

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

**YBaCuO VE BiPbSrCaCuO SÜPERİLETKENLERİNİN SOĞURMA
KATSAYILARININ İNCELENMESİ**

DOKTORA TEZİ

Hasan BALTAŞ

**AĞUSTOS 2006
TRABZON**

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

**YBaCuO VE BiPbSrCaCuO SÜPERİLETKENLERİNİN SOĞURMA
KATSAYILARININ İNCELENMESİ**

Hasan BALTAŞ

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde
“Doktor”
Ünvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.**

**Enstitüye Verildiği Tarih: 01.08.2006
Tezin Savunma Tarihi : 24.08.2006**

Tez Danışmanı : Doç. Dr. Uğur ÇEVİK

Jüri Üyesi : Prof. Dr. A. İhsan KOBYA

Jüri Üyesi : Prof. Dr. Selami KARSLIOĞLU

Jüri Üyesi : Prof. Dr. Ekrem YANMAZ

Jüri Üyesi : Prof. Dr. Süleyman ÖZÇELİK

Enstitü Müdürü: Prof. Dr. Emin Zeki BAŞKENT

Trabzon 2006

ÖNSÖZ

YBaCuO ve BiPbSrCaCuO Süperiletkenlerinin Soğurma Katsayılarının İncelenmesi konulu çalışmada örneklerin hazırlanması ve tüm ölçümlerinin yapılması K.T.Ü. Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü, Atom ve Molekül Fiziği ve Katıhal Fiziği Araştırma laboratuvarı imkânlarıyla yapıldı.

Doktora tez çalışmamın her aşamasında benden yardımlarını ve gerek maddi gerek manevi desteğini esirgemeyen danışmanım sayın Doç. Dr. Uğur ÇEVİK'e en içten dileklerle teşekkür ederim.

Ayrıca doktora çalışmamı sürdürebilmem için K.T.Ü. Fizik Bölümüne görevlendirilmemde kolaylık sağlayan sayın Prof. Dr. Nazmi Turan OKUMUŞOĞLU'na ve Fizik Bölümü araştırma laboratuvarında çalışmalarında her türlü olanakları kullanmama izin veren Bölüm Başkanı sayın Prof. Dr. Ali İhsan KOBYA'ya teşekkür ederim. Ayrıca yardımlarından ve desteklerinden dolayı Yrd. Doç. Dr. Birol ERTUĞRAL başta olmak üzere Dr. Şükrü ÇELİK'e teşekkür ederim. Yrd. Doç. Dr. Süleyman BOLAT'a numune hazırlanmasında yardımlarından dolayı teşekkür ederim.

Bu zamana kadar her türlü desteğini esirgemeyen Annem Hatice BALTAŞ'a en içten teşekkürlerimi sunarım.

Hasan BALTAŞ

Trabzon 2006

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No:</u>
ÖNSÖZ.....	II
İÇİNDEKİLER.....	III
ÖZET	VI
SUMMARY	VII
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VIII
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	XII
SEMBOLLER DİZİNİ	XIII
1. GENEL BİLGİLER.....	1
1.1. Giriş.....	1
1.2. Elektromanyetik Spektrumlar.....	2
1.2.1. Elektromanyetik Dalgaların Spektrumu	2
1.2.1.1. Radyo Dalgaları.....	4
1.2.1.2. Mikrodalgalar (Kısa Dalgaboylu Radyo Dalgaları)	4
1.2.1.3. Kızıl Ötesi Dalgalar (Isı Dalgaları)	4
1.2.1.4. Görünür Dalgalar	4
1.2.1.5. Morötesi (Ultraviyole) Dalgalar	5
1.2.1.6. X-ışınları.....	5
1.2.1.7. Gama (γ) Işınları.....	5
1.2.1.8. Kozmik Işınlar	5
1.3. Elektromanyetik Radyasyonun Madde ile Etkileşmesi.....	6
1.3.1. Elektromanyetik Radyasyonun Soğurulması	7
1.3.1.1. Fotoelektrik Olay.....	8
1.3.1.2. Çift Oluşumu	10
1.3.2. Elektromanyetik Radyasyonun Saçılması	11
1.3.2.1. Koherent Saçılma	11
1.3.2.1.1. Rayleigh Saçılması	11
1.3.2.1.2. Delbrück Saçılması.....	12
1.3.2.1.3. Nükleer Rezonans Saçılma.....	12

Sayfa No:

1.3.2.1.4.	Nükleer Thomson Saçılması.....	13
1.3.2.2.	İnkoherent Saçılma.....	13
1.3.2.2.1.	Compton Saçılması.....	13
1.3.2.2.2.	Raman Saçılması	15
1.3.2.2.3.	Nükleer Saçılma	15
1.4.	Karakteristik X-Işınlarının Oluşumu ve Enerji Seviyeleri	15
1.5.	X-Işını Spektrumlarının İncelenmesi	20
1.5.1.	Koherent Saçılma Pikleri.....	20
1.5.2.	Compton Pikleri.....	21
1.5.3.	Karakteristik X-Işını Pikleri	21
1.5.4.	Auger Pikleri	21
1.5.5.	Üst üste Binme (Pile-Up) Pikleri.....	22
1.5.6.	Kaçak (Escape) Pikleri	22
1.5.7.	Satellite Çizgileri	22
1.6.	Gama Işınları	23
1.7.	Atomun Uyarılması	23
1.7.1.	Radyoizotop Kaynaklar	24
1.8.	Soğurma.....	27
1.8.1.	Lineer Soğurma Katsayısı	29
1.8.2.	Kütle Soğurma Katsayısı	30
1.8.3.	Karışımlar ve Bileşikler İçin Kütle Soğurma Katsayısı	32
1.8.4.	Soğurma Kıyıları	32
1.9.	Yarıiletken Dedektörler ve Çalışma Prensipleri.....	34
1.10.	Sayma Sistemi	39
1.10.1.	Yüksek Voltaj Kaynağı	39
1.10.2.	Ön Yükseltici.....	40
1.10.3.	Yükseltici.....	40
1.10.4.	Analog Sayısal Dönüştürücü	40
1.10.5.	Çok Kanallı Analizör (MCA).....	41
1.11.	Dedektör Verimi	41
1.11.1.	Dedektör Verimliliğinin Ölçülmesi.....	41
2.	YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	42

Sayfa No:

2.1.	Numunelerin Hazırlanması.....	42
2.1.1.	YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ} Süperiletkeninin Hazırlanma Metotları	42
2.1.1.1.	YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ} Süperiletkeninin Hazırlanması	43
2.1.2.	Bi _{1,7} Pb _{0,3} Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀ Süperiletkeninin Hazırlanması	43
2.2.	Yoğunluk Ölçümleri	44
2.3.	X-ışınları Kırınım Analizi	46
2.4.	Deney Geometrisi, Numunelerin Uyarılması, Gama ve Karakteristik X- Işınlarının Sayılması	47
3.	BULGULAR	55
3.1.	YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ} Süperiletken Numunesinin X-ışını Kırınım Deseninin İncelenmesi.....	55
3.2.	Bi _{1,7} Pb _{0,3} Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀ Süperiletken Numunesinin X-ışını Kırınım Deseninin İncelenmesi.....	56
3.3.	Soğurma Katsayıları	59
3.4.	Etkin Atom Numarası ve Elektron Yoğunluğu	71
4.	SONUÇLAR VE TARTIŞMA.....	81
5.	ÖNERİLER	85
6.	KAYNAKLAR.....	86
	ÖZGEÇMİŞ.....	89

ÖZET

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ve $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ süperiletkenlerinin farklı katıhal şekilleri (toz karışım, kalsine edilmiş ve sinterlenmiş) ve Y_2O_3 , BaCO_3 , CuO , Bi_2O_3 , PbO , SrCO_3 ve CaO bileşikleri ve Ca , Cu , Sr , Y , Ba , Pb ve Bi saf elementleri için kütle soğurma katsayıları 57,5, 59,5, 65,2, 74,8, 77,1, 87,3, 94,6, 98,4, 122 ve 136 keV enerjilerde belirlendi. Numuneler ^{241}Am radyoaktif kaynağından yayılan 59,5 keV'lik fotonlara ve ^{57}Co radyoaktif kaynağından yayılan 122 ve 136 keV'lik fotonlara ve ayrıca ^{57}Co radyoaktif kaynağı kullanılarak uyarılan Ta , Bi_2O_3 ve $(\text{CH}_3\text{COO})_2\text{UO}_2\cdot 2\text{H}_2\text{O}$ numunelerinin ikincil kaynak olarak kullanılmasıyla elde $\text{TaK}_{\alpha 1}$, $\text{TaK}_{\beta 1}$, $\text{BiK}_{\alpha 2}$, $\text{BiK}_{\alpha 1}$, $\text{BiK}_{\beta 1}$, $\text{UK}_{\alpha 2}$, ve $\text{UK}_{\alpha 1}$ (57,5, 65,2, 77,1, 74,8, 87,3, 94,6 ve 98,4 keV) enerjili X-ışınlarına maruz bırakıldı. Numunelerden geçen fotonlar rezülasyonu 5,9 keV'de 0,16 keV olan $\text{Si}(\text{Li})$ dedektörü ve buna bağlı çok kanallı analizör kullanılarak sayıldı. Deneysel olarak elde edilen kütle soğurma katsayıları yardımıyla $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ve $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ süperiletkenlerinin farklı katıhal şekillerinin etkin atom numaraları ve elektron yoğunlukları hesaplanarak teorik değerleri ile karşılaştırıldı. Elde edilen deneysel değerlerin teorik değerler ile uyum içinde olduğu gözlemlendi.

Anahtar Kelimeler: Kütle soğurma katsayısı, Süperiletkenlik, Etkin Atom numarası, Elektron Yoğunluğu, Soğurma Kırması, $\text{Si}(\text{Li})$ Dedektör, Yoğunluk

SUMMARY

The Investigation of The Absorption Coefficient of YBaCuO and BiPbSrCaCuO Superconductors

Mass attenuation coefficients of different solid state (nonreacted agent, calcined and sintered) of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ and $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ superconductors, Y_2O_3 , BaCO_3 , CuO , Bi_2O_3 , PbO , SrO_3 ve CaO compounds, and Ca, Cu, Sr, Y, Ba, Pb ve Bi elements have been determined at 57,5, 59,5, 65,2, 74,8, 77,1, 87,3, 94,6, 98,4, 122 ve 136 keV energies.

The samples have been irradiated with 59,5 keV photons, emerged from ^{241}Am , and 122, 136 keV from ^{57}Co radioactive sources. Also, superconductor samples have been excited with $\text{TaK}_{\alpha 1}$, $\text{TaK}_{\beta 1}$, $\text{BiK}_{\alpha 2}$, $\text{BiK}_{\alpha 1}$, $\text{BiK}_{\beta 1}$, $\text{UK}_{\alpha 2}$ and $\text{UK}_{\alpha 1}$ X-rays (57,5, 65,2, 77,1, 74,8, 87,3, 94,6 ve 98,4 keV energies) from Ta, Bi_2O_3 and $(\text{CH}_3\text{COO})_2\text{UO}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ secondary sources which were irradiated by ^{57}Co . Photons passed through from the samples have been counted with a Si(Li) dedector, whose resolution is 0,16 keV at 5,9 keV, using multichannel analyzer system.

The effective atomic numbers and electron densities of different solid state of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ and $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ superconductor samples have been calculated using the values of the mass attenuation coefficient of these samples obtained from the experiments, and compared with theoretical values. In the comparision, it has been shown that there are good agreement with experimental and theoretical values.

Key Words: Mass attenuation coefficient, Superconductivity, Effective Atomic Number, Electron Density, Absorption Edge, Si(Li) Detector, Density

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No:

Şekil 1.	Elektromanyetik radyasyonlar ve çeşitleri	3
Şekil 2.	Elektromanyetik radyasyonun maddeyle etkileşimi.....	7
Şekil 3.	Elektromanyetik radyasyon etkileşmelerinin soğurucunun atom numarasına ve radyasyonun enerjisine göre değişimi	8
Şekil 4.	Fotoelektrik olay.....	9
Şekil 5.	Çift Oluşumu	10
Şekil 6.	Rayleigh Saçılması	12
Şekil 7.	Compton saçılması	14
Şekil 8.	Elektronların elastik ve inelastik saçılması ve Bremsstrahlung ışınlarının üretilmesi	17
Şekil 9.	Karakteristik X-ışınlarının ve Auger elektronunun meydana gelmesi	17
Şekil 10.	Atomlarda elektron geçişleri ve karakteristik x-ışını yayımlanmasının şematik olarak gösterimi.....	19
Şekil 11.	İdeal bir X-ışını spektrumu.....	20
Şekil 12.	Elektron yakalama bozunmasının bir örnek olarak ⁵⁷ Co'ın bozunma şeması... 23	
Şekil 13.	Radyasyonlar ve çeşitli maddelerdeki girme mesafeleri	26
Şekil 14.	Mg'un kütle soğurma katsayılarının dalga boyu ile değişimi	28
Şekil 15.	Elektromanyetik radyasyonun dx kalınlıklı bir maddeden geçerken soğurulması.....	29
Şekil 16.	Kütle soğurma katsayısının dalga boyuna göre değişimi	33
Şekil 17.	Dedektörlerin ayırma güçleri.....	35
Şekil 18.	Si(Li) dedektör kesiti	37
Şekil 19.	Kriyostat ve bölümleri	38
Şekil 20.	X ve gama ışınları ölçüm sisteminin blok diyagramı	39

Şekil 21.	Yoğunluk Ölçüm Sistemi	45
Şekil 22.	Rigaku D/Max-III marka X-ışını difraktometresi.....	47
Şekil 23.	X ve gama ışını ölçüm sisteminin genel görünüşü	49
Şekil 24.	Gama ışınları soğurma ölçümleri için kullanılan deney geometrisi	50
Şekil 25.	X- ışınları soğurma ölçümleri için kullanılan deney geometrisi	51
Şekil 26.	YBaCuO sinterlenmiş süperiletken numunesinin 122 ve 136 keV enerjilerde soğurulmadan önce (I_0) ve soğurulduktan sonra (I) elde edilen spektrum örneği	52
Şekil 27.	BiPbSrCaCuO sinterlenmiş süperiletken numunesinin 122 ve 136 keV enerjilerde soğurulmadan önce (I_0) ve soğurulduktan sonra (I) elde edilen spektrum örneği	52
Şekil 28.	YBaCuO sinterlenmiş süperiletken numunesi için, Ta ikincil kaynağı ile elde edilen soğurulmadan önce (I_0) ve soğurulduktan sonra (I) elde edilen spektrum örneği	53
Şekil 29.	BiPbSrCaCuO sinterlenmiş süperiletken numunesi için, Ta ikincil kaynağı ile elde edilen soğurulmadan önce (I_0) ve soğurulduktan sonra (I) elde edilen spektrum örneği	53
Şekil 30.	YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ} süperiletken numunesinin kalsine edilmiş halinin X-ışını kırınım deseni	55
Şekil 31.	YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ} süperiletken numunesinin sinterlenmiş halinin X-ışını kırınım deseni	56
Şekil 32.	Bi _{1,7} Pb _{0,3} Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀ süperiletken numunesinin toz karışım halinin X-ışını kırınım deseni	57
Şekil 33.	Bi _{1,7} Pb _{0,3} Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀ süperiletken numunesinin kalsine edilmiş halinin X-ışını kırınım deseni	58
Şekil 34.	Bi _{1,7} Pb _{0,3} Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀ süperiletken numunesinin sinterlenmiş halinin X-ışını kırınım deseni	59
Şekil 35.	YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ} süperiletken numunesinin yoğunluk değişimi ile kütle soğurma katsayılarının değişimi.....	67
Şekil 36.	Bi _{1,7} Pb _{0,3} Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀ süperiletken numunesinin yoğunluk değişimi ile kütle soğurma katsayılarının değişimi.....	67

- Şekil 37. $YBa_2Cu_3O_{7.8}$ süperiletken numunesinin 57,5, 59,5, 65,2, 74,8, 77,1, 87,3, 94,6, 98,4, 122 ve 136 keV enerjilerde toz karışım halinin kütle soğurma katsayılarının enerjile değişimi..... 68
- Şekil 38. $YBa_2Cu_3O_{7.8}$ süperiletken numunesinin 57,5, 59,5, 65,2, 74,8, 77,1, 87,3, 94,6, 98,4, 122 ve 136 keV enerjilerde kalsine edilmiş halinin kütle soğurma katsayılarının enerjile değişimi..... 68
- Şekil 39. $YBa_2Cu_3O_{7.8}$ süperiletken numunesinin 57,5, 59,5, 65,2, 74,8, 77,1, 87,3, 94,6, 98,4, 122 ve 136 keV enerjilerde sinterlenmiş halinin kütle soğurma katsayılarının enerjile değişimi..... 69
- Şekil 40. $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ süperiletken numunesinin 57,5, 59,5, 65,2, 74,8, 77,1, 87,3, 94,6, 98,4, 122 ve 136 keV enerjilerde toz karışım halinin kütle soğurma katsayılarının enerjile değişimi..... 69
- Şekil 41. $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ süperiletken numunesinin 57,5, 59,5, 65,2, 74,8, 77,1, 87,3, 94,6, 98,4, 122 ve 136 keV enerjilerde kalsine edilmiş halinin kütle soğurma katsayılarının enerjile değişimi..... 70
- Şekil 42. $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ süperiletken numunesinin 57,5, 59,5, 65,2, 74,8, 77,1, 87,3, 94,6, 98,4, 122 ve 136 keV enerjilerde sinterlenmiş halinin kütle soğurma katsayılarının enerjile değişimi..... 70
- Şekil 43. $YBaCuO$ süperiletken numunesinin sinterlenmiş halde etkin atom numarasının (Z_{et}) elektron yoğunluğu (N_{el}) ile değişimi..... 75
- Şekil 44. $BiPbSrCaCuO$ süperiletken numunesinin sinterlenmiş halde etkin atom numarasının (Z_{et}) elektron yoğunluğu (N_{el}) ile değişimi..... 75
- Şekil 45. $YBa_2Cu_3O_7$ ve $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ sinterlenmiş süperiletken numunelerin ve bunları oluşturan Y_2O_3 , $BaCO_3$, CuO , Bi_2O_3 , PbO , SrO_3 ve CaO bileşiklerinin 57,5 keV'de atom numarasına (Z) göre kütle soğurma katsayılarının değişimi..... 76
- Şekil 46. $YBa_2Cu_3O_7$ ve $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ sinterlenmiş süperiletken numunelerin ve bunları oluşturan Y_2O_3 , $BaCO_3$, CuO , Bi_2O_3 , PbO , SrO_3 ve CaO bileşiklerinin 74,8 keV'de atom numarasına (Z) göre kütle soğurma katsayılarının değişimi..... 77
- Şekil 47. $YBa_2Cu_3O_7$ ve $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ sinterlenmiş süperiletken numunelerin ve bunları oluşturan Y_2O_3 , $BaCO_3$, CuO , Bi_2O_3 , PbO , SrO_3 ve CaO bileşiklerinin 98,4 keV'de atom numarasına (Z) göre kütle soğurma katsayılarının değişimi..... 78

- Şekil 48. $YBa_2Cu_3O_7$ ve $Bi_{1,7}Pb_{0,3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ sinterlenmiş süperiletken numunelerin ve bunları oluşturan Y_2O_3 , $BaCO_3$, CuO , Bi_2O_3 , PbO , SrO_3 ve CaO bileşiklerinin 122 keV’de atom numarasına (Z) göre kütle soğurma katsayılarının değişimi..... 79
- Şekil 49. $YBa_2Cu_3O_7$ ve $Bi_{1,7}Pb_{0,3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ sinterlenmiş süperiletken numunelerin ve bunları oluşturan Y_2O_3 , $BaCO_3$, CuO , Bi_2O_3 , PbO , SrO_3 ve CaO bileşiklerinin 136 keV’de atom numarasına (Z) göre kütle soğurma katsayılarının değişimi..... 80

ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa No:

Tablo 1.	X-ışını diyagram çizgilerinin eski (Siegbahn) ve yeni (IUPAC) gösterimleri..	18
Tablo 2.	Radyasyon tipleri ve özellikleri.....	25
Tablo 3.	XRF analizi ile numunelerin uyarılmasında kullanılan radyoizotop kaynaklar ve özellikleri	27
Tablo 4.	Dedektör çeşitleri ve enerji rezölasyonu (keV FWHM)	35
Tablo 5.	Si ve Ge'un bazı özellikleri (Url-1, 2004)	36
Tablo 6.	YBaCuO, Y ₂ O ₃ , BaCO ₃ , ve CuO numunelerinin deneysel yoğunluk ölçüm sonuçları	46
Tablo 7.	BiPbSrCaCuO, Bi ₂ O ₃ , PbO, SrCO ₃ , CaO numunelerinin deneysel yoğunluk ölçüm sonuçları	46
Tablo 8.	İkincil kaynak olarak kullanılan elementler ve karakteristik x-ışını enerjileri..	48
Tablo 9.	Teorik ve deneysel kütle soğurma katsayıları μ/ρ (cm ² g ⁻¹).....	61
Tablo 10.	Teorik ve deneysel kütle soğurma katsayıları μ/ρ (cm ² g ⁻¹).....	63
Tablo 11.	YBaCuO, Y ₂ O ₃ , BaCO ₃ ve CuO deneysel lineer soğurma katsayıları μ (cm ⁻¹)	65
Tablo 12.	BiPbSrCaCuO, Bi ₂ O ₃ , PbO, SrCO ₃ numunelerinin deneysel lineer soğurma katsayıları μ (cm ⁻¹)	66
Tablo 13.	YBaCuO'nin (toz karışım, kalsine edilmiş ve sinterlenmiş halleri) etkin atom numaraları ve elektron yoğunlukları ($\times 10^{23}$).....	73
Tablo 14.	BiPbSrCaCuO'nin (toz karışım, kalsine edilmiş ve sinterlenmiş halleri) etkin atom numaraları ve elektron yoğunlukları ($\times 10^{23}$).....	74

SEMBOLLER DİZİNİ

A	: Kütle numarası
A_t	: Bileşiğin bir molünün ağırlığı
c	: Işık hızı
d	: Birim alan başına düşen kütle miktarı
e	: Elektronun yükü
E_K	: Kinetik enerji
f_i	: Bileşikteki elementlerin bolluk kesri
h	: Planck sabiti
I	: Soğurulup geçen fotonun şiddeti
I_0	: Gelen fotonun şiddeti
m	: Kütle
m_0	: Elektronun durgun kütlesi
N_A	: Avagadro sayısı
P	: Sürekli ışıma ihtimali
q	: Elektriksel yük
V	: Potansiyel
v	: Hız
w_i	: Ağırlık kesri
x	: Kalınlık
Z	: Atom numarası
Z_{et}	: Etkin atom numarası
α	: İnce yapı sabiti
κ	: Spektral sabit
λ	: Dalgaboyu
μ	: Lineer soğurma katsayısı
μ/ρ	: Kütle soğurma katsayısı
ρ	: Yoğunluk
σ	: Perdeleme sabiti
$\sigma_{t,a}$: Toplam atomik tesir kesiti

- $\sigma_{t,m}$: Toplam moleküler tesir kesiti
 ϕ : Elektronun bağlanma enerjisi
 ν : Frekans

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

Süperiletken maddelerin yakın gelecekte birçok elektronik devrelerde kullanılması beklenmektedir. Bu devrelerin bazıları nükleer reaktörler, uydular, nükleer silahlar v.b. radyasyona maruz kalabilir. Süperiletken özellik gösteren maddelerden ikisi $YBa_2Cu_3O_{7-8}$ ve $Bi_{1,7}Pb_{0,3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ 'dır. Bu maddeler bazı uygulamalarda yararlı olabilen hem yarıiletken hem de süperiletken davranışa sahiptir.

