



T.C.

KAHRAMANMARAŞ SÜTÇÜ İMAM ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**BOR KATKILI NiO İNCE FİLMLERİNDE
K TABAKASINDAN L TABAKASINA BOŞLUK
GEÇİŞ İHTİMALİNİN ÖLÇÜLMESİ**

FATİH DEDEOĞLU

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
MALZEME BİLİMİ VE MÜHENDİSLİĞİ
ANA BİLİM DALI**

T.C.
KAHRAMANMARAŞ SÜTÇÜ İMAM ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

BOR KATKILI NiO İNCE FİLMLERİNDE
K TABAKASINDAN L TABAKASINA BOŞLUK
GEÇİŞ İHTİMALİNİN ÖLÇÜLMESİ

FATİH DEDEOĞLU

Bu tez,
Malzeme Bilimi ve Mühendisliği
Ana Bilim Dalında
YÜKSEK LİSANS
derecesi için hazırlanmıştır.

KAHRAMANMARAŞ 2017

Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü öğrencisi **Fatih DEDEOĞLU** tarafından hazırlanan “**Bor Katkılı NiO İnce Filmlerinde K Tabakasından L Tabakasına Boşluk Geçiş İhtimalinin Ölçülmesi**” adlı bu tez, jürimiz tarafından **01.02.2017** tarihinde **oy birliği / oy çokluğu** ile Malzeme Bilimi ve Mühendisliği Anabilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Ömer SÖĞÜT (DANIŞMAN)

Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Anabilim Dalı
Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi

Prof. Dr. Ömer Faruk BAKKALOĞLU (ÜYE)

Mühendislik Fakültesi Fizik Mühendisliği Bölümü
Gaziantep Üniversitesi

Yrd. Doç. Dr. Erdal KÜÇÜKÖNDER (ÜYE)

Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Anabilim Dalı
Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi

Yukarıdaki imzaların adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım.

Doç. Dr. Mustafa ŞEKKELİ

Fen Bilimleri Enstitüsü 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 orijinal olmayan her türlü kaynağa eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

FATİH DEDEOĞLU



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.

BOR KATKILI NiO İNCE FİLMLERİNDE K TABAKASINDAN L TABAKASINA BOŞLUK GEÇİŞ İHTİMALİNİN ÖLÇÜLMESİ

(YÜKSEK LİSANS TEZİ)

FATİH DEDEOĞLU

ÖZET

Araştırmamızda, çeşitli konsantrasyonlarda (%1-6) kimyasal püskürtme yöntemiyle üretilmiş olan bor katkılı NiO ince filmlerinde, nikelin K tabakasından L tabaka/alttabakalarına ve M tabakasına boşluk geçiş ihtimalleri (η_{KL} , η_{KL2} , η_{KL3} ve η_{KM}) XRF tekniği ile ölçüldü. Bu ölçümler saf nikel elementi ve çeşitli konsantrasyonlarda üretilmiş olan bor katkılı NiO ince filmlerindeki nikel için yapıldı. η_{KL} , η_{KL2} , η_{KL3} ve η_{KM} için bulunan sonuçlar diğer araştırmacıların deneysel ve teorik değerleri ile karşılaştırıldı.

Bor katkısız NiO ince filminin η_{KL} boşluk geçişinin deneysel değeri, diğer araştırmacıların teorik değerlerden ortalama olarak %3.260 farklı iken, diğer araştırmacıların deneysel değerlerinden ortalama %3.193 farklıdır. Ek olarak, katkısız NiO ince filminde ölçülen η_{KL} , η_{KL2} , η_{KL3} ve η_{KM} boşluk geçiş ihtimallerinin değerleri, farklı oranlarda (%1-6) bor katkılanmış NiO ince filmlerinde ölçülen boşluk geçiş ihtimallerinden ortalama olarak, sırasıyla, %0.879, %0.862, %0.889 ve %0.885 farklıdır. Araştırma sonuçları tablolar ve grafikler halinde verilmiştir.

Anahtar Kelimeler: X-ışını, ince film, XRF, NiO, boşluk geçiş ihtimali.

Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Malzeme Bilimi ve Mühendisliği Anabilim Dalı, 1 / 2017

Danışman: Prof. Dr. Ömer SÖĞÜT

Sayfa sayısı: 61

MEASUREMENT OF THE VACANCY TRANSITION PROBABILITIES FROM K SHELL TO L SHELLS IN BORON-DOPED NiO THIN FILMS

(M.Sc. THESIS)

FATİH DEDEOĞLU

ABSTRACT

In our research, the probability of vacancy transitions of nickel from K to L shell/subshells and to M shell (η_{KL} , η_{KL2} , η_{KL3} and η_{KM}) in the boron-doped NiO thin films produced by the chemical spraying method at various concentrations (1-6%) were measured by XRF technique. These measurements were made for pure nickel element and for nickel in boron-doped NiO thin films produced at various concentrations. The results for η_{KL} , η_{KL2} , η_{KL3} and η_{KM} were compared with the experimental and theoretical values obtained by other researchers.

The experimental value of η_{KL} vacancy transition of the boron-undoped NiO thin film is 3.193% different from the experimental value obtained by other researchers while it is 3.260% different from the theoretical values obtained by the other researchers. In addition, the values of η_{KL} , η_{KL2} , η_{KL3} and η_{KM} vacancy transition probabilities measured in undoped NiO thin film are different 0.879%, 0.862%, 0.889% and 0.885% respectively on the average according to the vacancy transition probabilities of measured in the boron-doped NiO thin films obtained at different ratios (1-6%). The results obtained in this study are given in tables and graphics.

Key words: X-ray, thin films, XRF, NiO, vacancy transfer probability.

Kahramanmaraş Sutcu Imam University
Institute for Graduate Studies in Science and Technology
Department of Metallurgy and Materials Engineering, 1 / 2017

Supervisor: : Prof. Ömer SÖĞÜT

Pagenumber: 61

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans eğitimim boyunca çalışmalarım sırasında bana her türlü desteği veren, çalışmamın her aşamasında bana güvenen ve beni cesaretlendiren, bilgi ve tecrübesini esirgemeyerek bana yol gösteren değerli hocam ve tez danışmanım sayın Prof. Dr. Ömer SÖĞÜT'e teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım boyunca her zaman yanımda olan ve manevi desteğini esirgemeyen yüksek lisans arkadaşlarım Durdu Hayrettin AYAS'a ve Saim DAĞLI'ya teşekkür ederim.

Yüksek lisans öğrenimim süresince sabrını, sevgisini ve desteğini benden esirgemeyen sevgili eşim Mehtap DEDEOĞLU'na teşekkür ederim. Öğrenim hayatım boyunca maddi ve manevi destekleriyle, sevgileriyle ve yardımlarıyla her zaman yanımda olan sevgili anne ve babama sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

FATİH DEDEOĞLU

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
İÇİNDEKİLER.....	iv
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ	xi
1. GİRİŞ	1
1.1. Elektromagnetik Spektrumlar	3
1.1.1. Elektromagnetik Dalgaların Spektrumu.....	3
1.1.1.1. Radyo Dalgaları.....	3
1.1.1.2. Mikrodalgalar (Kısa-Dalgaboylu Radyo Dalgaları).....	3
1.1.1.3. Kızılötesi Dalgalar (Isı Dalgaları).....	5
1.1.1.4. Görünür Dalgalar.....	5
1.1.1.5. Morötesi (Ultraviyole) Dalgalar.....	5
1.1.1.6. X-Işınları	5
1.1.1.6.1. X-Işını Nedir?.....	5
1.1.1.6.2. X-Işınlının Oluşumu.....	6
1.1.1.6.2.1. Sürekli X-Işınları.....	6
1.1.1.6.2.2. Karakteristik X-Işınları ve Enerji Seviyeleri.....	7
1.1.1.7. Gama (γ) Işınları.....	10
1.1.1.8. Kozmik Işınlr.....	10
1.2. Elektromagnetik Radyasyonun Madde ile Etkileşmesi.....	10
1.3. Elektromagnetik Radyasyonun Saçılması	11
1.3.1. Compton Saçılması	11
1.3.2. Koherent Saçılma	15
1.4. Çift Oluşum.....	15
1.5. Soğurma Katsayıları ve Soğurma Kısılları	19
1.6. Kuantum Sayıları ve Atomik Yörüngeler	20
1.7. Tesir Kesiti	21

1.8. XRF (X-Işını Flüoresans).....	21
1.8.1. XRF Spektrometresi.....	24
1.8.1.1. EDXRF.....	25
1.9. NiO’ın Yapısı ve Önemi	25
1.10. İnce Filmler	25
1.10.1. Kimyasal Püskürtme Tekniği ile Film Üretimi	30
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	33
3. MATERYAL VE METOT.....	36
3.1. Bor Katkılı NiO İnce Filmlerin Elde Edilmesi.....	36
3.2. İnce Filmlerin XRF (X-Işını Flüoresans) Ölçümlerinin Alınması	40
3.3. Soğurma Düzeltme Faktörünün Hesaplanması.....	41
3.4. Dedektörün Verimlilik Eğrisinin Tayini	42
3.5. K_{β}/K_{α} X-Işını Şiddetinin Oranlarının Hesaplanması.....	43
3.6. K Tabakasından L ve M Tabakalarına Boşluk Geçiş İhtimallerinin Hesaplanması.....	44
4. BULGULAR VE TARTIŞMA	45
5. SONUÇ VE ÖNERİLER	51
KAYNAKLAR.....	57
ÖZGEÇMİŞ	62

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler	Açıklama
B	: Bor
NiO:B	: Bor katkılı nikel oksit
Å	: Angstrom
α	: Alfa parçacığı
β	: Beta parçacığı
γ	: Gama parçacığı
η	: Boşluk geçiş ihtimaliyeti
ϵ	: Dedektör verimi
ω	: Flüoresans verimi
h	: Plank sabiti
eV	: Elektron volt
θ	: Teta
φ	: Fi
g	: Gram
g/cm³	: Gram / santimetre küp
μm	: Mikrometre
°C	: Santigrat derece
I_0	: Uyarıcı radyasyon şiddeti
c	: Işık hızı
ν	: Foton frekansı

λ	: Dalga boyu
mCi	: Milicurie
^{55}Fe	: Demir-55
^{57}Co	: Kobalt-57
^{109}Cd	: Kadmium-109
^{241}Am	: Amersiyum-241



Kısaltmalar	Açıklama
XRF	: X-ışını flüoresans
EDXRF	: Enerji Ayırmalı X-ışınları spektrometresi
WDXRF	: Dalga Ayırmalı X-ışınları spektrometresi
NiO	: Nikeloksit
Ni(NO₃)₂6(H₂O)	: Nikel(II) nitrat hekzahidrat
H₃BO₃	: Borik asit
SnO₂	: Kalay oksit
Fe₂O₃	: Demir(II) oksit
TiO₂	: Titanyum dioksit
ZnO	: Çinko oksit
CuO	: Bakır oksit
PdO	: Paladyum oksit
WO₃	: Tungsten trioksit
NaCl	: Sodyum klorür

ŞEKİLLER DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 1.1. NiO yüzey merkezli kübik yapısı.....	2
Şekil 1.2. Elektromanyetik spektrum çizelgesi	4
Şekil 1.3. Sürekli X-ışınlarının oluşumu	6
Şekil 1.4.a. Sürekli X-ışını spektrumu	7
Şekil 1.4.b. Bremstrahlung ışıınımı.....	7
Şekil 1.5. X-ışını enerji seviyeleri diyagramı.....	9
Şekil 1.6. X-ışınların madde ile üç temel etkileşmesi	11
Şekil 1.7. Compton olayı.....	12
Şekil 1.8. Çift oluşum ve çift yok olma.....	16
Şekil 1.9. Fotonların madde ile etkileşmelerine ait bölgelerin foton enerjisi ve atom numarasına bağlı gösterimi	17
Şekil 1.10. Soğurma kıyıları spektrumu.....	20
Şekil 1.11. XRF tekniği.....	22
Şekil 1.12. EDXRF ve WDXRF spektrometresiyle ölçülmüş numunenin tipik spektrumu	22
Şekil 1.13. EDXRF ve WDXRF spektrometrelerinin şekilleri	24
Şekil 1.14. EDXRF spektrometrelerinin şekilleri	25
Şekil 1.15. Yüzey merkezli kübik yapı	26
Şekil 1.16.a. Temel büyütme işlemleri island (ada) tipi.....	29
Şekil 1.16.b. Temel büyütme işlemleri layer-by-layer (tabaka) tipi.....	29
Şekil 1.16.c. Temel büyütme işlemleri Stranski-Krastanov tipi.....	29
Şekil 1.17. Damlacık boyutuna bağlı çeşitli püskürtme yöntemleri	31
Şekil 3.1. ²⁴¹ Am radyoizotop kaynağı ile uyarılmış katkısız NiO ince filminin spektrumu	36
Şekil 3.2. ²⁴¹ Am radyoizotop kaynağı ile uyarılmış %1 bor katkılanmış NiO ince filminin spektrumu	37
Şekil 3.3. ²⁴¹ Am radyoizotop kaynağı ile uyarılmış %2 bor katkılanmış NiO ince filminin spektrumu	37
Şekil 3.4. ²⁴¹ Am radyoizotop kaynağı ile uyarılmış %3 bor katkılanmış NiO ince filminin spektrumu	38
Şekil 3.5. ²⁴¹ Am radyoizotop kaynağı ile uyarılmış %4 bor katkılanmış NiO ince filminin spektrumu	38

Şekil 3.6. ^{241}Am radyoizotop kaynağı ile uyarılmış %5 bor katkılanmış NiO ince filminin spektrumu	39
Şekil 3.7. ^{241}Am radyoizotop kaynağı ile uyarılmış %6 bor katkılanmış NiO ince filminin spektrumu	39
Şekil 3.8. Deney geometrisi	40
Şekil 3.9. EDXRF deney sisteminin resmi.....	41
Şekil 3.10. I_0Ge dedektör verim eğrisinin grafiği	43
Şekil 4.1. Bor katkılı NiO ince filmlerinde, nikelin η_{KL} boşluk geçiş ihtimallerinin bor katkı miktarlarına göre değişim grafiği.....	47
Şekil 4.2. Bor katkılı NiO ince filmlerinde, nikelin $\eta_{\text{KL}2}$ boşluk geçiş ihtimallerinin bor katkı miktarlarına göre değişim grafiği.....	48
Şekil 4.3. Bor katkılı NiO ince filmlerinde, nikelin $\eta_{\text{KL}3}$ boşluk geçiş ihtimallerinin bor katkı miktarlarına göre değişim grafiği.....	48
Şekil 4.4. Bor katkılı NiO ince filmlerinde, nikelin η_{KM} boşluk geçiş ihtimallerinin bor katkı miktarlarına göre değişim grafiği.....	49

ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa No

Çizelge 4.1. Bor katkılı NiO ince filmelerinde K tabakasından L tabaka/alttabakalarına ve M tabakasına boşluk geçiş ihtimalleri	45
Çizelge 4.2. Ölçülen η_{KL} boşluk geçiş ihtimallerinin diğer araştırmacıların teorik ve deneysel değerler ile karşılaştırılması	46



1. GİRİŞ

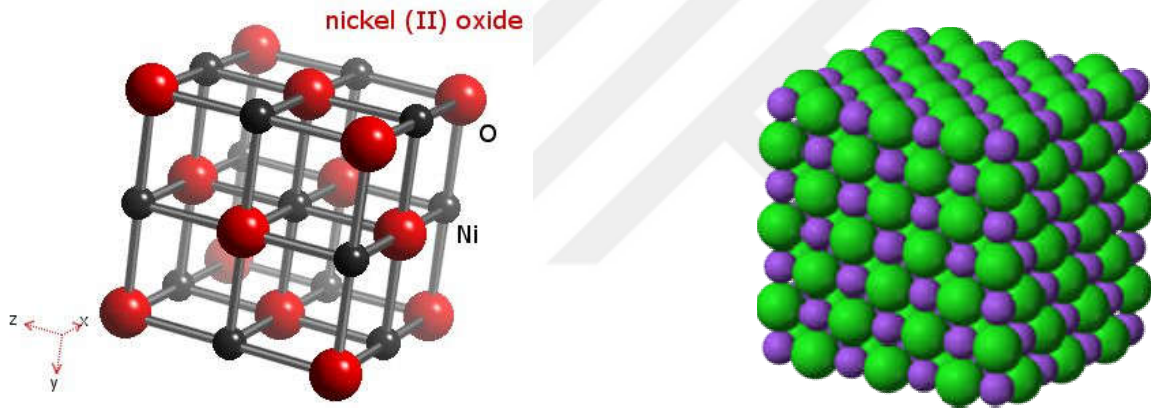
Yüzyıllar önce soy metallerin ince filmleri cam ve seramik üzerine dekorasyon olarak kullanılmış olması, 1940'lı yıllardan itibaren ince film teknolojisi üzerine olan ilgiyi artarak günümüze kadar taşımıştır. Genel olarak ince filmler farklı üretim teknikleri kullanılarak kaplanacak malzemenin atomlarının ya da moleküllerinin, filmi destekleyerek filmin oluşumuna yardımcı olan bir taban üzerine dizilmesi ile ince bir tabaka halinde oluşturulan ve kalınlıkları genel olarak 1 μm 'nin altında olan malzemelerdir (Esen ve ark., 2008).

İnce filmler yüzey üzerinde herhangi bir görsel değişikliğe sebep olmadan ultra ince ve şeffaf bir tabaka oluşturur. Malzemenin içine işlemeyen yüzeyin en üst katmanındaki atomlar ile kimyasal bağlar kurulur. Bu özelliklerinden dolayı tekstil alanında leke tutmayan kumaşlar üretilirken, itfaiye kıyafetleri olarak ateşe dayanıklı yanmayan kumaşlarda üretilebilmektedir. Bunlara ek olarak, su tutmayan halıların ve boyaların üretimi de bu alandaki çalışmaların ürünüdür. Gelecekte ince film nano malzemelerin üretimi ile birlikte çok daha dayanıklı ulaşım araçları ve kirlenmeyen, paslanmayan eşyalar; hatta kendi kendini temizleyen giysiler üretilebilecektir. Belki de yakın bir tarihte insan vücudunda çalışabilecek biyolojik ve farmakolojik bilgisayarlar bu şekilde üretilebilecektir (Karahan, 2002). İnce filmlerin üretiminde çeşitli yarıiletken bileşik ya da elementler kullanılmaktadır. NiO'de bunlardan biridir. İnce filmle ilgili araştırmalar, çeşitli alanlarda çalışan araştırmacıların ilgi alanlarının konusunu oluşturmuştur. Bunlardan biride XRF (X-ışını flüoresans) alanında yapılan araştırmalardır. Bu araştırmalar ince filmlerin X-ışını yayınlama ihtimaliyetleri, flüoresans verimleri ve boşluk geçişleri gibi konulardan oluşmuştur.

XRF, maddelerin bütün çeşitlerinin kimyasal bileşimlerini tanımlamak için kullanılan analitiksel bir metottur. Bu maddeler katı, sıvı, toz, filtreden geçirilmiş veya diğer formlarda olabilir. XRF bazı durumlarda tabakalar ve kaplamaların, kalınlık ve bileşimini tarif etmede dahi kullanılabilir. XRF metodu, hızlı ve doğrudur. Yıkıcı değildir ve genellikle yalnız minimum bir numune hazırlanmasını gerektirir (Brouwer, 2003). Spektrometre sistemleri; Enerji Ayırmalı (EDXRF) ve Dalga Ayırmalı (WDXRF) sistemler olmak üzere iki ana gruba ayrılır. Bunların açıklamaları daha sonra detaylı olarak yapılacaktır. Elementler analiz edilebilir ve onların sayılma seviyeleri temel olarak kullanılan spektrometre sistemine bağlıdır. EDXRF için elementsel aralık sodyumdan uranyuma kadar gider. WDXRF için ise bu aralık daha geniştir ve berilyumdan uranyuma kadar olan bir aralığı kapsar (Brouwer, 2003; Söğüt, 2006).

NiO yarıiletken bileşiği periyodik tablonun VIII.B grup elementlerinden olan Ni ve VI.A grup elementlerinden olan oksijenden oluşan VIII-VI grup bileşiğidir. NiO p-tipi yarıiletken olup 3,5-3,7 eV arasında yasak enerji aralığına ve 6700 g/cm³ yoğunluğa sahiptir. NiO yüzey merkezli kübik bir yapıya sahiptir (şekil 1.1). NiO bu özelliklere sahip olmasından dolayı nanomalzeme üretiminde de kullanılmaktadır (Top, 2015).

Nanomalzemelere, özelliklede TiO₂, ZnO, CuO, NiO, PdO, SnO₂, Fe₂O₃ ve WO₃ gibi metal oksitlere, fotokatalize, manyetik cihazlar ve toz metalurjinin potansiyel uygulamalarında gösterdikleri seçkin performanslar nedeniyle son yıllarda ilgi artmıştır. Bu oksitler arasında NiO, nano tüpler, nano teller, nano halkalar, nano çubuklar, nano parçacıklar, içi boş küreler, hekzagonal mezo yapılar (Zhao ve ark., 2011) ve nano sayfalar gibi birçok nano yapıda uygulanabilirlik sergiler. Nikel oksit son zamanlarda katalitik, elektronik ve manyetik özellikleriyle büyük bir ilgi çeken ve geçtikçe önem kazanan bir seramik oksittir (Top, 2015).



Şekil 1.1. NiO yüzey merkezli kübik yapısı [web 1]

NiO önemli bir inorganik malzemedir ve doğada $a_0=4,195 \text{ Å}$ 'da yüzey merkezli kübik kaya tuzu (NaCl-tipi) yapısına sahip bir bunsenit mineral olarak ortaya çıkar. Aynı zamanda iki farklı formda mevcuttur; soluk yeşil elma veya stokiometriye bağlı simsiyah. Yeşil faz yalıtkandır fakat 3,6-4,0 eV'luk bant aralığında Ni^{2+} iyonlarında bir eksiklik olduğunda p-tipi yarıiletken gibi davranır (Top, 2015).

Bu çalışmanın amacı, kimyasal püskürtme yöntemiyle üretilen katkısız NiO ince filminin ve değişik oranlarda bor katkılı NiO ince filmlerinin K tabakasından L tabakasına boşluk geçiş ihtimallerini araştırmaktır.

1.1. Elektromagnetik Spektrumlar

Işığın dalgaboylarına göre renklerinin dizilişi anlamında kullanılan spektrum, en genel anlamda, parçacık ve fotonların enerjilerine, dalgaboylarına, frekanslarına veya saçılma açılarına göre şiddet dağılımlarının oluşturduğu desenler olarak tanımlanır (şekil 1.2).

1.1.1. Elektromagnetik Dalgaların Spektrumu

Bütün elektromagnetik dalgalar boşlukta ışık hızı (c) ile yayıldıklarından frekansları (ν) ve dalgaboyları (λ) birbirlerine

$$c = \lambda \nu \quad (1.1)$$

ifadesi ile bağlıdır. Bütün radyasyon şekilleri ivmeli yükler tarafından oluşturulduğundan bir dalgaboyu çeşidi ile bitişiğindeki arasında keskin bir ayırım bulunmamaktadır. Elektromagnetik spektrumu gösteren elektromagnetik dalgaların çeşitli tipleri dalgaboyları ve frekanslarına göre şekil 1.2’de verilmiştir. Dalga tiplerine verilen isimler, basitçe, dalganın içinde bulunduğu spektrum bölgesini tanımlamaya uygun olarak verilmişlerdir (Ertuğral, 2004).

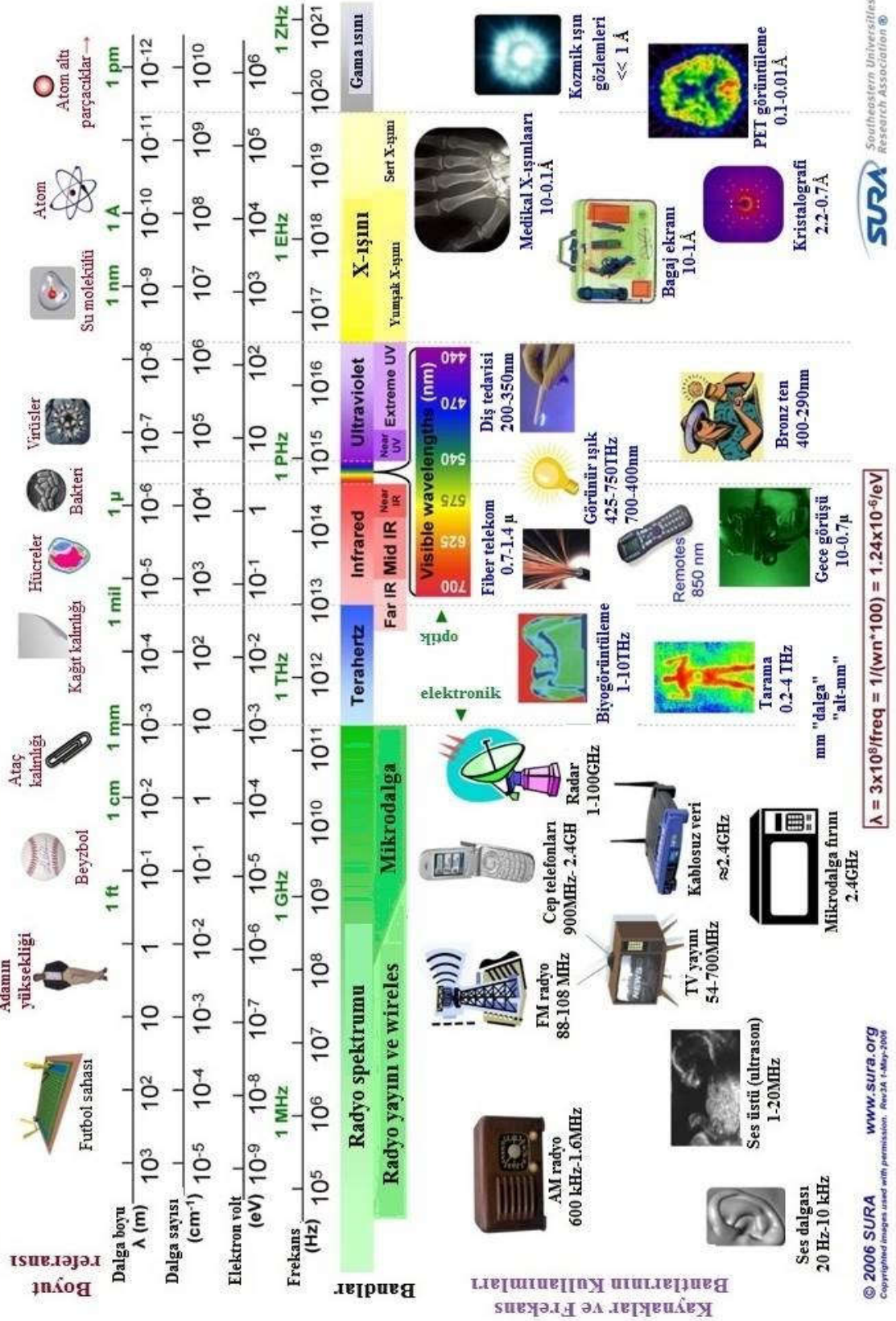
1.1.1.1. Radyo Dalgaları

Bu tür dalgalar, iletken tellerden geçen ivmeli yüklerin sonucudur. Dalga boyları birkaç mm den 10 km’ye kadar değişen dalgalardır. LC titreşkenleri gibi elektronik cihazlar vasıtasıyla meydana gelirler. Radyo dalgaları; mikrodalgalar, TV ve FM, kısa, orta ve uzun dalga olarak çeşitli bölgelere ayrılırlar (Ertuğral, 2004).

