurum Horasan'da doğdu. İlk, Orta ve Lise eğitimini Horasan'da tamamladı. Van Yüzüncü Yıl Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümünden 2012 yılında mezun oldu. Şubat 2013'de Van Yüzüncü Yıl Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı'nda başladığı Yüksek Lisans eğitimine devam etmektedir.



**T.C
VAN YÜZÜNCÜ YIL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
LİSANSÜSTÜ TEZ ORJİNALLİK RAPORU**

Tarih: 11/07/2018

Tez Başlığı / Konusu:

**ATOM NUMARASI $22 \leq Z \leq 40$ ARASINDAKİ BAZI ELEMENTLER İÇİN
X-İŞİNİ FLUORESANS TESİR KESİTLERİ VE FLUORESANS VERİMLERİNİN ÖLÇÜLMESİ**


Yukarıda başlığı/konusu belirlenen tez çalışmamın Kapak sayfası, Giriş, Ana bölümler ve Sonuç bölümlerinden oluşan toplam 68 sayfalık kısmına ilişkin, 25/06/2018 tarihinde şahsım/tez danışmanım tarafından Turnitin intihal tespit programından aşağıda belirtilen filtreleme uygulanarak alınmış olan orijinallik raporuna göre, tezimin benzerlik oranı % 4 (Yüzde dört) dir.

Uygulanan filtreler aşağıda verilmiştir:

- Kabul ve onay sayfası hariç,
- Teşekkür hariç,
- İçindekiler hariç,
- Simge ve kısaltmalar hariç,
- Gereç ve yöntemler hariç,
- Kaynakça hariç,
- Alıntılar hariç,
- Tezden çıkan yayımlar hariç,
- 7 kelimedenden daha az örtüşme içeren metin kısımları hariç (Limit inatch size to 7 words)

Van Yüzüncü Yıl Üniversitesi Lisansüstü Tez Orijinallik Raporu Alınması ve Kullanılmasına İlişkin Yönergeyi inceledim ve bu yönergede belirtilen azami benzerlik oranlarına göre tez çalışmamın herhangi bir intihal içermediğini; aksinin tespit edileceği muhtemel durumda doğabilecek her türlü hukuki sorumluluğu kabul ettiğimi ve yukarıda vermiş olduğum bilgilerin doğru olduğunu beyan ederim.

Gereğini bilgilerinize arz ederim.


Tarih ve İmza

Adı Soyadı: Hamza TUNÇ

Öğrenci No: 12911410113

Anabilim Dalı: Fizik

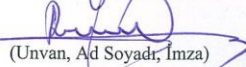
Programı: Tezli

Statüsü: Y. Lisans

Doktora

**DANIŞMAN ONAYI
UYGUNDUR**

Doç. Dr. RAFET YILMAZ


(Unvan, Ad Soyadı, İmza)

**ENSTİTÜ ONAYI
UYGUNDUR**


Prof. Dr. Suat ŞENSOY
Enstitü Müdürü

(Unvan, Ad Soyadı, İmza)