Bu tip süperiletken maddelerin kütle soğurma katsayıları uzay fiziği, dozimetri, plazma fiziği ve birçok diğer radyoaktif uygulamalarda özellikle uygulamalarından önce belirlenmeye ihtiyaç duyar. Kütle soğurma katsayısı, enerji saçılması veya soğurulmasının fonksiyonunu veren radyasyonun madde ile etkileşme çalışması için önemli bir parametredir. Kütle soğurma katsayıları radyasyon dozimetresi ve fiziğinde çeşitli problem çözümleri için önemlidir. X-ışını dozimetrisinin birçok teorik çalışmaları madde ile çeşitli etkileşme ihtimaliyetlerinin tam bir bilgisini gerektirir.

Kütle soğurma katsayısı, etkin atom numarası ve elektron yoğunluğu; alaşımlar, organik ve inorganik bileşikler, topraklar ve biyolojik maddeler gibi maddelerde X ve gama ışınlarının difüzyonunun karakterizasyonu için önemli bir parametredir. Literatürde kütle soğurma katsayılarının birçok ölçümleri değişik teknikler kullanarak sunulmuştur (Angelone vd., 2001, Chitralkha vd., 2004, Baltaş vd., 2005, Tadashi vd., 2004 ve Çevik vd., 2005).

Gama radyasyonunun veya x-ışınlarının soğurulması ve saçılması bir elementin atom numarası ve yoğunluğu ile ilişkilidir. Bileşik materyallerde ise etkin atom numarası ve yoğunluğu ile ilişkilidir. Bileşiklerde toplam etkileşme olarak tanımlanan etkin atom numarası enerji ile değişir. Bileşik maddelerdeki etkin atom numarasını hesaplayan kuralları ortaya çıkarmak için birçok çalışmalar yapılmıştır. Bazı formüller deneysel olarak literatürde rapor edildi (Schatzler, 1979). Bu formüllerin geçerliliği belirli deneysel koşullar için sınırlıdır. Son yıllarda farklı enerjilerde özellikle soğurma kıyılarına yakın foton etkileşme tesir kesitlerinin ölçümleri yapıldı (Teli ve Chaudhari, 1996, Roy vd., 1997, Çevik vd., 2006).

Bu çalışmada, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ve $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ süperiletken numunelerin deneysel olarak kütle soğurma katsayıları ölçüldü ve bu sonuçlar yardımıyla etkin atom numaraları ve elektron yoğunlukları hesaplandı.

1.2. Elektromanyetik Spektrumlar

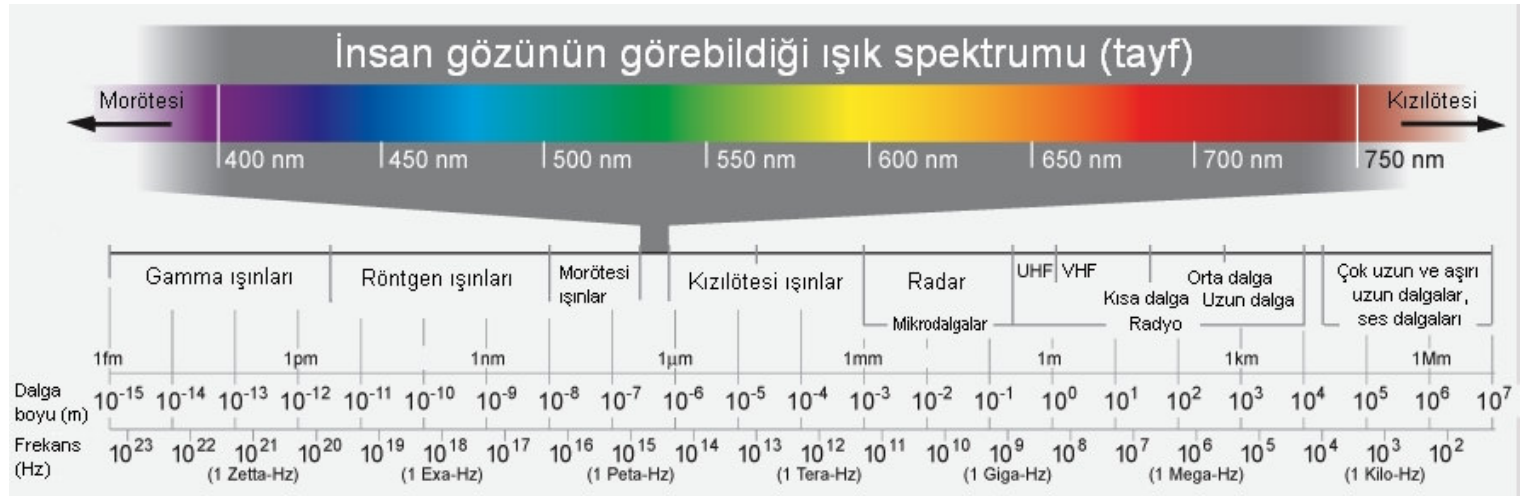
Işığın renklerinin dalgaboylarına göre dizilişi anlamında kullanılan spektrum, en genel manada, parçacık ve fotonların enerjilerine, frekanslarına, dalgaboylarına veya saçılma açılarına göre şiddet dağılımlarının oluşturduğu desenler olarak tanımlanır.

1.2.1. Elektromanyetik Dalgaların Spektrumu

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

$$c = \lambda \nu \quad (1)$$

ifadesi ile bağlıdır. Bütün radyasyon şekilleri ivmeli yükler tarafından oluşturulduğundan bir dalgaboyu çeşidi ile bitişiğindeki arasında keskin bir ayırım bulunmamaktadır. Elektromanyetik spektrumu gösteren elektromanyetik dalgaların çeşitli tipleri dalgaboyları ve frekanslarına göre 'de verilmiştir. Dalga tiplerine verilen isimler, basitçe, dalganın içinde bulunduğu spektrum bölgesini tanımlamaya uygun olarak verilmişlerdir.



Şekil 1. Elektromanyetik radyasyonlar ve çeşitleri

1.2.1.1. 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.

1.2.1.2. Mikrodalgalar (Kısa Dalgaboylu Radyo Dalgaları)

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

1.2.1.3. 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 maddeler tarafından 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 ısı artması meydana gelir. Kızıl ötesi radyasyonun, fizik tedavi, kızılötesi fotoğrafçılığı ve titreşim spektroskopisini içeren pratik ve bilimsel uygulamaları vardır.

1.2.1.4. Görünür Dalgalar

Elektromanyetik dalgaların en bilinen şekli olarak, insan gözünün görebildiği spektrum kısmı olarak tanımlanabilir. Işık, atom ve moleküllerdeki elektronların yeniden düzenlenmeleri ile oluşur. Görünür ışığın çeşitli dalga boyları, mordan ($\lambda \approx 4 \times 10^{-7}$ m) kırmızıya kadar ($\lambda \approx 7 \times 10^{-7}$ m) değişen renklerle sınıflandırılır. Gözün duyarlılığı dalga boyunun bir fonksiyonudur. Duyarlılık $5,6 \times 10^{-7}$ m (sarı-yeşil) civarındaki bir dalga boyunda maksimum olmaktadır.

1.2.1.5. Morötesi (Ultraviyole) Dalgalar

4×10^{-7} m ile 6×10^{-8} m arasındaki dalga boyu aralığını kapsar. Morötesi 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)'tür. Bu tabaka öldürücü yüksek enerjili morötesi radyasyonu ısıya dönüştürür ve sonuçta stratosfer tabakası ısınır.

1.2.1.6. X-ışınları

10^{-8} m ile 10^{-13} m aralığında dalga boylarına sahip elektromanyetik dalgalardır. X-ışınlarının en genel kaynağı, bir metal hedefi, bombardıman esnasında yüksek enerjili elektronların yavaşlamasıdır. X-ışınları tıpta bir tanı aracı olarak ve belirli kanser türlerinin tedavisinde kullanılır. Aynı zamanda kristal yapının incelenmesinde de kullanılırlar.

1.2.1.7. Gama (γ) Işınları

Radyoaktif çekirdekler tarafından (^{60}Co ve ^{137}Cs gibi) ve belirli nükleer tepkimeler süresince yayılan elektromagnetik dalgalardır. Dalga boyları 10^{-10} m ile 10^{-14} m arasındadır. Bu ışınlar yüksek derecede girginlik 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.

1.2.1.8. Kozmik Işınlar

Enerjileri oldukça büyük ve girginliği yüksek olan ışınlardır. Uzaydan atmosfere her saniyede, yaklaşık 10^9 eV enerjili ve hemen hepsi proton olan 2×10^8 civarında kozmik ışın parçacıkları gelir. Bunlar atmosferdeki azot ve oksijen gibi atomlarla etkileşerek ikincil parçacıklar meydana getirirler. Uzaydan gelen kozmik ışın parçacıklarının hemen hepsi deniz seviyesinde kaybolur. 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 hasil ederler. Kozmik ışınlardan korunmak için kalın beton duvarlı yapılar gerekir.

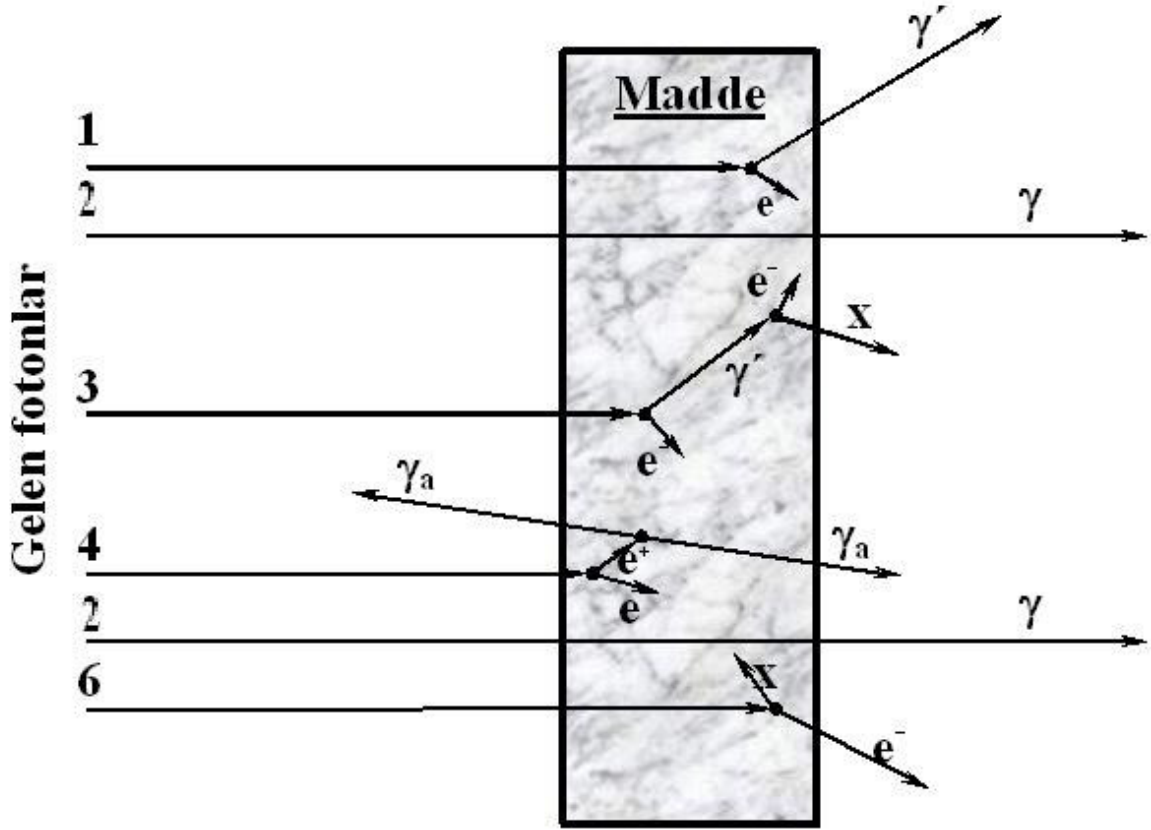
1.3. Elektromanyetik Radyasyonun Madde ile Etkileşmesi

Tek renkli (monokromatik) bir X veya gama ışını demeti herhangi bir maddeden geçirilecek olursa demetin şiddetinde bir azalma olur. I_0 şiddetinde bir X veya gama ışını demetinin dx kalınlığındaki bir maddeyi geçtikten sonraki şiddeti I ise, gelen X veya gama ışını demetinin şiddeti, maddenin dx kalınlığı ve ışın demetinin içinden geçtiği maddenin cinsine bağlı olarak,

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2)$$

ile verilmektedir. Burada μ (cm^{-1}), lineer soğurma katsayısı olup birim kalınlık başına düşen soğurulma olarak tarif edilmektedir.

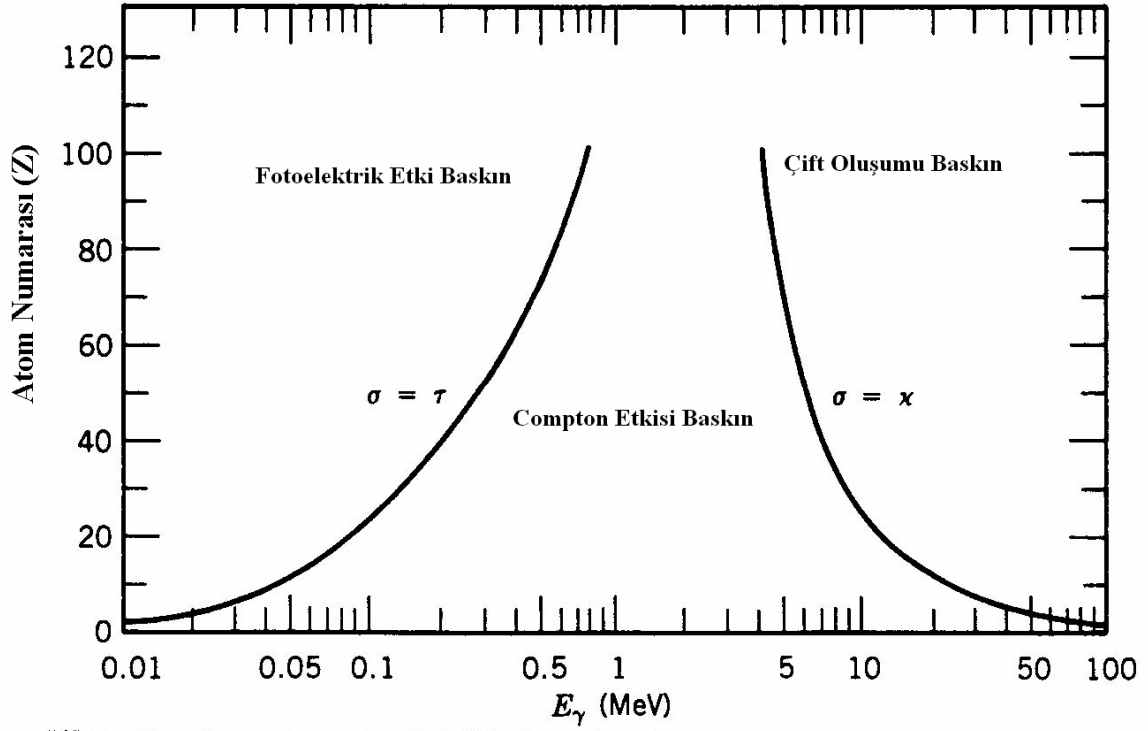
Elektromanyetik radyasyonun madde ile etkileşmesi sonucunda Şekil 2’de gösterilen olaylar meydana gelir. Bunlar, Compton saçılması (1), Koherent saçılma(2), Compton saçılmasından sonra saçılan fotonun fotoelektrik etkisiyle X-ışınları oluşumu (3), Çift oluşumu (4) ve Fotoelektrik olaydır (5).



Şekil 2. Elektromanyetik radyasyonun maddeyle etkileşimi

1.3.1. Elektromanyetik Radyasyonun Soğurulması

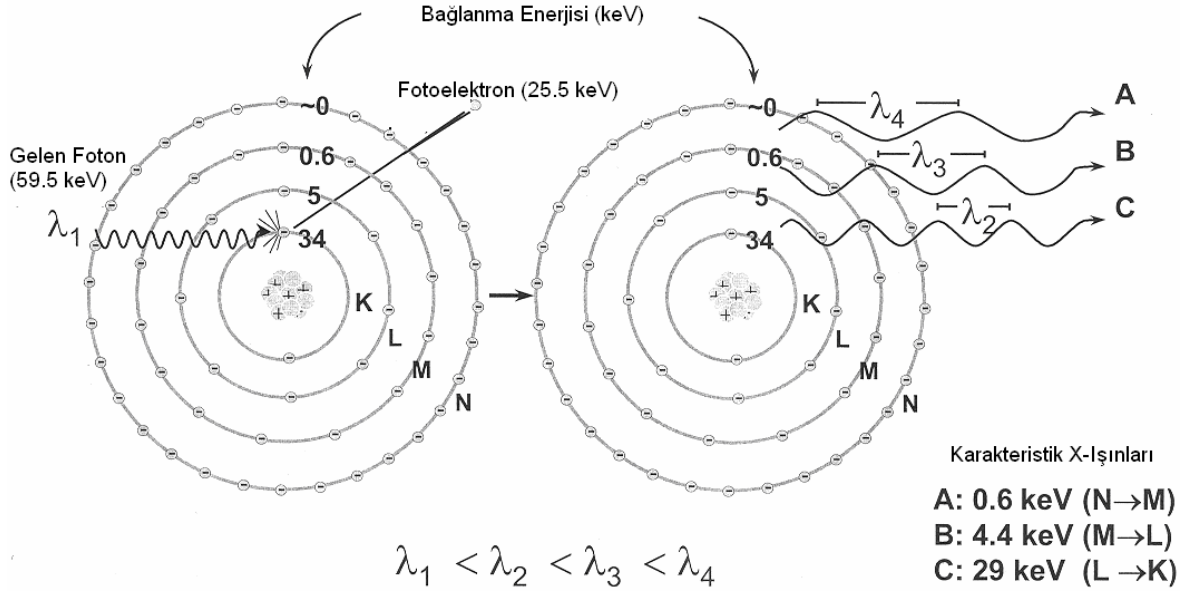
Madde içerisine giren bir foton, madde atomunun bağlı elektronları, serbest elektronları ve çekirdeği ile etkileşirler. Elektromanyetik radyasyonun soğurulması çeşitli olaylar sonucu gözlenmekle beraber bu olayların en baskın olanları fotoelektrik olay, saçılma (Compton ve Koherent) olayı ve çift oluşumdur. Bu olayların meydana gelme ihtimaliyeti foton enerjisi ile değişmektedir. Şekil 3'te görüldüğü gibi, fotoelektrik olay 0,001 MeV ile 0,5 MeV arasında etkin iken, saçılma olayı 0,1 MeV ve 0,5 MeV arasında daha etkin davranır. Çift oluşum olayı ise 1,02 MeV'den başlar ve artan foton enerjisi ile artar.



Şekil 3. Elektromanyetik radyasyon etkileşmelerinin soğurucunun atom numarasına ve radyasyonun enerjisine göre değişimi

1.3.1.1. Fotoelektrik Olay

Madde üzerine düşen fotonun madde atomunun bağlı elektronlarından bir tanesine tüm enerjisini verip bu elektronun yörüngesinden ayrılıp serbest hale gelmesi olayına fotoelektrik olay, serbest hale gelen elektrona da fotoelektron denilmektedir. Serbest bir elektron foton soğuramaz ve fotoelektron haline gelemmez. Çünkü bu durumda momentum ve enerji korunamaz. Ancak bağlı bir elektron bir foton soğurabilir ve fotoelektron haline gelebilir. Çünkü bu durumda atom geri teper ve momentum korunur. Bu işlem sırasında foton tamamen soğurulur. K kabuğu elektronlarından birinin sökülmesi ile oluşan bir fotoelektrik olay Şekil 4'te şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 4. Fotoelektrik olay

$$E_{fe} = h\nu - E_b \quad (3)$$

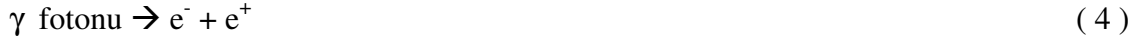
ile verilir. Burada E_b , K kabuğunun bağlanma enerjisi, $h\nu$ gelen fotonun enerjisidir. Fotonun $h\nu$ enerjisi elektronun bağlanma enerjisine yaklaştıkça fotonun soğurulma ihtimali artar. Fotonun $h\nu$ enerjisi E_b bağlanma enerjisinden uzaklaştıkça fotoelektrik olayın meydana gelme ihtimali azalır.

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

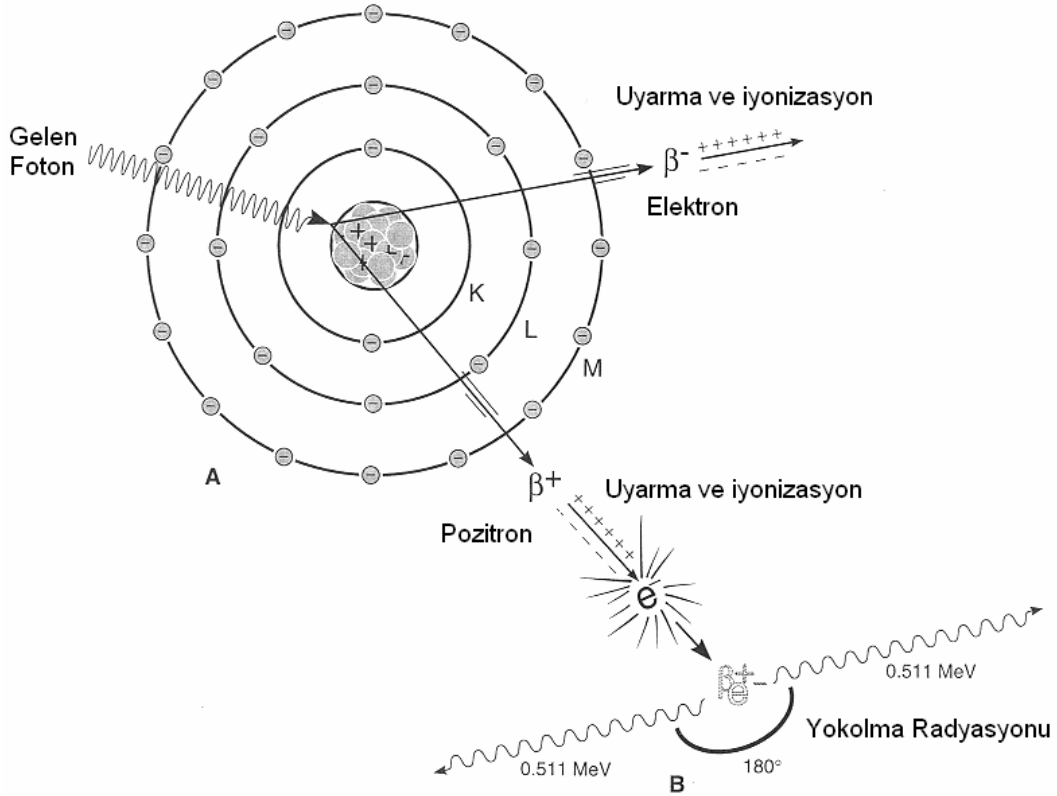
Oluşan karakteristik X-ışını her zaman atomu terk etmez, bazen bu foton atomun dış kabuklarındaki elektronlardan birisini sökerek yok olur. Bu olaya Auger olayı, sökülen elektrona da Auger elektronu denir. Böylece, meydana getirilen bir boşluk için her zaman bir karakteristik x-ışını yayımlanmaz. Meydana getirilen boşluk başına X-ışını yayımlanma ihtimali floresans verim (ω) olarak tanımlanır. Floresans verim 0 ile 1 arasında değerler alır. Küçük atom numaralı elementler için Auger elektronu yayımlanma ihtimali, büyük atom numaralı elementlerinkine oranla daha büyüktür. Büyük atom numaralı elementler için karakteristik X-ışını yayımlama ihtimali ise küçük atom numaralılarına göre daha büyüktür. Bunun sebebi, küçük atom numaralı atomlarda iç kabuklar arası elektron geçişinden yayımlanan foton enerjisinin, dış kabukların soğurma kıyılarına, büyük atom numaralı elementlerinkinden çok yakın olmasıdır.