1.1.1.2. Mikrodalgalar (Kısa-Dalgaboylu Radyo Dalgaları)

1 mm ile 30 cm arasında değişen dalgaboylarına sahiptirler ve elektronik cihazlarla meydana getirilirler. Kısa dalgaboylarından dolayı, havacılıkta kullanılan radar sistemleri ile maddenin atomik ve molekül parametrelerinin incelenmesi için çok uygundur. Mikrodalga fırınlar, bu dalgaların evimizdeki ilginç uygulamasını temsil eder (Ertuğral, 2004).

Elektromanyetik Spektrum Çizelgesi



Şekil 1.2. Elektromanyetik spektrum çizelgesi (Söğüt, 2016)

1.1.1.3. Kızıl Ötesi Dalgalar (Isı Dalgaları)

1 mm'den görünür ışığın en uzun dalga boyu olan 7.10^{-7} m'ye kadar değişen dalga boylarına sahiptirler. Sıcak cisimler ve moleküller tarafından oluşturulan bu dalgalar, çoğu maddelerce kolayca soğurulurlar.

Bir maddenin soğurduğu kızılötesi enerjisi ısı şeklinde kendini gösterir. Çünkü madde tarafından soğurulan bu enerji vasıtası ile atomların titreşim ve öteleme hareketleri artar; dolayısıyla da maddede bir sıcaklık artması meydana gelir. Kızıl ötesi radyasyonun, fizik tedavi, kızılötesi fotoğrafçılığı ve titreşim spektroskopisini içeren pratik ve bilimsel uygulamaları vardır (Ertuğral, 2004).

1.1.1.4. Görünür Dalgalar

En çok bilinen ve insan gözünün görebildiği elektromagnetik dalgalardır. Işık, atom ve moleküllerdeki elektronların yeniden düzenlenmeleri ile oluşur. Görünür ışığın çeşitli dalga boyları, mordan ($\lambda \approx 4.10^{-7}$ m) kırmızıya kadar ($\lambda \approx 7.10^{-7}$ m) değişen renklerle sınıflandırılır. Gözün duyarlılığı dalga boyunun bir fonksiyonudur. Duyarlılık $5,6.10^{-7}$ m (sarı-yeşil) civarındaki bir dalga boyunda maksimum olmaktadır (Ertuğral, 2004).

1.1.1.5. Morötesi (Ultraviyole) Dalgalar

Morötesi dalgalar 4.10^{-7} m ile 6.10^{-8} m arasındaki dalga boylarını kapsar. Bu ışınlar güneş yanıklarının başlıca nedenidir. Güneşten gelen mor ötesi ışının çoğu, üst atmosferdeki veya stratosferdeki atomlar tarafından yutulur. Böylece büyük miktarlardaki morötesi ışınların insanlar üzerinde zararlı etkiler yapması engellenmiş olur. Stratosferin önemli bir bileşeni, morötesi radyasyonun oksijenle tepkimeye girmesi sonucunda oluşan ozon (O_3) dur. Bu tabaka öldürücü yüksek enerjili morötesi radyasyonu ısıya dönüştürür ve sonuçta stratosfer tabakası ısınır (Ertuğral, 2004).

1.1.1.6. X-Işınları

1.1.1.6.1. X-Işını Nedir?

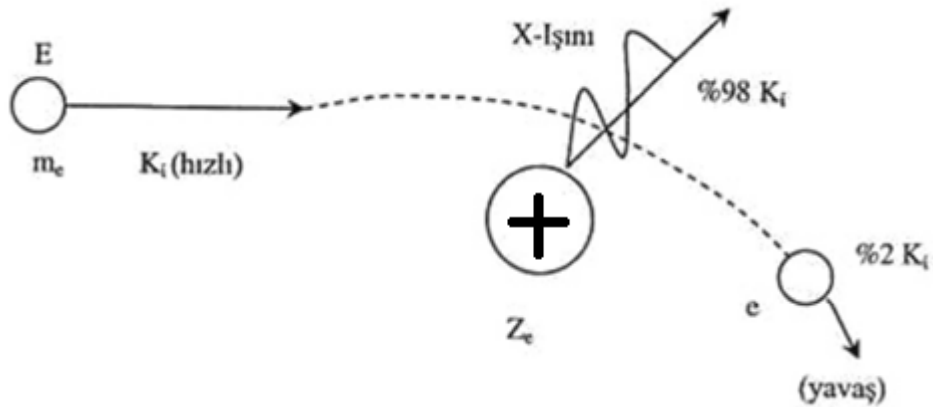
X-ışınları Roentgen tarafından 1895 yılında bulunmuştur. X-ışınlarının dalgalı yapıda oldukları 1912 yılında Laue'nin kristallerdeki kırınım deneyleri ile ortaya konulmuştur. Barkla deneyi ile X-ışınlarının polarize edilebilmesi, bunların ışık ışınları gibi enine dalgalar olduğunu ortaya koymuştur (Semat, 1967; Bütün, 2007).

Elektromanyetik yayınlama kaynağına göre yapılan sınıflandırmada gama (γ) ışınlarından radyo dalgalarına kadar yayılmış sürekli ışıma dizisine elektromanyetik spektrum denir. Elektromanyetik ışımların fiziksel özellikleri bütün spektrumda aynıdır. Aynı hız ve aynı elektromanyetik tabiata sahip olan bu ışımlar arasındaki fark dalga boyları veya frekanslarıdır. Spektrumda dalga boyları 0,01'den 100 Å'a kadar olan elektromanyetik ışımlar X-ışınları kategorisine girer. Elektromanyetik spektrumun yüksek enerjili kısmına düşen bu kategorinin sınırları keskin değildir, kısa dalga boyu ucu gama ışınları ile uzun dalga boyu ucu ise morötesi ışıkla çakışır. Görünür ışığa kıyasla 10^{-4} kat daha küçük dalga boyuna sahip olan X-ışınları, görünür ışıktan 10^4 kat daha enerjiktirler (Turhan, 2011).

1.1.1.6.2. X-Işınlarının Oluşumu

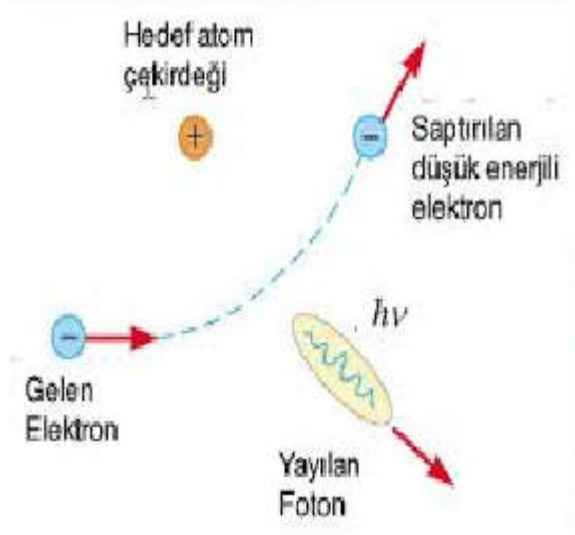
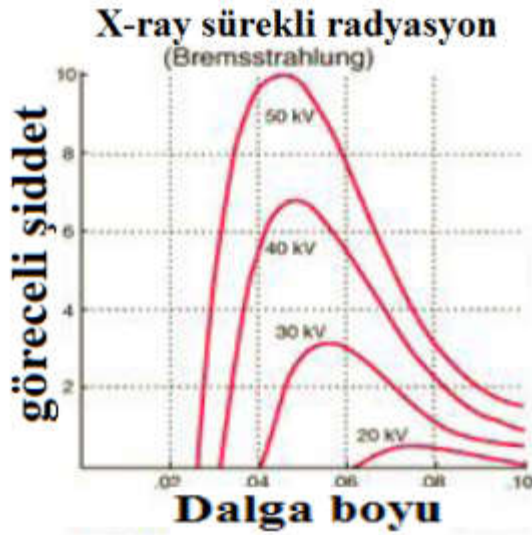
1.1.1.6.2.1. Sürekli X-Işınları

Hedefe gelen yüksek hızlı elektron, atomun çekirdeğine yaklaşırken elektronun negatif yükü ile çekirdeğin pozitif yükü etkileşir ve çekirdeğe doğru bir sapma olur. Sapan elektronun hızı dolayısı ile enerjisi azalır. Bu enerji azalması, elektronun ivmelenmesine ve sürekli X-ışını (bremsstrahlung) yayınlanmasına neden olur (şekil 1.3) (Tuzluca, 2007).



Şekil 1.3. Sürekli X-ışınlarının oluşumu (Arslan, 2010)

Bu ışınlar sürekli denmesinin sebebi ise enerji spektrumlarının sürekli olmasındandır. Yani, sürekli X-ışınlarının enerji aralığı, hemen hemen, sıfırla yüksek hızlı elektronun maksimum enerjisi arasındadır. Sürekli X-ışınlarının enerjisi üç faktöre bağlıdır. Bunlar; yüksek hızlı elektronun enerjisi, hedef malzemenin yoğunluğu ve elektronun hareket doğrultusu ile frenleyici çekirdek arasındaki uzaklık çekim kuvveti, artan uzaklıkla azalır (şekil 1.4.) (Aygün ve Zengin, 1992; Tuzluca, 2007).



Şekil 1.4. a) Sürekli X-ışını spektrumu

b) Bremstrahlung ışınımı

(Arslan, 2010)

1.1.1.6.2.2. Karakteristik X-Işınları ve Enerji Seviyeleri

Bir atomun herhangi bir alt kabuğundan bir elektron sökülerek uyarıldığı zaman, burada oluşan boşluk ya da boşluklar, daha yüksek tabakalardaki elektron ve elektronlar tarafından 10^{-8} saniyede seçim kaidelerine göre doldurulur. Elektrik dipol seçim kaideleri $\Delta l = \pm 1$, $\Delta m = \pm 1, 0$ ($0 \rightarrow 0$ geçişleri hariç), $\Delta n \neq 0$ temel elektronik geçişleri için diyagram çizgileri adı verilen X-ışınlarının bir serisine neden olur. Karakteristik X-ışını yayımlama çizgilerinin tarifinde kullanılan terminoloji, ilk boşluğun isminden türetilir. Örneğin, K tabakasında oluşturulan bir boşluğun doldurulmasıyla K_X , L tabakasında meydana getirilen bir boşluğun doldurulmasıyla L_X -ışınları meydana gelir. Şekil 1.5’de X-ışını enerji seviyeleri diyagramı görülmektedir.

K ve L kabuğu karakteristik X-ışınları, Siegbahn notasyolarına göre aşağıdaki şekilde gösterilmiştir (Salem, 1974).

Karakteristik K X-ışınları

$$K\alpha_1=K-L_3$$

$$K\alpha_2=K-L_2$$

$$K\alpha=K\alpha_1+K\alpha_2$$

$$K\beta_1=K-M_3$$

$$K\beta_2=K-N_3+(K-N_2)$$

$$K\beta_3=K-M_2$$

$$K\beta_4=(K-N_4)+(K-N_5)$$

$$K\gamma_5=(K-M_4)+(K-M_5)$$

$$K\beta_1'=K\beta_1+K\beta_3+K\beta_5$$

$K\beta_2'=K\beta_2+K\beta_4$ + daha yüksek
seviyelerden geçişler.

$$K\beta=K\beta_1+K\beta_2+K\beta_3+K\beta_4+K\beta_5+...$$

Karakteristik L X-ışınları

$$L\alpha_1=L_3-M_5 \quad L\eta=L_2-M_1$$

$$L\alpha=L\alpha_1+L\alpha_2$$

$$L\beta_1=L_2-M_4$$

$$L\beta_{2,15}=(L_3-N_5)+(L_3-N_4)$$

$$L\beta_3=L_1-M_3$$

$$L\beta_4=L_1-M_2$$

$$L\beta_5=(L_3-O_4)+(L_3-O_5)$$

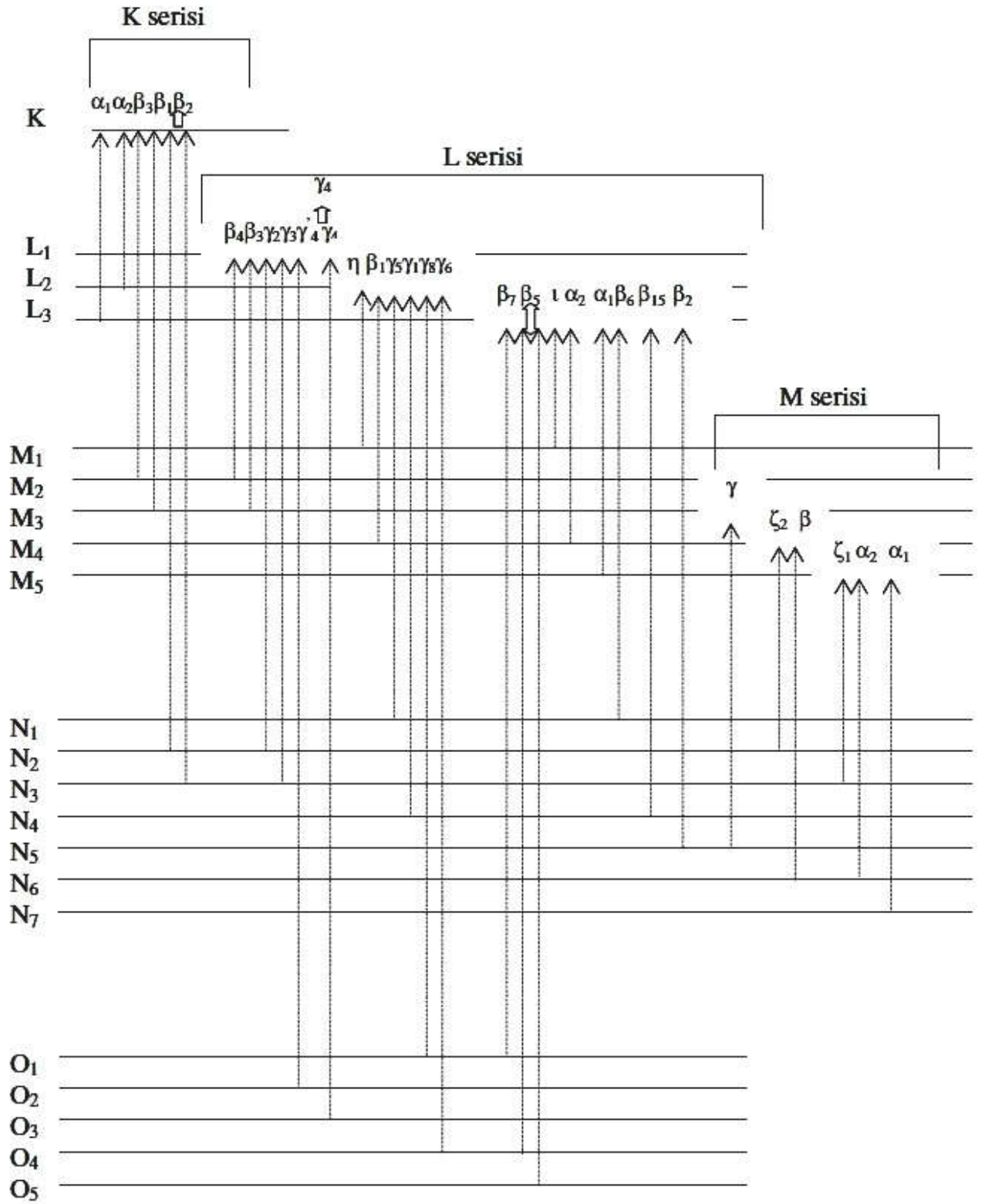
$$L\beta_6=L_3-N_1$$

$$L\gamma_1=L_2-N_4$$

$$L\iota=L_3-M_1$$

$$L\gamma_2=L_1-N_2$$

$$L\gamma_3=L_1-N_3$$



Şekil 1.5. X-ışını enerji seviyeleri diyagramı

1.1.1.7. Gama (γ) Işınları

Radyoaktif çekirdekler tarafından (^{60}Co ve ^{137}Cs gibi) ve belirli nükleer tepkimeler süresince yayılan elektromagnetik dalgalar. Dalga boyları 10^{-10} m ile 10^{-14} m arasındadır. Bu ışınlar yüksek derecede giricilik özelliğine sahiptirler. Bu nedenle canlı dokular tarafından soğurulduğunda ciddi zararlar oluştururlar. Tedbir olarak bu tür radyasyonun yanında çalışanlar, kalın kurşun tabaka benzeri iyi soğurucu maddelerle korunmalıdır (Ertuğral, 2004).

1.1.1.8. Kozmik Işınlr

Enerjileri oldukça büyük ve nüfuz kabiliyeti yüksek olan ışınlardır. Uzaydan atmosfere her saniyede, yaklaşık 10^9 eV enerjili ve hemen hepsi proton olan $2 \cdot 10^8$ civarında kozmik ışın parçacıkları gelir. Bunlar atmosferdeki azot ve oksijen gibi atomlarla etkileşerek ikincil parçacıklar meydana getirirler. Uzaydan gelen orijinal kozmik ışın parçacıklarının hemen hepsi deniz seviyesinde kaybolur (Ertuğral, 2004).

Yeryüzündeki kozmik ışın dozu ikincil parçacıklardan meydana gelir. Çok enerjik protonlar atmosfere girdiğinde müyon, elektron, foton ve bazı nötronların bulunduğu yüz milyonlarca parçacıklı bir sağanak oluştururlar. Kozmik ışınlardan korunmak için kalın beton duvarlı yapılar gerekir (Ertuğral, 2004).

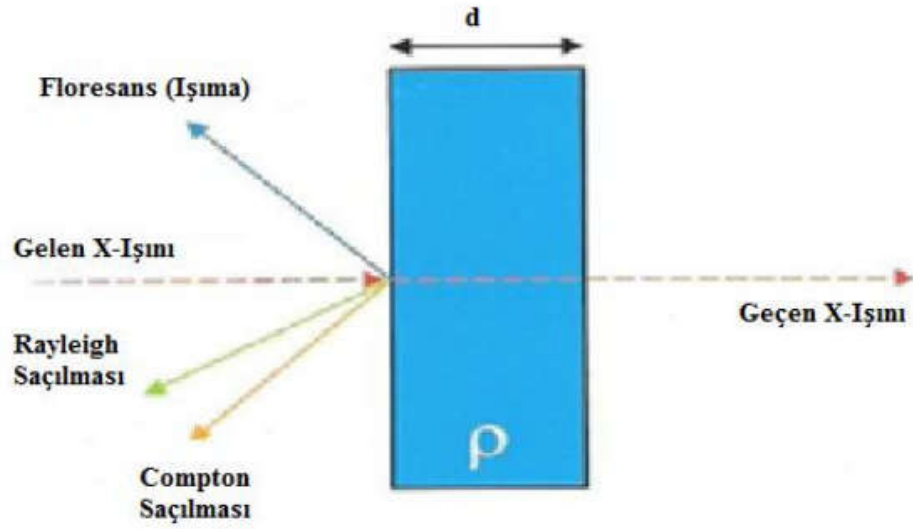
1.2. Elektromagnetik Radyasyonun Madde ile Etkileşmesi

X-ışınlarının madde ile etkileşimi; fotoelektrik olay, saçılma (Compton ve koherent) ve çift oluşum olmak üzere üç ana başlıkta toplanabilir. Madde üzerine düşen X-ışınlarının bir kısmı numune içerisinden numune boyunca geçebilir ve bu geçiş sürecinde flüoresans ışım, Rayleing ve Compton saçılması oluşabilir. Maddeyi geçebilen ışın demetinin şiddeti, maddeye gelen ışın demetinin şiddetine, maddenin kalınlığına ve cinsine bağlı olarak (Yılmaz, 2012);

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

denklemi ile verilmektedir. Burada, I_0 gelen ışının şiddeti, I geçen ışının şiddeti, μ lineer soğurma katsayısı ve t ise madde kalınlığıdır. Bu ışınların bir kısmı numune içerisinde soğrulur ve flüoresans radyasyon oluşur, bir kısmı da geri saçılır. Saçılma, enerji kaybı ve enerji kaybı olmaksızın iki şekilde oluşur. Enerji kaybı ile oluşan saçılmaya Compton saçılması, enerji kaybı olmaksızın oluşan saçılmaya ise Rayleigh saçılması denir. Bu ışım

(flüoresans) ve saçılma; maddenin kalınlığı (d), yoğunluğu (ρ) ve bileşimi ile X-ışınlarının enerjisine bağlıdır (şekil 1.6) (Brouwer, 2003; Yılmaz, 2012).



Şekil 1.6. X-ışınların madde ile üç temel etkileşmesi (Brouwer, 2003)

1.3. Elektromagnetik Radyasyonun Saçılması

Elektromagnetik radyasyonun madde ile etkileşmesi olaylarından biri olan saçılmayı, saçılan ışının enerjisine göre elastik ve inelastik olarak iki grupta toplayabiliriz. Faz ilişkileri dikkate alındığında bu saçılma olayları sırasıyla koherent ve inkoherent saçılma olarak da isimlendirilebilir (Ertuğral, 2004).

1.3.1. Compton Saçılması

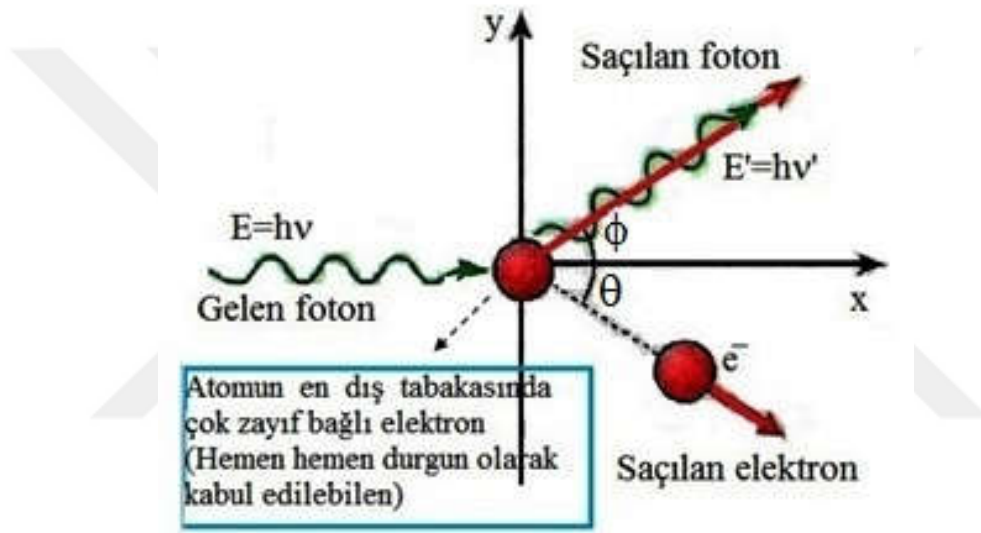
Compton olayı, A.H.Compton'nun 1923 yılında ışığın madde ile etkileşmesini incelemesi ve bu etkileşim il ilgili bilgi vermesidir. Başka bir ifadeyle, Compton saçılması, soğurucu atomların dış kabuğundaki foton ile zayıf bağlı elektron arasındaki elastik olmayan bir çarpışmadır. Compton olayı aşağıdaki şekil 1.7'de görüldüğü gibi, gelen bir fotonun (radyasyonun) atomun son yörüngesinde, hemen hemen durgun olarak kabul edilebilen çok zayıf bağlı bir elektrona çarparak hem elektronun, hem de fotonun saçılması olayıdır. Compton etkileşim katsayısı σ iki bileşenden oluşur.

$$\sigma = \sigma_a + \sigma_s \quad (1.3)$$

burada σ , toplam Compton etkileşme katsayısı σ_a , elektronlarla çarpışmalar nedeniyle kayıp edilmiş foton enerjisi için Compton soğurma katsayısı ve σ_s foton demetinden dışarı saçılmadan dolayı enerji kaybına karşılık gelen saçılma katsayısıdır. Compton etkileşme katsayısı Z (atom numarası) ile doğru E (enerji) ile ters orantılı olarak elektron yoğunluğu ile aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\sigma \cong \text{sabit} x \frac{Z}{E} \sigma_s \quad (1.4)$$

Compton katsayısı, artan enerjiyle birlikte azalır.



Şekil 1.7. Compton olayı

Compton etkileşim katsayısı artan enerji ile azalır ve ve soğurucu malzemenin atom numarası Z ile doğrusal olarak artar. 100 keV üzeri enerjilerdeki fotonlar için yumuşak dokudaki (düşük Z 'li madde) Compton etkileşimi hem fotoelektrik hem de çift oluşumdan daha önemlidir. Compton olayı ile fotoelektrik olay arasındaki fark, fotoelektrik olayda gelen foton elektron tarafından soğurulur ve kayıp olur. Compton olayında ise gelen foton atomun son yörüngesinde çok zayıf bağlı bir elektrona çarpar ve enerjisinin bir kısmını elektronu sökmek için harcar, sonra foton saçılır. Bu olayda hem enerji hem de momentum korunur. Bu olay bilyardo masasındaki bilyardo topları gibi düşünülebilir. Bir bilyardo topuna (gelen foton) vurulur ve bu top duran toplardan (elektron) birine çarpar ve sonra her ikisi de saçılır. Korunum kanunlarından faydalanarak saçılan radyasyonun dalga boyu ve saçılan elektronun enerjisi, gelen ışınla ilgili açının bir fonksiyonu olarak tanımlanabilir. Bu olayda gelen fotonla saçılan

fotonunun dalga boyları arasında bir ilişki yoktur. Bir Compton etkileşiminin olasılığı, soğurucunun artan yoğunluğu ile artar. λ gelen fotonun dalga boyu ve λ' saçılan fotonun dalga boyu olmak üzere,

$$\lambda' = \lambda + k \sin^2(\theta/2) \quad (1.5)$$

şeklinde bir ifade yazılabilir. Burada k bir sabittir. Bu olayı klasik teori tam olarak açıklayamaz. Ancak kuantum mekaniği ile açıklanabilir. Foton ile elektronun çarpışmasını elastik olmayan çarpışma olarak kabul eder, gelen ve saçılan foton için momentum korunumu ile enerji korunumu için denklemleri yazarsak,

x-doğrultusunda-doğrultusunda

$$\frac{h\vartheta}{c} + 0 = \frac{h\vartheta'}{c} \cos\varphi + P \cos\theta \quad \frac{h\vartheta'}{c} \sin\varphi - P \sin\theta \quad (1.6)$$

bu denklemlerin her iki tarafı c ile çarpılır ve kareleri alınıp, gerekli işlemler yapıldıktan sonra, denklemler taraf tarafa toplanırsa,

$$P^2 c^2 \cos^2 \theta = (h\vartheta)^2 + (h\vartheta')^2 \cos^2 \varphi - 2(h\vartheta)(h\vartheta') \cos\varphi \quad (1.7)$$

$$P^2 c^2 \sin^2 \theta = (h\vartheta')^2 \sin^2 \varphi \quad (1.8)$$

Denklem (1.5) ve (1.6) taraf tarafa toplanırsa

$$P^2 c^2 (\sin^2 \theta + \cos^2 \theta) = (h\vartheta)^2 + (h\vartheta')^2 (\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi) - 2(h\vartheta)(h\vartheta') \cos\varphi \quad (1.9)$$

$$P^2 c^2 = (h\vartheta)^2 + (h\vartheta')^2 - 2(h\vartheta)(h\vartheta') \cos\varphi \quad (1.10)$$

Enerjinin korunumu yazılırsa,

$E = T + m_0 c^2$ ve $E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}$ bu iki denklem birbirine eşittir. Sistemdeki kinetik enerji korunumu (foton için) $T = h\nu - h\nu'$ dür.

$P^2 c^2 = T^2 + 2Tm_0 c^2$ bu denklemde T'nin değeri yerine yazılırsa

$P^2 c^2 = (h\nu - h\nu')^2 + 2(h\nu - h\nu')m_0 c^2$ denklemde gerekli işlemler yapılır ve düzenlenirse,

$$-(h\nu)(h\nu') + (h\nu - h\nu')m_0 c^2 = -(h\nu)(h\nu')\cos\varphi \text{ elde edilir.}$$

$$(h\nu)(h\nu')(1 - \cos\varphi) = (h\nu - h\nu')m_0 c^2 \quad (1.11)$$

Denklem (1.9)'un her iki tarafı $\frac{1}{h^2 c^2}$ ile çarpılıp gerekli işlemler yapıldıktan sonra,

$$\frac{\nu \nu'}{c} (1 - \cos\varphi) = \left(\frac{\nu}{c} - \frac{\nu'}{c} \right) \frac{m_0 c}{h} \quad (1.12)$$

$$\frac{\nu}{c} = \frac{1}{\lambda} \text{ olduğu için,}$$

$$\frac{1}{\lambda} \frac{1}{\lambda'} (1 - \cos\varphi) = \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right) \frac{m_0 c}{h} \quad (1.13)$$

olur. Bu denklemde paydalar eşitlenip toplama ve çıkarma işlemleri yapıldıktan sonra,

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos\varphi) \quad (1.14)$$

denklemi elde edilir. Bu ifadeye göre dalga boyundaki en büyük değişme $\varphi=180^\circ$ 'de olur. Bu durumda $\Delta\lambda=0.0485 \text{ \AA}$ olur. Burada $\frac{h}{m_0 c} = \lambda_c = 0.02426 \text{ \AA}$ dır ve λ_c m kütleli parçacığın Compton dalga boyu olarak adlandırılır. λ_c elektronlar için $0.02425 \text{ \AA}$ 'dur. Bu durumda denklem (1.13) aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\Delta\lambda = 0.0485 \sin^2(\varphi/2) \text{ \AA} \quad (1.15)$$

Compton olayı ışığın tanecikli yapıda olduğunu ispatlayan bir deneydir. Burada saçılan fotonun enerji ifadesi de elde edilebilir.

$$E' = \frac{E}{1+k(1-\cos\varphi)} \quad (1.16)$$

E' saçılan fotonun enerjisi; E gelen fotonun enerjisi ve $k = \frac{E}{m_0 c^2}$ 'a bağlı yazılmıştır. Burada m_0 elektronun durgun kütlesi ise $m_0 c^2$ 'de elektronun durgun kütle enerjisidir. Geri tepen elektronun enerjisi E_K , gelen fotonun enerjisiyle saçılan fotonun enerjisi arasındaki farktır ve

$$E_K = E - E' \quad (1.17)$$

$$E_K = E - \frac{E}{1+k(1-\cos\varphi)} \Rightarrow E_K = \frac{kE(1-\cos\varphi)}{1+k(1-\cos\varphi)} \quad (1.18)$$

olarak verilir (Pöschl ve ark., 2007).

1.3.2. Koherent Saçılma

$h\nu$ enerjili gelen bir fotonun, atomun iç tabakasında çok sıkı bağlı bir elektrona çarparak saçılması olayıdır. Bu olayda gelen fotonla saçılan foton arasında bir ilişki vardır. Koherent saçılmada, gelen ve saçılan ışın aynı fazdadır. Yani gelen fotonla saçılan fotonun dalga boyu (enerjisi) aynıdır. Koherent saçılma; Thomson, Delbrück, Rayleigh ve nükleer rezonans saçılma olarak sınıflandırılabilir. Atomun üstüne gelen foton, atomdan elektronu sökecek kadar yeterli enerjiye sahip olmadığı için atoma çarptıktan sonra enerjisinde ve dalga boyunda bir değişiklik olmadan saçılır. Bu olayda hem enerji hem de momentum korunur. Momentumun korunması atomun geri tepmesi ile sağlandığı kabul edilmektedir. ***Radyasyonun madde ile etkileşmesi***, bir elektronun sökülmesi gibi maddelerde ölçülebilir bir değişime neden oluyorsa, olay ***foton teorisini gerektirecek gibi görünüyor***. Ancak etkileşme kırımım gibi radyasyonun uzaysal dağılımında ölçülebilir bir değişime neden oluyor ancak maddede ölçülebilir bir değişikliğe neden olmuyorsa, ***dalga teorisi dikkate alınmalıdır*** (Pöschl ve ark., 2007).

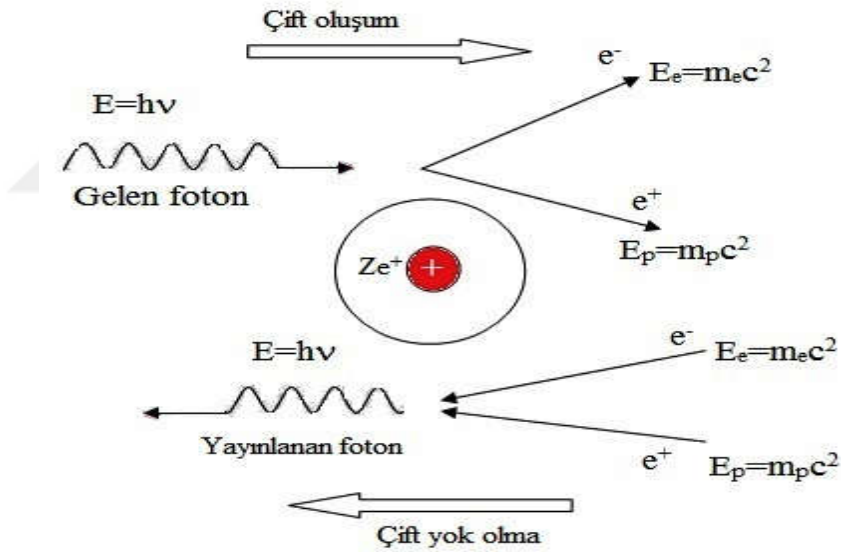
1.4. Çift Oluşum

Kuantum teorisi küçük kütleli parçacıklarla ilgilenmekle beraber bunların anti-parçacıkları ile de ilgilenir ve bu parçacıkların davranışları da kuantum teorisi ile açıklanır. Doğada 300 civarında bulunan temel parçacıkların her birinin anti-parçacıkları da vardır. Bir parçacıkla anti-parçacığı birleştiğinde o parçacıkların kütleleri enerjiye ($E=mc^2$) dönüşür. Örneğin

elektron ile proton birbirinin anti-parçacığıdır. Bu parçacıklar bir kütle yakınından geçerken birleştiklerinde γ - fotonlarına dönüşür.

$$e^+ + e^- \leftrightarrow \gamma \text{ fotonu} \quad (1.19)$$

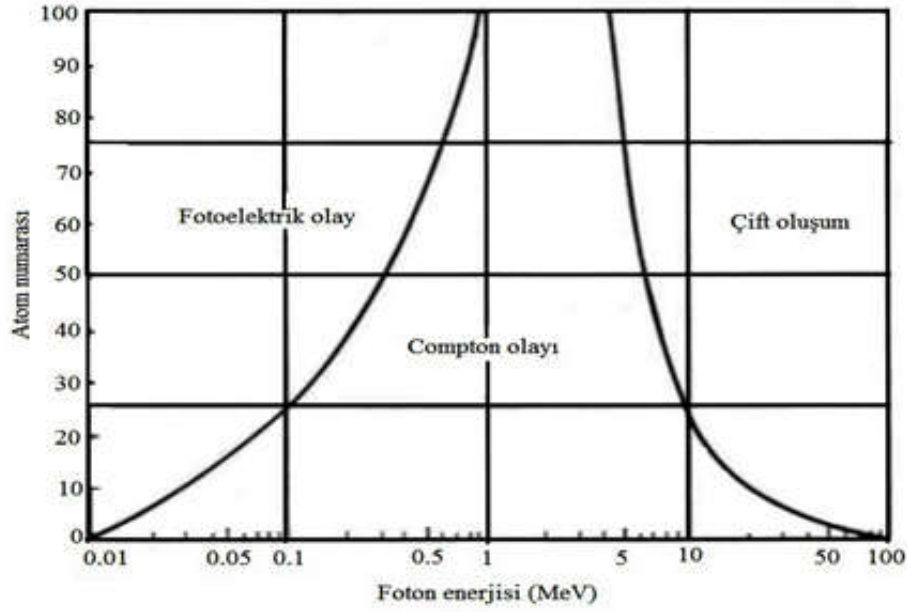
Yukardaki denklem (1.17)'ye göre, bu olay, sola doğru oluşuyorsa yok olma (annihilation), sağa doğru oluşuyorsa çift oluşum denir. Aşağıdaki şekil 1.8'de ise sağa doğru çift oluşum olayı ve sola doğru ise yok olma olayı gösterilmiştir. Çift oluşum olayının oluşabilmesi için çok büyük kütleli bir atomun potansiyel alanına gelen fotonun enerjisinin en az 1.022 MeV olması gerekir. Çünkü çift oluşumda gelen foton, atomun potansiyel alanında etkileşerek elektron ve pozitron çiftine dönüşür. Bu nedenle, çift oluşum olayının gerçekleşebilmesi için $2mc^2$ ($2 \times 0.511 \text{ MeV}$) enerji gereklidir. Elektronun yükü $e=1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$, $m_e=9.11 \times 10^{-31} \text{ kg}$, $c=3 \times 10^8 \text{ m/s}$, proton $q=1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ ve $m_p=1.67 \times 10^{-27} \text{ kg}$ dir. Buna göre, $E_e=m_e c^2=0.511 \text{ MeV}$.



Şekil 1.8. Çift oluşum ve çift yok olma

Çift oluşum olayı da ışığın kuantumlu (tanecikli) yapıda olduğunu ispatlayan bir deneydir. Çünkü bu kadar yoğun (büyük) enerjiyi dalga taşıyamaz.

Şekil 1.9 fotonların madde ile etkileşmelerine ait bölgelerin foton enerjisine ve atom numarasına bağlı gösterimini ifade etmektedir. Soldaki eğri fotoelektrik ve Compton etkileşmelerinin atomik sabitlerinin eşit olduğu durumu gösterirken, sağdaki eğri ise Compton ve çift oluşum etkileşmelerinin atomik sabitlerinin eşit olduğu durumu göstermektedir.



Şekil 1.9. Fotonların madde ile etkileşimlerine ait bölgelerin foton enerjisi atom numarasına bağlı gösterimi.

Foton soğurucu atomların çekirdek alanında kaybolur ve bir elektron-pozitron çifti oluşur. Teorik olarak, 1.022 MeV'luk enerjili (E_γ) fotonlar için mümkündür ki bu iki elektronun durgun kütle enerjisine ($2m_0c^2$) denktir. Elektronun (E_{e^-}) ve pozitronun (E_{e^+}) kinetik enerjisi aşağıdaki gibi verilebilir:

$$E_{e^-} = E_{e^+} = 0.5[E_\gamma - (m_0c^2)_{e^-} - (m_0c^2)_{e^+}] = 0.5[E_\gamma - 1.022\text{MeV}] \quad (1.20)$$

Çifti oluşum katsayısı (κ), birim uzunluk başına oluşma olasılığı, Z ile hafifçe değişen ve E ile artan Z ve E 'nin karmaşık bir fonksiyonudur.

$$\kappa(\text{m}^{-1}) = NZ^2f(E_\gamma, Z) \quad (1.21)$$

burada $f(E_\gamma, Z)$, E ve Z 'nin bir fonksiyonudur. Hem elektron hem de pozitronlar soğurucu ile β parçacıkları olarak etkileşime girerler ve kinetik enerjilerini kaybettikten sonra durmaya başlarlar. Sonra, elektron serbest elektron gibi davranır ve pozitron elektron ile etkileşir (yani madde-anti-madde etkileşimi) ve her biri 0.511 MeV enerjiyle iki yok olma fotonu üretirler. Makroskopik düzeyde, gelen fotonlar soğurucu madde ile etkileşime girer ve soğurucu madde kalınlığının artmasıyla sayıları azalır (radyasyon azalması olarak bilinir). Foton azaltması, fotonların ana etkileşim mekanizmalarından (fotoelektrik olay, Compton olayı ve çift oluşum

olayı), yani fotonların tamamen soğurulması veya saçılması nedeniyledir. Maddeyle foton etkileşiminin diğer mekanizmaları da vardır, ancak γ -ışını ve X-ışını ölçümlerinde önemsizdirler. Lineer azaltma katsayısı (μ), fotonun etkileşime girdiği ve etkileşimden çıktığı birim uzunluk başına olasılıktır. Lineer azaltma katsayısı, üç temel etkileşim mekanizmasının (fotoelektrik olay, Compton saçılması ve çift oluşum) olasılıklarının toplamı olup, aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\mu = \tau(\text{fotoelektrik}) + \sigma(\text{Compton}) + \kappa(\text{çift oluşum}) \quad (1.22)$$

Bir γ -ışını fotonunun ortalama serbest yolu (λ), lineer azaltma katsayısı ve yarı değer kalınlığı ($X_{1/2}$) ile ilişkilidir ve aşağıdaki gibi verilir.

$$\lambda = \frac{1}{\mu} = 1.4X_{1/2} \quad (1.23)$$

Kütle azaltma katsayısı (μ_m) soğurucu maddenin yoğunluğundaki (ρ) değişikliğe bağlı olarak çok daha yaygın olarak kullanılır ve soğurucu maddenin fiziksel durumuna bakılmaksızın aynıdır. Bu aşağıdaki gibi verilir.

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad (1.24)$$

Gelen γ -ışını fotonlarından (I_0) t kalınlığındaki soğurucu boyunca geçen γ -ışını fotonlarının (I) sayısı aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$I = I_0 e^{-\mu_m \rho t} \quad (1.25)$$

burada ρt (m^2/kg cinsinden) kütle kalınlığıdır. Fotoelektrik ve çift oluşum etkilerinin sonucu olarak üretilen elektronların ve pozitronların kinetik enerjisi soğurucu madde de tamamen soğurulurken, X-ışını ve Compton saçılma fotonları kaçabilirler. Radyasyon ölçümleri için, soğurma katsayısını, doğrudan gelen γ -ışını fotonlarına ve dedektörün çıktı cevabına bağlı olarak hesaplamak daha pratiktir. γ -ışını enerji soğurma katsayısı (μ_a), soğurucu madde içindeki foton enerji soğurmasının olasılığıdır ve aşağıdaki denklem ile verilir.

$$\mu_a = \tau(\text{fotoelektrik}) + \frac{E_e}{E_\gamma} \sigma(\text{Compton}) + \kappa(\text{çift oluşum}) \quad (1.26)$$

burada μ_a lineer (m^{-1} de) veya kütle (m^2/kg olarak) enerji soğurma katsayısı, E_e geri tepen elektronunun kinetik enerjisi ve E , gelen fotonunun enerjisidir (Pöschl ve ark., 2007).

1.5. Soğurma Katsayıları ve Soğurma Kısılları

Şiddeti $I_0(E_0)$ olan γ -ışını fotonlarının $t(\text{cm})$ kalınlığında bir maddeyi geçtikten sonraki şiddeti

$$I = I_0(E) e^{-\mu(E) \rho t} \quad (1.27)$$

ile verilir ve bu ifade Beer-Lambert kanunu olarak adlandırılır. Burada $\mu(E)$ (cm^2/g) toplam kütle soğurma katsayısı, ρ (g/cm^3) ise yoğunluktur. $\mu(E)$, 1,02 MeV'den küçük enerjili fotonlar için başlıca üç soğurma katsayısının toplamı olarak tanımlanır.

$$\mu(E) = \tau(E) + \sigma_{\text{koh}}(E) + \sigma_{\text{ink}}(E) \quad (1.28)$$

Burada $\tau(E)$, fotoelektrik etkiyi tanımlayan toplam fotoelektrik kütle soğurma katsayısı, $\sigma_{\text{koh}}(E)$ ile $\sigma_{\text{ink}}(E)$ ise sırasıyla toplam koherent kütle soğurma katsayısı ve toplam inkoherent kütle soğurma katsayılarıdır.

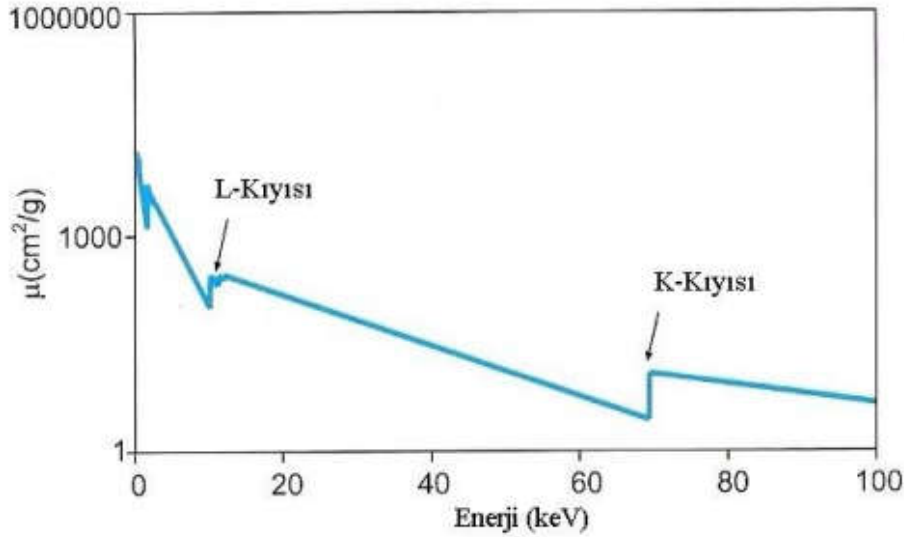
Toplam fotoelektrik kütle soğurma katsayısı atomdaki bütün kabuklar için iyonlaşma ihtimalini ihtiva ettiğinden her bir iyonlaşma ihtimalinin toplamı olarak yazılabilir.

$$\tau = \tau_K + (\tau_{L_1} + \tau_{L_2} + \tau_{L_3}) + (\tau_{M_1} + \tau_{M_2} + \tau_{M_3} + \tau_{M_4} + \tau_{M_5}) + \dots \quad (1.29)$$

Burada parantez içinde verilen her bir terim, belirli bir kabuk için fotoelektrik kütle soğurma katsayısını tanımlar. Şekil 1.10 $\mu(\text{cm}^2/\text{g})$ 'nin enerji ile değişimini göstermektedir. Şekilde görüldüğü gibi $\tau(E)$ 'nin grafiğinde foton enerjisinin bağlanma enerjisine eşit olduğu yerlerde ani düşmeler vardır. Bu düşmelere soğurma kıyısı adı verilir. Saf elementlerin homojen karışımından meydana gelmiş bir numunenin toplam kütle soğurma katsayısı

$$\mu = \sum_j W_j \mu_j \quad (1.30)$$

ile hesaplanır. Burada μ_j , numune içerisinde W_j ağırlık kesri ile bulunan j . elementin toplam kütle soğurma katsayısıdır.



Şekil 1.10. Soğurma kıyıları spektrumu (Brouwer, 2003; Ertuğral, 1999)

Şekil 1.10'da görüldüğü gibi, soğurma kıyısından sonra uyarıcı foton enerjisi sürekli azaltılırsa, soğurma katsayısında ani düşüş olur. Ancak sonraki soğurma kıyısına doğru gidildikçe soğurma katsayısında yeniden düzenli bir artış görülür.

1.6. Kuantum Sayıları ve Atomik Yörüngeler

Her atom merkezde çekirdek ve çekirdeğin etrafındaki yörüngelerde dolanan elektronlardan oluşmaktadır. Elektronlar ise çekirdekten uzaklıklarına göre gurublandırılmışlardır. Yörüngede dolanan elektronların her birine bir enerji değeri karşılık gelir ve bu elektronlar dört kuantum sayısı ile tanımlanır:

- Baş kuantum sayısı (n) : $n=1, 2, 3, 4, \dots$ gibi tam sayı değerleri alır ve yazıldıkları sırayla K, L, M, N, ... kabuklarına karşılık gelirler. Elektronun çekirdeğe bağlanma enerjisi $1/n^2$ ile orantılıdır.
- Yörüngesel kuantum sayısı (l) : $l=0, 1, 2, 3, 4, \dots (n-1)$ değerlerini alır ve yazıldığı sırayla s, p, d, f, g, ... alt kabuklarına karşılık gelir. Bu kuantum sayısı orbitallerin şeklini belirler.

- c) Magnetik kuantum sayısı (m_l): Açısal momentumun magnetik alan üzerindeki izdüşümüdür ve magnetik alanda yörüngenin yerleşimini gösterir. $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ değerlerini alır.
- d) Spin magnetik kuantum sayısı (m_s): Elektronun spinin saat yönünde veya ters yönde olduğunu gösterir ve sadece $m_s = \pm 1/2$ değerlerini alır. Orbital, bir elektron için n, l ve m_l nin belirttiği dalga fonksiyonudur. Herhangi bir l alt kabuğundaki orbital sayısı $(2l+1)$ ve herhangi bir n kabuğundaki orbital sayısı ise n^2 ile verilir (Söğüt, 2000).