1.3.1.2. Çift Oluşumu

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



Elektron ve pozitronun kütleleri birbirine eşit fakat zıt işaretlidir. Aynı zamanda bu olay çekirdek etrafında olduğundan hiçbir korunum ilkesi bozulmuş olmaz. Yani, hem yük hem çizgisel momentum ve hem de toplam enerji korunmuş olur. Bu olay Şekil 5'te gösterilmiştir. Bu olay için eşik enerjisi $m_0c^2 = 0,511 \text{ MeV}$ 'dir. Bu nedenle çift oluşum olabilmesi için foton enerjisinin en az $1,02 \text{ MeV}$ olması gerekir (Bertin, 1975). Çift oluşumun karşıtı ise, bir elektron ile bir pozitronun yan yana gelerek bir foton çifti oluşturmak suretiyle yok olmasıdır. Bu olayın çekirdek etrafında olma zorunluluğu yoktur.



Şekil 5. Çift Oluşumu

1.3.2. Elektromanyetik Radyasyonun Saçılması

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

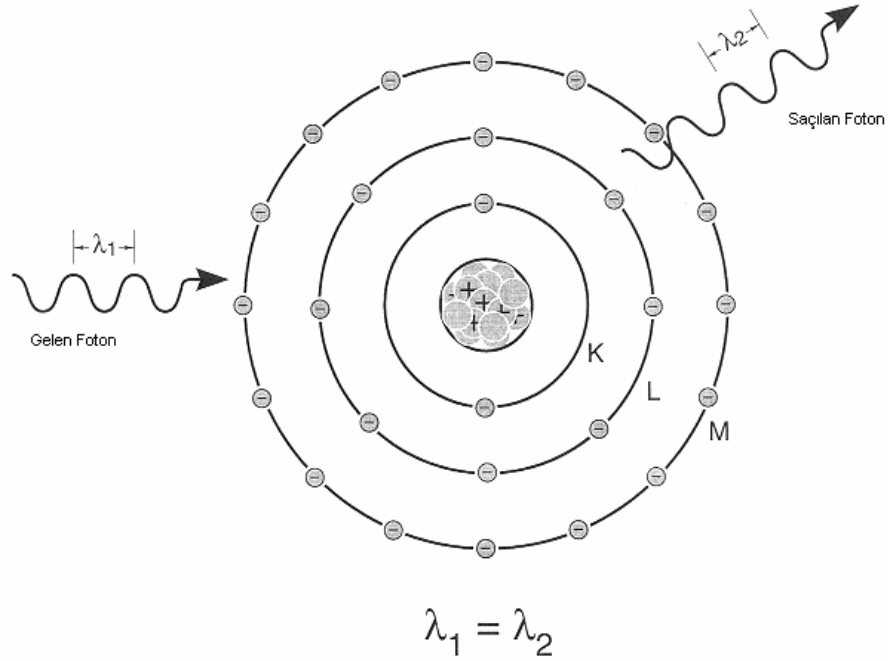
1.3.2.1. Koherent Saçılma

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

1.3.2.1.1. Rayleigh Saçılması

Bir koherent saçılma olayı olan Rayleigh saçılması, 0,1 MeV ve daha aşağı enerjilerde, fotonların atoma sıkı bağlı elektronlar tarafından saçılmasıdır. Rayleigh saçılması, elektronun etkileşmeden sonra başlangıç konumuna döndüğü saçılma olarak da tanımlanır. Bununla birlikte bu saçılma, Şekil 6'daki gibi gelen foton bağlı bir elektron üzerine düştüğünde elektronun atomdan sökülecek kadar enerji almadığı hallerde meydana geldiği için düşük foton enerjilerinde ve büyük Z 'li ağır elementlerde meydana gelme ihtimaliyeti daha fazladır.

Rayleigh saçılma tesir kesiti Z^2 ile orantılı olup koherent saçılmanın en çok görülen çeşidi olduğu için genellikle koherent saçılma tesir kesitiyle eşdeğer anlamda kullanılır.



Şekil 6. Rayleigh Saçılması

1.3.2.1.2. Delbrück Saçılması

Bu saçılmaya elastik nükleer potansiyel saçılma adı da verilmekte olup fotonun, çekirdeğin oluşturduğu Coulomb alanından saçılmasıdır. Delbrück saçılma, çekirdeğin Coulomb alanında yaratılan gerçek olmayan elektron-pozitron çiftlerinden fotonların saçılmasından dolayı elastik foton atom saçılma genliğine yapılan katkıdır.

1.3.2.1.3. Nükleer Rezonans Saçılma

Nükleer rezonans saçılma, fotonun atomun çekirdeği ile etkileşmesi sonucu gözlenir. Bu olayda çekirdek iki nükleer enerji seviyesi arasındaki farka eşit enerjiye sahip olan bir fotonun soğurulmasıyla uyarılır. Bunu çekirdeğin uyarılmaktan kurtulması takip eder (Çevik, 1994).

1.3.2.1.4. Nükleer Thomson Saçılması

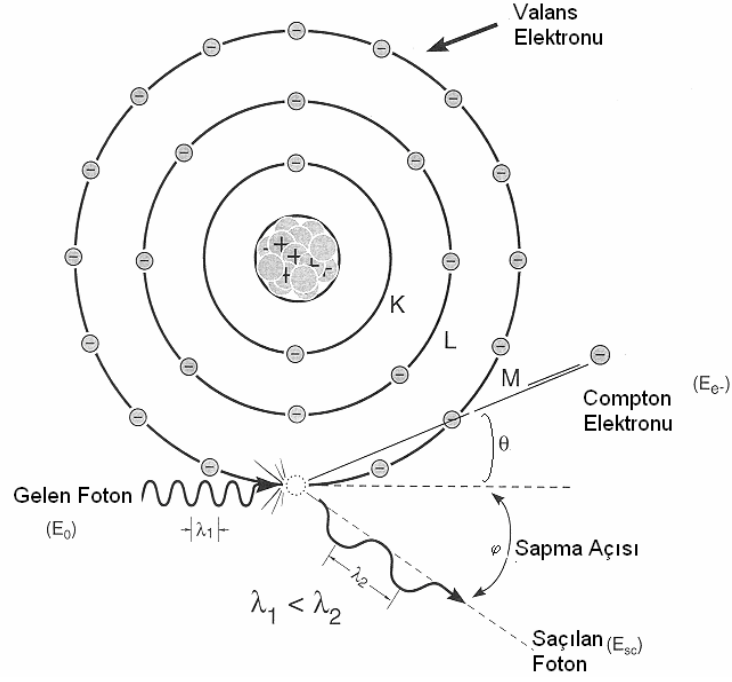
Bu saçılma olayı tamamen gelen fotonla çekirdek arasında meydana gelir. Klasik olarak, bir tek yük sistemi olarak düşünülebilen çekirdek gelen dalga tarafından salındırılır. Çekirdeğin kütlesi çok büyük olduğundan bu etki çok küçüktür.

1.3.2.2. İnkohherent Saçılma

Gelen foton ile saçılan foton arasında enerji farkı meydana geliyorsa bu tür saçılmaya inkohherent saçılma denir. Yani gelen ve saçılan fotonların dalga boyları ve fazları birbirinden farklıdır. İnkohherent saçılma, Compton saçılması, Raman saçılması ve Nükleer saçılma olmak üzere üç gruba ayrılır. Bunların arasında en etkin olanı Compton saçılmasıdır.

1.3.2.2.1. Compton Saçılması

Compton saçılması, ışığın tanecikli yapıda olduğunu gösteren ilginç olaylardan biridir. Bu saçılmada, bir fotonun genellikle başlangıçta durgun olan serbest elektronlardan veya bağlanma enerjisi, foton enerjisine kıyasla küçük olan elektronlardan enerji kaybetmesi olarak bilinir. Bu işlemde, gelen foton serbest bir elektronla etkileşerek daha düşük bir enerji ile saçılır ve geri kalan enerji geri tepen elektron tarafından alınır. Bir atomda elektronlar gevşekçe bağlı ve gelen fotonların enerjileri nispeten büyük olduğunda, fotonların atomun bağlı elektronları tarafından saçılmalarını da Compton saçılması olarak düşünebiliriz. Bu olay Şekil 7’de gösterilmiştir.



Şekil 7. Compton saçılması

Enerji ve momentumun korunumu bağıntılarını ve enerjinin rölativistik eşitliği kullanıldığında,

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos \varphi) \quad (5)$$

ifadesi elde edilir. Burada $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ saçılan ve gelen fotonun dalga boyları arasındaki farktır. h Planck sabiti, m_0 elektronun kütlesi, c ışık hızı ve φ ise fotonun saçılma açısıdır. $h/m_0c = 2,43 \times 10^{-13}$ m ise Compton dalgaboyu olarak adlandırılmaktadır.

Eşitlik (5) kullanılarak saçılan fotonun enerjisi,

$$E' = \frac{E}{1 + \alpha(1 - \cos \varphi)} \quad (6)$$

ifadesiyle verilir. Geri tepen elektronun kinetik enerjisi ise

$$K = \frac{\alpha E(1 - \cos \varphi)}{1 + \alpha(1 - \cos \varphi)} \quad (7)$$

ile verilir. Burada E gelen foton enerjisi, $\alpha=E/m_0c^2$ olup ince yapı sabitidir. Gelen foton, saçılan foton ve geri tepen elektron daima bir düzlemde olduğundan θ ve φ arasındaki bağıntı ise

$$\cot \varphi = (1 + \alpha) \tan \frac{\theta}{2} \quad (8)$$

ifadesi ile verilir. Burada θ , geri tepen elektronla gelen fotonun yönü arasındaki açıdır.

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

1.3.2.2.2. Raman Saçılması

Raman saçılması ikinci mertebeden bir olay olarak da düşünülmektedir. Birinci adımda $h\nu$ enerjili bir foton soğurulur ve atom bir a durumundan n durumuna uyarılır. İkinci adımda, atom $h\nu'$ enerjili bir foton yayımlar ve uyarılmış n durumundan son b durumuna döner. Atomun son durumu başlangıçtaki durumundan farklı ise saçılma koherent değildir ve bu olay Raman saçılması olarak bilinir.

1.3.2.2.3. Nükleer Saçılma

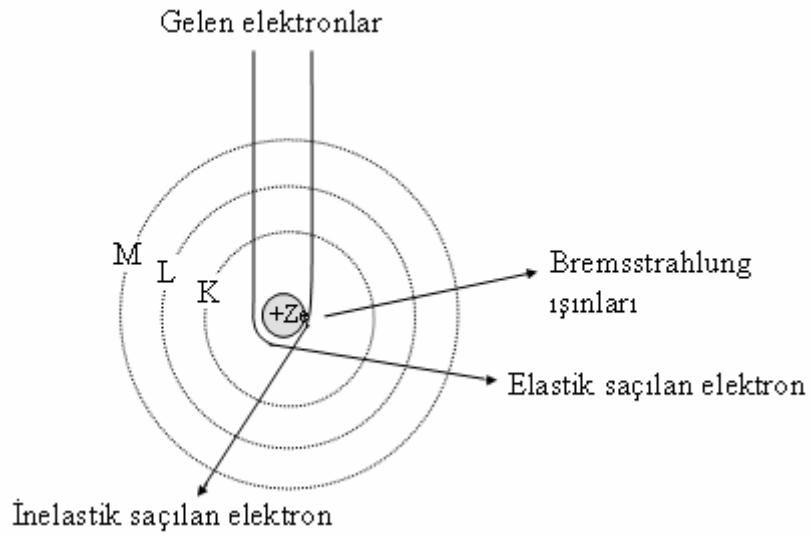
İnkoherent saçılma olarak da gözlenen nükleer saçılma, fotonun atomun çekirdeği ile etkileşmesi sonucu oluşur. Bu saçılmanın inkoherent katkısı oldukça küçüktür.

1.4. Karakteristik X-Işınlarnın Oluşumu ve Enerji Seviyeleri

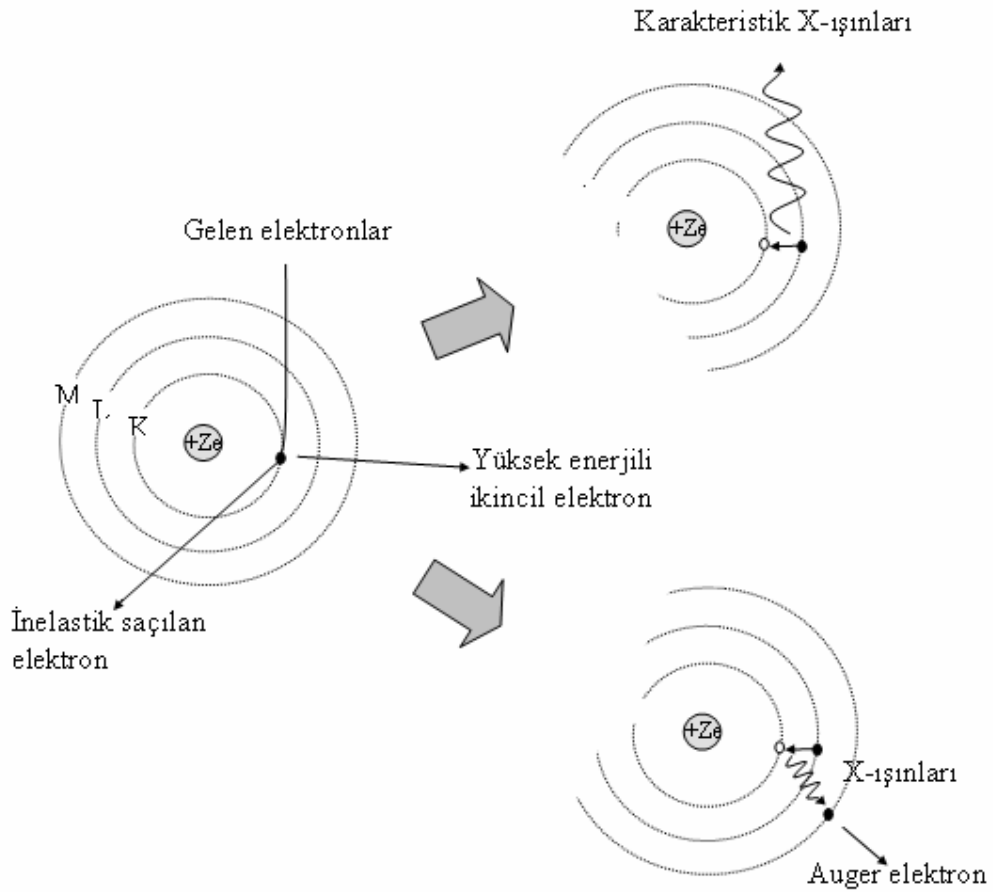
X-ışınları $10^{-5} - 10^2 \text{ \AA}$ aralığında kısa dalga boylarına sahip elektromanyetik dalgalardır. Bunlar yüksek enerjili elektronların yavaşlatılması veya atomun iç yörüngelerinde oluşan boşluklara elektron geçişlerinden meydana gelirler. Yüksek enerjili elektronların madde içersinde adım adım yavaşlaması neticesinde meydana gelen X-ışınlarına, sürekli X-ışınları veya Bremsstrahlung ışınları adı verilmektedir. β ışınları, iç dönüşüm elektronları, Compton geri tepme elektronları ve Auger elektronları sürekli X-ışını spektrumu verirler.

Atomun bağılı iç yörünge elektronları, hızlandırılmış elektronlarla, protonlarla, nötron ve α -parçacıklarıyla, X-ışını tüpünden yayınlanan X-ışınları ile, radyoizotop kaynak tarafından yayımlanan fotonlarla ve sekonder X-ışınları gibi uyarıcılarla dış yörüngelere uyarılması neticesinde çekirdeğe yakın bir kabukta meydana gelen boşluk daha dış kabuklardaki elektronlarca 10^{-12} - 10^{-14} s içerisinde doldurulur. Bu geçişten bir foton yayınlanır. İç tabakalar arasındaki elektron geçişlerinden yayınlanan bu fotona, o elementin karakteristik X-ışını fotonu veya karakteristik X-ışını adı verilmektedir. Şekil 8’de pozitif yüklü çekirdek tarafından elektronların elastik ve inelastik saçılmaya uğratılması ve Bremsstrahlung ışınlarının üretilmesi, Şekil 9’da ise karakteristik X-ışınlarının üretilmesi ve Auger elektronunun meydana gelmesi gösterilmiştir.

Bir foton tarafından, atomun K tabakasından bir elektron söküldüğünde meydana gelen boşluk L, M, N,... üst tabakalarındaki elektronlar tarafından doldurulur. Bu boşluk L tabakasından doldurulursa meydana gelen karakteristik X-ışını K_{α} , diğer üst tabaka elektronları tarafından doldurulursa K_{β} X-ışını olarak adlandırılır. L karakteristik çizgileri de benzer şekilde meydana gelir. K kabuğundaki boşluk diğer kabukların alt kabuklarındaki elektronlar tarafından doldurulduğunda yayımlanan fotonlar Siegbahn ve International Union of Applied and Pure Chemistry (IUAPC) gösterimlerine göre Tablo 1’de gösterilmiştir (Jerkins vd., 1991). Şekil 10’da ise atomlarda elektron geçişleri ve karakteristik X-ışını yayımlanması şematik olarak gösterilmiştir. Burada, (a.) soğurulmayı, (b.) karakteristik X-ışını yayımlanma ihtimaliyetini, (c.) herhangi bir karakteristik X-ışını çizgisinin yayımlanma yüzdesini temsil etmektedir.



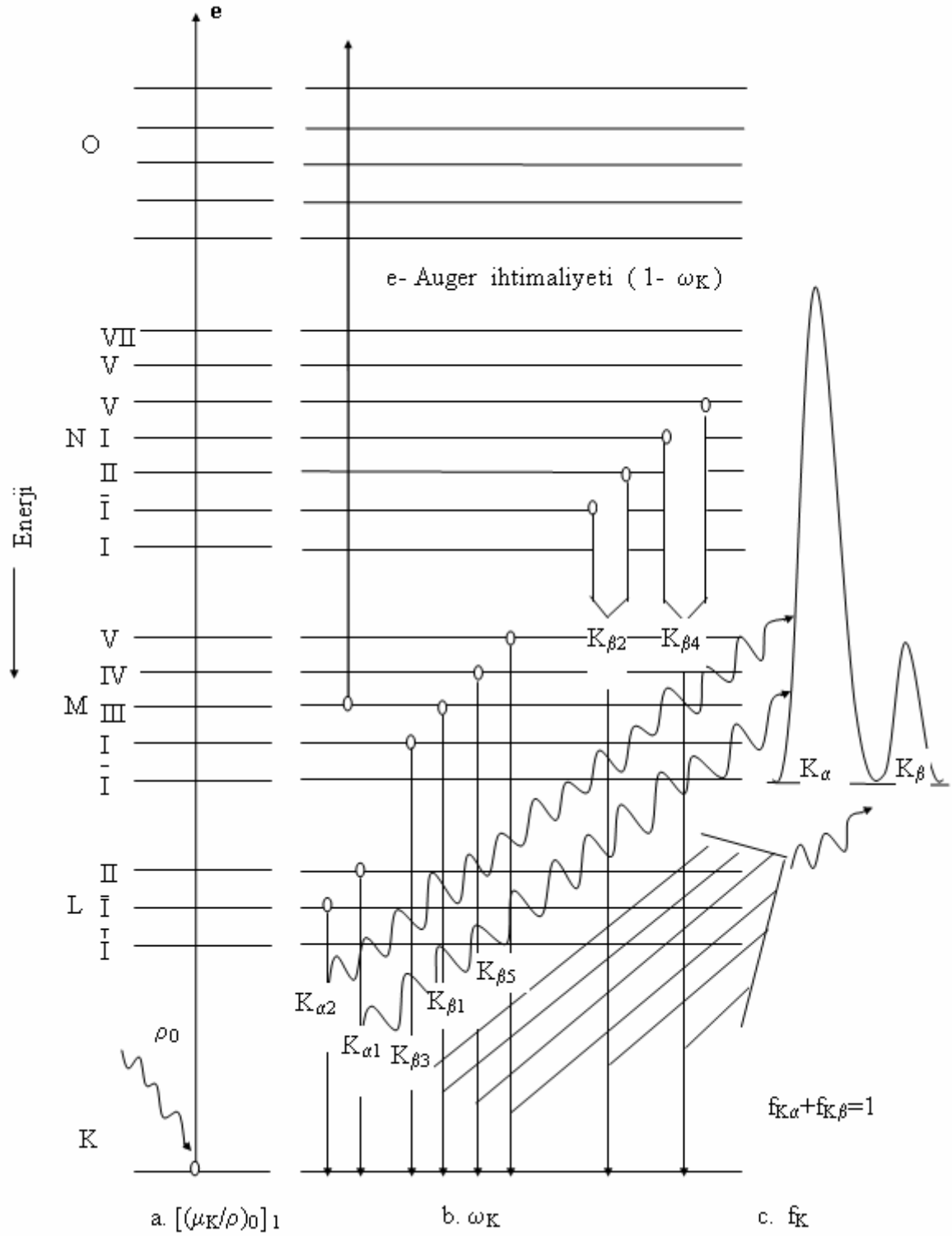
Şekil 8. Elektronların elastik ve inelastik saçılması ve Bremsstrahlung ışınlarının üretilmesi



Şekil 9. Karakteristik X-ışınlarının ve Auger elektronunun meydana gelmesi

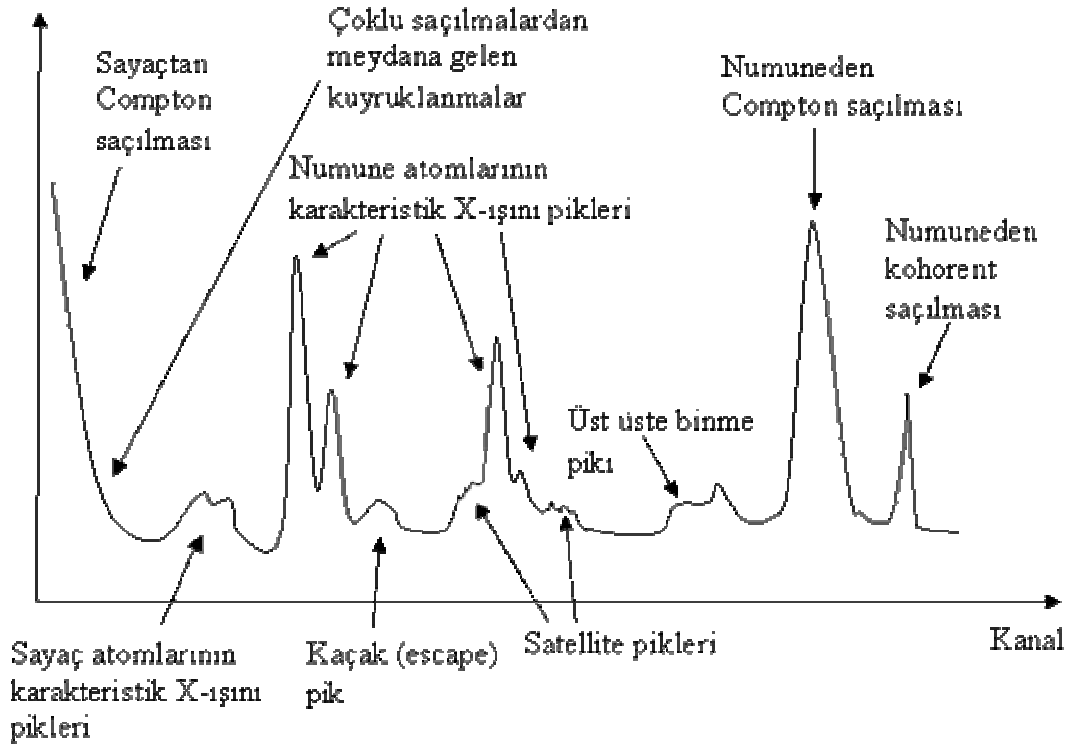
Tablo 1. X-ışını diyagram çizgilerinin eski (Siegbahn) ve yeni (IUPAC) gösterimleri

Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC
$K_{\alpha 1}$	K-L _{III}	$L_{\beta 17}$	L _{II} -M _{III}
$K_{\alpha 2}$	K-L _{II}	$L_{\gamma 1}$	L _{II} -N _{IV}
$K_{\beta 1}$	K-M _{III}	$L_{\gamma 2}$	L _I -N _{II}
$K_{\beta 2}$	K-N _{III}	$L_{\gamma 3}$	L _I -N _{III}
$K_{\beta 2}''$	K-N _{II}	$L_{\gamma 4}$	L _I -O _{III}
$K_{\beta 3}$	K-M _{II}	$L_{\gamma 4}'$	L _I -O _{II}
$K_{\beta 4}$	K-N _V	$L_{\gamma 5}$	L _{II} -N _I
$K_{\beta 4}''$	K-N _{IV}	$L_{\gamma 6}$	L _{II} -O _{IV}
$K_{\beta 5}$	K-M _V	$L_{\gamma 8}$	L _{II} -O _I
$K_{\beta 5}''$	K-M _{IV}	$L_{\gamma 8}'$	L _{II} -O ₆
$K_{\beta 5}'''$	K-N _{III}	$L_{\gamma 13}$	L _I -P _{II}
L_I	L _{III} -M _I	$L_{\gamma 13}'$	L _I -P _{III}
$L_{\alpha 1}$	L _{III} -M _V	L_{η}	L _{II} -M _I
$L_{\alpha 2}$	L _{III} -M _{IV}	L_{λ}	L _{III} -M _I
$L_{\beta 1}$	L _{II} -M _{IV}	L_S	L _{III} -M _{III}
$L_{\beta 2}$	L _{III} -N _V	L_t	L _{III} -M _{II}
$L_{\beta 3}$	L _I -M _{III}	L_U	L _{II} -N _{IV}
$L_{\beta 4}$	L _I -M _{II}	L_v	L _{II} -N _{VI}
$L_{\beta 5}$	L _{III} -O _{IV,V}	$M_{\alpha 1}$	M _V -N _{VI}
$L_{\beta 6}$	L _{III} -N _I	$M_{\alpha 2}$	M _V -N _{VI}
$L_{\beta 7}$	L _{III} -O _I	M_{β}	M _{IV} -N _{VI}
$L_{\beta 7}'$	L _{III} -N _{VI-VII}	M_{γ}	M _{III} -N _V
$L_{\beta 9}$	L _I -M _V	$M_{\xi 1}$	M _V -N _{III}
$L_{\beta 10}$	L _I -M _{IV}	$M_{\xi 2}$	M _{IV} -N _{II}
$L_{\beta 15}$	L _{III} -N _{IV}		



Şekil 10. Atomlarda elektron geçişleri ve karakteristik x-ışını yayımlanmasının şematik olarak gösterimi

1.5. X-Işını Spektrumlarının İncelenmesi



Şekil 11. İdeal bir X-ışını spektrumu

Şekil 11'de görüldüğü gibi X-ışını spektrometresiyle elde edilen bir spektrumda, incelenen elementin karakteristik piklerinden başka piklerde meydana gelebilir. Bunlar aşağıda açıklanmaktadır.

1.5.1. Koherent Saçılma Pikleri

Uygun bir deney geometrisiyle uyarıcı kaynaktan çıkan birincil fotonların doğrudan doğruya sayacı görmeleri önlenemesine rağmen spektrumda uyarıcı kaynak ışınlarının enerjilerine karşılık gelen enerjide spektrum pikleri meydana gelmektedir. Bu pikler kaynak ışınlarının numuneden koherent bir şekilde yani enerjilerini kaybetmeden aynı fazlı olarak saçılması neticesinde meydana gelmektedir.

1.5.2. Compton Pikleri

Uyarıcı kaynaktan çıkan ve numuneden Compton saçılmasına uğrayarak bir miktar enerji kaybeden fotonlara ait pik, kohorent saçılma pikinin düşük enerji bölgesinde meydana gelir. Numunenin iç kısmında meydana gelen karakteristik X-ışınlarının da bir veya birkaç Compton saçılmasına uğramaları mümkündür. Ayrıca sayaca ulaşan fotonlar da sayaç kristalinde Compton saçılmasına uğrayabilirler. Numune ve sayaçtaki saçılmalarından ve sayaçtaki tuzaklamalardan dolayı gerek Compton pikinin gerekse diğer piklerin düşük enerjili yamaçları, yüksek enerjili yamaçlarına kıyasla daha az diktir. Sayaçta meydana gelen Compton saçılmasından dolayı spektrumun en düşük enerjili kısmında yüksek temel saymalı bir bölge meydana gelir.

Bununla birlikte yine sayaç içi Compton'larından, üst üste binmelerden ve tamamlanmamış yük toplanmalarından dolayı spektrumda bir baştan diğer başa bir temel sayma meydana gelir.

1.5.3. Karakteristik X-Işını Pikleri

Uyarılma sonucu numuneden yayımlanan karakteristik X-ışını pikleri, kolimatör ve kaynak maddesinin karakteristik X-ışını piklerine bağlı olarak koherent saçılma tepesinin düşük enerjili tarafında meydana gelir. Dedektöre gelen X-ışınları, ölü tabakadaki sayaç atomlarını uyarabilir. Buradan yayımlanan sayaç atomlarının karakteristik çizgileri, numuneden gelenler gibi sayılırlar ve sayaç maddelerinin karakteristik çizgileri olarak kaydedilirler.

1.5.4. Auger Pikleri

Uyarılmış bir atomun yayımladığı karakteristik X-ışını yine aynı atomun daha dıştaki kabuklarından elektron sökebilir. Numunenin Auger elektronlarının spektrumu soğurulan X-ışını tepesinin düşük enerji kısmında yer alır. Bu olay elektronları daha az bağlanma enerjisi ile bağlı bulunan düşük atom numaralı elementlerde, büyük atom numaralılarından daha da çok meydana gelir.

1.5.5. Üst üste Binme (Pile-Up) Pikleri

İki foton aynı anda veya elektronik sistemin puls ayırma zamanından daha kısa bir zaman aralığı ile sayaca gelirse sistem bu iki foton için tek puls verir. Bu pulsun büyüklüğü bunu meydana getiren foton pulslarının ayrı ayrı büyüklüklerinin toplamına; iki puls arasındaki zaman ne kadar küçükse o kadar yaklaşır. İkinci veya daha yüksek mertebelerden de üst üste binme etkileri, keskin piklerin genişlemesine ve kaymasına sebep olur.

1.5.6. Kaçak (Escape) Pikleri

Sayaca gelen herhangi bir foton sayaç atomunun iç kabuklarından bir elektron söküncü bu fotoelektron elektron-delik çiftleri meydana getirerek ilerlerken bu atomun kendi karakteristik X-ışını da yayımlanır. Eğer bu olay sayaç yüzeylerine yakın bölgelerde olursa bu karakteristik ışın başka etkileşmelere girmeden sayaçtan kaçabilirler. Dolayısıyla sayaç gelen fotonu geliş enerjisinden daha düşük enerjili bir foton olarak sayar. Böylece oluşan kaçak pikler asıl piklerin düşük enerjili tarafında yer alırlar.

Kaçak pik alanının asıl pik alanına oranı, asıl piklerin düşük enerjili bölgelerinden sayaç maddesinin soğurma kıyılarına yaklaştıkça artar.

1.5.7. Satellite Çizgileri

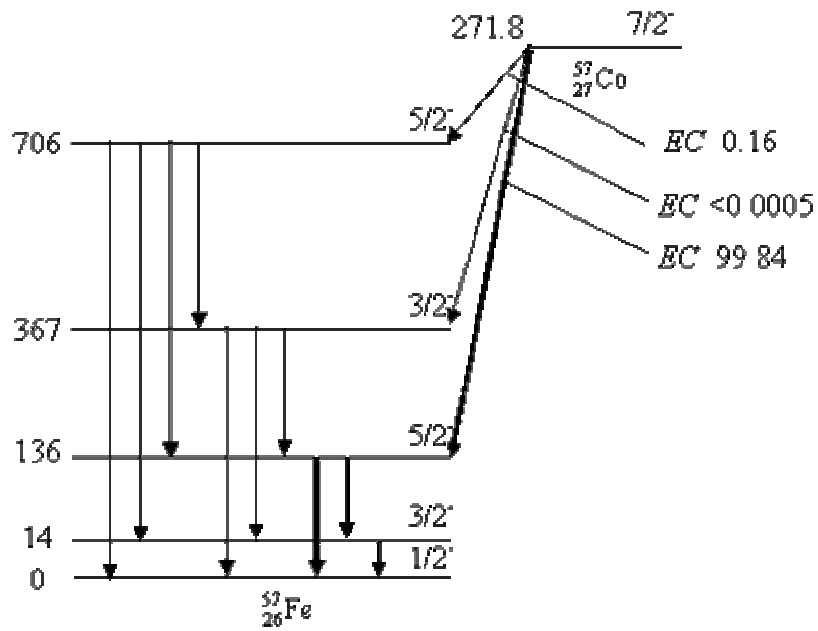
Auger olayının bir başka neticesi de geride kalan iki kere iyonlaşmış, yani iç kabuklarında iki boşluk oluşmuş bir atomdur. Atomda önce K kabuğunda bir boşluk oluştuğunu, bunun L'den gelen elektronla doldurulduğunu ve bu esnada K_{α} fotonunun yayımlandığını, bu fotonun L kabuğundan bir başka elektron koparmasıyla Auger olayının vuku bulunduğunu düşünelim. Böylece L kabuğunda iki boşluk oluşur. İki kere iyonlaşmış atom sadece Auger olayında meydana gelmez. Birincil ya da ikincil fotonlarla veya elektronlarla da atom aynı anda iki kere iyonlaştırılabilir. Ancak bir X-ışını halinin yarı ömrünün $\sim 10^{-16}$ s gibi çok kısa ve uyarıcı demetteki elektron yoğunluğunun hedef atomdakine kıyasla az olmasından dolayı elektronlarla iyonlaştırmada, aynı atom için ard arda iki kez çarpışma ve iki kez iyonlaşmış halde bulunma hemen hemen mümkün değildir. İki kere iyonlaşmış atomlardan yayımlanan çizgilerin dalga boyları, bir kere

iyonlaşmış atomlardan yayımlanan çizgilerin dalga boylarından birazcık farklıdır. Bu tür çizgiler Satellite veya non-diyagram çizgileri olarak adlandırılmaktadır.

1.6. Gama Işınları

Atomik X ışını geçişlerine benzer şekilde, γ ışınları bir çekirdekteki uyarılmış seviyelerden geçişlerle üretilir. Böyle uyarılmış seviyeler çekirdeğin radyoaktif bozunmasında ve nükleer reaksiyonlarda oluşabilir.

Uyarılmış nükleer seviyelerle üretilen radyoaktivite şeklinin bir örneği Şekil 12’de gösterilmektedir. Bu durumlarda γ ışını geçişleri β veya α geçişlerinin bazı biçimlerinden önce gelir. Bu bozunmalarda kimyasal elementte değişiklik meydana gelir. İlk ve son çekirdek sırasıyla ana ve ürün olarak adlandırılır. γ ışınları genellikle ürüne geçişlerin sonucu olsa da radyoaktif kaynak genellikle ana adıyla gösterilir.



Şekil 12. Elektron yakalama bozunmasının bir örnek olarak ^{57}Co 'ın bozunma şeması

1.7. Atomun Uyarılması

Uyarma, atomdan elektron söküp, iyonlaşma meydana getiren olaya denir. Uyarılan atom yörünge elektronlarının yeniden düzenlenmesinde genellikle bir foton salar, bu fotona karakteristik X-ışını fluoresans fotonu denir ve her element için enerjileri farklıdır.

Bu ışınların spektrumlarına X-ışını floresans spektrumu denir. Bilinmeyen bir numune içindeki elementlerin analizinde en iyi vasıta bu karakteristik ışınımlardır. Eğer bir madde X-ışınları ile bombardıman edilip uyarılıyorsa bu ışınlara birincil ışınlar, atom tarafından yayınlanan floresans ışınlarına ise ikincil veya karakteristik X-ışınları denir.

1.7.1. Radyoizotop Kaynaklar

X-ışını analizinde genellikle radyoizotop kaynaklar kullanılır. Radyoizotop kaynaklar, X-ışını spektrometrik uygulamalarında dört temel özellikleri ile karakterize edilebilirler:

- a) Radyoaktif bozunma ve yayımlanan radyasyonun tipi, (α , β , γ yayımlama, K veya L elektronu yakalama)
- b) Yayımlanan radyasyonun enerjisi,
- c) Kaynak aktivitesi,
- d) Kaynağın yarı-ömürü,

Radyoaktif bozunma, radyoaktivite özelliğine sahip olan atomların kararsız çekirdeklerinin parçalanmasıyla yeni bir çekirdek oluşması ve atom çekirdeklerindeki bu değişiklikler sonucu radyasyon yayımlanması olayıdır.

Sonuç olarak kararsız bir atom, kararlı hale gelinceye kadar bir seri dönüşüme uğrar ve böylece meydana gelen seriye bozunma zinciri denir. Bu bozunma sırasında dışarı radyoaktif parçacıklar (α , β) ve γ -ışını yayımlanır. Tablo 2'de bozunma sonucu yayımlanan radyasyon tipleri ve özellikleri verilmiştir.

Radyoizotopların aktivitesi, radyoaktif atomların bozunması (parçalanması) ile orantılıdır. Bir kaynağın aktivitesi, saniyedeki bozunma sayısı olarak tanımlanır ve bu Bekerel olarak isimlendirilir. Bekerel (Bq) yerine SI birim sisteminde Curie (Ci) kullanılır. Bir Curie $3,7 \times 10^{10}$ Bq'dir.

Tablo 2. Radyasyon tipleri ve özellikleri

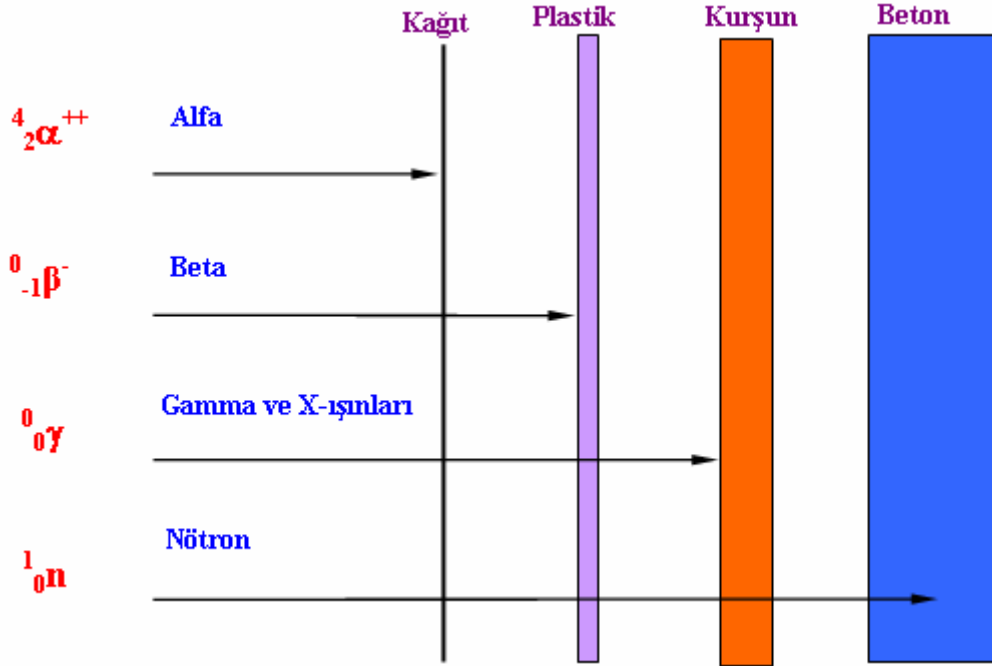
Radyasyon Tipleri	Özellikleri
Gama Işınımı	Atom çekirdeğindeki fotonlar tarafından yayılan elektromagnetik dalgalarıdır.
Beta ışınımı	Atom çekirdeğinden yayılan ve elektron olarakta adlandırılan çok yüksek hızlı taneciklerdir.
Alfa ışınımı	Atom çekirdeğinden yayılır, iki proton ve iki nötron içermektedir.
Nötronlar	Atomun çekirdeğinden çarpışmalar ve fisyon tepkimeleri sonucunda yayılan nötr taneciklerdir.
X-ışınları	Elektronların enerji seviyelerindeki değişimden yayımlanan elektromagnetik dalgalarıdır. Atom çekirdeğinden yayılmazlar.

Yayımlanan ışınların sayısı zamanla azalır. Bir radyoizotop atomun t süre sonundaki bozunanlarının sayısı,

$$N = N_0 e^{-0,693t/T_{1/2}} \quad (9)$$

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

Şekil 13'te yayımlanan radyasyonların çeşitli maddelerdeki girme mesafeleri verilmiştir. Ayrıca temel haldeki bir element ise radyasyona tabi tutularak aynı Z 'ye sahip fakat kararsız elementler (radyoizotoplar) oluşturulabilir ve bunlarda radyoaktif kaynak olarak kullanılabilirler.



Şekil 13. Radyasyonlar ve çeşitli maddelerdeki girme mesafeleri

XRF analizi ve numunelerin uyarılmasında kullanılan radyoizotop kaynaklar bu önemli karakteristikleri ile birlikte Tablo 3'te verilmiştir.

Radyoizotopların emniyetli kullanımı için uluslar arası standartlar vardır. Birçok ülkede sağlık bakanlığı veya atom enerjisi yetkilileri bu işi yürütmektedir. Her bir organizasyonun radyoaktif maddeleri kullanabilmek için bir lisansa sahip olması gerekir. Uluslararası Radyoloji Komisyonu insanın sağlıklı yaşayabilmesi için alabileceği yıllık radyasyon dozunu $3,6 \times 10^{15}$ Bq olarak belirlemiştir.

Tablo 3. XRF analizi ile numunelerin uyarılmasında kullanılan radyoizotop kaynaklar ve özellikleri

Radyoizotop ve Yarı ömrü	Bozunma Tipi	Parçacık Enerjileri ve Geçiş İhtimaliyeti		Elektromagnetik Geçişler	
		Enerji (MeV)	Geçiş İhtimaliyeti	Foton Enerjisi (MeV)	Foton Yayınlanma İhtimaliyeti
Am-241 (433 yıl)	α	5,443 5,486	13% 85%	0,060 Np L X-ışınları	36% 38%
Co-57 (0,74 yıl)	EC		100%	0,014 0,122 0,136 Fe K X-ışınları (0,006-0,007)	9,2% 85,6% 10,7% 58%
Co-60 (5,27 yıl)	β^-	0,318 1,491	99,9% 0,1%	1,173 1,333	99,86% 99,98%
Cs-137 (30,17 yıl)	β^-	0,512 1,174	94,6% 5,4%	0,662 Ba K X-ışınları (0,032-0,038)	85,1% 7%
Fe-55 (2,69 yıl)	EC	--	100%	Mn K X-ışınları (0,0059-0,0065)	28%
Na-22 (2,603 yıl)	β^+ , EC	0,545	90%	0,511 1,275	100%

1.8. Soğurma

Belli bir enerjiye sahip fotonlar Z atom numaralı bir maddeyle etkileştiğinde bu fotonların bir kısmı maddenin diğer tarafına geçerken bir kısmı ise soğurulur. Bu soğurma olayı fotonların soğurucu maddenin atomları ile etkileşmesi sonucu oluşur ve genellikle iki farklı yolla gerçekleşir.

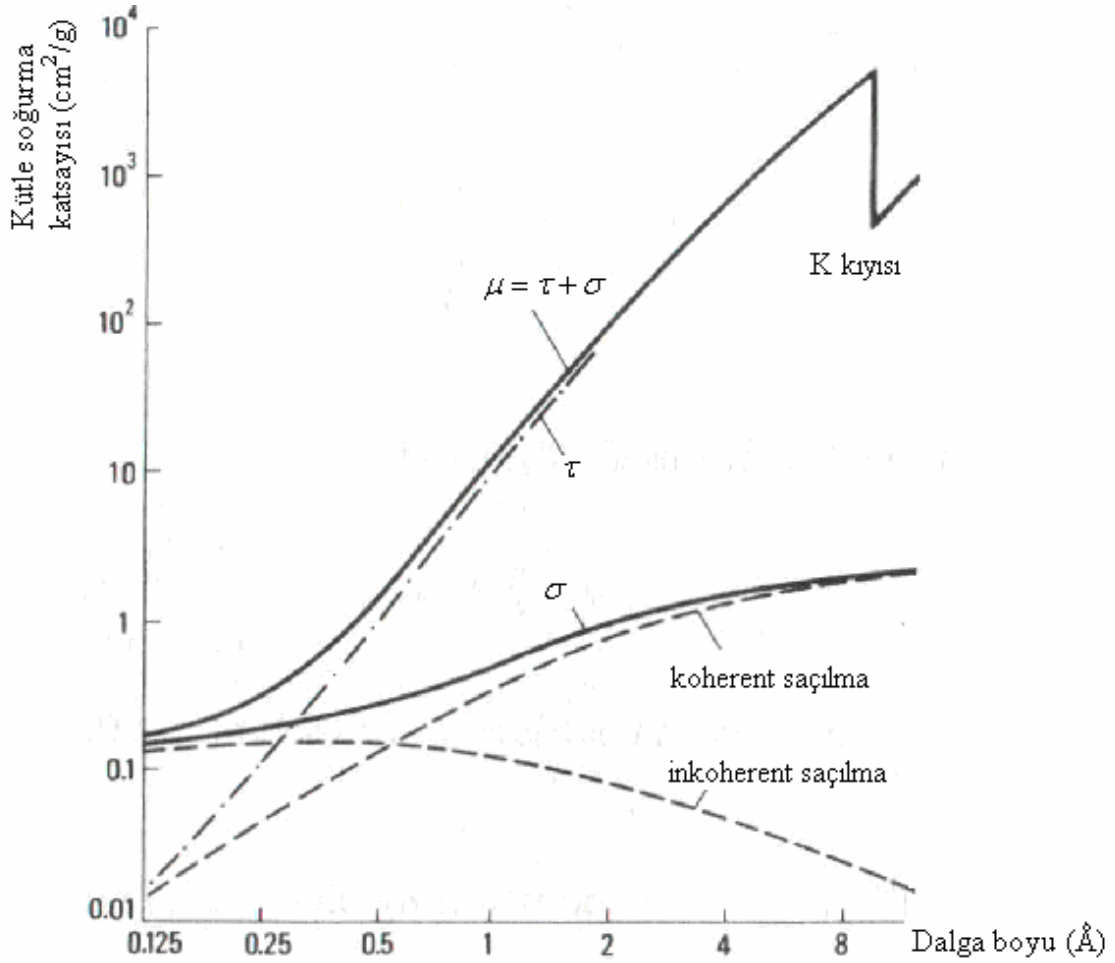
a) Gerçek soğurma (fotoelektrik soğurma), fotonların atomlarla etkileşmesi sonucu elektronik geçişlere sebep olması ile gerçekleşir.

b) Fotonların atomlardan saçılması ile gerçekleşen soğurma. Saçılan fotonlar, gelen fotona oranla daha uzun dalga boyuna (inkoherent saçılma sonucunda) veya aynı dalga boyuna sahip olur (koherent saçılma sonucunda).