1.7. Tesir Kesiti

Tesir kesiti verilen bir olayın meydana gelme ihtimalinin bir ölçüsüdür. A yüzeyine ve t kalınlığına sahip ince bir levha üzerine I şiddetinde bir parçacık şuaşı düşsün. σ bir atomu kuşatan etkin alan, n birim hacimdeki atom sayısı olmak üzere, her bir atom olaya σ etkin alanıyla iştirak edeceğinden toplam etkin alan $An\sigma t$ olacaktır. $n\sigma t = f$ etkin alan kesri adını alır ve bu şuanın levhadan geçerken şiddetindeki değişimin kesrini temsil eder. Madde üzerine gelen şuanın şiddeti parçacık sayısı ile orantılı olduğundan N parçacıktan N_s tanesi s türündeki olaya katkıda bulunuyorsa tesir kesiti klasik olarak,

$$N_s = n \cdot \sigma \cdot N \cdot t \quad (1.31)$$

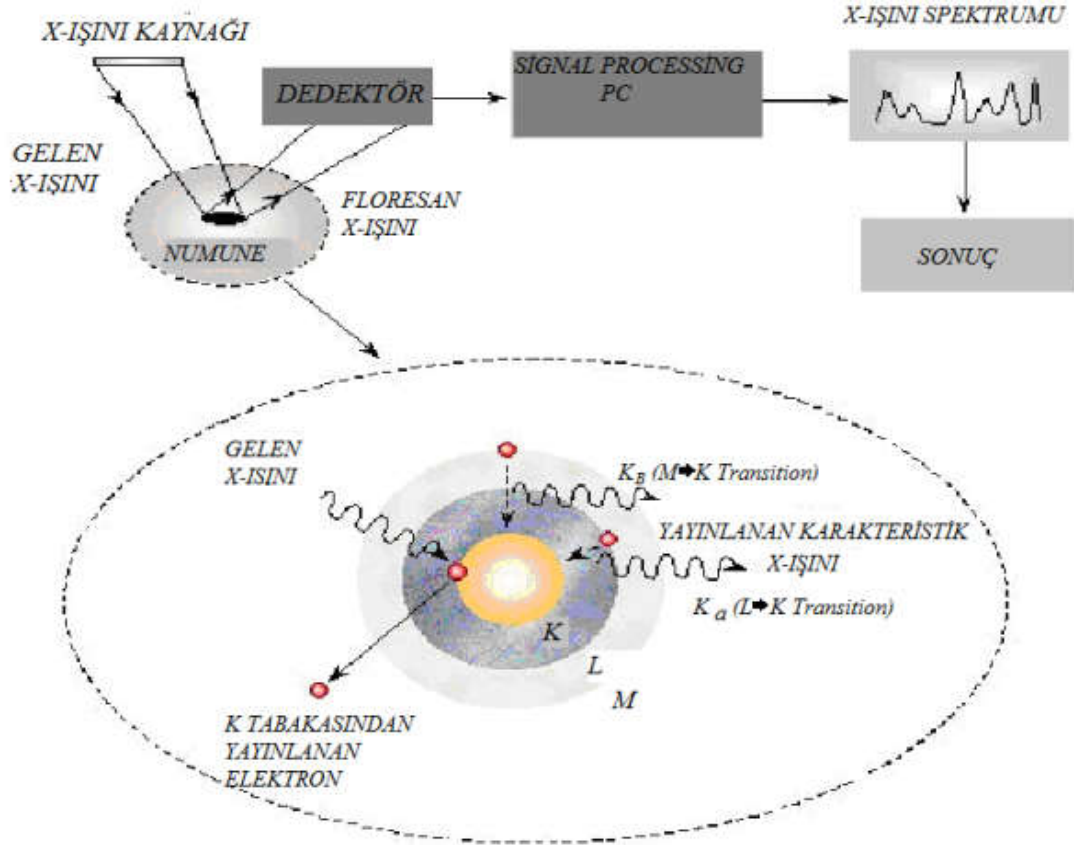
$$\sigma = \frac{N_s}{n \cdot N \cdot t} \quad (1.32)$$

ifadesi ile verilir. Etkileşme meydana geldikten sonra dışarı gönderilen parçacıklar (veya ışınlar) çoğu kez izotropik olmayan bir dağılım gösterir. Bu yüzden tesir kesiti farklı açılarda farklı değerler alır. Dolayısıyla geliş istikameti ile ϕ açısı yapacak şekilde $d\Omega$ katı açısı içinde saniyede saçılan parçacıkların sayısının bilinmesi önemlidir. Bu nedenle açığa bağlı başka bir tesir kesiti türü tarif edilir. Bu yeni tesir kesitine diferansiyel tesir kesiti denir ve birim katı açı başına düşen tesir kesiti olarak tarif edilir (Söğüt, 2000).

1.8. XRF (X-Işını Flüoresans)

XRF, katı, sıvı, toz ve filtreden geçirilmiş formdaki maddelerin bütün çeşitlerinin kimyasal bileşimlerini tanımlamak için kullanılan analitiksel bir metottur. Şekil 1.11'de görüldüğü gibi

X-Işını kaynağından yayınlanan fotonlar atomlardan elektron koparır. Kopan elektronun yerini üst seviyede bulunan başka bir elektron doldurur. Bu geçiş sırasında karakteristik X-ışını yayınlanır. Karakteristik X-ışını oluşturduğu pikler elementin analizi için bize yol gösterir. X-ışını kaynağı olarak X-ışın tüpü veya radyoaktif izotop atomları kullanılır. En çok kullanılan radyoaktif kaynaklar; ^{55}Fe , ^{57}Co , ^{109}Cd ve ^{241}Am ' dir (Kocaer, 2012).



Şekil 1.11. XRF tekniği (Brouwer, 2003)

XRF bazı durumlarda tabakalar ve kaplamaların, kalınlık ve bileşimlerini tanımlamak için de kullanılmaktadır. XRF metodu hızlıdır, doğrudur ve numunede tahribat oluşturmaz. Bu metot, genellikle, en düşük düzeyde numune hazırlanmasını gerektirir. XRF tekniği, atık mineraller, suyun çevresel analizi, madencilik, maden bilimi ve jeoloji, gıda endüstrisi, metal, çimento, polimer ve plastiği, eczacılık ve araştırmaları kapsayan geniş bir uygulama alanını kapsar (Kocaer, 2012).

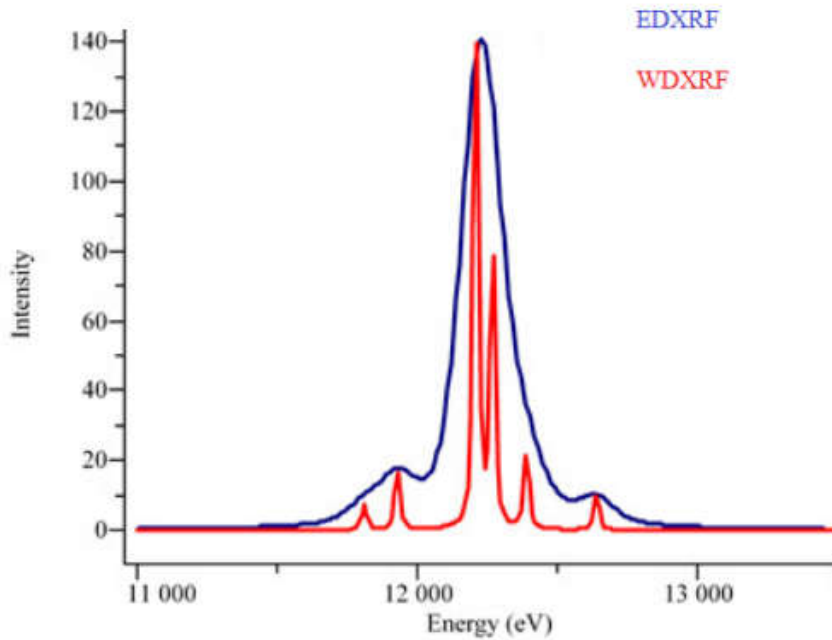
XRF Spektrometre sistemleri; Enerji ayrımlı (EDXRF) ve Dalga ayrımlı (WDXRF) sistemler olmak üzere iki ana gruba ayrılır. EDXRF için element aralığı, sodyumdan uranyum'a kadar

uzanır. WDXRF için ise, berilyumdan uranyuma kadar uzanan daha geniş bir aralığı kapsar. Konsantrasyon aralığı ise alt ppm seviyelerinden %100'e kadar değişir (Kocaer, 2012).

EDXRF ve WDXRF teknikleri arasındaki temel farklılık, ulaşılabilir enerji (spektral) çözünürlüğünde barınmaktadır. WDXRF sistemleri, sıradan EDXRF sistemlerinde tipik olarak kullanılan dedektörün türüne bağlı olarak, 150 eV ile 300 eV ya da daha fazla arasında değişen çözünürlükleri sağlar ve bu dizi üzerinde bağlı olarak, 5 eV ve 20 eV arasında çalışan çözünürlükleri de sağlayabilir (Kocaer, 2012).

Atom numarası büyük olan elementlerin, küçük olan elementlerden daha iyi tespit edebilme limitlerine sahip olduğu genellemesinin yapılması mümkündür. XRF analizlerinin en büyük özelliği tekrarlanabilirliği ve hassasiyetinin çok yüksek olmasıdır. İyi standartlar kullanıldığında çok doğru sonuçlar almak mümkündür ancak uygulamalar için özel standartlar bulunmayabilir. Ölçüm zamanı, istenen doğrulukla tanımlanmış olan elementlerin numarasına bağlıdır ve ölçüm zamanı saniyelerden başlayıp birkaç saate kadar değişkenlik gösterebilir (Kocaer, 2012).

Şekil 1.12'de EDXRF ve WDXRF ile ölçülmüş numunenin tipik bir spektrumu verilmiştir. Piklerin yükseklikleri numunedeki elementlerin konsantrasyonlarını tanımlarken, pik pozisyonları da numunede bulunan elementleri tanımlar (Kocaer, 2012).

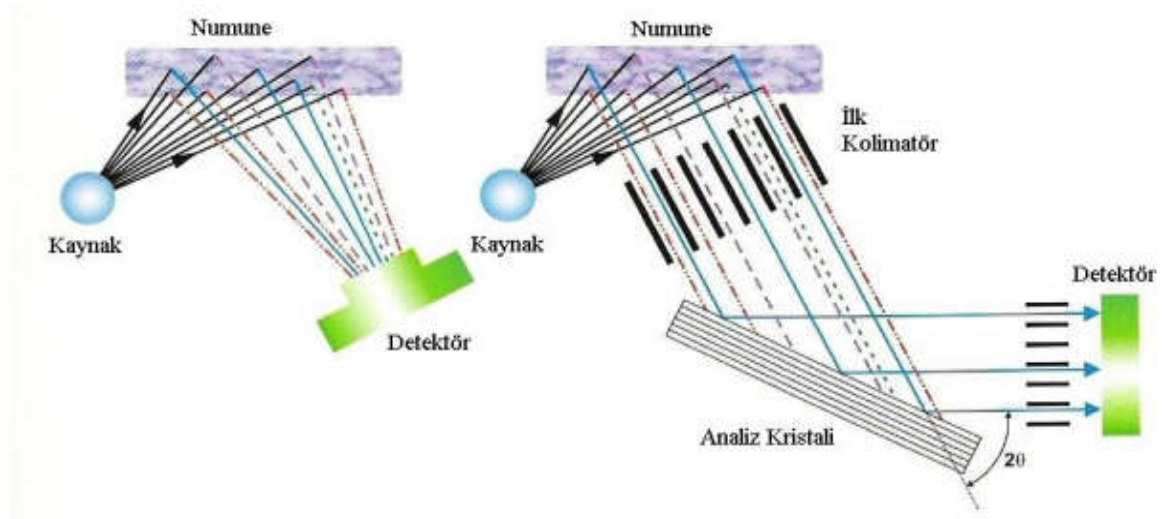


Şekil 1.12. EDXRF ve WDXRF spektrometresiyle ölçülmüş numunenin tipik spektrumu

[Web 2]

1.8.1. XRF Spektrometresi

Bütün spektrometrelere temel oluşturan şey, kaynak, numune ve dedektördür. Kaynak numuneyi ışınlara ve numuneden gelen radyasyon bir dedektörle ölçülür (şekil 1.13).



Şekil 1.13. EDXRF ve WDXRF spektrometrelerinin şekilleri (Brouwer, 2003)

Daha öncede bahsedildiği gibi XRF spektrometre sistemleri genellikle iki ana gruba ayrılır: Enerji Dağılımlı X-Işını Flüoresans-Energy Dispersive X-Ray Fluorescence (EDXRF) ve Dalga Dağılımlı X-Işını Flüoresans-Wave Dispersive X-Ray Fluorescence (WDXRF).

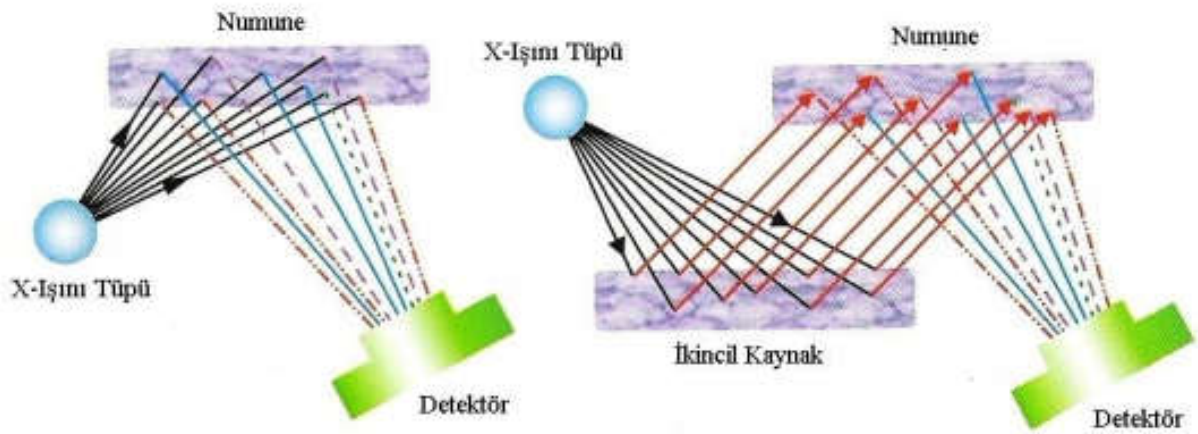
İki sistem arasındaki fark sayma sistemlerinde bulunur. EDXRF spektrometrelerinin sahip olduğu dedektör, numuneden gelen karakteristik radyasyonun farklı enerjilerini ölçebilir. Dedektör, numunedeki elementlerden gelen radyasyonu numuneden gelen radyasyondan ayırabilir. Bu ayrılma dispersiyon olarak adlandırılır (Kocaer, 2012).

WDXRF spektrometreleri bir kristal analizinde farklı enerjileri ayırmak için kullanılır. Numuneden gelen radyasyonun tamamı kristal üstüne düşer. Kristal farklı enerjileri farklı yönlerde kıran bir prizmaya benzer ki o da farklı renkleri farklı yönler içinde ayırır. (Brouwer, 2003; Kocaer, 2012).

1.8.1.1. EDXRF

Enerji ayırmalı spektrometre, X-ışını tüpü veya radyoaktif bir element kaynak olarak, numune tutturucu, yarı iletken dedektör ve enerji ayırımı için gerekli elektronik bileşenlerden oluşur. Enerji dağılımlı sistemlerin en önemli avantajı, spektrometrenin uyarma ve alıcı kısmındaki parçaların basitliği ve hareketsiz oluşudur. Çok kanallı enerji ayırmalı bir cihazda yayımlanan bütün X-ışınını çizgileri aynı anda ölçebilir (şekil 1.14) (Kocaer, 2012).

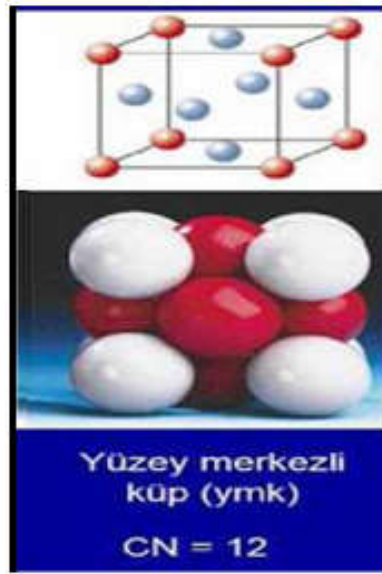
EDXRF spektrometreleri 2D ve 3D optikli spektrometreler olarak sınıflandırılabilir. Her iki tipte bir kaynak ve bir enerji dağıtıcı dedektöre sahiptir. Ancak fark X-ışını optiksel yolda bulunmaktadır. 2D spektrometreleri için X-ışını yolu bir düzlemde olduğundan dolayı iki boyuttadır. 3D spektrometreleri için yol bir düzlemle sınırlı değildir, 3 boyut içerir (Kocaer, 2012).



Şekil 1.14. EDXRF spektrometrelerinin şekilleri (Brouwer, 2003)

1.9. NiO'in Yapısı ve Önemi

NiO yarıiletken bileşiği periyodik tablonun VIII.B grup elementlerinden olan Ni ve VI.A grup elementlerinden olan O'den oluşan VIII-VI grup bileşiğidir. NiO p-tipi yarıiletken olup 3,5-3,7 eV arasında yasak enerji aralığına ve 6700 g/cm³ yoğunluğa sahiptir. NiO, şekil 1.15'de görüldüğü gibi NaCl tuzu gibi yüzey merkezli kübik yapıya sahiptir (Çayır, 2012).



Şekil 1.15. Yüzey merkezli kübik yapı (Top, 2015)

Nanomalzemelere, özellikle TiO_2 , ZnO , CuO , NiO , PdO , SnO_2 , Fe_2O_3 ve WO_3 gibi metal oksitlere, fotokatalize, manyetik cihazlar ve toz metalurjinin potansiyel uygulamalarında gösterdikleri seçkin performanslar nedeniyle son yıllarda ilgi artmıştır. Bu oksitler arasında NiO , nano tüpler, nano teller, nano halkalar, nano çubuklar, nano parçacıklar, içi boş küreler, hekzagonal mezo yapılar (Zhao ve ark., 2011) ve nano sayfalar (Liang ve ark., 2015) gibi birçok nano yapıda uygulanabilirlik sergiler. Nikel oksit son zamanlarda katalitik, elektronik ve manyetik özellikleriyle büyük ilgi çeken ve geçtikçe önem kazanan bir seramik oksittir (Top, 2015).

NiO önemli bir inorganik malzemedir ve doğada $a_0=4,195 \text{ Å}$ 'da yüzey merkezli kübik kaya tuzu (NaCl -tipi) yapısına sahip bir bunsenit mineral olarak ortaya çıkar. Aynı zamanda soluk yeşil elma veya stokiyometriye bağlı siyah olmak üzere iki farklı formu vardır. Yeşil faz yalıtkandır fakat 3,6-4,0 eV'luk bant aralığında Ni iyonlarında bir eksiklik olduğunda p-tipi yarıiletken gibi davranır (Top, 2015).

Nanokristal NiO , elektrokromik kaplamalar, alkali batarya katodlar, p-tipi iletken şeffaf filmler, elektrokimyasal süperkapasitörler, negatif elektrotlu lityum-iyon piller, katalizörler, gaz sensörleri, manyetik malzemeler, aktif optik lifler, yakıt hücreli elektrotlar, güneş hücreleri, seramikler, heterojen katalizörler, gaz sensörleri, katı oksit yakıt hücreleri (SOFCs) anodunun yapımında ve anti-ferromanyetik malzemelerin uygulamalarında kullanılmaktadır (Chandrappa ve ark., 2012).

Nanometre boyuttaki nikel oksidin sentezi için çok farklı yöntemler bulunmaktadır.

Sulu çözeltide çöktürme, sol-gel metodu, katı hal tepkimesi, piroliz, mikroemülsiyon gibi farklı yöntemler bilinmektedir.

1.10. İnce Filmler

İnce film, altlık olarak katı bir malzeme üzerine atomik, moleküler ya da iyonik türlerin yoğunlaştırılmasının kontrol edilerek hem doğrudan bir fiziksel işlemle hem de bir kimyasal ya da elektrokimyasal reaksiyonlarla oluşturulur. Yalnız başına atomik, moleküler ya da iyonik durumlar hem buharlaştırma hem de sıvı formunda oluşturulabilir. İnce filmler oluşurken bunu oluşturan maddelerin özellikleri ile ince film oluştuktan sonraki özellikleri arasında sapmalar görülür (Kılınç, 2006; Dönük, 2012).

İnce filmin oluşumu çekirdek büyütme işlemi şeklinde gerçekleşir. Genel olarak çeşitli deneylerle ve teorik çalışmalarla büyütme işlemlerinin ortaya çıkması aşağıdaki gibi sıralanabilir.

1. Altlık ile etkileşecek olan madde, hız bileşenlerini altlıkta normale düşürürler (çarpışma enerjisinin çok yüksek olmaması sağlanır) ve bu maddeler fiziksel olarak altlık yüzeyinde soğurulurlar (Dönük, 2012).

2. Soğurulmuş malzemeler başlangıçta altlık ile ısısal dengede değildirler ve altlığın yüzeyine doğru hareket ederler. Bu işlem sırasında birçoğu birbirleriyle etkileşime girer. Böylece düzenlenim daha büyük kümeleri oluşturur (Dönük, 2012).

3. Kümeler ya da çekirdek olarak isimlendirilen düzenlenme termodinamik olarak kararlı değildir ve depolama parametrelerine bağlı olarak bir zaman sonra yüzeyden ayrılma eğilimindedir. Şayet katkılama parametrelerine bağlı olarak böyle bir küme yüzeyden ayrılmaya başlamamış soğurulmuş türler çarpışma yaparsa, kümenin büyüklüğü artmaya başlar. Belirli bir kritik büyüklüğe ulaştıktan sonra küme termodinamik olarak kararlı olmaya başlar. Kararlı, kimyasal olarak soğurulmuş, kritik-büyüküklü çekirdek oluşumunu içeren bu basamak çekirdek evresi olarak adlandırılır (Dönük, 2012).

4. Çekirdek yoğunluğu ve ortalama çekirdek büyüklüğü, türlere etki eden enerji, etkinin oranı, soğurma aktivasyon enerjisi, ayrılma, ısısal difüzyon, sıcaklık ve altyapının kimyasal doğası gibi parametrelerine bağlıdır. Bir çekirdek hem altlık yüzeyine paralel olarak soğurulmuş türlerin difüzyonuyla büyütüldüğü gibi altlığa dik olarak direk çarpışan türlerin

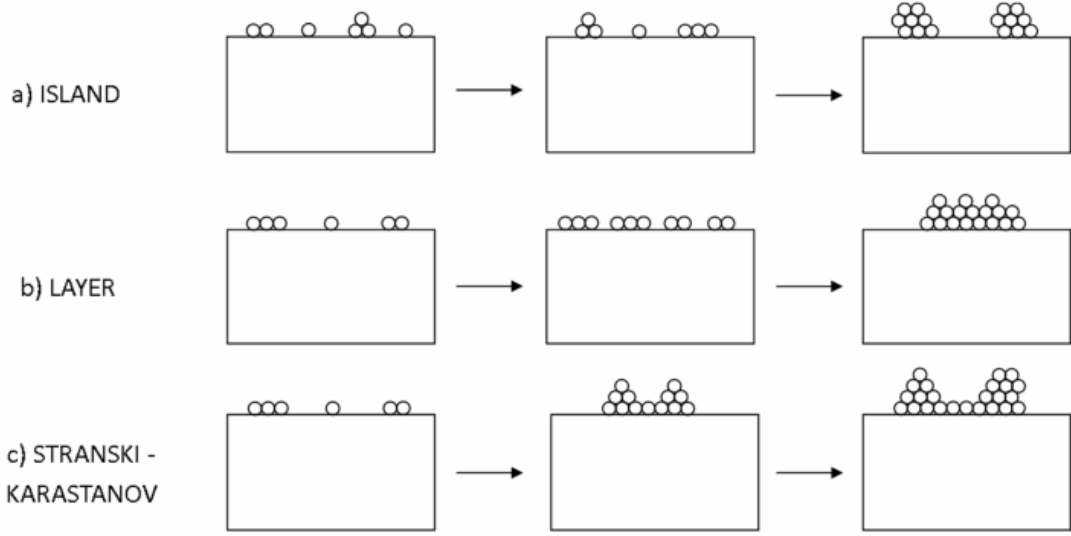
etkileşmesi ile de büyür. Buna rağmen, genellikle bu evredeki yanal (paralel) büyüme oranı dik olan büyümeden daha yüksektir. Bu büyütülmüş çekirdekler adalar olarak adlandırılır (Dönük, 2012).

5. Film oluşumu için bundan sonraki evre birleşme evresidir. Bu evre, küçük adaların birbirleriyle yüzey alanını küçültmek üzere birleşmeye çalıştıkları evredir. Büyük adaları oluşturma eğilimi "topluluk" olarak adlandırılır ve topluluk soğurulmuş türlerin yüzeydeki mobilitesini iyileştirir. Örnek olarak altlık sıcaklığını artırarak bu iyileştirme sağlanabilir. Bazı durumlarda yeni çekirdeğin oluşumu bir birleşme sonucu temiz bir alanda meydana gelebilir (Dönük, 2012).

6. Daha büyük adalar kaplanmamış altlıkların delikleriyle ve kanalların ayrılmasıyla birlikte büyür. Bu evredeki filmlerin yapısı tümüyle sürekli film deliklerinin ve kanalların doldurulması şartıyla sürekli olmayan ada tipilerinden gözenekli ağ tiplerine kadar değişir. Büyütme işlemi çekirdeğin bir istatistiksel üretimine dayandırılarak yüzey difüzyonunun üç boyutta taneciklerin büyütülmesinin kontrol edilmesi, bir ağ yapısının oluşturulması ve sürekli bir film vermesi için bunun en sonunda doldurulması olarak özetlenebilir. Katılanmanın ve altlığın yüzeyinin termodinamik parametrelerine, başlangıçtaki çekirdeğe ve büyütme evrelerine bağlı olarak (Dönük, 2012);

- a. Tabaka (layer) tipi
- b. Adacık (island) tipi
- c. Karışık (Stranski-Krastanov) tip

olarak üç grupta betimlendirilebilir. Bu evreler şekil 1.16'de gösterilmiştir. Hemen hemen bütün pratik durumlarda, büyütme ada oluşumunu meydana getirerek oluşur (Dönük, 2012).