Bu etkiler dikkate alındığında toplam soğurma katsayısının,

$$\mu = \tau + \sigma \quad (10)$$

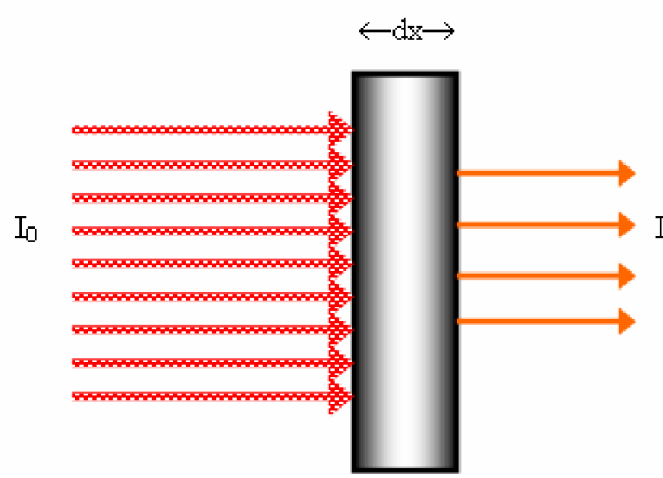
şeklinde olması gerektiği açık bir şekilde görülmektedir. Burada τ fotoelektrik soğurma katsayısı iken, σ ise saçılma soğurma katsayısıdır.



Şekil 14. Mg'un kütle soğurma katsayılarının dalga boyu ile değişimi

0,1 keV ile 100 keV aralığındaki enerji bölgesinde fotoelektrik soğurma katsayısı saçılma soğurma katsayısından çok daha büyüktür ve toplam soğurma katsayısına katkısı % 95'in üzerindedir. Bundan dolayı bu enerji aralığında yapılan deneylerde elde edilen fotoelektrik soğurma katsayısı sonuçları toplam soğurmaya yeteri kadar yansıtmaktadır. Magnezyum elementinin kütle soğurma katsayısının dalga boyu ile değişimini gösteren grafik Şekil 14'te verilmektedir. Grafikte, yukarıda bahsettiğimiz enerji aralığına karşılık gelen dalga boylarında toplam soğurmaya fotoelektrik etkinin ve saçılmanın katkıları açık bir şekilde görülmektedir (Tertian ve Claisse, 1982).

1.8.1. Lineer Soğurma Katsayısı



Şekil 15. Elektromanyetik radyasyonun dx kalınlıklı bir maddeden geçerken soğurulması

Soğurma olayı ilk kez Röntgen tarafından izah edilmiştir. Buna göre, I_0 şiddetli bir fotonun (X-ışını, gama ışını, vs.) soğurucu bir maddenin dx kalınlığındaki sonsuz ince bir tabakasından geçerken şiddetinde dI kadar bir azalma olur ve bu azalma soğurucunun kalınlığı ile orantılıdır.

$$dI = -\mu I dx \quad (11)$$

$$dI = -\mu I dx \quad (12)$$

$$\frac{dI}{I} = -\mu dx \quad (13)$$

Burada μ (cm^{-1}) lineer soğurma katsayısıdır ve birim kalınlık başına düşen enerji soğurma kesri olarak tanımlanır. Lineer soğurma katsayısı, soğurucunun atom numarasına (Z) ve gelen fotonun enerjisine bağlıdır. Denklem (13)'ün sonlu bir x kalınlığı üzerinden integralini alırsak,

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = - \int_0^x \mu dx \quad (14)$$

$$\ln I - \ln I_0 = -\mu x \quad (15)$$

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (16)$$

Lambert Beer yasası olarak bilinen ifade elde edilmiş olur. Buradan da lineer soğurma katsayısı,

$$\mu = x^{-1} \ln(I_0 / I) \quad (17)$$

olarak bulunur.

1.8.2. Kütle Soğurma Katsayısı

Fotonların soğurulmasında soğurucu ortamın kalınlığının yanı sıra yoğunluğu da soğurmanın bir ölçüsüdür. Örneğin sıvı cıvanın 1 mm uzunluğunda X-ışınının soğurulması, buhar halindeki cıvadaki (aynı mesafe için) soğurulmadan çok daha büyüktür. Bu nedenle soğurucu maddeyi onun yoğunluğundan bağımsız olan kütle soğurma katsayısı ile belirtmek daha faydalı olur. Denklem (16)'yı yeniden düzenlersek,

$$I = I_0 e^{-(\mu/\rho)\rho \cdot x} \quad (18)$$

şeklinde olur. Burada μ/ρ kütle soğurma katsayısı (cm^2/g) olarak adlandırılırken, ρx ifadesi ise soğurucunun d (gr/cm^2) yüzey yoğunluğudur. Bu ifadeleri denklem (18)'de yerine yazarsak,

$$I = I_0 e^{-(\mu/\rho) \cdot d} \quad (19)$$

eşitliği elde edilir. Denklem (19)'u yeniden düzenlersek, kütle soğurma katsayısı için,

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{d} \ln\left(\frac{I_0}{I}\right) \quad (20)$$

ifadesini elde etmiş oluruz. Çeşitli deneysel düzenlemeler ve tekniklerden (μ/ρ) elde edilebilir. Özellikle son zamanlarda kristolografide ve dalgaboyu değişiminde, Hubbell ve Creagh tarafından uygulandı ve değerlendirildi (Creagh ve Hubbell, 1987, Creagh ve Hubbell, 1990). Bu, kristolografide için uluslararası tablolarda yeni tablolara yol gösterdi (Creagh ve Hubbell, 1992). Daha sonraları (μ/ρ) Gerward tarafından yeniden incelendi

(Gerward, 1993). Ölçülmüş verilerin günün ihtiyaçlarına uygun hale getirilmiş bir bibliyografisi Hubbell tarafından verilmektedir (Hubbell, 1994).

$$\frac{\mu}{\rho} = \sigma_{top} \frac{N_A}{UA} \quad (21)$$

N_A Avogadro sayısı ($6,022045 \times 10^{23}$ mol⁻¹), U atomik kütle birimi, A ise hedef atomun atomik kütlesi ile ilgili büyüklük ve σ_{top} fotonla bir etkileşme için toplam tesir kesitidir. Toplam tesir kesiti başlıca foton etkileşmelerinden gelen katkıların toplamı gibi yazılabilir.

$$\sigma_{top} = \sigma_{pe} + \sigma_{coh} + \sigma_{incoh} + \sigma_{pair} + \sigma_{trip} + \sigma_{ph.n.} \quad (22)$$

Burada σ_{pe} atomik ışık etkisi tesir kesiti, σ_{coh} ve σ_{incoh} koherent (Rayleigh) ve inkohorent (Compton) saçılma tesir kesiti, σ_{pair} ve σ_{trip} çekirdeklerin ve atomik elektronların alanlarında elektron-pozitron oluşumu için tesir kesitleridir, $\sigma_{ph.n}$ ise fotonükleer tesir kesitidir.

Atomik çekirdekler tarafından fotonun fotonükleer soğurması, fotonlarla veya daha çok nötronlarla birinin dışarı atılmasında en iyi sonuç verir. Bu etkileşme hedef çekirdeğe düşen dev rezonans bölgesini kapsayan 5 ve 40 MeV arasında herhangi bir yerde meydana gelen oldukça dar bir enerji bölgesinde toplam foton etkileşme tesir kesiti için %5-10 kadar katkıda bulunabilir. Bu etkileşmenin etkileri toplam soğurma katsayısı ölçümlerinde gözlenebilir.

Z=1'den Z=92'ye kadar olan elementler için ve foton enerjileri 1 keV'den 20 MeV'e kadar olan elementler için sonuçlar bulunabilir (Hubbel ve Seltzer, 1995). Bu sonuçlar aşağıdaki eşitlik (23) ile hesaplanmıştır.

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A}{UA} (\sigma_{pe} + \sigma_{coh} + \sigma_{incoh} + \sigma_{pair} + \sigma_{trip}) \quad (23)$$

Ayrıca kütle soğurma katsayısı lineer soğurma katsayısının soğurucunun özgül ağırlığına bölümüne eşittir. Gelen radyasyonun şiddetindeki azalmadan bahsettiğimizde radyasyonun zayıflaması veya zayıflatılması, etkileştiği maddede terk edilen enerjiden bahsettiğimizde de soğurulma terimi kullanılır.

1.8.3. Karışımlar ve Bileşikler İçin Kütle Soğurma Katsayısı

Birçok karışım ve bileşik için (μ/ρ) kütle soğurma katsayısı eşitlik (24) ile hesaplanır.

$$(\mu/\rho)_c = \sum_i w_i (\mu/\rho)_i \quad (24)$$

Burada w_i i. atomik yapının ağırlığı ile ilgili değerdir. $(\mu/\rho)_i$ değerleri Hubell ve Seltzer'den alınmıştır (Hubbell ve Seltzer, 1995).

1.8.4. Soğurma Kıyıları

Herhangi bir element veya bileşiğin kütle soğurma katsayısı, soğurulan X ve gama ışınlarının enerjisiyle veya dalga boyuyla değişir. Kütle soğurma katsayısının seçilen herhangi bir soğurucu için dalga boyuna karşı grafiği çizilirse beklenildiği gibi daha uzun veya yumuşak dalga boyuna doğru genel bir artış gösterecektir (Şekil 16). Aslında bu değişim sürekli değildir ve sürekliliğin bozulduğu bu kırılma aralıkları soğurma kıyıları olarak adlandırılır.

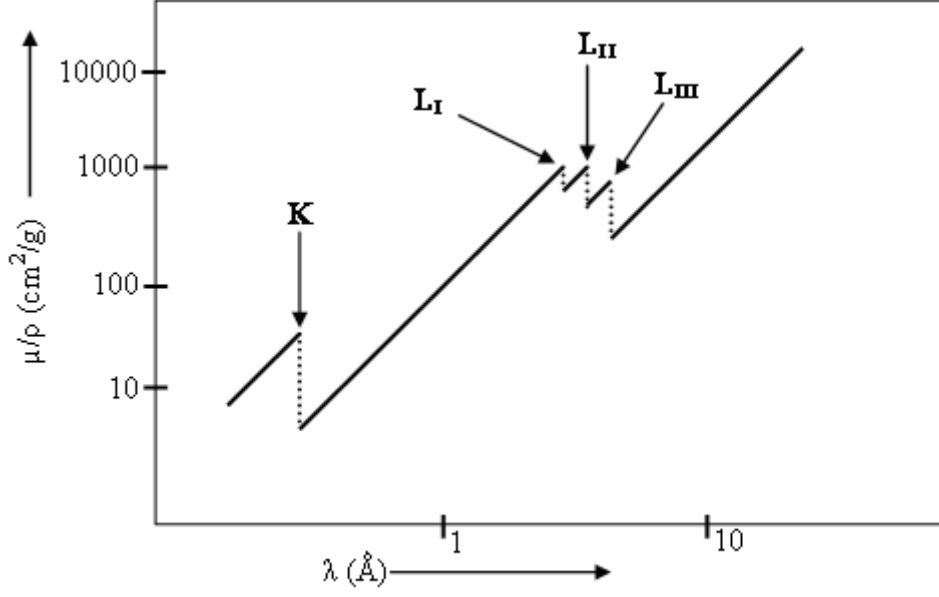
Kıyıları arasında kütle soğurma katsayıları ile dalga boyu arasında aşağıdaki gibi bir ilişki vardır.

$$\frac{\mu}{\rho} = K \lambda^u Z^v \quad (25)$$

Burada K,u ve v sabitlerdir. K'nın değeri her bir soğurma kıyısında değişir. u ve v, λ ve Z'nin belli bir yere kadar fonksiyonlarıdır ve yaklaşık olarak değerleri sırasıyla 3 ve 4'tür. Bu genel açıklamaya deneysel olarak türetilen başka terimler de eklenmiştir. Bunlardan en uygun olanı Dr. Keith Norrish (1969) tarafından türetilen,

$$\frac{\mu}{\rho} = (A + BZ + CZ^2)^3 \lambda^n \quad (26)$$

eşitliğidir. Burada A, B, C ve n değerleri her bir soğurma kıyısında değişir ve n, Z'nin bir fonksiyonudur.



Şekil 16. Kütle soğurma katsayısının dalga boyuna göre değişimi

Bazı kütle soğurma katsayılarını özellikle uzun dalga boylu X-ışını radyasyonu ya da radyasyonun büyük bir kısmını çok kısa mesafesinde soğuran ağır soğurucular için ölçmek oldukça zordur. Bu yüzden soğurma katsayılarını deneysel ölçümlerin daha uygun olan bölgelerden ekstrapolasyonla hesaplamak gereklidir.

Her bir elementin soğurma kırımları ile karakteristik spektrumları arasında açık bir ilişki vardır. K, L, M spektral serileri ve bunların dışındaki serilerde bulunan en kısa dalga boylarında soğurma kırımları vardır ve karşılıklı ilişki K, L_I, L_{II}, L_{III}, M_I gibi tanımlanmış olan kırıya izin verir. Bu yüzden bir elementin K soğurma kırısı daima bu elementin K_{β_2} emisyonundan daha kısa dalga boylarında (veya daha büyük enerjilerde) bulunur. En yüksek enerji çizgisi normal olarak K spektrumunda bulunur.

Ayrıca soğurma kirisine karşılık gelen enerjiler bu özel spektral seriler için tam olarak kritik uyarma potansiyeline karşılık gelir. Açık bir şekilde ifade etmek gerekirse, bir atomda verilen bir seviyeden elektron sökebilmek için gerekli maksimum dalga boyu (minimum foton enerjisi) o elementin o seviyedeki soğurma kırısı olarak bilinir. Her element uyarma potansiyeli sayısınca soğurma kirisine sahiptir. Her element için soğurma kırısı, çekirdeğe yaklaştıkça azalır.

Soğurma kirisinden daha büyük enerjili fotonlar fotoelektrik soğurma yoluyla büyük oranda soğurulmuş olacaklardır. Halbuki soğurma kirisinin hemen altında daha düşük

enerjili fotonlar bu geçiş seviyesinde iyonlaşmaya neden olacak yeterli enerjiye sahip olamayacak ve büyük oranda soğurulamayacaklardır (Williams, 1987).

1.9. Yarıiletken Dedektörler ve Çalışma Prensipleri

Karakteristik X-ışınları hem enerjileri birbirlerine yakın hem de genel olarak düşük enerji bölgesinde yer almaktadırlar. Bundan dolayı, dedektör seçiminde bu enerji bölgesindeki verimi ve ayırma gücü (rezölasyon) çok iyi olan yarı iletken dedektörler tercih edilmektedir. Bir dedektörün rezölasyonu veya spektrumun yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM), o dedektörün kullandığı enerji aralığındaki enerjiyi tam olarak ifade eder. Şekil 17’de görüldüğü gibi dedektör rezölasyonu genellikle R ile gösterilir ve,

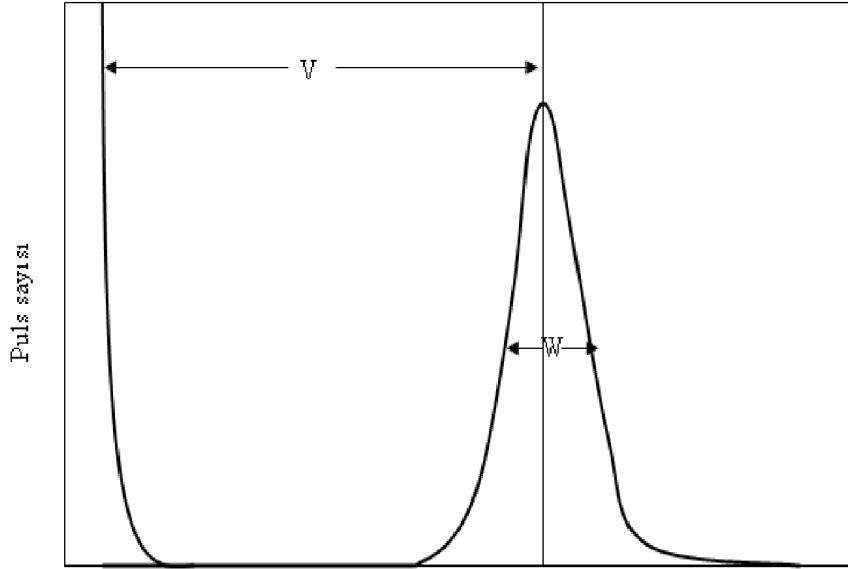
$$R = \frac{W}{V} \quad (27)$$

şeklinde ifade edilir. Burada W yarı maksimumdaki puls genişliği ve V ise ortalama genişliktir.

Bir pikin yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM) ise;

$$FWHM=W \times E \quad (28)$$

şeklinde verilmektedir. Burada E, elektronvolt cinsinden foton enerjisidir. Tablo 4’te çeşitli dedektör tipleri için yarımaksimumdaki enerji genişlikleri (FWHM) foton enerjisine (keV) karşı verilmiştir.



Şekil 17. Dedektörlerin ayırma güçleri

Tablo 4. Dedektör çeşitleri ve enerji rezülosyonu (keV FWHM)

Dedektör	5,9 keV	122 keV	1332 keV
Orantılı sayaçlar	1,2	----	----
X-ray NaI(Tl)	3,0	12,0	----
3" x 3" NaI(Tl)	----	12,0	60
Si(Li)	0,16	----	----
Planar Ge	0,18	0,5	----
Coaxial Ge	----	0,8	1,8

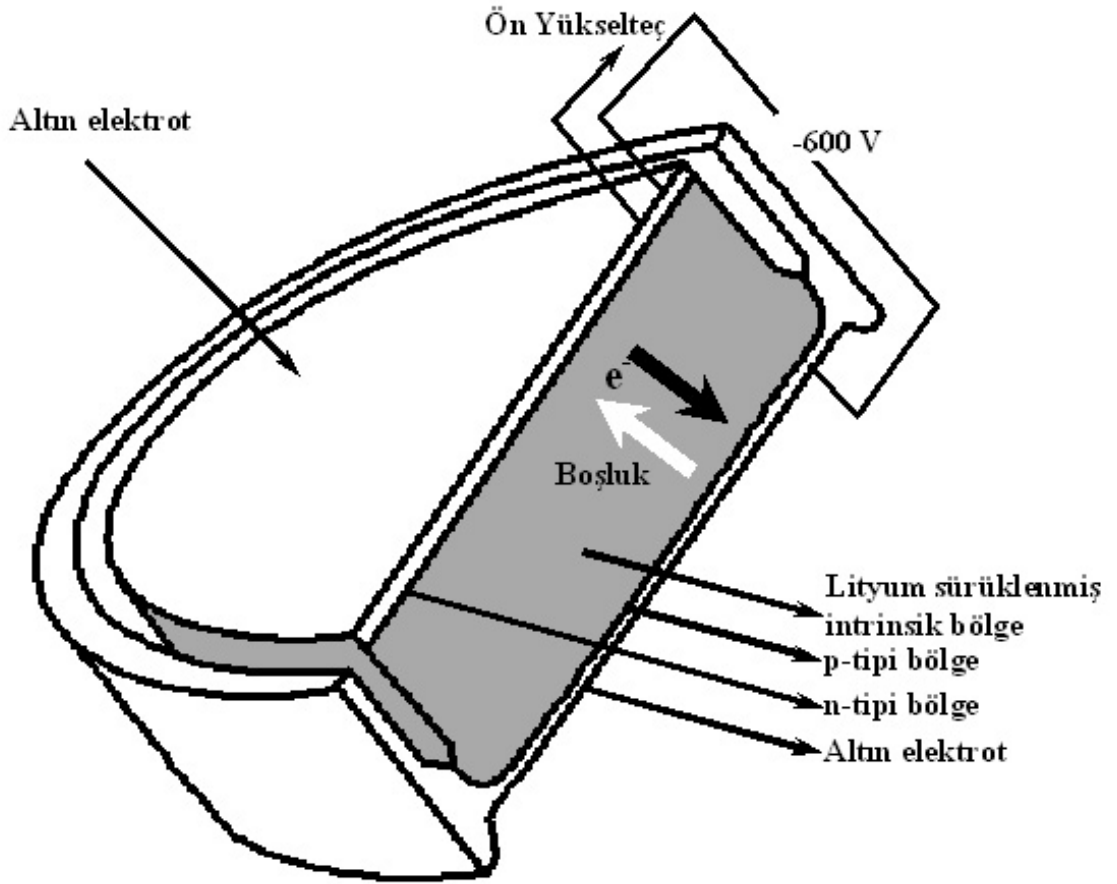
Rezülosyonu en iyi olan dedektörler yarı iletken dedektörlerdir. Yarıiletken dedektörlerde en fazla Si ve Ge kullanılmaktadır. Tablo 5'te Si ve Ge'un bazı özellikleri verilmiştir. Çalışmamızda, karakteristik X-ışınlarının veya düşük enerjili gama ışınlarının şiddetleri ölçülmektedir. İncelenen elementlere ait spektrumlar Si(Li) dedektörleri ve buna bağlı elektronik sistem kullanılarak elde edilmiştir. Si(Li) dedektörler, birkaç keV'tan 150 keV'e kadar olan enerji bölgesini içine alan, X-ışını fluoresans, X-ışını mikroanaliz, PIXE, EXARFS, X-ışını kırınımı ve Mössbauer gibi uygulamaları kapsayan Lityum sürüklenmiş katihal sayaçlarıdır. Lityum sürüklenmiş katihal sayacı pozitif ve negatif (p-tipi ve n-tipi)

bölgeleri arasında intrinsik (i-tipi) bölgesine sahip bir kristalden ibarettir. Dolayısıyla böyle bir sayaç p-i-n tipi bir diyottur. Sürüklenme bölgesi p-tipi silisyuma veya germanyuma uygun şartlar altında lityum sürüklenerek elde edilmiştir. Sayaç yüzeyinin ince p-tipi tabakası aktif değildir. Algılama işlemine katkısı olmayan bu tabakaya ölü tabaka denir. Dedektörün iki önemli özelliği alanı ve kalınlığıdır. Sayım için önemli bir faktör olan geometrik verimlilik, dedektör alanı arttıkça artar. Kullandığımız sayacın aktif alanı 30 mm^2 ve kalınlığı 3 mm 'dir. Elektrotlar, lityum sürüklenmesiyle elde edilmiş silisyum yüzeyine yaklaşık 200 \AA kalınlığında altın buharlaştırılmasıyla elde edilir. Dedektör, en uygun ayırma gücü elde etmek ve gürültüyü azaltmak için sıvı azot sıcaklığında ($-196 \text{ }^\circ\text{C}$) tutulmalıdır. Bunun için sayaç, 30 lt sıvı azot alabilecek bir devar kabına yerleştirilmiştir. Dedektör, dış ortamdan gelebilecek yüzey kirlenmesini önlemek için $30 \text{ }\mu\text{m}$ kalınlığında berilyum pencere ile koruma altına alınmıştır.

Tablo 5. Si ve Ge'un bazı özellikleri (Url-1, 2004) .

Özellikler	Si	Ge
Atom numarası	14	32
Atom ağırlığı	28,09	72,6
Yoğunluk (300 K'de-g/cm^3)	2,33	5,33
Dielektrik sabiti	12	16
Yasak enerji aralığı (300 K'de-eV)	1,115	0,665
Yasak enerji aralığı (0 K'de-eV)	1,165	0,746
İntrinsik taşıyıcı yoğunluğu (300 K'de-cm^{-3})	$1,5 \times 10^{10}$	$2,4 \times 10^4$
İntrinsik direnci (300 K'de-ohm.cm)	$2,3 \times 10^{10}$	47
Elektron serbestliği ($300 \text{ K'de-cm}^2/\text{V.s}$)	1350	3900
Elektron serbestliği ($77 \text{ K'de-cm}^2/\text{V.s}$)	$2,1 \times 10^4$	$3,6 \times 10^4$
Delik serbestliği ($300 \text{ K'de-cm}^2/\text{V.s}$)	480	1900
Delik serbestliği ($77 \text{ K'de-cm}^2/\text{V.s}$)	$1,1 \times 10^4$	$4,2 \times 10^4$
Enerji başına elektron-delik çifti (300 K'de-eV)	3.62	-
Enerji başına elektron-delik çifti (77 K'de-eV)	3.76	2.96
Fono faktörü (77 K'de)	0.084	0.08

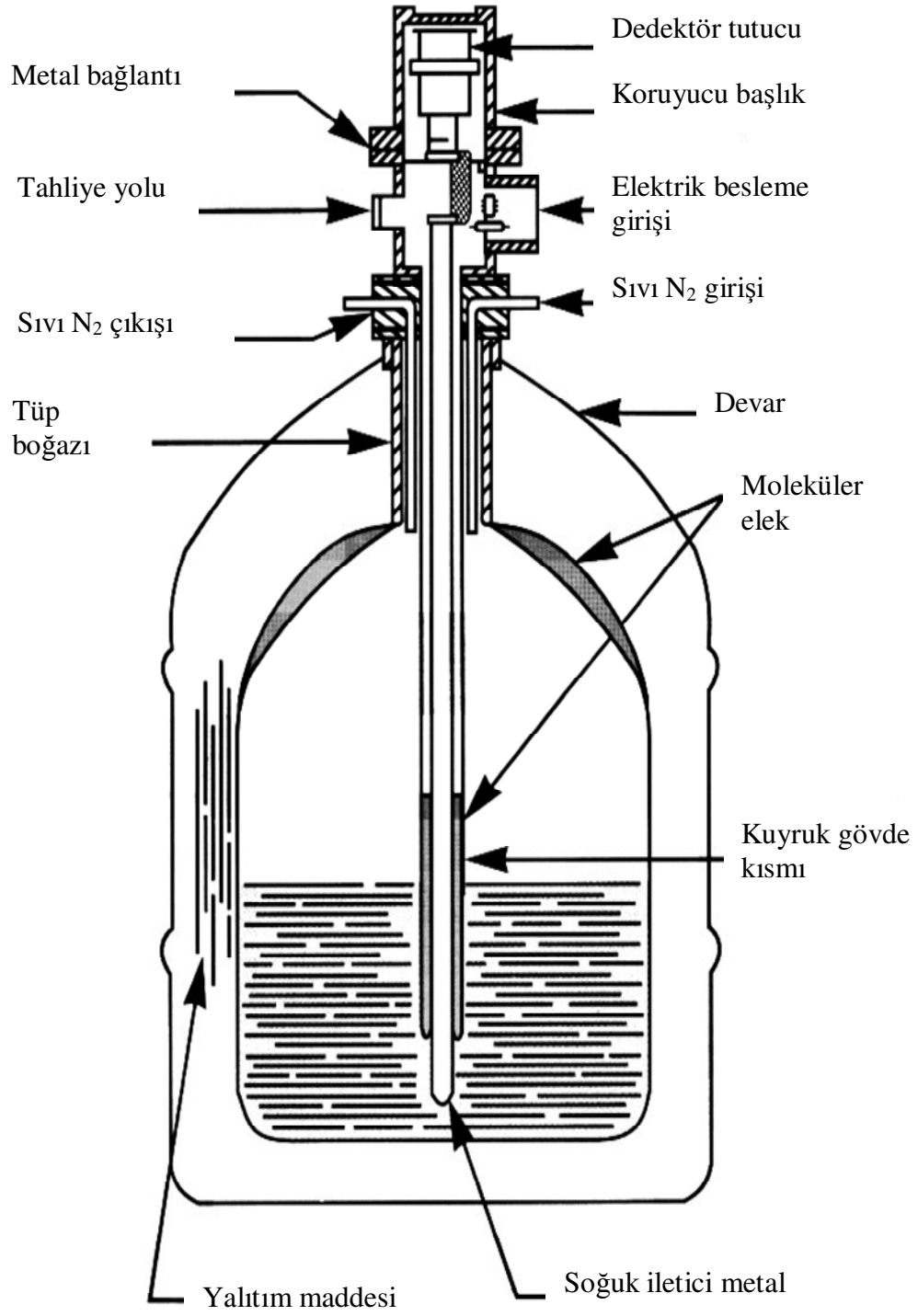
E enerjili bir foton sayacın aktif bölgesine düştüğünde silisyum atomlarını iyonlaştırır. Foton, enerjisinin tamamını fotoelektronlara verir. Fotoelektron, enerjisi bitinceye kadar yolu boyunca elektron-boşluk çifti meydana getirerek sayaç içinde hareket eder. Şekil 18'de elektron ve boşluk hareketi ile dedektörün şematik gösterimi görülmektedir.



Şekil 18. Si(Li) dedektör kesiti

Si(Li) dedektörüne yaklaşık olarak 600 V'luk ters besleme potansiyeli uygulanır. Meydana gelen elektrik alan, fotonların oluşturduğu elektron-boşluk çiftlerini toplar. Ters beslenmeden dolayı elektronlar n-tipi bölgeye, boşluklar ise p-tipi bölgeye yönelirler. p-tipi ve n-tipi bölgelerde elektrik alan vasıtasıyla toplanan yükler, akım pulsundan potansiyel pulsuna dönüştürülür. Deney sisteminde kullanılan elektronik sistem vasıtasıyla potansiyel pulsı, puls yükseklik analizöründe enerjisine karşılık gelen kanala yerleştirilir.

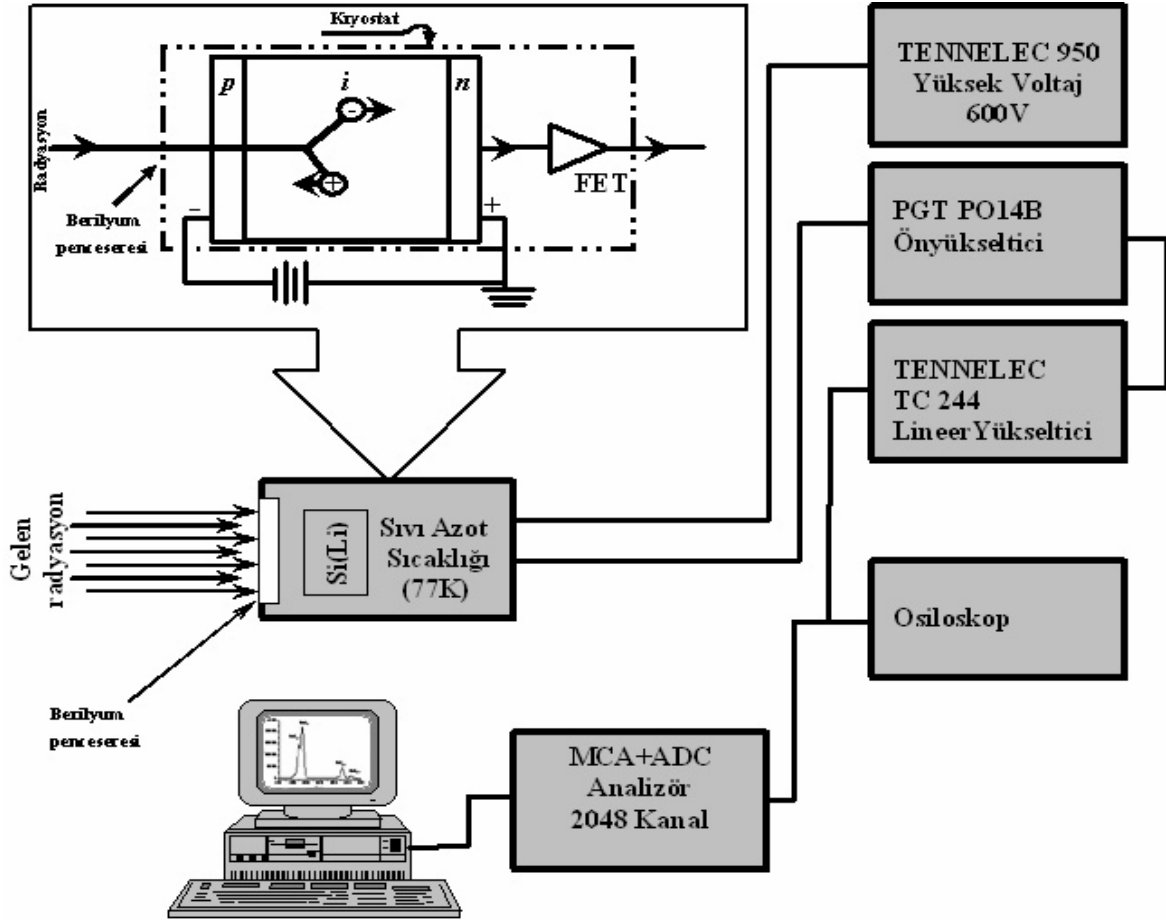
Dedektör, Şekil 19'da görüldüğü gibi sıvı azot devarının içine bağlanmış olan bir vakum odasına monte edilmiştir. Böylece dedektörün hassas yüzeyi rutubetten ve diğer kirleticilerden korunmuştur.



Şekil 19. Kriyostat ve bölümleri

1.10. Sayma Sistemi

Sayma sistemi bir dedektör, ön yükseltici, yükseltici, analog sayısal dönüştürücü, puls yükseklik analizörü, osiloskop ve bir yüksek voltaj kaynağından oluşmaktadır. Şekil 20'de sayma sistemi şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 20. X ve gama ışınları ölçüm sisteminin blok diyagramı

1.10.1. Yüksek Voltaj Kaynağı

Dedektörde meydana gelen yükleri toplamak için bir yüksek voltaj dedektör üzerine uygulanmalıdır. En iyi çalışma voltajı genellikle üretici firma tarafından belirlenir ve küçük bir dedektör için birkaç yüz voltajdan büyük bir dedektör için 4000 V'un üstüne kadar değişebilir (Debertin vd., 1988).

1.10.2. Ön Yükseltici

Modern bir yarıiletken dedektör sistemi ile birlikte yüke hassas ön yükseltici kullanılır. Elektronik gürültüyü minimize etmek için, genellikle bir alan-etkili transistör (FET) olan ön yükselticinin girişi dedektörle aynı tarzda soğutulur, yani sıvı azot kaynama sıcaklığında muhafaza edilir. Ön yükseltici çalışmasını iyileştirmek için FET'in sıcaklığı oda sıcaklığında olan dedektörün dış muhafazasından içeriye biraz ısı sızmasına izin verilerek dedektörden daha sıcak tutulabilir. Ön yükseltici dedektörden gelen yük pulsunu voltaj pulsuna dönüştürür. Buradan çıkan pulsların yükseklikleri veya genlikleri dedektörde toplanan yük miktarı ile orantılı olmalıdır. Dolayısıyla eğer fotonun bütün enerjisi dedektörde soğurulmuşsa fotonun enerjisiyle orantılı olmalıdır.

1.10.3. Yükseltici

Bir yükselticinin iki ana görevinden birincisi ön yükselticinin çıkış puls genliklerini ayırt ederek sayılma için uygun seviyelerini yükseltmek, ikincisi ise pulsları, puls genliği ve X-ışını fotonu arasındaki orantılı ilişkiyi tamamen sürdürerek işleme uygun bir forma sokmaktır.

Modern sistemler için maksimum çıkış pulsunun genliği 2 V'tan 10 V'a kadar değişir. Çoğu yükseltici hem unipolar çıkış (yani, sinyalin pik kısmı tamamen pozitif veya tamamen negatiftir) hem de bipolar çıkış (yani, sinyal hem pozitif hem de negatif bileşene sahiptir) ile donatılmıştır. En iyi sinyal-gürültü (signal-to-noise) oranını elde etmek için, yükselticinin unipolar çıkışı seçilir. Kullanıcının bilerek seçmesi gereken başka bir yükseltici denetimi puls genişliğini belirleyen "Shaping time" sabitidir. Bir spektrumdaki pikler için en iyi ayırma gücü, genellikle sistem daha uzun bir zaman üzerinden gürültünün ortalamasını alabileceği için daha uzun zaman sabitiyle elde edilebilir. Bununla birlikte, daha uzun zaman sabitleri daha fazla rasgele toplanmaya da neden olur. Bundan dolayı, eğer sistem $2,000 \text{ s}^{-1}$ 'lik sayma hızlarında çalıştırılabilecekse daha kısa zaman sabitleri kullanılabilir.

1.10.4. Analog Sayısal Dönüştürücü

Analog sayısal dönüştürücünün (ADC) amacı yükselticiden gelen analog pulsu, onun genliğiyle ve dolayısıyla X-ışını fotonunun enerjisiyle orantılı bir tam sayıya çevirmektir.

Bu işleme de analogu sayısal dönüşürme işlemi denir. Sayılmış olan her bir puls yüksekliği kadar sayı analizörün hafızasında biriktirilir. Sonuçta bu bilgi bir enerji spektrumu olarak ekrana aktarılır.

1.10.5. Çok Kanallı Analizör (MCA)

Çok kanallı analizör sayısal hale getirilmiş pulsları kanallara yerleştirir ve bilgisayar hafızasına kaydeder. Gerçekte, her bir kanal depolamak için kullanılan bir kutudur ve X-ışını spektrumunda kesin olarak kalibre edilmiş sayısal enerji aralığı olan bir enerji aralığına düşen pulsları sayar. Kalibrasyon işlemi standart kaynaklar kullanılarak ölçüme başlamadan önce yapılmalıdır.

1.11. Dedektör Verimi

EDXRF sistemi ile yapılan çalışmalarda dedektör veriminin bilinmesi gerekir. Dedektör verimi, dedektörde sayılabilir büyüklükte puls üreten fotonların sayısının, dedektöre gelen fotonların sayısına oranı yada dedektörde sayılabilir büyüklükte puls üreten fotonların yüzdesi olarak tanımlanır.

Dedektör verimliliğinin tayini için kalibre edilmiş kaynaklara ihtiyaç vardır. Bu kaynakların bozunmalarında foton yayımlama ihtimali değerleri bilinmelidir. Dedektör verimliliğini etkileyen faktörleri kolimatör faktörü, dedektör maddesi, dedektörün hassas bölgesi, imalat faktörü ve kıyılarından kaçmalar şeklinde sıralayabiliriz.

1.11.1. Dedektör Verimliliğinin Ölçülmesi

Verim tayini için genelde nokta kaynaklar kullanılır. Kaynağın şekli farklı olduğunda, kaynak homojen olarak foton yayımlayamayacağından bu durum dedektör verimini etkiler. Bunun için kaynağın en çok fotonları yaydığı bölgesi dedektörün ortasına gelecek şekilde yerleştirilmeli ve kaynak sabitleştirilmelidir.

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

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

2.1. Numunelerin Hazırlanması

2.1.1. YBa₂Cu₃O_{7-δ} Süperiletkeninin Hazırlanma Metotları

Oksit süperiletkenler, alışımlı seramiklerin hazırlanması için kullanılan yöntemlerin tümüyle üretilebilir. En basit metod, uygun oranlarda saf oksitleri karıştırmak ve bir pota içinde sinterlemektir. YBaCuO süperiletkeninin sinterlenmesi için 900 °C'den daha fazla sıcaklık gerekir ve bu esnada oksijen kaybı meydana gelir. Numunenin tercihen, yaklaşık olarak 600 °C'de hava veya oksijen ortamında belli bir süre bekletilip yavaşça soğutulmasıyla, oksijen yerleri doldurulur ve numuneye süperiletkenlik özelliği kazandırılır. Daha muntazam bir numune, sol-gel çökmesiyle veya püskürterek kurutmakla elde edilmiş toz karışımlardan üretilebilir. Daha yoğun bir numune elde etmek için, sinterleme boyunca sıcak izostatik presleme veya sinterlemeden önce soğuk izostatik presleme yapılır. Organik bir tutucu içinde tozların karıştırılmasından sonra, bu tozlar ister çubuk halinde, ister sarmal halde ve isterse de plakalar halinde olsun kurutma, sinterleme ve yeniden oksitleme işlemleri bunların hepsinde yapılmalıdır. Kalın filmler, ana fazı oluşturmak üzere kullanılan ilk organik malzemelerden, kaplama ve püskürtme yoluyla oluşturulabilir. Yukarıdaki üretim yöntemlerinin hepsinde, bizmutlu ve talyumlu bileşikler, itriyumlu materyallerden daha kolay işlenir ve özellikle de oksijen miktarına ve üretim şartlarına daha az bağılırlar.

Seramik YBaCuO süperiletkeni genellikle tozların sinterlenmesiyle hazırlanmaktadır. Farklı sinterleme yöntemleriyle, farklı yoğunluklu ve gözenekli seramikler üretilir. Kritik akım yoğunluğu ve oksijen stokiometrisi, seramiğin hacimce yoğunluğuyla ilişkilidir. Düşük yoğunluklu seramikte taneler arası temas zayıf olduğu için kritik akım yoğunluğu düşüktür. Diğer yandan, teorik yoğunluğa yakın yoğunluklu numunelerde, taneler içine oksijen difüzyonu engellendiği için kritik akım yoğunluğu yine düşüktür. Optimum yoğunluğun, teorik yoğunluğun % 85 'i ile % 95 'i arasında olduğu belirtilmektedir.

2.1.1.1. YBa₂Cu₃O_{7-δ} Süperiletkeninin Hazırlanması

İtriyuma dayalı süperiletken oksit bileşikler üç farklı kompozisyonda bulunmaktadır. Bunlardan elektriksel ve yapısal özellikleri bakımından en iyi olanı YBa₂Cu₃O_{7-δ} bileşiğidir. Bu bileşiği hazırlamak için, aşağıdaki bağıntı gereği Y₂O₃, BaCO₃ ve CuO tozlarından katıhal tepkime yöntemi ile başlangıç karışımı hazırlandı.



YBa₂Cu₃O₇ süperiletken numunesinin hazırlanması aşağıda verilen üç ana adımda tamamlanmıştır.

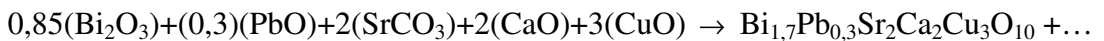
1. Kompozisyona uygun olarak tartılan Y₂O₃, BaCO₃ ve CuO tozları bir öğütücüde 7 saat süreyle karıştırıldı. Kalsinasyon için tozlar fırına konuldu. Fırın, oda sıcaklığından itibaren 10 °C/dak. hızla 942 °C'ye kadar ısıtıldı ve 24 saat süreyle bu sıcaklıkta bekletildi. Daha sonra oda sıcaklığına kadar 3 °C/dak. hızla soğutuldu.

2. Oda sıcaklığında fırından çıkarılan karışımın siyah renkli olduğu ve külçeleştiği gözlemlendi. Aynı şartlar altında ikinci kez kalsine edilen karışım, fırından çıkarıldıktan sonra beş saat süreyle tekrar öğütüldü. Elde edilen toz bileşik 3 ton.cm⁻² basınç altında, 0,71 mm ile 8,21 mm arasında değişen kalınlıklarda ve 13 mm çapında tabletler halinde preslendi. YBa₂Cu₃O_{7-δ} tabletlerinin yoğunluğunun 4,66 ile 5,380 g.cm⁻³ arasında değiştiği gözlemlendi.

3. Sinterlenmek üzere alümina potaya yerleştirilen bu tabletler, oda sıcaklığındaki fırına konuldu. Fırın 5 °C/dak. hızla 945 °C'ye çıkarıldı ve bu sıcaklıkta 1000 dakika bekletildikten sonra 1 °C/dak. hızla oda sıcaklığına soğutuldu. Tabletlere, soğutma işlemi sırasında, 700 °C ile 350 °C arasında oksijen verildi. Sinterlenmiş YBa₂Cu₃O_{7-δ} tabletlerinin yoğunluğunun 5,122 ile 5,430 g cm⁻³ arasında değiştiği görüldü.

2.1.2. Bi_{1,7}Pb_{0,3}Sr₂Ca₂Cu₃O₁₀ Süperiletkeninin Hazırlanması

Bakır oksit süperiletkenin özelliklerinin belirlenmesinde tavlama ve hazırlama tekniği çok önemlidir. Bi_{1,7}Pb_{0,3}Sr₂Ca₂Cu₃O₁₀ kompozisyonundaki numuneler katıhal reaksiyon tekniği kullanarak hazırlandı. Başlama materyalleri %99.99 saflıkta Bi₂O₃, PbO, SrO₃, CaO ve CuO'dur.



$\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ süperiletken numunesinin hazırlanması aşağıda verilen üç ana adımda tamamlanmıştır.

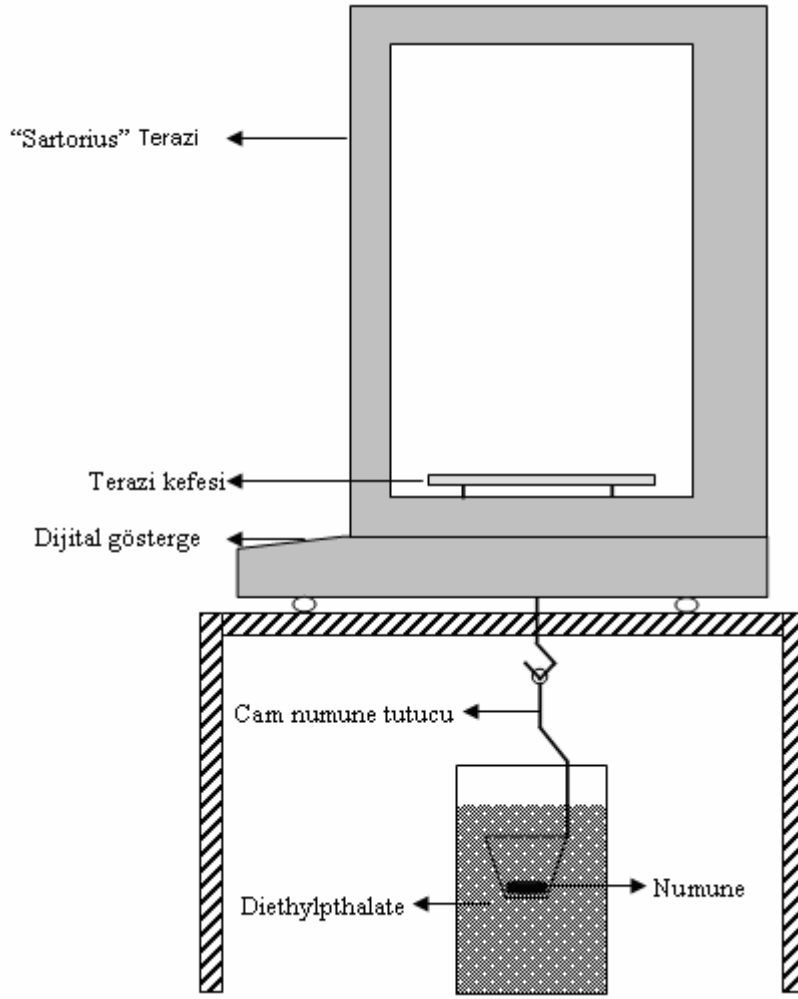
1. Kompozisyona uygun olarak tartılan Bi_2O_3 , PbO , SrO_3 , CaO ve CuO tozları bir öğütücüde 8 saat süreyle karıştırıldı. Karıştırılan tozlar 3 ton.cm^{-2} basınç altında $4,29$ ile $4,33 \text{ g.cm}^{-3}$ arasında değişen yoğunluklarda ve 13 mm çapında tabletler halinde preslendi. Kalsinasyon için tozlar fırına konuldu. Fırın oda sıcaklığından itibaren $10 \text{ }^\circ\text{C/dak.}$ hızla $840 \text{ }^\circ\text{C}$ 'ye kadar ısıtıldı ve 24 saat süreyle bu sıcaklıkta bekletildi. Daha sonra oda sıcaklığına kadar $5 \text{ }^\circ\text{C/dak.}$ hızla soğutuldu.