Şekil 1.16. Temel büyütme işlemleri **a)** island (ada) tipi **b)** layer-by-layer (tabaka) tipi **c)** Stranski-Krastanov tipi (K. L. Chopra,1983; Dönük, 2012).

Özel durumların dışında kristalografik düzenlenim ve farklı adaların topografiksel ayrıntıları rastgele dağıtılmıştır. Böylece, büyütme esnasında adaların birbirine temas etmesi, geometriksel şekillenimlerin ve kristalografik düzenlenimlerin yanlış eşleşmesinden dolayı tane sınırları, çeşitli nokta ve çizgi bozuklukları oluşur. Eğer taneler rasgele düzenlenirlerse, bir halka tipi kırınım örneği gösterir ve buna polikristal denir. Ancak, eğer tane genişliği 20 Å'dan küçükse, bu filmlerin kırınım desenleri halo tipi (ışık halkası) olan çok fazla düzensiz yani amorf (kristal olmayan) yapıya benzer. Eğer farklı adaların düzenlenimleri uygun tek kristalli altlık üzerinde özel katkılama içererek aynı devam ediyorsa, bu filmim bir tek kristali içermeyeceğine dikkat edilmelidir. Bunun yanında tek kristal filmini oluşturan taneler birbirlerine paralel olarak yerleşirler ve birbirlerine düşük açılı tane sınırlarıyla bağlanırlar. Bu filmlerin kırınım desenleri tek kristalin kırınım deseniyle benzerdir ve epitaxial/tek-kristal film olarak adlandırılır (Dönük, 2012).

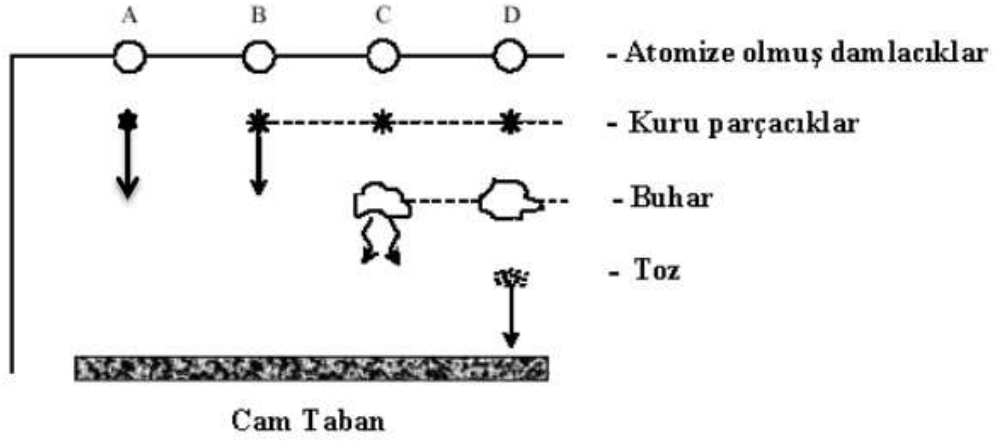
Tane sınırları yanında, epitaxial filmlerde ayrılma hattı, istifleme hatası, mikroçiftler ve çift sınırlar, çoklu yer alan sınırlar (multiple-positioning boundaries) ve nokta hatalarının toplamından oluşmuş önemsiz hatalar (örneğin ayrılma halkaları, istifleme hatası ve küçük nokta hataları) gibi diğer yapısal bozuklukları içerir. İstifleme hatası ve çift sınırlar gibi bozukluklar aşağı yukarı polikristallerde de oluşmaktadır. İnce filmde boşlukların artmasına neden olabilecek diğer mekanizmalar (Dönük, 2012);

- ✓ Altlık- film yapısının uygun olmaması
- ✓ İnce filmin doğasında olan büyük gerilimler
- ✓ Filmin altlık yüzeyine kadar boşlukların devam etmesi

Sürekli bir film oluşturulduktan sonra, izotropik olmayan büyüme altlığın normalinde silindirik kolonlar şeklinde yer alır. Her şeyden önce filmin yanal tane büyüklüğüne (ya da kristal kalınlığına) başlangıç çekirdek yoğunluğuna bakılarak karar verilir. Ancak yeniden kristalleşme, birleşme evresi boyunca oluşuyorsa, yanal tane büyüklüğü başlangıçtaki çekirdekten ortalama ayırımından büyük olur ve altlık üzerindeki tane büyüklüğü film kalınlığı küçük kalınlıklar için filmin kalınlığına eşittir. Daha kalın filmler için, yeniden çekirdek oluşumu öncelikle büyütülmüş tanelerin yüzeyinde oluşur ve her bir dikey sütun normal büyütmeden mümkün olan sapmalarla birlikte çoklu tanelerle büyür (K. L.Chopra,1983; Dönük, 2012).

1.10.1. Kimyasal Püskürtme Tekniği ile Film Üretimi

Kimyasal püskürtme tekniğinde elde edilmesi istenilen yarıiletken film için uygun çözeltiler hazırlanarak sıcak cam tabanlar üzerine azot gazı (N_2) ya da basınçlı hava yardımıyla atomize edilerek belirli bir sürede püskürtülür. Hazırlanacak çözeltilerde çözücü olarak deiyonize su ve bazı durumlarda da alkol kullanılabilir. Taşıyıcı gaz seçiminde filmlerin yapısında meydana gelecek oksitlenme göz önünde bulundurulmalıdır. Bu nedenle oksitlenmeyi önlemek ya da en aza indirebilmek amacıyla, püskürtme gazı olarak azot gazı tercih edilmektedir. Kimyasal püskürtme yöntemi, üretimde karmaşık aletler gerektirmeyen, kısa zamanda diğer yarıiletken ürete tekniklerine göre cm^2 boyutunda daha geniş yüzeyli filmler elde edilmesini sağlayan basit ve ekonomik bir tekniktir (Lee, ve ark. 2001; Ramachandran, ve ark. 2005). Elde edilen filmlerin fiziksel özellikleri değişik parametrelere bağlıdır. Bunlar püskürtme hızı ve süresi, taban sıcaklığı, taban ile püskürtme başlığı arasındaki mesafe ve püskürtme başlığı tarafından püskürtülen çözelti damlacıklarının boyutlarıdır. Çözelti damlacıklarının film oluşturacak tabana yaklaştığı zaman tamamen buharlaştırılmış olması ideal taşınma olarak tanımlanır. Herhangi bir nedenle damlacığın tabana ulaşamaması onların kütlelerine bağlıdır. Damlacıkların boyutlarının farklı olmasından dolayı farklı çöktürme yöntemleri vardır (şekil 1.17) (Yaykaşlı, 2012).



Şekil 1.17. Damlacık boyutuna bağlı çeşitli püskürtme yöntemleri (Viguie ve Spitz 1975; Siefert, 1984; Yaykaşlı, 2012)

Şekil 1.17’de A sürecinde, çözelti damlacıklarının boyutu çok büyüktür. Damlacıkların çevreden absorpladığı ısı, tabana ulaşmaya kadar buharlaşmasına yeterli değildir. Böylece damlacık tabana çarptığında kuru bir çökelti bırakarak buharlaşır. Bu süreçte taban sıcaklığı düşer ve kötü bir film oluşur. B sürecinde, çözelti damlacıklarının boyutu A sürecine göre daha küçüktür. Tabana ulaşan parçacıkların bir bölümü buharlaşır ve bir bölümü de yoğunlaşır. Bu süreçte de film yüzeyinde delikler ve çatlaklar ya da kavlamalar oluşur. C sürecinde, çözelti damlacıklarının boyutu A ve B sürecindekilere göre daha küçüktür. En uygun filmler bu süreçte elde edilir. Damlacıklar tabana ulaşmadan içerisindeki su buharlaşarak heterojen bir reaksiyon meydana getirir ve tabana yapışır (Yaykaşlı, 2012).

Bu reaksiyon olayı dört safhadan oluşur. Bunlar;

- 1) Reaksiyon moleküllerinin tabana difüzyonu,
- 2) Yüzeyde bir veya birden çok molekülün absorbe olması,
- 3) Örgü içerisinde birleşme ve
- 4) Tabana ulaşan bazı moleküllerin yüzeyden uzaklaşması gibi fiziksel ve kimyasal olayları içerir.

D sürecinde ise damlacıkların boyutları çok küçük olduğundan tabana ulaşmadan buharlaşırlar. Moleküller tabana toz halinde tutunduğundan film oluşumunu bozarlar (Siefert, 1984). Bu dört sürecin içerisinde en ideal film C sürecinde elde edilir. Püskürtme yönteminde taban olarak silisyumlu camlar, çelik, titanyum, tungsten, alüminyum gibi metaller de kullanılır. Ayrıca payreks camlar, seramik, düşük taban sıcaklıklarında plastik ve polimer

tabanlar da kullanılabilir. Kimyasal püskürtme yöntemi ile film elde etmenin diğer yöntemlere göre bazı dezavantajları olmasına karşın, ekonomik ve kolay bir yöntem olduğu için tercih edilmektedir. Ayrıca film elde etmek için püskürtülmek üzere hazırlanan çözeltiye istenen miktarda katkı yaparak filmin fiziksel özelliklerini kolaylıkla değiştirebilmek gibi avantajları vardır. İkili, üçlü, dördü ve beşli alaşımların elde edilmesinde yaygın olarak kullanılmaktadır (Yaykaşlı, 2012).



2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Puri ve ark. 1993 yılındaki çalışmalarında, atom numarası $70 \leq Z \leq 92$ arasında olan atomik bölgedeki elementler için L'den M kabuğuna boşluk geçiş ihtimalleri hesaplamışlar (Puri ve ark., 1993).

Ertuğral 1999 yılındaki çalışmasında, $52 \leq Z \leq 68$ bölgesinde bazı elementlerin K tabakasından L tabakasına boşluk geçiş ihtimaliyetlerini hesaplamıştır. K ve L tabakalarında boşlukların meydana getirilmesinde, Am-241 radyoaktif kaynağının 59.5 keV enerjili γ fotonları kullanılmış. Yayımlanan X-ışınları, ayırma gücü 5.89 keV'de 147 eV olan Si(Li) katıhal dedektörü ile sayılmış. Sonuç olarak, boşluk geçiş ihtimaliyetinin artan atom numarası ile azaldığı görülmüştür. Çalışmada elde edilen değerleri diğer araştırmacıların teorik değerleri ile karşılaştırmıştır (Ertuğral, 1999).

Söğüt ve ark., $\text{Cr}_x\text{Ni}_{1-x}$ ve $\text{Cr}_x\text{Al}_{1-x}$ alaşımlarında K_β/K_α şiddet oranlarına alaşım etkisini çalışmışlardır. Bu araştırmada numuneleri uyarmak için 100 mCi şiddetinde 59.5 keV enerjili gama ışını yayınlayan ^{241}Am kaynağı ile uyarmışlar ve numunelerden yayımlanan karakteristik X-ışınlarını saymak için rezölasyonu 5.9 keV'de 160 eV olan Si(Li) yarıiletken dedektörü kullanmışlardır. Alaşımlardaki analit konsantrasyonları değiştikçe, K_β/K_α şiddet oranlarının da değiştiğini gözlemlemişlerdir (Söğüt ve ark., 1995).

Bakkaloğlu ve ark., elektrokimyasal depolama yoluyla elde edilen $\text{Cu}_{1-x}\text{Co}_x$ alaşım, filmlerinin magnetik özelliklerini ölçmüşlerdir (Bakkaloğlu ve ark., 1998).

Karagöz 2001 yılındaki çalışmasında, $46 \leq Z \leq 55$ atom numarası aralığındaki dokuz element için K tabakasından L tabakasına boşluk geçiş ihtimaliyetleri, 5.96 keV ve 59.5 keV'lik fotonlarla uyarılmış numunelerden yayımlanan L X-ışınlarının ölçülmesi ve teorik K ve L tabakası fotoiyonizasyon tesir kesitlerini kullanarak elde etmiştir. Farklı numunelerden yayımlanan L X-ışınları bir Ultra-LEGe dedektör (FWHM=145 eV'de 5.96 keV) ile saymıştır. Ölçtüğü değerleri diğer araştırmacıların teorik değerleriyle karşılaştırmıştır (Karagöz, 2001).

Çalışkan ve ark. 2002 yılındaki çalışmalarında atom numarası $41 \leq Z \leq 68$ aralığında olan bazı elementlerin L_2 , L_3 alt kabuk ve M kabuğu için ışımalı boşluk geçişlerini ölçmüşler ve sonuçlarını daha önceki sonuçlarla karşılaştırmışlar (Çalışkan ve ark., 2002).

2002 yılında Ertuğral tarafından atom numarası 30 ile 40 arasında olan bazı elementlerin K, L_2 , L_3 kabuk ve alt kabuk flüoresans verimleri ve K kabuğu ışımalı geçiş ihtimaliyetleri

araştırılmıştır. Bu çalışmada numuneleri uyarmak için 59,5 keV enerjili gama fotonları yayınlayan ^{241}Am kaynağı kullanılmıştır. Bulunan deneysel sonuçlar diğer araştırmacıların deneysel ve teorik değerleriyle uyum içinde olduğu söylenmiştir. (Ertuğrul, 2002).

Eskitütüncü 2003 yılındaki çalışmasında, CsNO_3 , La_2O_3 ve CeO_2 bileşikleriyle Ba ve Sm elementlerinin K tabakasından L ve M tabakalarına boşluk geçiş ihtimaliyetlerini hesaplamıştır. Numuneleri 75 mCi'lik ^{241}Am radyoizotop kaynağından yayınlanan 59,543 keV'lik gama ışınları ile uyarmıştır. Numunelerden yayınlanan karakteristik X-ışınlarını saymak için (FWHM 5,9 keV'de 155 eV) Si (Li) katıhal dedektörünü kullanmıştır. Hesaplamalar sonucunda K tabakasından L_2 alt tabakasına ve M tabakasına boşluk geçiş ihtimaliyetlerinin artan atom numarası ile azaldığını gözlemlemiştir. Bulunan sonuçları hesaplanan teorik değerlerle karşılaştırmıştır (Eskitütüncü, 2003).

Söğüt 2006 yılındaki çalışmasında, $\text{Cr}_x\text{Ni}_{1-x}$ ve $\text{Cr}_x\text{Al}_{1-x}$ alaşımlarında η_{KL} ve η_{KM} boşluk geçiş ihtimaliyetlerini deneysel olarak ölçmüş ve sonuçlarını diğer araştırmaların deneysel ve teorik sonuçlarıyla karşılaştırmıştır (Söğüt, 2006).

Tuzluca 2007 yılındaki çalışmasında, L tabakası floresans verim ve X-ışını şiddet oranlarının deneysel değerleri kullanılarak Hf, Ta, W, Re, Pt, Au, Hg, Tl, Pb, Bi, Th, U elementleri için L tabakasından M ve N tabakasına boşluk geçiş ihtimalleri, η_{L3M} ve η_{L3N} , yarı deneysel olarak ölçmüştür (Tuzluca, 2007).

Söğüt ve arkadaşları 2008 yılındaki çalışmalarında $\text{Fe}_x\text{Zn}_{1-x}$ ince film alaşımında XRF ve XRD incelemelerini yapmışlardır. XRF incelemelerinde Fe ve Zn'nin ince film aşımındaki K_β/K_α X-ışını şiddet oranlarının değişimlerini araştırmışlardır (Söğüt ve ark., 2008).

Söğüt, elektro-depolama metodu ile yapılan $\text{Fe}_x\text{Zn}_{1-x}$ ince film alaşımlarında K kabuğundan L_2 , L_3 alt kabuklarına ve L kabuğuna boşluk geçiş ihtimaliyetlerini ölçmüştür. Numuneleri uyarmak için 50 mCi şiddetinde 59,5 keV enerjili gama ışını yayınlayan ^{241}Am radyoizotop kaynağı kullanmıştır. Yayınlanan K X-ışınları, rezülasyonu 5,9 keV'de 150 eV olan Ultra-LEGE dedektörü ile sayılmıştır. Ölçülen sonuçlar teorik değerlerle uyum içinde olduğunu bulmuştur (Söğüt, 2009).

Turhan 2011 yılındaki çalışmasında, atom numarası $67 \leq Z \leq 83$ aralığında olan bazı elementleri, ^{241}Am radyoaktif kaynaktan yayımlanan 59,54 keV'lik fotonlar kullanılarak uyarmış ve Si(Li) dedektörde elde ettiği L X-ışını pikleri ile L_i ($i=1, 2, 3$) alt tabaka seviye genişlikleri uygun geometride incelemiştir. Seviye genişliği değerlerinin hesaplanması için L

tabakası flüoresans tesir kesitleri ve L alt tabaka flüoresans verim değerlerini hesaplamıştır. Elde edilen seviye genişliği değerlerinden ise L_1 alt tabakalarından M, N ve O alt tabakalarına ışımalı boşluk geçiş ihtimaliyetleri hesaplamıştır. Deneysel L tabakası flüoresans tesir kesitleri, literatürdeki deneysel ve hesaplanan teorik değerlerle karşılaştırmıştır. Deneysel L alt tabaka floresans verim değerleri literatürden elde edilebilen deneysel ve teorik değerlerle karşılaştırmış ve bu karşılaştırma sonucunda hata sınırları içerisinde uyumlu olduğunu gözlemlemiştir. Deneysel L alt tabaka seviye genişliği değerleri literatürden elde edilebilen teorik değerlerle karşılaştırmış ve atom numarasının artmasıyla seviye genişliği değerlerinin arttığını gözlemlemiştir. Deneysel olarak hesaplanan L alt tabakalarından M, N ve O alt tabakalarına ışımalı boşluk geçiş ihtimaliyetleri, hesaplanan teorik ışımalı boşluk geçiş ihtimaliyeti değerleriyle karşılaştırmıştır. Atom numarasının artmasıyla L_2 ve L_3 alt tabakalarından M, N ve O alt tabakalarına ışımalı boşluk geçiş ihtimaliyeti değerlerinin arttığını, L_1 alt tabakasından M, N ve O alt tabakalarına ışımalı boşluk geçiş ihtimaliyeti değerlerinin ise ilgilenilen elementler için Tungsten (W)'den sonra bir düşüş gösterdiğini gözlemlemiştir (Turhan, 2011).

Apaydın ve Tıraşoğlu 2012 yılında atom numarası $75 \leq Z \leq 92$ aralığında olan elementler için K tabakasından L tabakasına boşluk geçiş ihtimallerini deneysel olarak ölçmüşler ve sonuçlarını diğer araştırmacıların deneysel ve teorik değerleriyle karşılaştırmışlar. Numunelerini uyarmak için ^{57}Co radyoaktif kaynağından yayınlanan 123.6 keV olan fotonları kullanmışlardır. Numunelerden yayınlanan karakteristik X-ışınlarını ölçmek için ise Si(Li) yarıiletken dedektörü kullanılmış (Apaydın ve Tıraşoğlu, 2012).

2012 yılında yapılan başka bir çalışmada K tabakasından L tabakasına toplam boşluk geçiş ihtimallerini tanımlamak için 2π geometriksel konfigrasyonunda zayıf bir gama kaynağı kullanılmış. Deneysel çalışma atom numarası $40 \leq Z \leq 50$ arasında olan 9 element için yapılmış ve numunelerden yayınlanan K X-ışınlarını ölçmek için CdTe yarıiletken dedektörü kullanı

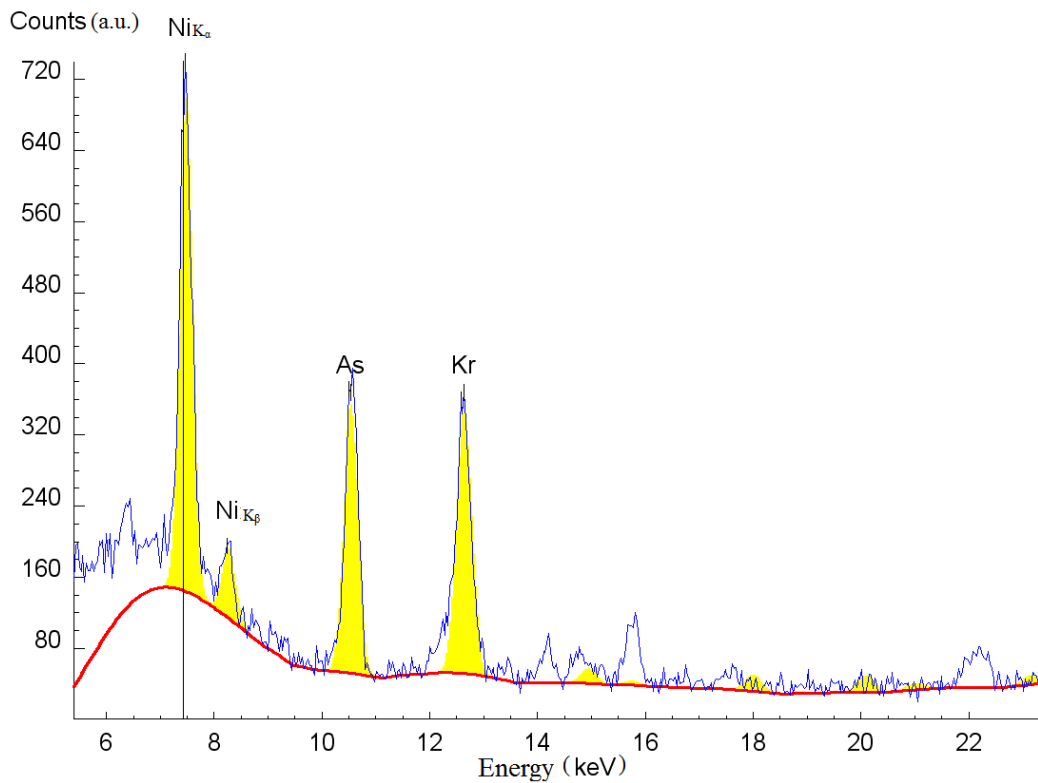
3. MATERYAL VE METOT

3.1. Bor Katkılı NiO İnce Filmlerin Elde Edilmesi

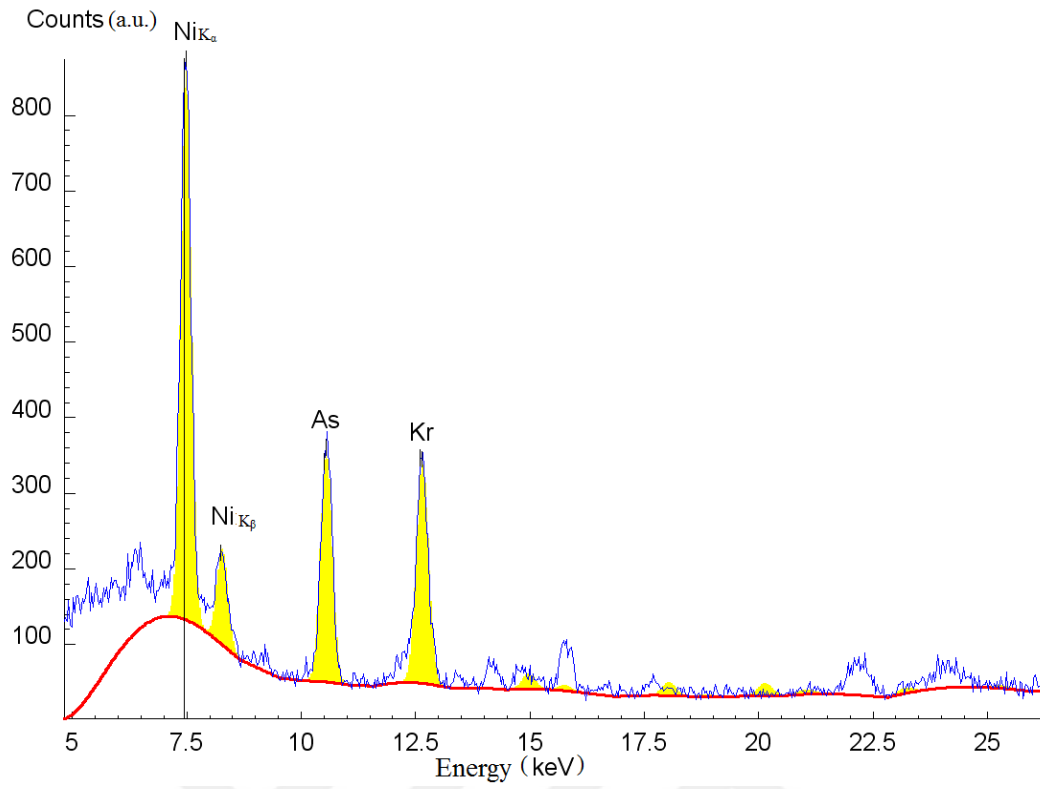
Bu çalışmada kullanılan numuneler aşağıdaki basamaklar takip edilerek üretilmiştir (Yaykaşlı, 2012).