2. Oda sıcaklığında fırından çıkarılan karışımın siyah renkli olduğu ve külçeleştiği gözlemlendi. Aynı şartlar altında ikinci kez kalsine edilen karışım fırından çıkarıldıktan sonra yedi saat süreyle tekrar öğütüldü. Elde edilen toz bileşik 3 ton.cm^{-2} basınç altında $3,39 \text{ mm}$ ile $4,21 \text{ mm}$ arasında değişen kalınlıklarda ve 13 mm çapında tabletler halinde preslendi. $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ tabletlerinin yoğunluğunun $4,67$ ile $5,05 \text{ g.cm}^{-3}$ arasında değiştiği gözlemlendi.

3. Sinterlenmek üzere alümina potaya yerleştirilen bu tabletler oda sıcaklığındaki fırına konuldu. Fırın $10 \text{ }^\circ\text{C/dak.}$ hızla $845 \text{ }^\circ\text{C}$ 'ye çıkarıldı ve bu sıcaklıkta 50 saat bekletildikten sonra $3 \text{ }^\circ\text{C/dak.}$ hızla oda sıcaklığına soğutuldu. Sinterlenmiş $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ tabletlerinin yoğunluğunun $5,15$ ile $5,23 \text{ g.cm}^{-3}$ arasında değiştiği görüldü.

2.2. Yoğunluk Ölçümleri

Tüm YBaCuO ve BiPbSrCaCuO süperiletken numunelerinin karışım, kalsine edilmiş, sinterlenmiş hallerinde ve Y_2O_3 , BaCO_3 , CuO , Bi_2O_3 , PbO , SrCO_3 ve CaO bileşikleri için yoğunluk ölçümü Şekil 21'de gösterilen Arşimed yoğunluk ölçme sistemi (densitometre) ile yapıldı. Sistem, diethylphthalate sıvısına kısmen batırılmış askı ile Sartorius dijital mikrobalansa bağlı bir sistemden ibarettir. Diethylphthalate sıvısının yoğunluğu, $15 \text{ }^\circ\text{C}$ 'de $1,122 \text{ g.cm}^{-3}$ 'tür.



Şekil 21. Yoğunluk Ölçüm Sistemi

Yoğunluk ölçümleri, önce numunenin havadaki kütlesi (M_n) ve daha sonra sıvı içindeki kütlesi (M_s) ölçülerek yapılmıştır. Yoğunluklar aşağıdaki formül kullanılarak hesaplanmıştır:

$$\rho_n = \rho_s \frac{M_n}{M_n - M_s} \quad (30)$$

Burada, ρ_n numunenin yoğunluğu ve ρ_s sıvının yoğunluğudur. Yoğunluk ölçümlerinde, yüksek yoğunluğa sahip bir sıvı olduğu için diethylphthalate kullanılmıştır. Bu bize, atomlar arası fazla boşluk içeren bir numunenin yoğunluğunu ölçmeye olanak verir (Yanmaz, 1992). Bilindiği gibi bir numunenin yoğunluğu, numunenin geometrisi ve kütlesi ölçülerek de hesaplanabilir. Biz hataları azalmak için Arşimed metodunu kullandık. Ölçüm sonuçlarından elde edilen veriler Tablo 6. ve 7’de verilmektedir.

Tablo 6. YBaCuO, Y₂O₃, BaCO₃, ve CuO numunelerinin deneysel yoğunluk ölçüm sonuçları

Enerji (keV)	ρ (g/cm ³)					
	Y ₂ O ₃	BaCO ₃	CuO	YBa ₂ Cu ₃ O _{7.8} (Toz Karışım)	YBa ₂ Cu ₃ O _{7.8} (Kalsine edilmiş)	YBa ₂ Cu ₃ O _{7.8} (Sinterlenmiş)
57,5	4,012	3,550	5,234	4,596	5,380	5,430
59,5	4,012	3,550	5,234	4,596	5,380	5,430
65,2	4,012	3,550	5,234	4,596	5,380	5,430
74,8	4,012	3,550	5,234	4,596	5,380	5,430
77,1	4,012	3,550	5,234	4,596	5,380	5,430
87,3	4,012	3,550	5,234	4,596	5,380	5,430
94,6	4,012	3,550	5,234	4,571	4,890	5,221
98,4	4,012	3,550	5,234	4,571	4,890	5,221
122	4,541	5,772	4,543	4,098	4,660	5,122
136	4,541	5,772	4,543	4,098	4,660	5,122

Tablo 7. BiPbSrCaCuO, Bi₂O₃, PbO, SrCO₃, CaO numunelerinin deneysel yoğunluk ölçüm sonuçları

Enerji (keV)	ρ (g/cm ³)						
	CaO	SrCO ₃	PbO	Bi ₂ O ₃	Bi _{1,7} Pb _{0,3} Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀ (Toz Karışım)	Bi _{1,7} Pb _{0,3} Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀ (Kalsine edilmiş)	Bi _{1,7} Pb _{0,3} Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀ (Sinterlenmiş)
57,5	2,51	4,17	13,59	12,22	4,33	5,05	5,23
59,5	2,51	4,17	13,59	12,22	4,33	5,05	5,23
65,2	2,51	4,17	13,59	12,22	4,33	5,05	5,23
74,8	2,51	4,17	13,59	12,22	4,33	5,05	5,23
77,1	2,51	4,17	13,59	12,22	4,33	5,05	5,23
87,3	2,51	4,17	13,59	12,22	4,33	5,05	5,23
94,6	2,51	4,17	13,59	12,22	4,33	5,05	5,23
98,4	2,51	4,17	13,59	12,22	4,33	5,05	5,23
122	1,98	3,37	8,69	8,61	4,29	4,67	5,15
136	1,98	3,37	8,69	8,61	4,29	4,67	5,15

2.3. X-ışınları Kırınım Analizi

Rigaku D/Max-III C difraktometresinde Cu-K_α X ışınımı kullanılan ölçüm sistemi Şekil 22’de görülmektedir. Ölçümler için, çalışma voltajı ve akımı 30 kV ve 20 mA olarak seçildi. Ayrıca, ölçümler sırasında $2\theta = 3^\circ - 60^\circ$ aralığı ve $2^\circ/\text{dak.}$ tarama hızı değerleri kullanıldı.



Şekil 22. Rigaku D/Max-IIIIC marka X-ışını difraktometresi

2.4. Deney Geometrisi, Numunelerin Uyarılması, Gama ve Karakteristik X-Işınlarnın Sayılması

YBaCuO ve BiPbSrCaCuO süperiletken numunelerinin kütle soğurma katsayılarının belirlenmesinde en önemli aşamalardan birini, numunelerin uygun geometride soğurma ölçümlerinin yapılması teşkil etmiştir. Bu ölçümler, doğrudan uyarma ve ikincil kaynaktan uyarma yöntemine göre hazırlanan deney geometrisi (transmisyon geometrisi) kullanılarak yapılmıştır. Kullandığımız deney sisteminin genel görünümü Şekil 23'te ve deney geometrisi ise Şekil 24 ve Şekil 25'te gösterilmektedir.

Şekil 24'teki deney düzeneğinde soğurma katsayılarını ölçeceğimiz numuneler, ^{241}Am radyoizotop halka kaynağından yayımlanan 59,5 keV enerjili ve ^{57}Co radyoizotop halka kaynağından yayımlanan 122 ve 136 keV enerjili gama fotonlara maruz bırakıldı.

İkincil kaynak olarak kullanılan elementler agat havanda öğütüldükten sonra 400 mesh'lik eleklerde eilenmiştir. Daha sonra toz halindeki malzemeler preslenerek 13 mm çapında tabletler elde edildi. İkincil kaynak olarak kullanılan elementler ve karakterisitk X-ışını enerjileri Tablo 8'de verilmiştir. Şekil 25'deki deney düzeneğinde bu elementler ^{57}Co radyoizotop gama halka kaynağından yayımlanan 122 keV'lük ve 136 keV'lik gama

ışınları ile uyarılmıştır. Kaynaklardan Compton saçılmasına uğrayan X ve gama ışınları uygun bir kolimatör kullanılarak paralel bir demet halinde dedektör penceresine (Be pencere) düşecek şekilde kolime edilmiştir. Ayrıca, istenmeyen küçük açılı saçılmaları en aza indirmek ve numune yerleştirmek için, her biri üzerinde 4 mm çaplı delikler bulunan üç kurşun kolimatör dedektör ile kolimatör arasına konulmuştur.

Radyoaktif kaynaklardan yayınlanan radyasyondan korunmak için dedektörü çevreleyen 10 mm kalınlıkta kurşun koruyucu konulmuştur. Kaynak ile Berilyum pencere arası uzaklık 81 mm'dir.

Kaynaklardan yayımlanan gama ve karakteristik x-ışınlarını saymak için 5,9 keV'de yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM) 0,16 keV, aktif alanı 13 mm², kalınlığı 3 mm ve Be penceresinin kalınlığı 30 µm olan Si(Li) dedektör kullanılmıştır.

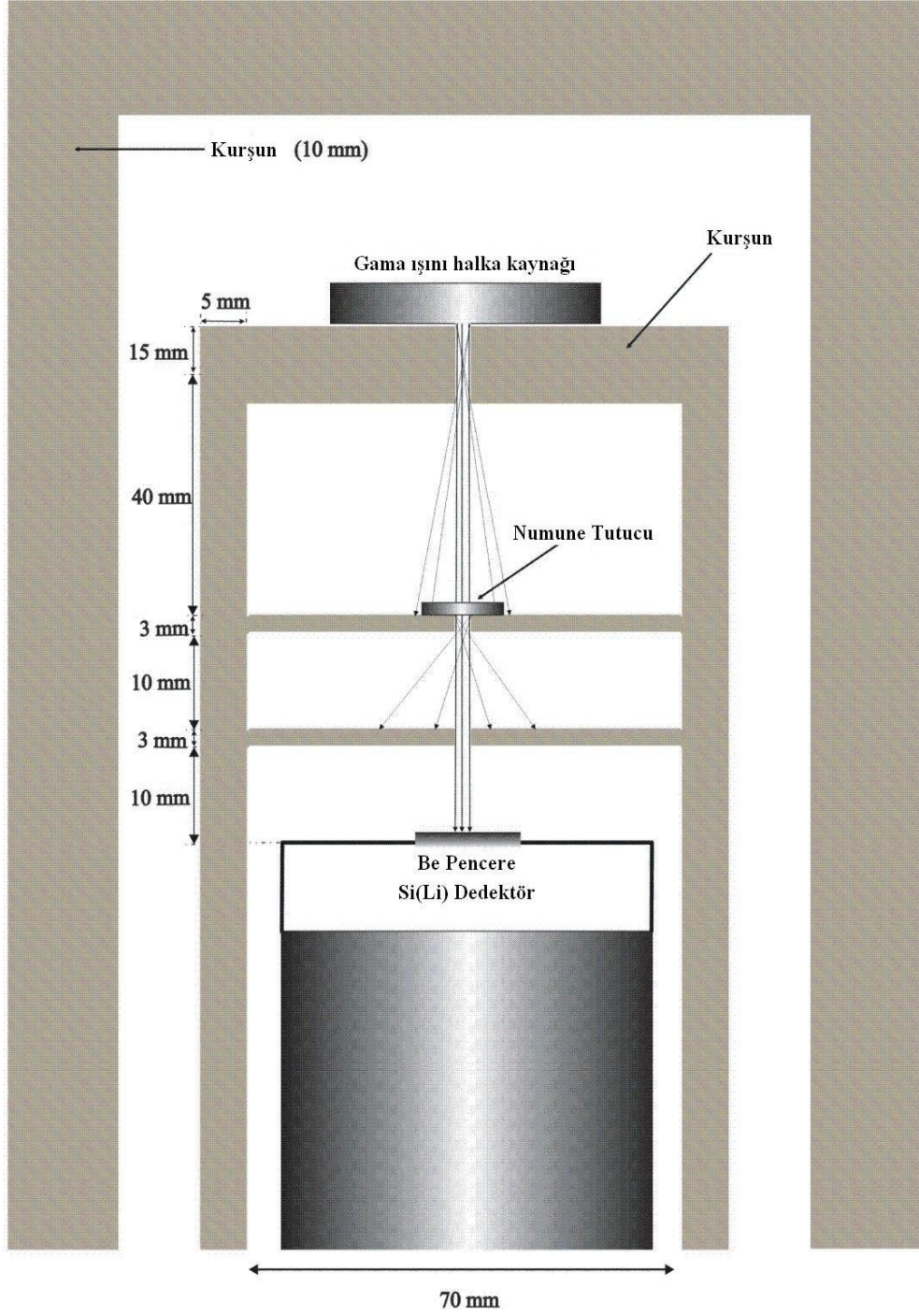
Şekil 26'da YBaCuO sinterlenmiş süperiletken numunesinin 122 ve 136 keV enerjilerde soğurucu tarafından şiddet azaltılmadan önce (I_0) ve azaltıldıktan sonra (I) elde edilen spektrum örneği verilmiştir. Şekil 27'de aynı şekilde BiPbSrCaCuO sinterlenmiş süperiletken umunesinin 122 ve 136 keV spektrum örneği verilmiştir. Şekil 28 ve Şekil 29'da ise sırasıyla YBaCuO ve BiPbSrCaCuO sinterlenmiş süperiletken numunelerinin ikincil kaynak kullanılarak elde edilen azaltılmamış (I_0) ve azaltılmış (I) X-ışını şiddetlerini gösteren spektrumlar verilmektedir.

Tablo 8. İkincil kaynak olarak kullanılan elementler ve karakteristik X-ışını enerjileri

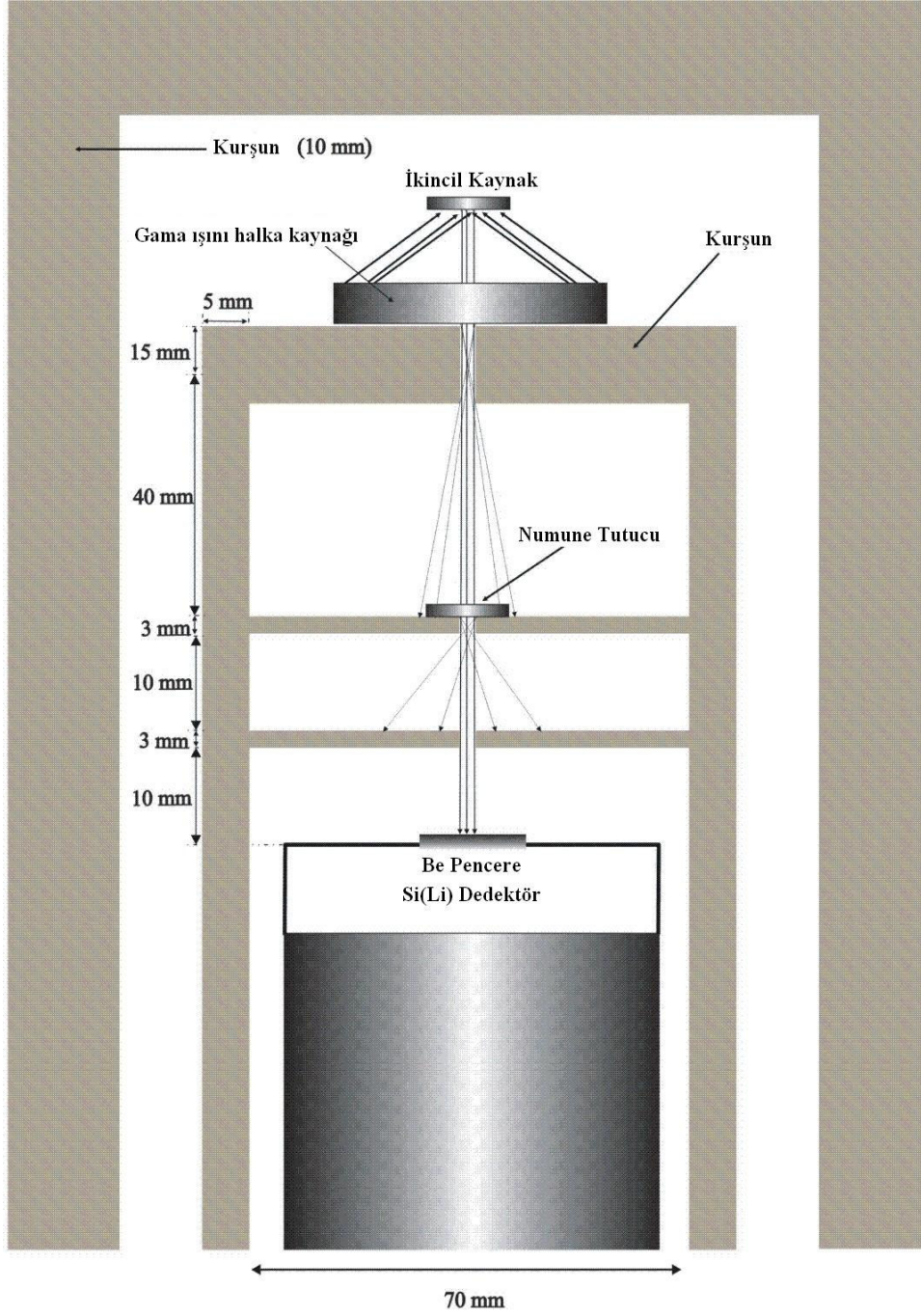
Atom No (Z)	Element	İkincil Kaynak	Enerji (keV)
73	Ta	K _{α1}	57,5
		K _{β1}	65,2
83	Bi	K _{β1}	74,8
		K _{α2}	77,1
		K _{α1}	87,3
92	U	K _{α1}	94,6
		K _{α2}	98,4



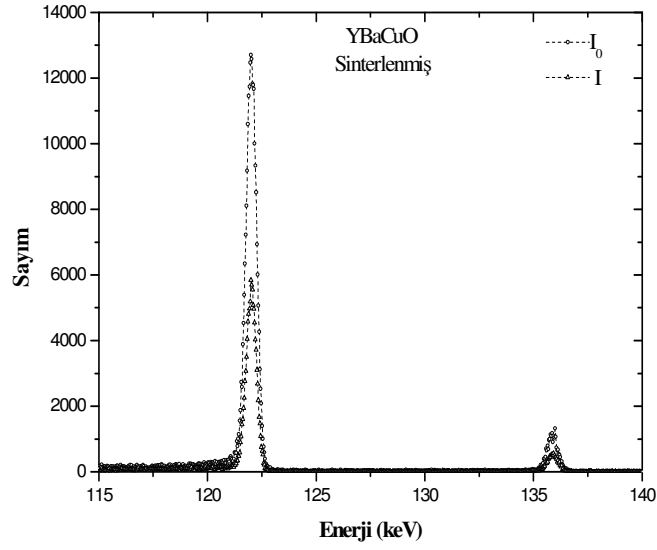
Şekil 23. X ve gama ışını ölçüm sisteminin genel görünüşü



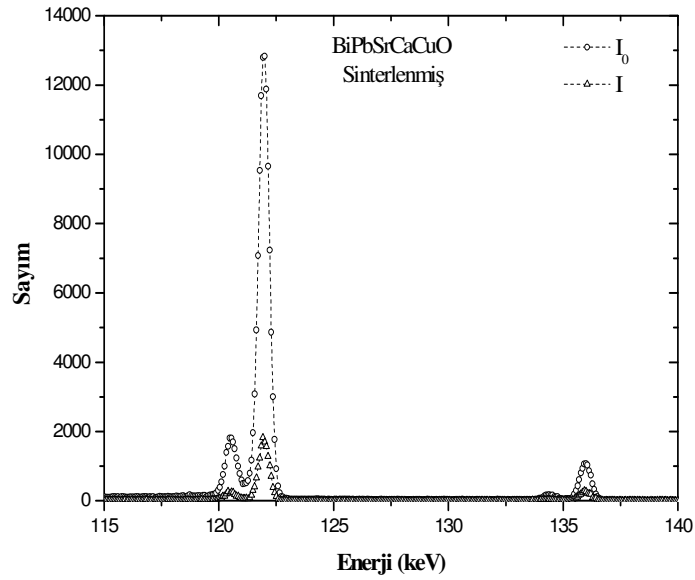
Şekil 24. Gama ışınları soğurma ölçümleri için kullanılan deney geometrisi



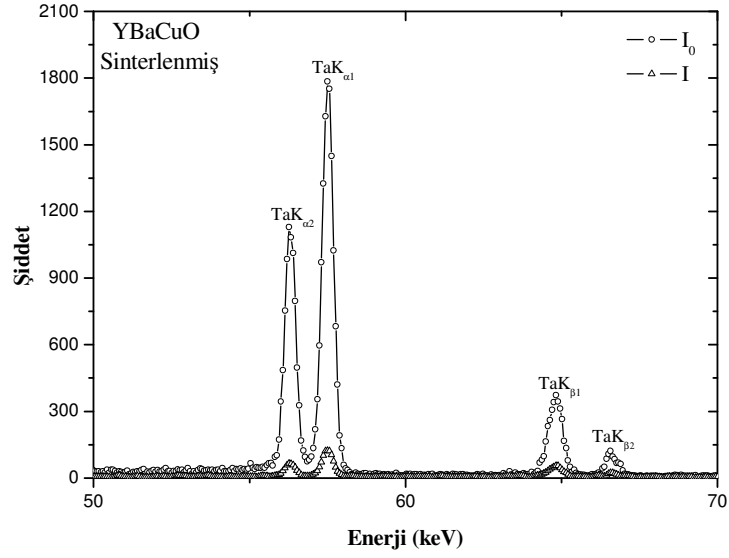
Şekil 25. X- ışınları soğurma ölçümleri için kullanılan deney geometrisi



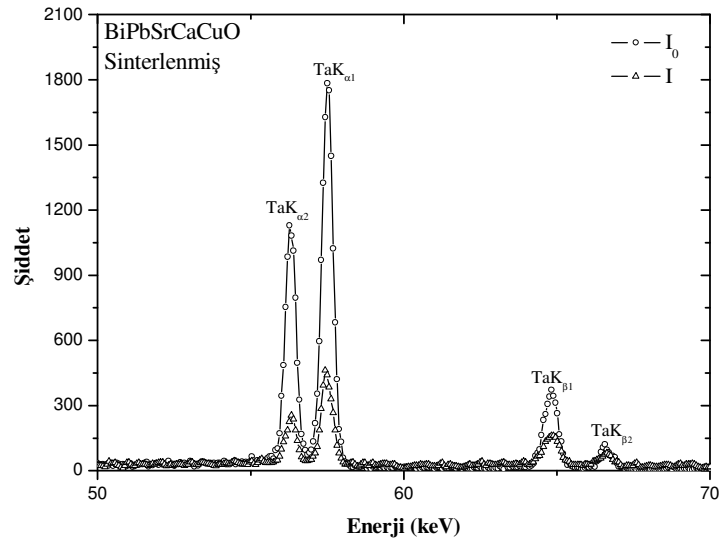
Şekil 26. YBaCuO sinterlenmiş süperiletken numunesinin 122 ve 136 keV enerjilerde soğurulmadan önce (I_0) ve soğurulduktan sonra (I) elde edilen spektrum örneği



Şekil 27. BiPbSrCaCuO sinterlenmiş süperiletken numunesinin 122 ve 136 keV enerjilerde soğurulmadan önce (I_0) ve soğurulduktan sonra (I) elde edilen spektrum örneği



Şekil 28. YBaCuO sinterlenmiş süperiletken numunesi için, Ta ikincil kaynağı ile elde edilen soğurulmadan önce (I_0) ve soğurulduktan sonra (I) elde edilen spektrum örneği



Şekil 29. BiPbSrCaCuO sinterlenmiş süperiletken numunesi için, Ta ikincil kaynağı ile elde edilen soğurulmadan önce (I_0) ve soğurulduktan sonra (I) elde edilen spektrum örneği

Deney düzeneklerinde, ikincil kaynaklar ve soğurucu numuneler hazırlandıktan sonra sayım işlemine geçildi. Sayım işlemi önce soğurucu numuneler yokken gama halka kaynaklarından yayımlanan gama ışınları ve ikincil kaynaklardan yayımlanan X-ışınları sayılarak yapıldı. Sonra soğurucu numuneler, dedektör ile uyarıcılar arasına konularak sayım işlemi yapıldı. Sayımlar her ölçüm için üç kez tekrarlandı. Böylece sayımlardaki hatalarımızı en aza indirmeye çalıştık. Her numunenin kalınlığı oldukça hassas mikrometre ile dört farklı yerinden ölçüldü. Bu ölçümlerin ortalaması ve onların standart sapması, μ/ρ hesaplamaları için kullanıldı.