NiO:B filmlerini elde etmek için uygun oranlarda H_3BO_3 ve $Ni(NO_3)_2 \cdot 6(H_2O)$ bileşikler hassas terazide tartılmış ve ayrı ayrı 25'er mililitrelik saf sularda çözündürülmüş ve sonra bu iki çözelti başka bir beherde karıştırılarak film üretimi için başlangıç çözeltisi oluşturulmuştur. Bu şekilde %1-6 atomik oranlarda bor katkılı çözeltiler hazırlanmış ve bor katkılı NiO 400 °C taban sıcaklığında cam altlıklar üzerine hava tabancası ile püskürtülerek üretilmiştir. Daha sonra filmler 550 °C'de yarım saat tavllanmış ve B (bor) katkılı, NiO (nikel oksit) ince filmleri kimyasal püskürtme tekniği ile elde edilmiştir.

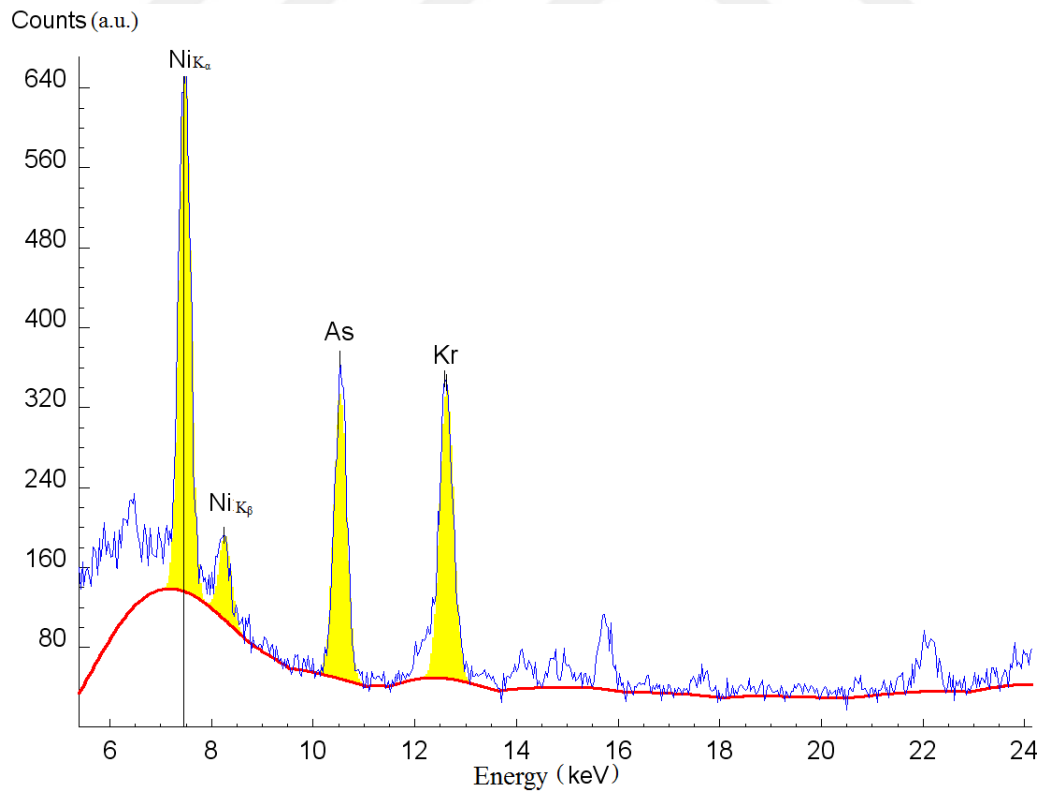
Şekil 3.1-7'de ^{241}Am radyoizotop kaynağı ile uyarılmış katkısız NiO ve bor katkılı NiO:B (%1-6) ince filmlerinin spektrumları verilmiştir. Şekil 3.1-7'den görüldüğü gibi, çeşitli konsantrasyonlarda bor katkılanmış NiO ince filmlerindeki nikelin spektrumları birbirlerinden (pik yükseklikleri ve net alanları) farklıdır.



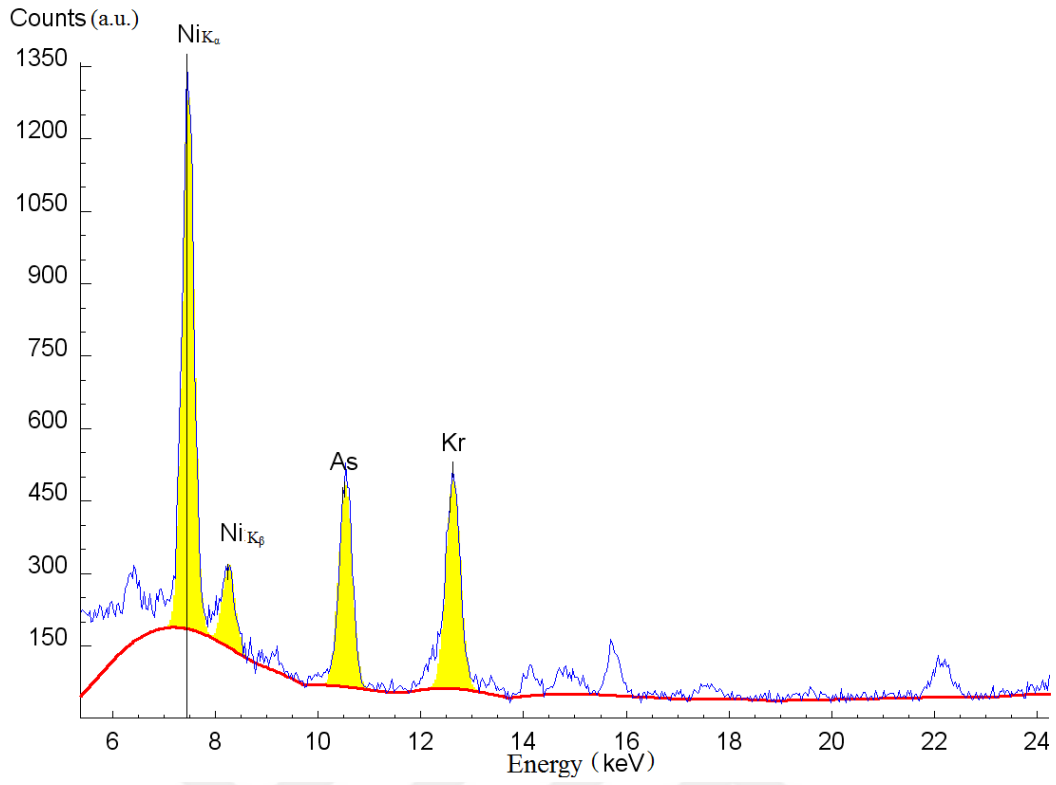
Şekil 3.1. ^{241}Am radyoizotop kaynağı ile uyarılmış katkısız NiO ince filminin spektrumu



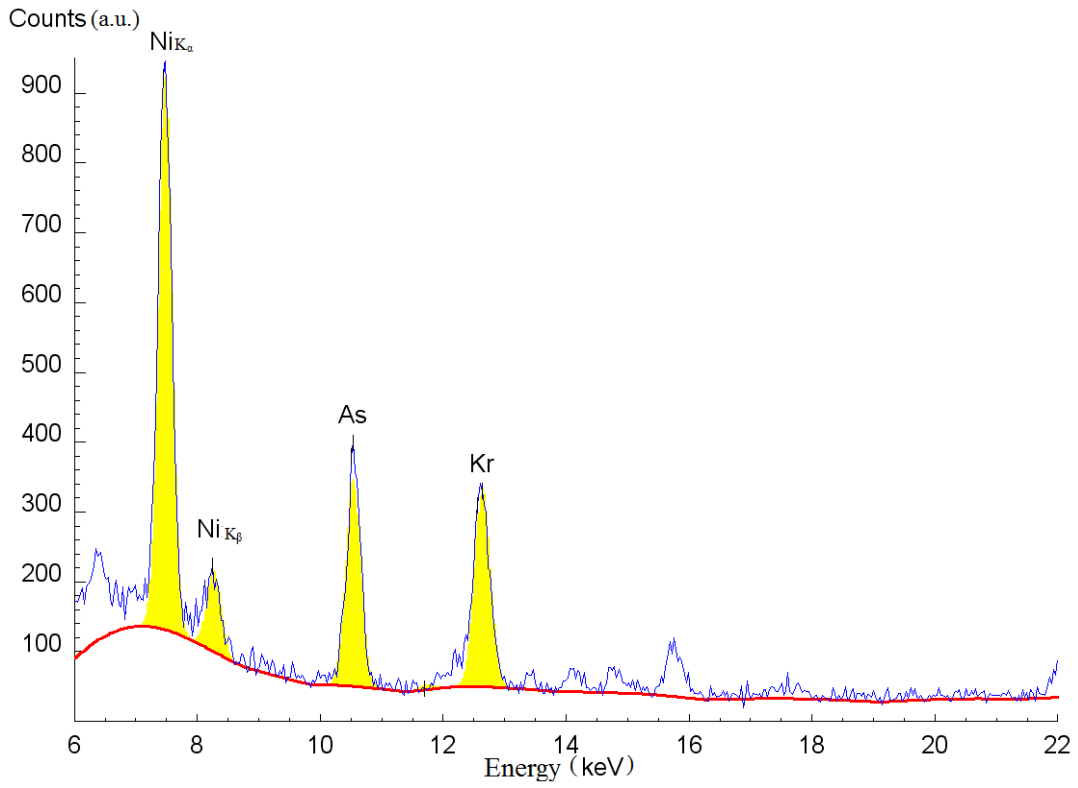
Şekil 3.2. ^{241}Am radyoizotop kaynağı ile uyarılmış %1 bor katkılanmış NiO ince filminin spektrumu



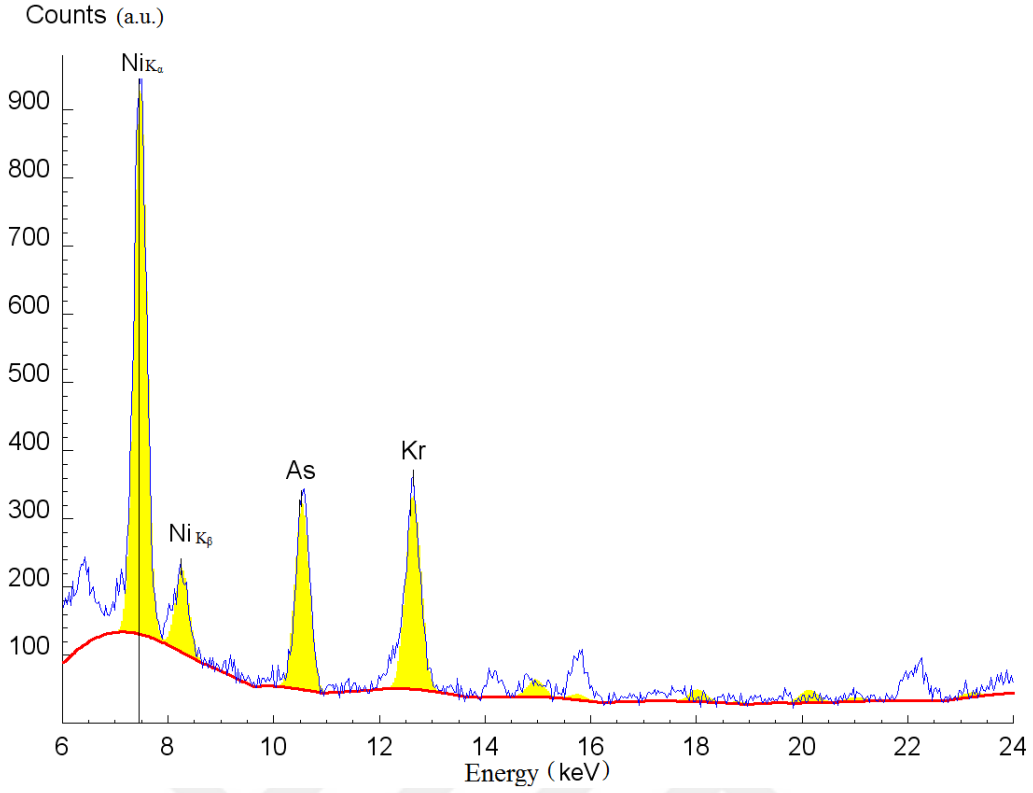
Şekil 3.3. ^{241}Am radyoizotop kaynağı ile uyarılmış %2 bor katkılanmış NiO ince filminin spektrumu



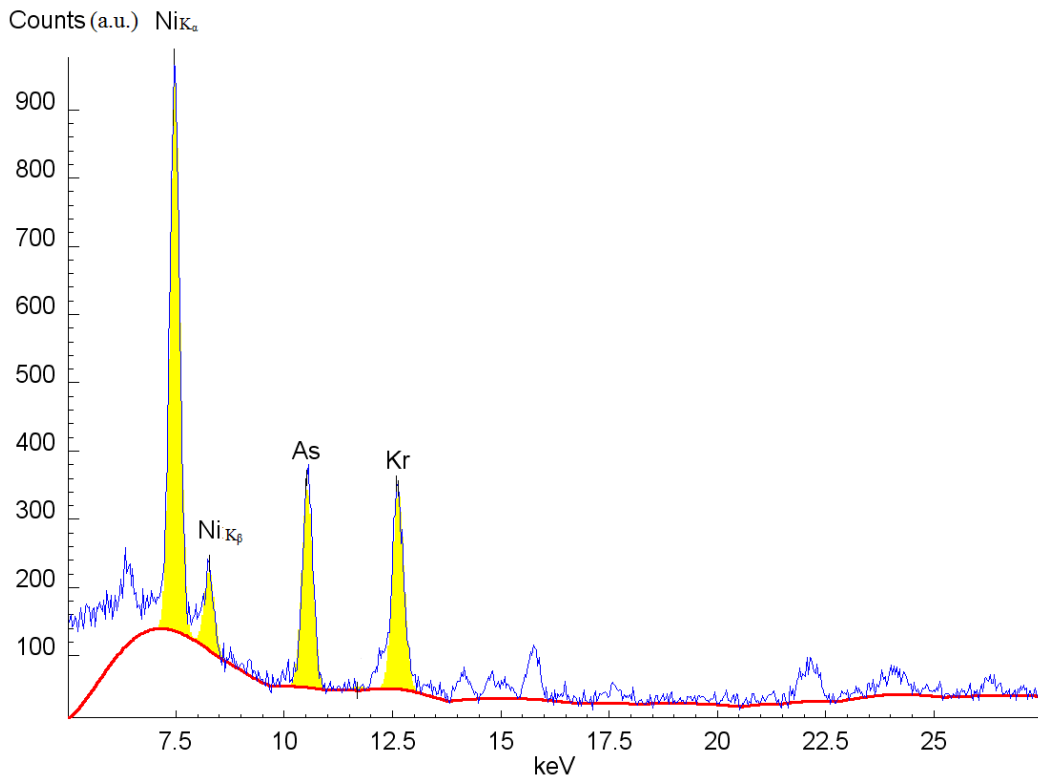
Şekil 3.4. ^{241}Am radyoizotop kaynağı ile uyarılmış %3 bor katkılanmış NiO ince filminin spektrumu



Şekil 3.5. ^{241}Am radyoizotop kaynağı ile uyarılmış %4 bor katkılanmış NiO ince filminin spektrumu



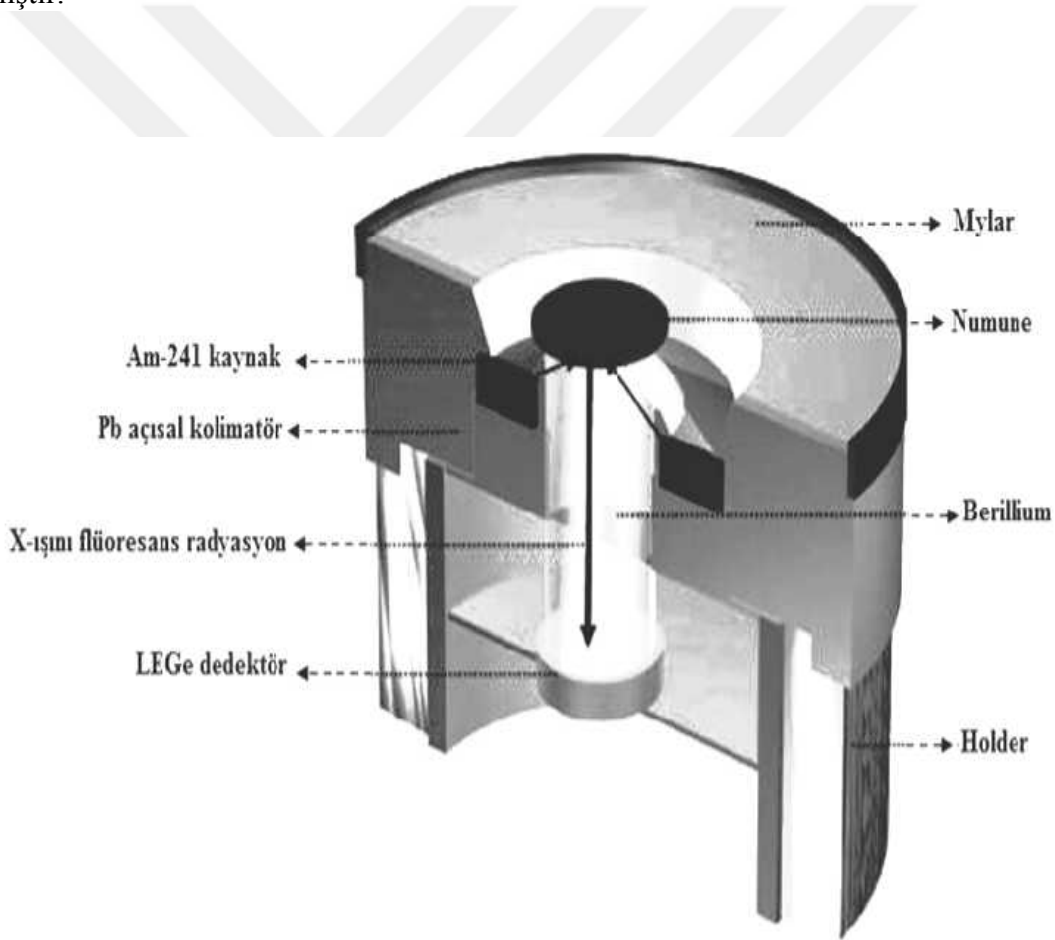
Şekil 3.6. ^{241}Am radyoizotop kaynağı ile uyarılmış %5 bor katkılanmış NiO ince filminin spektrumu



Şekil 3.7. ^{241}Am radyoizotop kaynağı ile uyarılmış %6 bor katkılanmış NiO ince filminin spektrumu

3.2. İnce Filmlerin XRF (X-Işını Flüoresans) Ölçümlerinin Alınması

İnce film numunelerin XRF ölçümleri, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Atom ve Molekül Fiziği Araştırma Laboratuvarı'nda yapılmıştır. Kimyasal püskürtme yöntemiyle hazırlanmış olan bor katkılı NiO ince film numuneleri 50 mCi şiddetinde ^{241}Am radyoizotop kaynağından çıkan 59.543 keV'lik gama ışınları ile uyarıldı. Numunelerden yayımlanan karakteristik X-ışınlarını saymak için 5.9 keV'de yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM) 150 eV, aktif alanı 30 mm² ve kalınlığı 5 mm, polimer pencere kalınlığı 0.4 µm olan Canberra marka Ultra-LEGe dedektör kullanıldı. Sayımdan gelen hataları en aza indirmek için, her numune en az 5000 saniye (live time) gerçek sayma zamanı ile sayıldı. Şekil 3.8'de deney geometrisi ve şekil 3.9'da ise deney sisteminin fotoğrafı verilmiştir.



Şekil 3.8. Deney geometrisi



Şekil 3.9. EDXRF deney sisteminin resmi

3.3. Soğurma Düzeltme Faktörünün Hesaplanması

Karakteristik X-ışınları, farklı enerjilere sahiptirler. Bu nedenle, numune içinde soğrulmaları da farklı olur. Soğurma düzeltmesi yapmak için Casnati ve arkadaşları ile Kumar ve arkadaşlarının kullandıkları (Casnati ve ark., 1985; Kumar ve ark., 1982);

$$\beta = \frac{1 - \exp\left\{-\left(\frac{\mu_p}{\cos \theta} + \frac{\mu_e}{\cos \varphi}\right)t\right\}}{\left(\frac{\mu_p}{\cos \theta} + \frac{\mu_e}{\cos \varphi}\right)t} \quad (3.1)$$

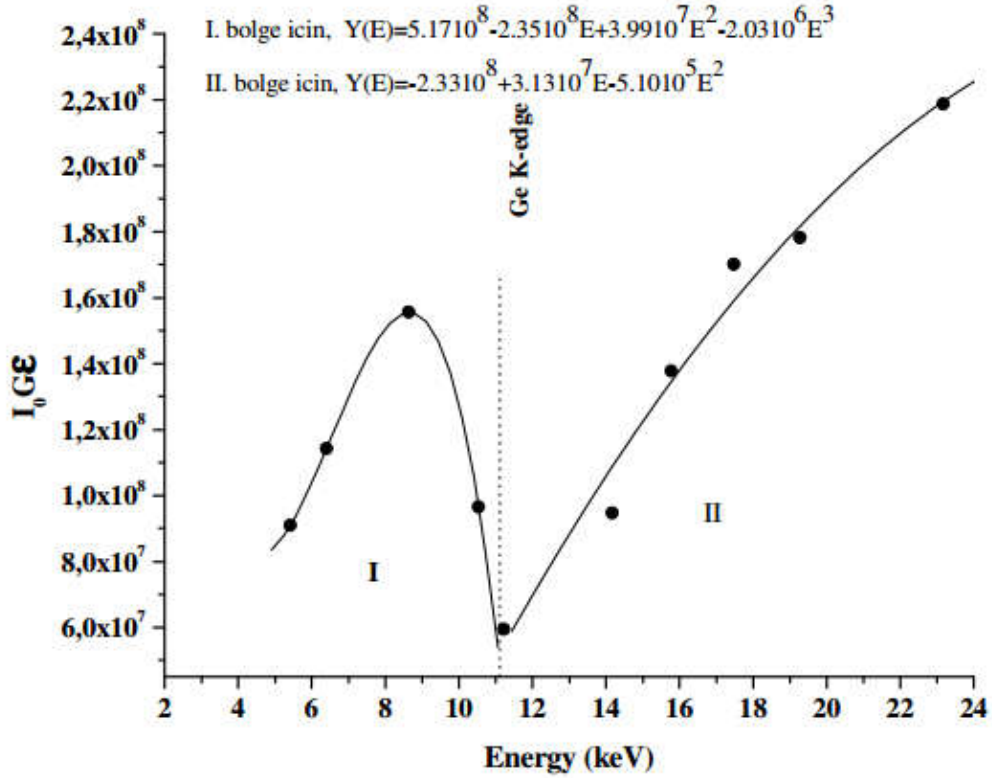
denkleminde hesaplanmıştır. Burada θ ve φ sırasıyla kaynaktan gelen radyasyon ve yayımlanan karakteristik X-ışınlarının, numune yüzeyi ile yaptıkları açılarıdır. t numune kalınlığı (g/cm^2), μ_p (cm^2/g) ve μ_e (cm^2/g) sırasıyla kaynaktan gelen radyasyon ve yayımlanmış karakteristik X-ışınları için numunenin toplam kütle soğurma katsayısıdır (Hubbell, 1975).

3.4. Dedektörün Verimlilik Eğrisinin Tayini

X-ışını spektroskopik çalışmalarında, dedektör verimliliğinin bilinmesi ve verimlilik eğrisinin çizilmesi gereklidir. Sayaç verimliliği her enerji için farklılıklar gösterir. Sayacın yapısının zamanla bozulabileceği göz önünde tutularak dedektör verimliliğinin belirli aralıklarla belirlenmesi, yapılacak çalışmaların sonucunu olumlu yönde etkileyecektir. Bir sayacın belli bir enerjideki verimi, sayaçtan sabit bir uzaklıkta bulunan standart kaynaktan birim zamanda sayaca gelen fotonların sayısını belirlemekle elde edilir. Elde edilen bu verim bütün geometri ve soğurma faktörlerini kapsamaktadır (Hansen ve ark., 1973; Büyükkasap, 1992). Hedef numunelerin karakteristik X-ışınları farklı olduğundan dedektörün her enerjide verimliliğinin belirlenmesi gerekir. Dedektör verimliliği belirlemede elementlerden yayınlanan karakteristik K_{α} ve K_{β} X-ışınları kullanılır. Elementler K_{α} ve K_{β} X-ışınları enerjileri çalışılacak enerji bölgesini içine alacak şekilde seçilir. Elementler radyoizotop kaynakla ya da başka bir kaynakla uyarılır ve dedektörde sayılır, oluşan karakteristik K_{α} ve K_{β} piklerinin net alanları alınır ve

$$I_0 G_{\epsilon_i} = \frac{N_i}{\sigma_{Ki} \beta_i t} \quad (3.2)$$

eşitliği yardımıyla dedektör verimliliği hesaplanır. Burada I_0 kaynağın şiddeti, G geometrik faktör, N_i ($i = \alpha, \beta$) pikin net alanı, σ_{Ki} standart elementin uyarma enerjisindeki K_{α} veya K_{β} tesir kesiti, β_i uyarıcı fotonun ve numunenin K_{α} ve K_{β} enerjisine göre soğurma düzeltmesi, t ise numunenin kalınlığıdır. $I_0 G$ birim zamanda numune üzerine düşen uyarıcı fotonların sayısını verir. Çalıştığımız enerji aralığında dedektör verimlilik eğrisini tayin edebilmek için, $24 \leq Z \leq 48$ aralığındaki elementlerin K_{α} ve K_{β} karakteristik X-ışınları kullanılmıştır. Deney süresince $I_0 G$ faktörünü sabit tutmak için geometri değiştirilmemiştir. Denklem 3.2'den hesaplanan $I_0 G_{\epsilon}$ değerleri elementlerin K_{α} ve K_{β} karakteristik X-ışınlarının enerjilerine karşı grafikleri çizilerek elde edilen ve şekil 3.10'da gösterilen grafikte görülen eğrinin denklemi yardımıyla, grafiğin içerdiği enerji aralığındaki elementler için dedektör verimleri hesaplandı.



Şekil 3.10. I_0Ge dedektör verim eğrisinin grafiği

3.5. K_β/K_α X-Işını Şiddetinin Oranlarının Hesaplanması

Çeşitli oranlarda bor katkılanılarak üretilen NiO ince film numuneleri 50 mCi şiddetinde ^{241}Am radyoizotop kaynağı ile uyarıldı. Numunelerden yayımlanan karakteristik K X-ışınları Canberra Ultra-LEGe dedektörü ile sayıldıktan sonra oluşan K_α ve K_β piklerinin net alanları (NK_α ve NK_β) alındı. Net alanlar denklem 3.2'de yerine yazılarak I_0Ge değerleri hesaplandı. Sonra analit elementlerin dedektör verimlerinin hesaplanabilmesi amacıyla denklem 3.2'de dedektör verimini hesaplamak için kullanılan elementlerin K_α ve K_β pikinin ortalama enerjilerine ($\bar{E}_{K\alpha}$ yada $\bar{E}_{K\beta}$) karşı I_0Ge_i grafiği çizildi ve şekil 3.10'da gösterilen grafik oluşturuldu. Grafik yardımıyla elde edilen ve grafik üzerinde gösterilen fit denklemleri ile analit element ya da elementler için I_0Ge_i ($i=\alpha$ ve β) değerleri hesaplandı. Bulunan $I_0Ge_{NiK\alpha}$ ve $I_0Ge_{NiK\beta}$ değerleri, nikelin (analitin) NK_α ve NK_β piklerinin net alanları ve denklem 3.1'den hesaplanan öz soğurma düzeltme faktörünün değerleri aşağıdaki denklemde yerine yazılarak numunelerin K_β/K_α X-ışını şiddet oranları hesaplandı.

$$\frac{IK_{\beta}}{IK_{\alpha}} = \frac{NK_{\beta}}{NK_{\alpha}} \frac{I_0 G \varepsilon_{K\alpha}}{I_0 G \varepsilon_{K\beta}} \frac{\beta K_{\alpha}}{\beta K_{\beta}} \quad (3.3)$$

Burada G geometri faktörü, β soğurma düzeltme faktörü, ε dedektör verimini ve I_0 kaynağın şiddetini göstermektedir.

3.6. K Tabakasından L ve M Tabakalarına Boşluk Geçiş İhtimallerinin Hesaplanması

K tabakasından L tabaka ve alt tabakalarına boşluk geçiş ihtimalleri genel olarak aşağıdaki gibi yazılmaktadır.

$$\eta_{KL_i} = \eta_{KL_i}(R) + \eta_{KL_i}(A) \quad (3.4)$$

$\eta_{KL_i}(R)$ terimi K-L_i ışımalı geçiş ihtimaliyetleriyle orantılıdır ve $\eta_{KL_i}(A)$ Auger (ışımaz) geçişleridir. K-L_i ışımalı geçiş ihtimalleri aşağıdaki denklemde verilir;

$$\eta_{KL_i}(R) = \omega_K \left[\frac{I(KL_i)}{I_K(R)} \right] \quad (3.5)$$

Burada $I(KL_i)$, K→L_i X-ışını şiddeti ($i = 2, 3$) ve $I_K(R)$ K X-ışınlarının toplam şiddetidir. $I(KL_1)$ şiddeti ihmal edilebilir. Çünkü K→L₁ geçişleri, ışımalı geçişler için seçim kuralları $\Delta l = \pm 1$, $l + l' \geq 1$ olduğu için, yasaktır (l orbital açısal momentum kuantum sayısıdır). K→L₂ K _{α 2} geçişi, K→L₃ K _{α 1} geçişi ve K→M K _{β} geçişleri olarak adlandırılmaktadır. K→L ve K→M (η_{KL} , η_{KL_i} ve η_{KM}) boşluk geçişleri yarı deneysel olarak aşağıdaki denklemlerle hesaplanmaktadır.

$$\eta_{KL} = \frac{2 - \omega_K}{1 + \left(\frac{IK_{\beta}}{IK_{\alpha}} \right)} \quad (3.6)$$

$$\eta_{KL_2} = \omega_K \left[\frac{IK_{\alpha_2}}{IK_{\alpha_1}} \right] \left\{ \left[1 + \frac{IK_{\alpha_2}}{IK_{\alpha_1}} \right] \left[1 + \frac{IK_{\beta}}{IK_{\alpha}} \right] \right\}^{-1} \quad (3.7)$$

$$\eta_{KL_3} = \omega_K \left\{ \left[1 + \frac{IK_{\alpha_2}}{IK_{\alpha_1}} \right] \left[1 + \frac{IK_{\beta}}{IK_{\alpha}} \right] \right\}^{-1} \quad (3.8)$$

$$\eta_{KM} = \omega_K \left[\frac{IK_{\beta_1}}{IK_{\alpha_1}} \right] \left\{ \left[1 + \frac{IK_{\alpha_2}}{IK_{\alpha_1}} \right] \left[1 + \frac{IK_{\beta}}{IK_{\alpha}} \right] \right\}^{-1} \quad (3.9)$$

Burada ω_K K tabakası flüoresans verimi, $K_{\alpha_2}/K_{\alpha_1}$ ve K_{β_1}/K_{α_1} K X-ışını yayınlama oranlarıdır (Scofield, 1974).

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu çalışmada, çeşitli konsantrasyonlarda (%1-6) üretilmiş olan bor katkılı NiO ince filmlerinde K_{β}/K_{α} şiddet oranları deneysel olarak ölçüldü ve bu oranlar kullanılarak $K \rightarrow L$, $K \rightarrow L_2$, $K \rightarrow L_3$ ve $K \rightarrow M$ (η_{KL} , η_{KL2} , η_{KL3} ve η_{KM}) boşluk geçiş ihtimalleri hesaplandı. Bulunan değerler Çizelge 4.1’de verildi.

Çizelge 4.1. Bor katkılı NiO ince filmlerinde K tabakasından L tabaka/alttabakalarına ve M tabakasına boşluk geçiş ihtimalleri						
Bor katkı miktarı (%)	Deneysel değerler			Teorik değerler		
	η_{KL2}	η_{KL3}	η_{KM}	η_{KL2}	η_{KL3}	η_{KM}
0	0.1276±0.0065	0.2493±0.0104	0.0462±0.0022	0.1261	0.2462	0.0457
1	0.1268±0.0073	0.2476±0.0135	0.0459±0.0021			
2	0.1269±0.0061	0.2480±0.0121	0.0460±0.0024			
3	0.1261±0.0065	0.2463±0.0115	0.0457±0.0025			
4	0.1261±0.0064	0.2463±0.0129	0.0456±0.0023			
5	0.1266±0.0075	0.2473±0.0144	0.0458±0.0026			
6	0.1265±0.0064	0.2470±0.0124	0.0458±0.0027			

Deneysel ve teorik hesaplamalarda Hubbell’in flüoresans verim değeri kullanılmıştır (Hubbell ve ark., 1994).

Çizelge 4.1’de görüldüğü gibi, katkısız NiO ince filminde ölçülen η_{KL2} boşluk geçişinin değeri teorik olarak hesaplanan değerden %1.189 farklı iken, %1-6 bor katkılı NiO ince filmleri için deneysel olarak bulunan η_{KL2} boşluk geçiş ihtimalinin değerleri teorik olarak hesaplanan değerden ortalama olarak %0.317 farklıdır.

$K \rightarrow L_3$ geçişleri için çizelge 4.1 incelendiğinde, katkısız NiO ince filminde ölçülen η_{KL3} boşluk geçişinin değeri teorik olarak hesaplanan değerden %1.259 farklı iken, %1-6 bor katkılı NiO ince filmleri için deneysel olarak bulunan η_{KL3} boşluk geçiş ihtimalinin değerleri teorik olarak hesaplanan değerden ortalama olarak %0.358 farklıdır.

Çizelge 4.1’de görüldüğü gibi, katkısız NiO ince filminde ölçülen η_{KM} boşluk geçişinin değeri teorik olarak hesaplanan değerden %1.094 farklı iken, %1-6 bor katkılı NiO ince filmleri için

deneysel olarak bulunan η_{KM} boşluk geçiş ihtimalinin değerleri teorik olarak hesaplanan değerden ortalama olarak %0.291 farklıdır. Ayrıca katkısız NiO ince filminde ölçülen η_{KL2} , η_{KL3} ve η_{KM} boşluk geçiş ihtimallerinin değerleri, farklı oranlarda (%1-6) bor katkılanmış NiO ince filmlerinde ölçülen boşluk geçiş ihtimallerinden ortalama olarak, sırasıyla, %0.862, %0.889 ve %0.865 farklıdır.

Çizelge 4.2. Ölçülen η_{KL} boşluk geçiş ihtimallerinin diğer araştırmacıların teorik ve deneysel değerler ile karşılaştırılması.

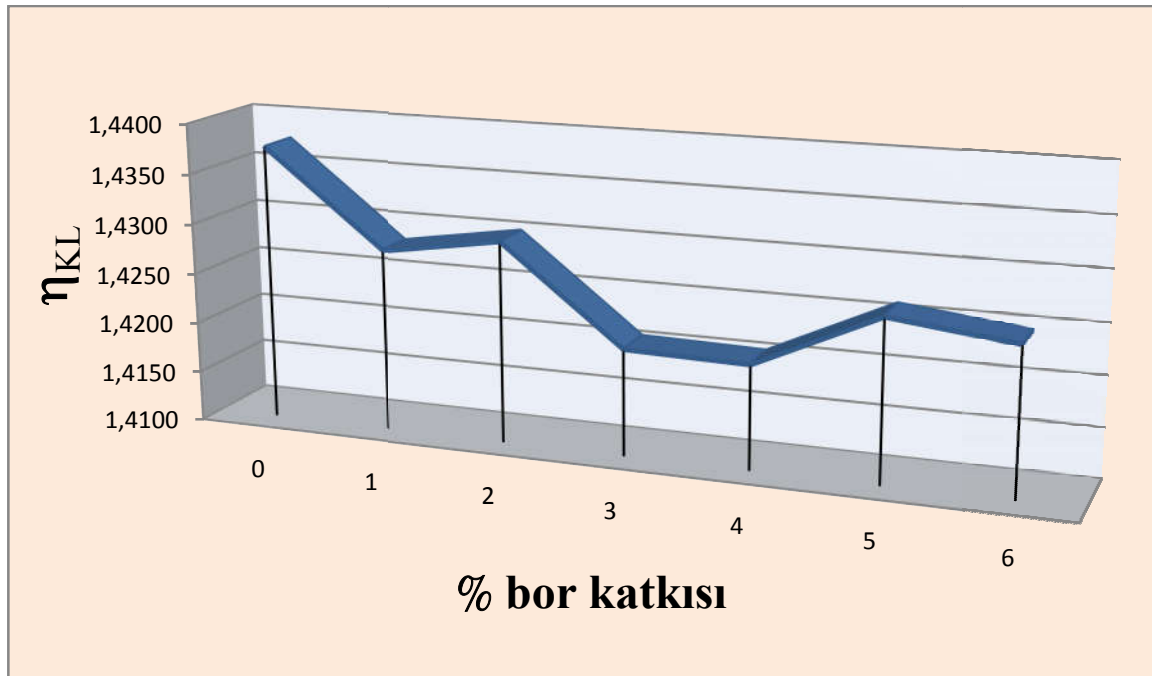
Numune adı	Bor katkı miktarı (%)	η_{KL} K tabakasından L tabakasına boşluk geçiş ihtimalleri							
		Mevcut çalışma	Deneysel			Teorik			
			Söğüt ve ark., 2009	Ertuğral ve ark., 2006	Han ve Demir, 2010	*Hesaplanan	Schönfeld ve Janßen, 1996	Rao ve ark., 1972	Söğüt ve ark., 2009 (fit değeri)
Bor katkılı NiO ince film	0	1.4266±0.0824	1.364	1.394	1.388	1.409	1.388	1.375	1.380
	1	1.4173±0.0782							
	2	1.4192±0.0764							
	3	1.4098±0.0672							
	4	1.4096±0.0707							
	5	1.4152±0.0842							
	6	1.4138±0.0736							

* ω_K değeri Hubbell ve arkadaşlarının (Hubbell ve ark., 1994) tablosundan, $(K\beta/K\alpha)$, $(K\alpha_2/K\alpha_1)$ ve $(K\beta_1/K\alpha_1)$ değerleri Scofield (Scofield, 1974) tablosundan alınmıştır.

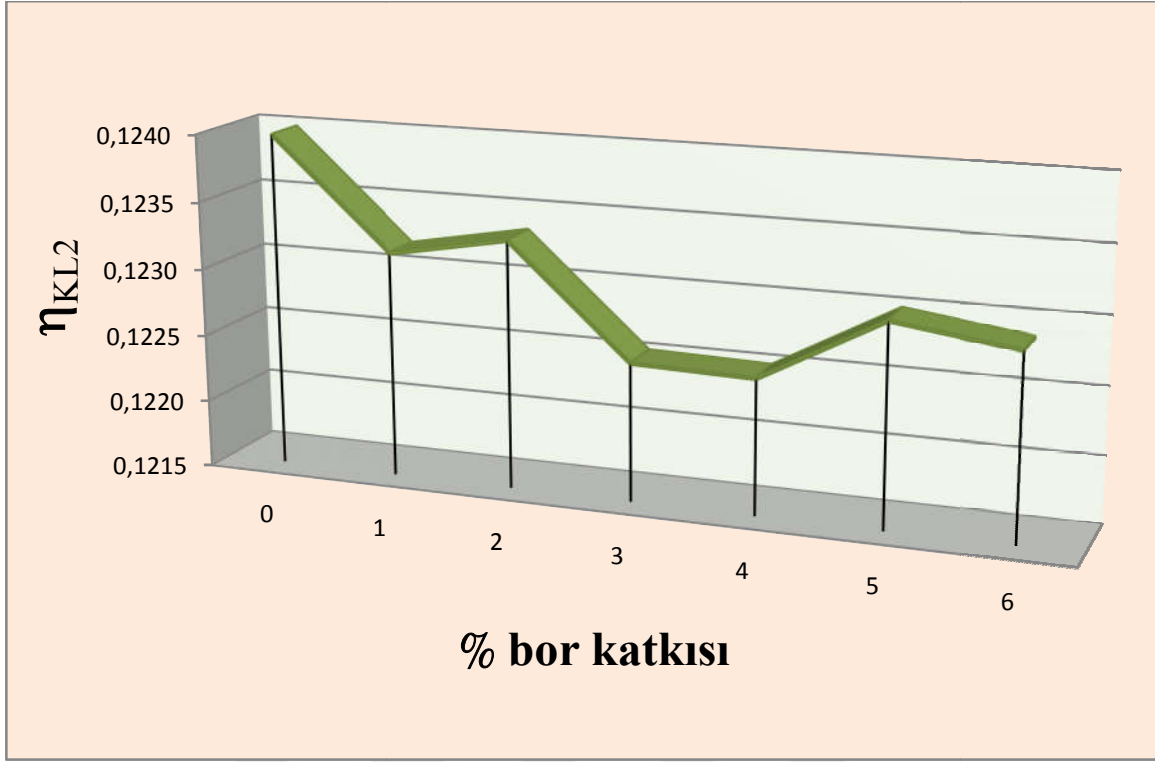
Çizelge 4.2’den görüldüğü gibi, bor katkısız NiO ince filmin η_{KL} boşluk geçişinin deneysel değeri diğer araştırmacıların teorik değerlerden ortalama olarak %2.790 farklı iken, diğer araştırmacıların deneysel değerlerinden ortalama %3.236 farklıdır. Ek olarak, bor katkılı NiO ince filmlerinde ölçülen η_{KL} boşluk geçiş ihtimallerinin değerleri ortalama olarak Söğüt ve arkadaşlarının (Söğüt ve ark., 2009) deneysel değerine göre %4.589, Ertuğral ve arkadaşlarının (Ertuğral ve ark., 2006) deneysel değerine göre %2.339 ve Han ve Demir’in

(Han ve Demir, 2010) deneysel değerine göre %2.781 farklıken, hesaplanan, Schönfeld ve Janßen'in (Schönfeld ve Janßen, 1996), Rao ve arkadaşlarının (Rao ve ark., 1972) ve Söğüt ve arkadaşlarının (Söğüt ve ark., 2009) teorik değerine göre, sırasıyla, %1.249, %2.781, %3.753 ve %3.377 farklıdır. Ayrıca bor katkısız NiO ince filminde ölçülen η_{KL} boşluk geçiş ihtimalinin değeri, farklı oranlarda (%1-6) bor katkılanmış NiO ince filmlerinde ölçülen boşluk geçiş ihtimallerinden ortalama olarak, %0.872 farklılık tespit edildi.

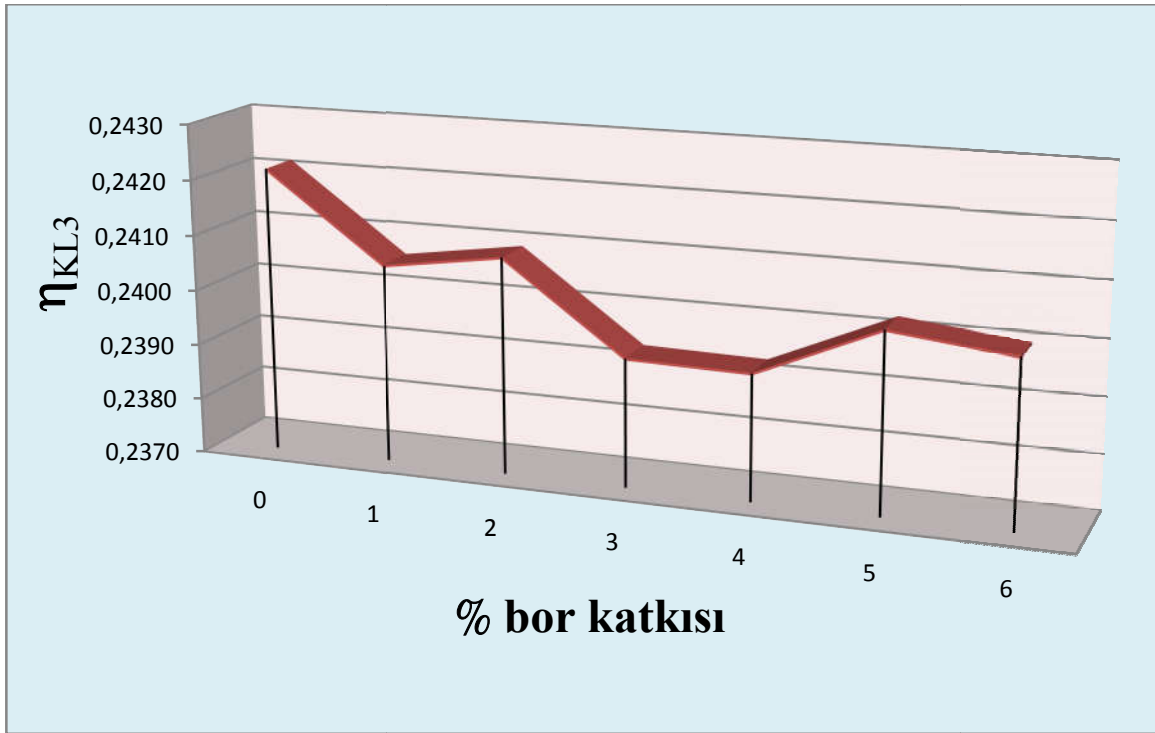
NiO ince film numunelerinde bor katkı miktarlarına göre η_{KL} , η_{KL2} , η_{KL3} ve η_{KM} boşluk geçiş ihtimallerinin değişim grafikleri şekil 4.1-4'de verilmiştir.



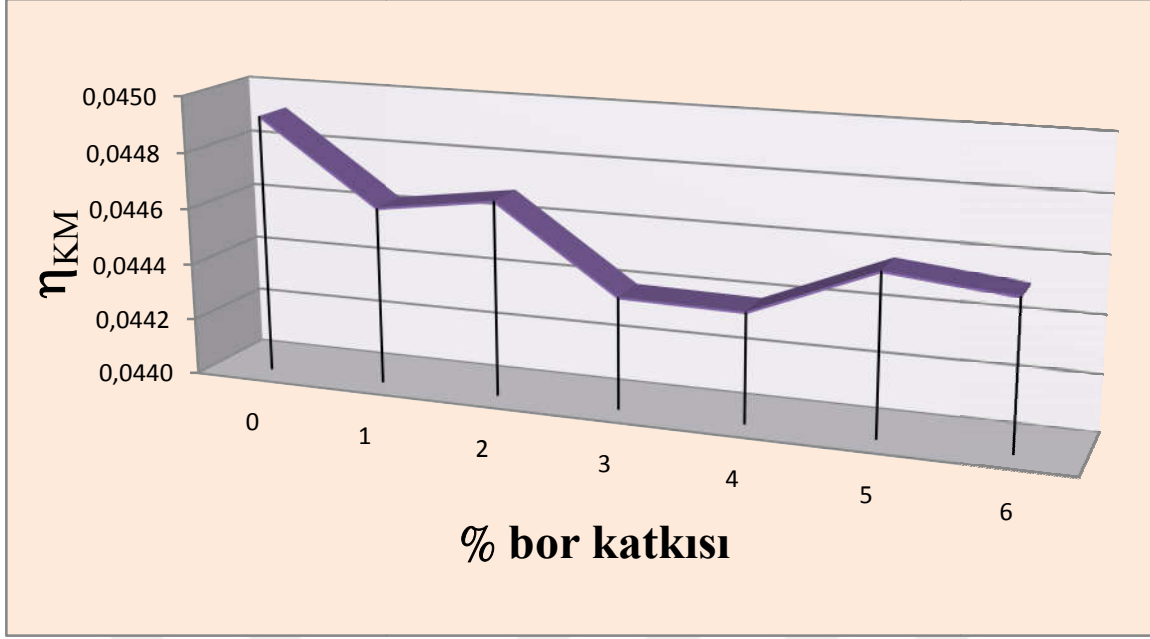
Şekil 4.1. Bor katkılı NiO ince filmlerinde, nikelin η_{KL} boşluk geçiş ihtimallerinin bor katkı miktarlarına göre değişim grafiği.



Şekil 4.2. Bor katkılı NiO ince filmlerinde, nikelin η_{KL2} boşluk geçiş ihtimallerinin bor katkı miktarlarına göre değişim grafiği.



Şekil 4.3. Bor katkılı NiO ince filmlerinde, nikelin η_{KL3} boşluk geçiş ihtimallerinin bor katkı miktarlarına göre değişim grafiği.



Şekil 4.4. Bor katkılı NiO ince filmlerinde, nikelin η_{KM} boşluk geçiş ihtimallerinin bor katkı miktarlarına göre değişim grafiği.

Şekil 4.1-4’den görüldüğü gibi, bor katkı oranlarının artmasıyla η_{KL} , η_{KL2} , η_{KL3} ve η_{KM} boşluk geçiş ihtimalleri genel olarak azalmaktadır. Bunun nedeni bor katkı miktarının artmasıyla boşluk geçiş ihtimallerinin azalması olabilir. Buna ek olarak, herhangi bir element kimyasal bir bileşikte, alaşımda ya da ince filmde yer alırsa yayınlanan X-ışını çizgisinin dalga boyunda çizgi şiddetinde ve şeklinde değişimler görülebilir (Van Grieken ve Markowicz,1992). Bununla birlikte, 3d elementlerinde, 1s kabuğundaki elektronların uyarılmasıyla, 3p→1s geçişi esnasında ilave bir potansiyel meydana gelir. Taşınan elektronlarla bu ilave potansiyelin perdelenmesi beklenir. Perdeleme etkisi 3d elektronlarının sayısına ve moleküler orbitallerin şekline kuvvetlice bağlıdır. Böylece; kimyasal yapıdaki farklılığın ilave potansiyelde bir değişime sebep olacağı söylenebilir. Bu olayın, K tabakası enerji seviyelerini ve dolayısıyla elektronik geçiş ihtimaliyetlerini etkileyeceği de söylenebilir. 3d elementleri, kısmen doldurulmuş valans orbitalleri ve çiftlenmemiş d elektronlarından dolayı kimyasal yapıya daha hassastır. Ayrıca, bu elementler dış elektron kabuklarının birbirine çok yakın yer almasından dolayı çok değerlilik özelliğine de sahiptirler. Molekülün ortalama bağ uzunluğu değerliğe göre değişir. Bağ uzunluğunun değişimi; moleküler orbitallerin şeklinde ve moleküler orbitaldeki elektronların bağlanma enerjilerine de etkili olacaktır. Bağlanma enerjilerindeki bu değişim, Auger elektronu yayımlama ihtimalini, dolayısıyla X-ışını ve boşluk geçiş ihtimaliyetini etkileyecektir (Söğüt, 1995;

Söğüt ve ark., 1999). Bununla birlikte, çizelge 4.1-2 ile şekil 4.1-4'ten de görüldüğü gibi NiO ince filmlerine çeşitli oranda (%1-6) bor katkılanması boşluk geçiş ihtimallerini çok fazla değiştirmemiştir. Değişim oranları hata sınırları içerisinde kalmıştır. Bunun nedeni, NiO ince filmlerine bor katkılanması nikelin elektronik enerji seviyelerindeki perdeleme etkisini arttırarak, boşluk geçiş ihtimallerini azaltması olabilir. Başka bir ifadeyle, NiO ince filmlerine bor katkılanması enerji seviyeleri arasındaki farkın genişlemesine neden olarak boşluk geçiş ihtimallerini azaltması olabilir.



5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bor katkısız NiO ince film numunesinin η_{KL} , η_{KL2} , η_{KL3} ve η_{KM} boşluk geçiş ihtimallerinin hata sınırları içerisinde diğer araştırmacıların teorik ve deneysel sonuçları ile uyum içindedir. Bulunan değerlerdeki toplam hata %4-6 olarak tahmin edilmektedir. Bu hatalar; soğurma düzeltme faktörünün hesaplanmasından, K X-ışını pikinin altındaki net alanın ölçülmesinden, sayma istatistiğinden, numune kalınlığının ölçülmesinden ve denklemlerdeki farklı parametrelerin hesaplanmasından kaynaklanmaktadır.

Teorik olarak saf elementler için hesaplanan η_{KL} , η_{KL2} , η_{KL3} ve η_{KM} boşluk geçiş ihtimallerinin değerleri ile deneysel değerler arasında tespit edilen farklılığın nedeni deneysel olarak ölçümü yapılan numunelerin saf element olmaması olabilir. Çünkü deneysel olarak ölçümü yapılan numuneler saf nikel elementi olmayıp, bor katkılı NiO ince filmleridir. Bu nedenle yapılan ölçümlerle diğer araştırmacıların deneysel ve teorik değerleri arasındaki farklılığın en önemli sebeplerinden biri de kimyasal etkilerdir. Katkısız NiO önce film numunesi için deneysel olarak bulunan değerlerle farklılığın başka bir nedeni ise deneysel faktörlerden kaynaklanmaktadır. η_{KL} , η_{KL2} , η_{KL3} ve η_{KM} boşluk geçiş ihtimalleri, diğer araştırmacıların deneysel ve teorik değerleri ile karşılaştırılması aşağıda yapılmıştır.

η_{KL} boşluk geçiş ihtimalleri için; Bor katkısız NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KL} boşluk geçiş ihtimallerinin değeri, Söğüt ve arkadaşlarının (Söğüt ve ark., 2009) değerine göre %4.589, Ertuğral ve arkadaşlarının (Ertuğral ve ark., 2006) değerine göre %2.339 ve Han ve Demir'in (Han ve Demir, 2010) değerine göre %2.781 farklılık bulunurken, Schönfeld ve Janßen'in (Schönfeld ve Janßen, 1996), Rao ve arkadaşlarının (Rao ve ark., 1972), Söğüt ve arkadaşlarının (Söğüt ve ark., 2009) fit değeri ve hesaplanan teorik değere göre, sırasıyla, %2.781, %3.753, %3.377 ve %1.249 farklılık bulunmuştur.

%1 bor katkılı NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KL} boşluk geçiş ihtimallerinin değeri, Söğüt ve arkadaşlarının (Söğüt ve ark., 2009) değerine göre %3.908, Ertuğral ve arkadaşlarının (Ertuğral ve ark., 2006) değerine göre %1.671 ve Han ve Demir'in (Han ve Demir, 2010) değerine göre %2.111 farklılık bulunurken, Schönfeld ve Janßen'in (Schönfeld ve Janßen, 1996), Rao ve arkadaşlarının (Rao ve ark., 1972), Söğüt ve arkadaşlarının (Söğüt ve ark., 2009) fit değeri ve hesaplanan teorik değere göre, sırasıyla, %2.111, %3.076, %2.703 ve %0.589 farklılık bulunmuştur.

%2 bor katkılı NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KL} boşluk geçiş ihtimallerinin değeri, Söğüt ve arkadaşlarının (Söğüt ve ark., 2009) değerine göre %4.047, Ertuğral ve arkadaşlarının (Ertuğral ve ark., 2006) değerine göre %1.808 ve Han ve Demir'in (Han ve Demir, 2010) değerine göre %2.248 farklılık bulunurken, Schönfeld ve Janßen'in (Schönfeld ve Janßen, 1996), Rao ve arkadaşlarının (Rao ve ark., 1972), Söğüt ve arkadaşlarının (Söğüt ve ark., 2009) fit değeri ve hesaplanan teorik değere göre, sırasıyla, %2.248, %3.215, %2.841 ve %0.724 farklılık bulunmuştur.

%3 bor katkılı NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KL} boşluk geçiş ihtimallerinin değeri, Söğüt ve arkadaşlarının (Söğüt ve ark., 2009) değerine göre %3.358, Ertuğral ve arkadaşlarının (Ertuğral ve ark., 2006) değerine göre %1.133 ve Han ve Demir'in (Han ve Demir, 2010) değerine göre %1.571 farklılık bulunurken, Schönfeld ve Janßen'in (Schönfeld ve Janßen, 1996), Rao ve arkadaşlarının (Rao ve ark., 1972), Söğüt ve arkadaşlarının (Söğüt ve ark., 2009) fit değeri ve hesaplanan teorik değere göre, sırasıyla, %1.571, %2.531, %2.159 ve %0.057 farklılık bulunmuştur.

%4 bor katkılı NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KL} boşluk geçiş ihtimallerinin değeri, Söğüt ve arkadaşlarının (Söğüt ve ark., 2009) değerine göre %3.343, Ertuğral ve arkadaşlarının (Ertuğral ve ark., 2006) değerine göre %1.119 ve Han ve Demir'in (Han ve Demir, 2010) değerine göre %1.556 farklılık bulunurken, Schönfeld ve Janßen'in (Schönfeld ve Janßen, 1996), Rao ve arkadaşlarının (Rao ve ark., 1972), Söğüt ve arkadaşlarının (Söğüt ve ark., 2009) fit değeri ve hesaplanan teorik değere göre, sırasıyla, %1.556, %2.516, %2.145 ve %0.043, farklılık bulunmuştur.

%5 bor katkılı NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KL} boşluk geçiş ihtimallerinin değeri, Söğüt ve arkadaşlarının (Söğüt ve ark., 2009) değerine göre %3.754, Ertuğral ve arkadaşlarının (Ertuğral ve ark., 2006) değerine göre %1.521 ve Han ve Demir'in (Han ve Demir, 2010) değerlerine göre %1.960 farklılık bulunurken, Schönfeld ve Janßen'in (Schönfeld ve Janßen, 1996), Rao ve arkadaşlarının (Rao ve ark., 1972), Söğüt ve arkadaşlarının (Söğüt ve ark., 2009) fit değeri ve hesaplanan teorik değere göre, sırasıyla, %1.960, %2.924, %2.551 ve %0.440 farklılık bulunmuştur.

%6 bor katkılı NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KL} boşluk geçiş ihtimallerinin değeri Söğüt ve arkadaşlarının (Söğüt ve ark., 2009) değerlerine göre %3.651, Ertuğral ve arkadaşlarının (Ertuğral ve ark., 2006) değerine göre %1.420 ve Han ve Demir'in (Han ve Demir, 2010) değerine göre %1.859 farklılık bulunurken, Schönfeld ve Janßen'in (Schönfeld ve Janßen, 1996), Rao ve arkadaşlarının (Rao ve ark., 1972), Söğüt ve arkadaşlarının (Söğüt ve ark., 2009) fit değeri ve hesaplanan teorik değere göre, sırasıyla, %1.859, %2.822, %2.449 ve %0.341 farklılık bulunmuştur.

Ölçülen η_{KL} boşluk geçiş ihtimallerinin diğer araştırmacıların deneysel ve teorik değerlerine göre farklı çıkmasının nedeni; incelenen numunelerin saf halde olmayıp, belirli oranlarda bor katkılanmış (%1-6) ince filmler olmasından kaynaklanabilir. Bununla birlikte, çizelge 4.2'den görüldüğü gibi, deneysel değerlerde diğer araştırmacıların değerlerine göre hesaplanan farklılıklar hata sınırları içerisinde.

Çizelge 4.1'den görüldüğü gibi, literatürde η_{KL2} , η_{KL3} ve η_{KM} boşluk geçiş ihtimallerinin nikel için diğer araştırmacılar tarafından verilmiş deneysel ve teorik değerler olmadığı ya da bulunmadığı için herhangi bir karşılaştırma yapılamamıştır. Bunun yerine, Hubbell ve arkadaşları (Hubbell ve ark., 1994) tarafından hesaplanan flüoresans verim değeri (ω_K) ve Scofield (Scofield, 1974) tarafından hesaplanan $\frac{K\beta}{K\alpha}$, $\frac{K\alpha_2}{K\alpha_1}$ ve $\frac{K\beta_1}{K\alpha_1}$ şiddet oranlarının verileri kullanılarak bulunan η_{KL2} , η_{KL3} ve η_{KM} boşluk geçiş ihtimallerinin değerlerine göre karşılaştırma yapılmıştır. Bu karşılaştırmalar aşağıdaki gibi yorumlanmıştır:

η_{KL2} boşluk geçiş ihtimalleri için; Bor katkısız NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KL2} boşluk geçiş ihtimalinin değeri, hesaplanan teorik değere göre, %1.189 farklılık bulunmuştur.

%1 bor katkılı NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KL2} boşluk geçiş ihtimalinin değeri, hesaplanan teorik değere göre, %0.555 farklılık bulunmuştur.

%2 bor katkılı NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KL2} boşluk geçiş ihtimalinin değeri, hesaplanan teorik değere göre, %0.634 farklılık bulunmuştur.

%3 bor katkılı NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KL2} boşluk geçiş ihtimalinin değeri, hesaplanan teorik değere göre, %0.000 farklılık bulunmuştur.

%4 bor katkılı NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KL2} boşluk geçiş ihtimalinin değeri, hesaplanan teorik değere göre, %0.000 farklılık bulunmuştur.

%5 bor katkılı NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KL2} boşluk geçiş ihtimalinin değeri, hesaplanan teorik değere göre, %0.396 farklılık bulunmuştur.

%6 bor katkılı NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KL2} boşluk geçiş ihtimalinin değeri, hesaplanan teorik değere göre, %0.317 farklılık bulunmuştur.

η_{KL3} boşluk geçiş ihtimalleri için; Bor katkısız NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KL3} boşluk geçiş ihtimalinin değeri, hesaplanan teorik değere göre, %1.259 farklılık bulunmuştur.

%1 bor katkılı NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KL3} boşluk geçiş ihtimalinin değeri, hesaplanan teorik değere göre, %0.568 farklılık bulunmuştur.

%2 bor katkılı NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KL3} boşluk geçiş ihtimalinin değeri, hesaplanan teorik değere göre, %0.731 farklılık bulunmuştur.

%3 bor katkılı NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KL3} boşluk geçiş ihtimalinin değeri, hesaplanan teorik değere göre, %0.040 farklılık bulunmuştur.

%4 bor katkılı NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KL3} boşluk geçiş ihtimalinin değeri, hesaplanan teorik değere göre, %0.040 farklılık bulunmuştur.

%5 bor katkılı NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KL3} boşluk geçiş ihtimalinin değeri, hesaplanan teorik değere göre, %0.446 farklılık bulunmuştur.

%6 bor katkılı NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KL3} boşluk geçiş ihtimalinin değeri, hesaplanan teorik değere göre, %0.324 farklılık bulunmuştur.

η_{KM} boşluk geçiş ihtimalleri için; Bor katkısız NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KM} boşluk geçiş ihtimalinin değeri, hesaplanan teorik değere göre, %1.094 farklılık bulunmuştur.

%1 bor katkılı NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KM} boşluk geçiş ihtimalinin değeri, hesaplanan teorik değere göre, %0.437 farklılık bulunmuştur.

%2 bor katkılı NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KM} boşluk geçiş ihtimalinin değeri, hesaplanan teorik değere göre, %0.656 farklılık bulunmuştur.

%3 bor katkılı NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KM} boşluk geçiş ihtimalinin değeri, hesaplanan teorik değere göre, %0.000 farklılık bulunmuştur.

%4 bor katkılı NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KM} boşluk geçiş ihtimalinin değeri, hesaplanan teorik değere göre, %0.218 farklılık bulunmuştur.

%5 bor katkılı NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KM} boşluk geçiş ihtimalinin değeri, hesaplanan teorik değere göre, %0.218 farklılık bulunmuştur.

%6 bor katkılı NiO ince film numunesinde, nikelin deneysel η_{KM} boşluk geçiş ihtimalinin değeri, hesaplanan teorik değere göre, %0.218 farklılık bulunmuştur.

İnce filmlerin özelliklerini inceleyebilmek için çok sayıda, farklı elementlerden ve çeşitli konsantrasyonlardan oluşan farklı metotlarla yeni ince filmler içerisine değişik elementler katkılanarak üretilmelidirler. Bununla birlikte, ince filmlerin içine katkılanan elementlerin atomik konsantrasyonları ya da katkılanma miktarlarına (molaritelerine) göre boşluk geçiş ihtimallerinin değişimleri karşılaştırılabilir. Bunlara ek olarak, numunelerin XRD (X-ray Diffraction) ve elektriksel dirençleri de ölçülebilir. Böylece üretilen ince filmlerin endüstri ya da teknolojide kullanılabilirlikleri hakkında daha kapsamlı bilgilere de ulaşılabilir.

Sonuç olarak; öneriler dikkate alınarak, daha sonraki araştırmalarda daha kapsamlı bir çalışmanın yapılabilmesi için ince filmlere elementlerin katkılanma miktarlarının yüzde olarak değişim aralığı daha fazla olmalıdır ki yukarıdaki bilgilere daha kolay ulaşılabilsin ve sonuçlar daha detaylı şekilde yorumlanabilsin.

KAYNAKLAR

- Apaydın G. ve Tıraşoğlu E., 2012. Calculation of vacancy transfer probabilities from K to L shell using the X-ray fluorescence parameters, Radiation Physics and Chemistry 81(10), 1593-1594.
- Arslan T., 2010. X - ışınları ve kullanım alanları, Gazi Üniversitesi Eğitim Fakültesi Yüksek Lisans Tezi, Yayımlanmamış.
- Aygün E., Zengin, D. M., 1992. Atom ve Molekül Fiziği. Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü. ISBN: 975-95625-0-2.
- Bakkaloğlu Ö.F., Karahan, H., Efeoğlu, H., Yıldırım, M., Çevik U., Yoğurtcu Y.K. 1998. Magnetic studies on electrodeposited $Cu_{1-x}Co_x$ alloy films. Journal of Magnetism and Magne.
- Broll N., 1986. Quantitative X-Ray Fluorescence Analysis. Theory and Praticce of the Fundamental Coefficient Method, X-Ray Spectrometry 15, 271-285.
- Brouwer P., 2003. Theory of XRF, Panalytical BV, Lelyweg 1,7602 EA Almelo, ISBN-90-9016758-7, 71.
- Bütün H., 2007. Fe_xZn_{1-x} İnce filmlernde K_β/K_α şiddet oranlarının ölçülmesi Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi, Yüksek Lisans Tez.
- Casnati E., Tartari A., Baraldi C. And Napoli G., 1985. Measurment of the K_β/K_α yields ratios of Cu, Mo and Cd stimulated by 59.54 keV photons, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 18, 2843-2850.
- Chandrappa K. G., T. V. Venkatesha, K.O. Nayana and M. K. Punithkumar, 2012. Generation of nanocrystalline NiO particles by solution combustion method and its Zn-NiO composite coating for corrosion protection, Materials and Corrosion, 63, No. 5.
- Chopra K., KAUR I., 1983. Thin Film Device Applications, Plenum Pres, NewYork, 244s.
- Çayır T., 2012. NiO Yarıiletken İnce Filmlerinin Sılar Tekniği İle Büyütülmesi, Yapısal, Optik ve Elektriksel Özelliklerinin İncelenmesi, Erzincan Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, Erzincan, 71s.

- Çelik A., 2006. EDXRF tekniği kullanılarak CuInSe₂ İnce Filminin Kalınlık Tayini, Yüksek Lisans Tezi. 22s.
- Dönük Ç., 2012. "CoNiCu İNCE Film Alaşımlarının XRD ve XRF ile İncelenmesi" Yüksek Lisans Tezi, Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, 80s.
- Ertuğral B., 1999. 52 < Z < 68 Bölgesinde Bazı Elementlerin K Tabakasından L Tabakasına Boşluk Geçiş İhtimaliyetlerinin Ölçülmesi, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, Trabzon, 55s.
- Ertuğral B., 2004. K Tabakasından L Tabakasına Boşluk Geçiş İhtimaliyetinin Ölçülmesi Ve Hesaplanması, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, Trabzon, 90s.
- Ertuğral B., Apaydın G., Tekbıyık A., Tıraşoğlu E., Çevik U., Kopya A. İ. and Ertuğrul M., 2006 Eur. Phys. J. D37, 371.
- Ertuğrul M., 2002. Measurement of K shell radiative transition probabilities and K, L₂ and L₃ shell/subshell fluorescence yields of some elements in the atomic number range 30 < Z < 40, Analytica Chimica Acta 454, 327-334.
- Esen R., Baz Z., 2008. Atmalı Filtreli Katodik Vakum Ark Depolama Yöntemiyle Çinko Nitrür (Zn₃N₂) Üretimi ve Optiksel Özellikleri. Ç.Ü Fen Bilimleri Enstitüsü, Cilt:19-5.
- Eskitütüncü M., 2003. CsNO₃, La₂O₃ ve CeO₂ bileşikleri ile Ba ve Sm elementlerinin K tabakasından L ve M tabakalarına boşluk geçiş ihtimaliyetlerini hesaplanması, Yüksek Lisans Tezi, Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi / Fen Bilimleri Enstitüsü.
- Han I., Demir L., 2010. Alloying effect on K to L shell vacancy transfer probabilities in 3d transition metals. Radiation Physics and Chemistry 79, 1174-1179.
- Hubbell J.H., Trehan P.N., Singh N., Chand B., Mehta D., Garg M.L., Garg R.R., Singh S. and 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(2), 339-363.
- Hubbell J.H., Veigle, W.J., Briggs, E.A., Brown, R.T., Cromer, D.T. and Howerton, R.J. 1975. Atomic Form Factors, Incoherent Scattering Functions, and Photon Scattering Cross Sections," J. Phys. Chem. Ref. Data 4, 471-538.

- Jinbo Zhao, Lili Wu, Ke Zou, 2011. Fabrication of hollow mesoporous NiO hexagonal microspheres via hydrothermal process in ionic liquid, *Materials Research Bulletin*, 46:2427-2432.
- Karagöz D., 2001. Bazı elementlerin K tabakasından L tabakasına boşluk geçiş ihtimaliyetlerinin ölçülmesi, Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi/Fen Bilimleri Enstitüsü.
- Karahan İ.H., 2002. Elektrokimyasal Depolama Yolu İle Elde Edilen Co-Cu, Co-Cu-Ni, Alaşım Filmlerinin Yapısal Ve Magnetorezistans Özellikleri, Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.
- Kılınç T., 2006. “Zn_{1-x}Fe_xS İnce Filmlerin Fiziksel Özelliklerinin incelenmesi” .Yüksek Lisans Tezi, Sütçü İmam Üniversitesi Kahramanmaraş.
- Krause M.O., 1979. Atomic Radiative and Radiotoneless Yields for K and L Shells, (*Physical and Chemical Reference Data* 8(2), 307-327.
- Kocaer A.F., 2012. Maraş Otu Ve Bazı Tütün Ürünlerinde Doğal Radyoaktivitenin Belirlenmesi. Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, Kahramanmaraş, 80s.
- Kumar S., Mittal R., Allawadhi K. L. and Sood B.S., 1982. Measurement of relative intensities of L-shell X-rays in some high-Z elements, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 15(19), 3377-3384.
- Lee Y., Kim H., and Roh, Y., 2001. Deposition of ZnO thin films by the ultrasonic spray pyrolysis technique, *Jpn. J. Appl. Phys.* 40, 2423-2428.
- Pöschl M.,l and Nollet Leo M.L., Barbosa-Cánovas Gustavo V.,Michael Davidson P., Dreher M., Richard NJ, Hartel W., Juneja Lekh R., Karel M., Labbe R.G., Lund D.B., Min D.B., Nollet Leo M. L., Salminen S., Thorngate J.H., Walstra P., Whitaker J.R. and Yada R.Y., 2007. Radionuclide Concentrations in Food and the Environment, Taylor & Francis Group 6000 Broken Sound Parkway NW, Suite 300, Boca Raton, FL 33487-2742.

- Puri S., Mehta D., Chand B., Singh N., Trehan P.N. 1993. Measurements of L to M shell vacancy transfer probabilities for the elements in the atomic region $70 \leq Z \leq 92$, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section, 74(3), 347-351.
- Ramachandran K., Raji P. and Sanjeeviraja C., 2005. Thermal and structural properties of spray pyrolysed CdS thin film, Bull. Mater. Sci. 28(3), 233-238.
- Roa P. V., Chen M. H., Crasemann B., 1972. Atomic vacancy distributions produced by inner-shell ionization. Phys. Rev. A(5), 997-1012.
- Salem S.I., Panossian S.L. and Krause R.A., 1974. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 14, 91-109.
- Schönfeld E., Janßen H., 1996. Evaluation of atomic shell data. Nucl. Instrum. Methods A(369), 527-533.
- Scofield J. H., 1974. Relativistic Hartree-Slater Values for K and L X-Ray Emmission Rates, Atomic Data and Nuclear Data Tables 14, 121-137.
- Semat H., 1967. Atom ve Çekirdek Fiziğinin Temelleri. (Nasuhoğlu R.) Ankara Üniversitesi, 161.
- Siefert W., 1984. Properties of thin and films prepared by Corona spraypyrolysis and discussion of the spray pyrolysis process, Thin Solid Films, 121, 275-282.
- Söğüt Ö., 1995. K ve L X-Işını Şiddet Oranları Üzerine Kimyasal Etkiler. Atatürk Üniversitesi, Yüksek Lisans Tezi, Erzurum, 73s.
- Söğüt Ö., Baydaş E. and Büyükkasap E., 1999. “Chemical Effect on L Shell Fluorescence Yields of Hg, Pb and Bi Compounds”, Journal of Trace and Microprobe Techniques 17, (3), 285-291.
- Söğüt Ö., 2000. Coster-Kronig Geçiş İhtimalleri, Floresans Tesir Kesitleri ve Floresans Verimleri Üzerine Kimyasal Etkiler. Atatürk Üniversitesi, Doktora Tezi, Erzurum, 95s.
- Söğüt Ö., 2006. Measurement of and vacancy transfer in $\text{Cr}_x\text{Ni}_{1-x}$ and $\text{Cr}_x\text{Al}_{1-x}$ alloys, Physica Scripta 73, 466-470.
- Söğüt Ö., Bütün H., Karahan I.H., Tıraşoğlu E. and Apaydın G., 2008. “Investigation by XRF and XRD of Zn and Fe in $\text{Fe}_x\text{Zn}_{1-x}$ thin films”, Physica Scripta 78 065701.

- Söğüt Ö., 2009. Investigation of K to L shell/subshell vacancy transitions of Zn and $\text{Fe}_x\text{Zn}_{1-x}$ thin film alloys. *Radiochimica Acta* 97(12), 695-699.
- Söğüt Ö., Büyükkasap E., Küçükönder A. and Tarakçıoğlu T., 2009. Measurement of and vacancy transfer probability from K to L shell using K-shell fluorescence yields. *Pramana – journal of physics* 73(4), 711-718.
- Şahin Y., 1989. Çekirdek Fiziğinin Esasları. Çeviri, Atatürk Üniversitesi Yayınları, Erzurum, 416 S.
- Top G., 2015. İndirgenmiş Grafen Oksit/Nikel Oksit Kompozit Madde Sentezi ve Süperkapasitör Uygulaması. Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, Kahramanmaraş, 58s.
- Turhan M.F., 2011. Atom Numarası $67 \leq Z \leq 83$ Aralığındaki Bazı Elementler İçin L Alt Tabaka Seviye Genişlikleri ve Işımalı Boşluk Geçiş İhtimaliyetlerinin Ölçülmesi. Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, Erzurum, 104s.
- Tuzluca F.N., 2007. Bazı Elementlerin L Tabakasından M ve N Tabakasına Boşluk Geçiş İhtimallerinin Ölçülmesi. Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, Kahramanmaraş, 56s.
- Van Grieken R. E., Markowicz A. A., 1992. Handbook of X-Ray Spectrometry, Marcel Dekker, Inc., New York, 9-10.
- Viguie J.C., ve Spitz, J., 1975. Chemical vapor deposition at low temperatures, J. Electrochem. Soc., 122, 585-588.
- Yaykaşlı H., 2012. Kimyasal püskürtme yöntemi ile üretilen bor katkılı NiO ince filmlerinin elektriksel ve optiksel özelliklerinin ölçülmesi. Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, Kahramanmaraş, 64s.
- Yılmaz A., 2012. Oyun Hamurlarında Toksik Metal Analizi, Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, Kahramanmaraş, 65s.
- Web1, https://www.webelements.com/compounds/nickel/nickel_oxide.html
- Web2, www.horiba.com/us/en/scientific/products/

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Adı, soyadı : FATİH DEDEOĞLU
Uyruğu : T.C.
Doğum tarihi ve yeri : 01.05.1985, Kahramanmaraş
Medeni Hali : Evli
e-posta : dede4600@hotmail.com

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Lisans	Anadolu Üniversitesi / İşletme Bölümü	2010
Lisans	KSÜ / Fizik Bölümü	2008
Lise	Kahramanmaraş Lisesi	2002

İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
2008-2010	Kale Enerji/HES Projesi	Satınalma Personeli
2010-2014	Milli Eğitim Müdürlüğü	Memur
2014-2017	Milli Eğitim Müdürlüğü	Öğretmen

Yabancı Dil

İngilizce