Numune kalınlıkları, (Creagh, 1997) tarafından elde edilen kalınlık şartını sağlayacak şekilde seçilmiştir:

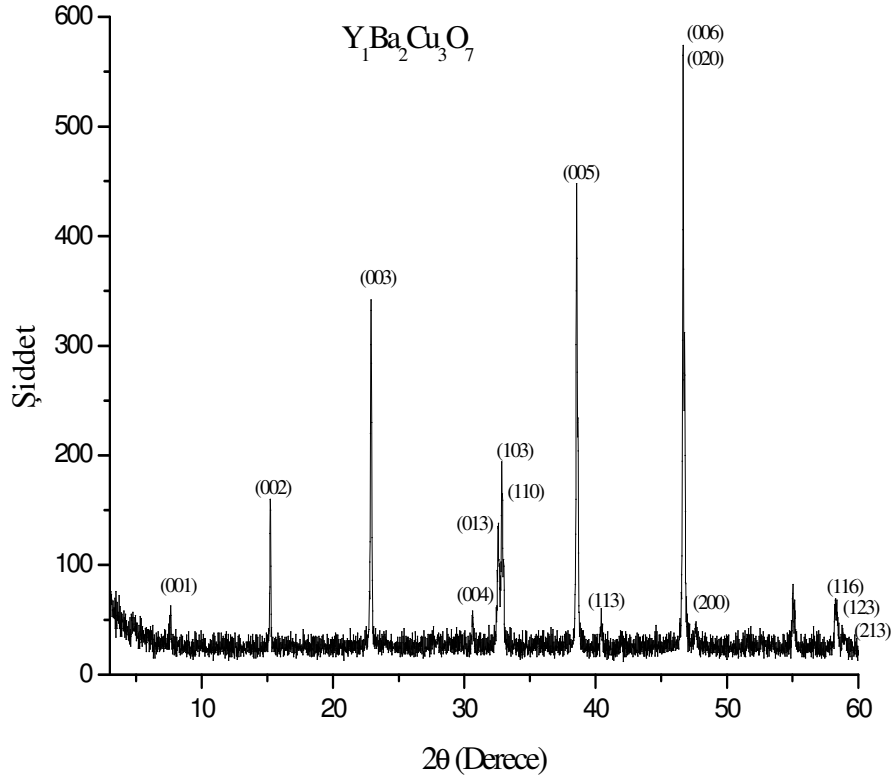
$$2 \leq \ln(I_0/I) \leq 4 \quad (31)$$

Yapılan bu deneyler sonucunda elde edilen ilgili piklerin alanları alınarak, soğuruculara gelen ve onlardan geçen ışınların şiddetleri bulundu. Bu şiddet değerlerinin kullanılmasıyla YBaCuO ve BiPbSrCaCuO süperiletken numunelerinin ve bileşenlerinin soğurma katsayıları parametreleri belirlendi.

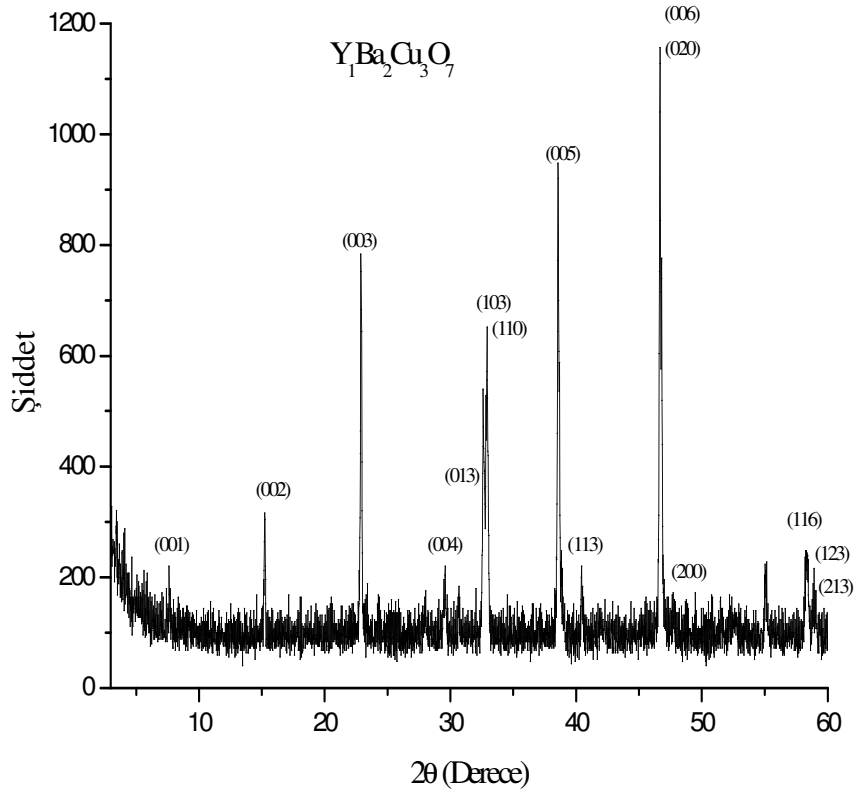
3. BULGULAR

3.1. $YBa_2Cu_3O_{7.8}$ Süperiletken Numunesinin X-ışını Kırınım Deseninin İncelenmesi

Bu çalışmada kullandığımız $YBa_2Cu_3O_{7.8}$ süperiletken numunesinin kalsinasyon işlemi sonucu elde edilen X-ışını kırınım deseni Şekil 30'da ve sinterleme işlemi sonucu elde edilen X-ışını kırınım deseni Şekil 31'de gösterilmiştir. Elde edilen x-ışını kırınım deseni numunenin 123 ortorombik faz yapısına $a = 3,829 \text{ \AA}$, $b = 3,902 \text{ \AA}$ ve $c = 11,646 \text{ \AA}$ değerleriyle sahip olduğunu göstermektedir. Bu faz; onun karakteristik kırınım pikleri $2\theta = 22,38^\circ$, $32,59^\circ$, $38,36^\circ$, $40,39^\circ$, $46,53^\circ$, $47,39^\circ$ ve $58,31^\circ$ ile tanınır (Kikuchi 1987).



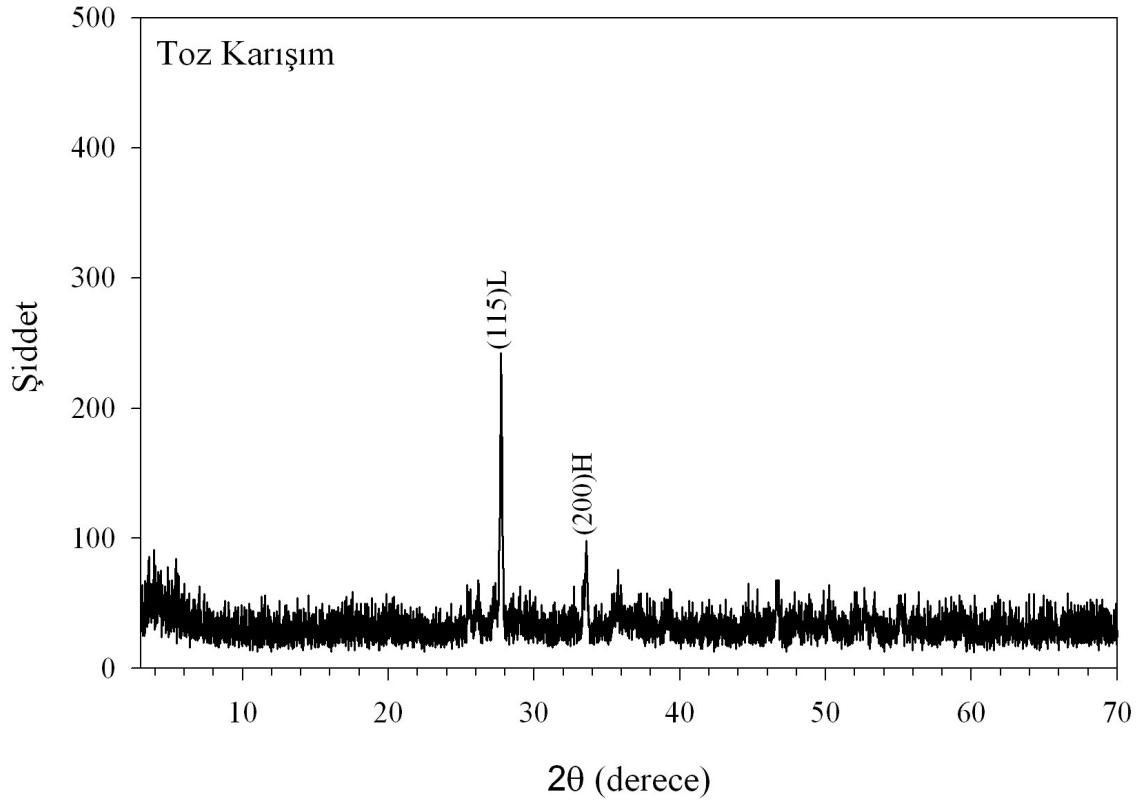
Şekil 30. $YBa_2Cu_3O_{7.8}$ süperiletken numunesinin kalsine edilmiş halinin X-ışını kırınım deseni



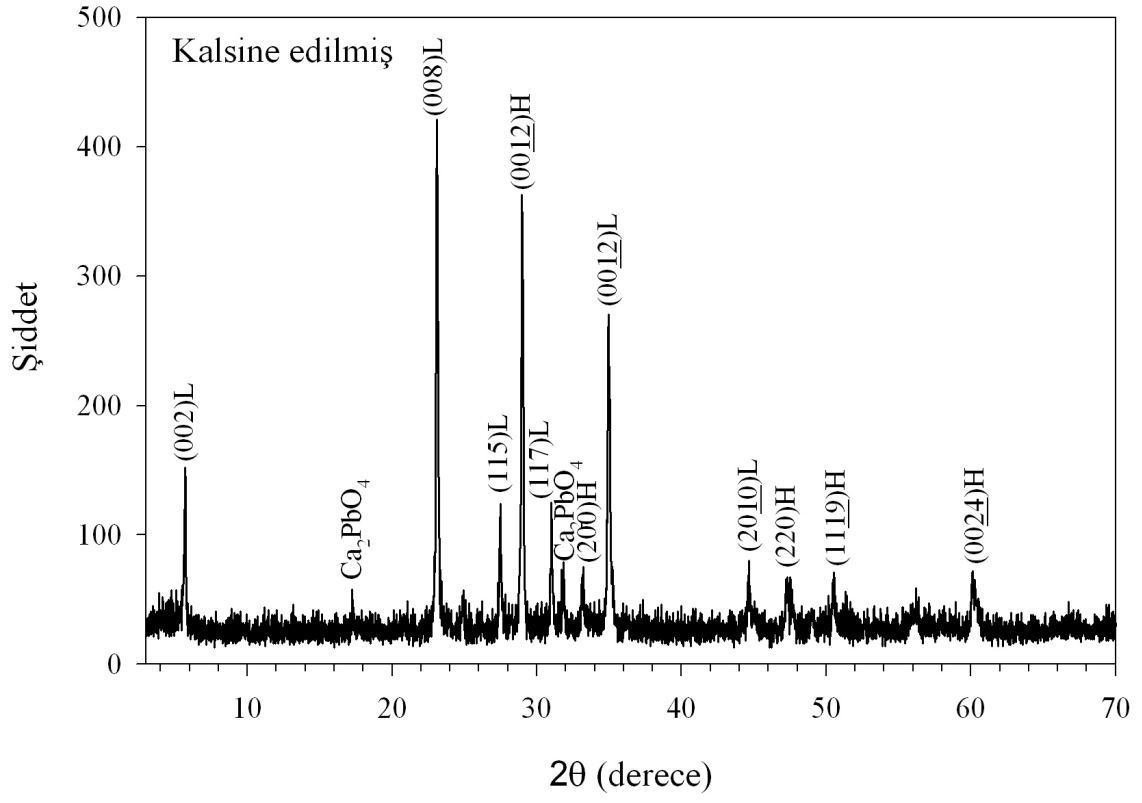
Şekil 31. $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ süperiletken numunesinin sinterlenmiş halinin X-ışını kırınım deseni

3.2. $Bi_{1,7}Pb_{0,3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ Süperiletken Numunesinin X-ışını Kırınım Deseninin İncelenmesi

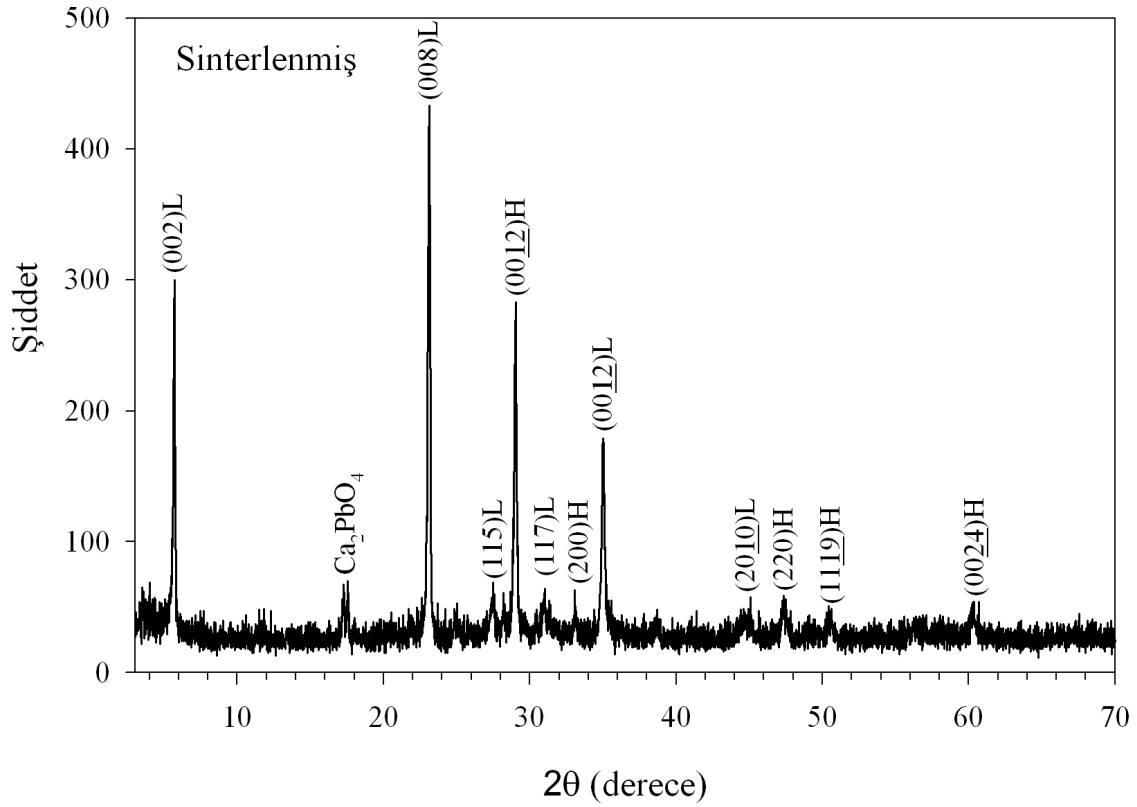
$Bi_{1,7}Pb_{0,3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ süperiletken numunelerinin toz karışım, kalsine edilmiş ve sinterlenmiş hallerinin x-ışını kırınım deseni Şekil 32-34'te gösterilmektedir. Yapılan ısıl işlemler sonucunda numunenin büyük çoğunluğunun 2212 fazından oluştuğu gözlemlendi. Kalsinasyon işleminden sonra alınan x-ışını kırınım desenlerinde, $2\theta = 17,6^\circ, 31,9^\circ$ de Ca_2PbO_4 piklerine $2\theta = 5,7^\circ, 23,1^\circ, 27,6^\circ, 31,9^\circ, 35,4^\circ, 44,8^\circ$ açılarında 2212 fazına ait piklere ve $2\theta = 28,7^\circ, 33,1^\circ, 47,5^\circ, 50,2^\circ, 60,1^\circ$ açılarında da 2223 fazına ait piklere rastlandı. Sinterleme işleminden sonra $2\theta = 31,9^\circ$ açısındaki Ca_2PbO_4 piki kayboldu. Bunun yanında 2223 fazına ait piklerin şiddetlerinde düşüş gözlemlendi.



Şekil 32. $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ süperiletken numunesinin toz karışım halinin X-ışını kırınım deseni



Şekil 33. $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ süperiletken numunesinin kalsine edilmiş halinin X-ışını kırınım deseni



Şekil 34. $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ süperiletken numunesinin sinterlenmiş halinin X-ışını kırınım deseni

3.3. Soğurma Katsayıları

YBaCuO ve BiPbSrCaCuO süperiletken numunelerinin soğurma katsayıları hesaplanırken bu sayıları bu yapıları oluşturan bileşikler ve elementler de süperiletkenlerle birlikte ölçüme tabi tutulmuştur. Tablo 9’da YBaCuO süperiletkeni ve onu oluşturan elementler ve bileşikler gösterirken Tablo 10 BiPbSrCaCuO süperiletkeni ve adı geçen nicelikleri göstermektedir. Bu süperiletkenlerin kütle soğurma katsayısının hesabında numunenin yoğunluğunun önemi büyük olduğundan numune hazırlama aşamalarında da (Toz karışım, Kalsinasyon, Sinterleme) kütle soğurma katsayıları ölçülmüştür. Tablodan da görüldüğü üzere oksijen için yalnızca teorik değerler verilmiştir.

YBaCuO ve BiPbSrCaCuO süperiletkenlerinin farklı katıhal şekilleri (toz karışım, kalsine edilmiş ve sinterlenmiş), bu süperiletken numuneleri oluşturan Y_2O_3 , BaCO_3 , CuO , Bi_2O_3 , PbO , SrO_3 ve CaO bileşikler ve yine bu yapıları oluşturan Ca, Cu, Sr, Y, Ba, Pb ve Bi elementleri için kütle soğurma katsayılarının teorik ve deneysel değerleri Tablo 9 -10’da verilmektedir.

Deneysel değerler, ‘‘Lambert Beer’’ yasaından türetilen,

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\ln(I_0 / I)}{d} \quad (32)$$

eşitliğinden yararlanılarak hesaplandı. Burada d soğurucunun yoğunluk ve kalınlıkları ölçülerek,

$$d = \rho x \quad (33)$$

ifadesinden hesaplandı. Tablolarda açık bir Şekilde görülmektedir ki enerji arttıkça kütle soğurma katsayısı azalmaktadır. Kütle soğurma katsayılarının teorik değerleri XCOM (Berger ve Hubbell, 1987/1999) ve WinXCOM programlarından elde edilmiştir.

Şekil 35-36’da YBaCuO BiPbSrCaCuO süperiletken numunelerinin deneysel olarak elde edilen, yoğunluğa karşı kütle soğurma katsayılarının değişimi verilmektedir. Şekillerden de görüldüğü üzere, yoğunluk artışıyla kütle soğurma katsayılarında özellikle düşük enerjilerde artış gözlenmektedir. Őekillerin karışmaması açısından tüm enerjiler gösterilmemiştir. Teorik ve deneysel olarak elde edilen bu sonuçlarla çizilen, kütle soğurma katsayısının enerjiyle değişim grafikleri YBaCuO için Şekil 37-40’da ve BiPbSrCaCu için ise Şekil 40-42’de verilmektedir. Şekillerden de görüldüğü gibi artan enerji ile kütle soğurma katsayıları azalmaktadır. Ayrıca yoğunluk artmasına paralel olarak deneysel veriler ile teorik veriler arasındaki uyumda belirgin bir düzelme gözlenmiştir.

Deneysel olarak elde edilen yoğunluklar yardımıyla eşitlik (32)’den

$$\mu = \rho \frac{\ln(I_0 / I)}{d} \quad (34)$$

denklemleri elde edilerek, lineer soğurma katsayıları (μ) hesaplandı. YBaCuO BiPbSrCaCuO süperiletkenleri ile birlikte onları oluşturan bileşiklerin lineer soğurma katsayıları sırasıyla Tablo 11 ve Tablo 12’de verilmektedir. Malzemenin birim mesafedeki azalmasını gösteren bu nicelik yine malzemelerin ısıl işlemlere bağımlılığını gösteren (toz karışım, kalsinasyon ve sinterleme) durumları için de llmştir.

Tablo 9. Teorik ve deneysel kütle soğurma katsayıları μ/ρ ($\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$)

Element ve Bileşikler	μ/ρ ($\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$)									
	57,5 keV		59,5 keV		65,2 keV		74,8 keV		77,1 keV	
	Teorik	DeneySEL	Teorik	DeneySEL	Teorik	DeneySEL	Teorik	DeneySEL	Teorik	DeneySEL
^8O	0,19	-	0,19	-	0,18	-	0,17	-	0,17	-
^{29}Cu	1,79	1,90±0,12	1,63	1,36±0,12	1,28	1,21±0,08	0,90	1,22±0,10	0,83	1,01±0,06
^{39}Y	3,92	3,88±0,34	3,57	3,43±0,30	2,78	2,81±0,25	1,92	1,99±0,17	1,77	1,65±0,14
^{56}Ba	9,53	9,18±0,81	8,70	9,10±0,80	6,82	7,56±0,67	4,74	5,23±0,46	4,37	4,81±0,42
CuO	1,46	1,90±0,17	1,34	1,35±0,12	1,06	1,21±0,12	0,75	0,78±0,07	0,70	0,77±0,06
Y₂O₃	3,13	3,22±0,28	2,85	2,93±0,26	2,23	2,33±0,20	1,55	1,79±0,17	1,43	1,72±0,17
BaCO₃	6,68	7,17±0,57	6,11	6,12±0,61	4,80	5,65±0,50	3,35	3,56±0,35	3,09	3,03±0,27
YBaCuO (Toz Karışım)	3,52	4,13±0,45	3,21	3,60±0,36	2,53	2,80±0,31	1,77	2,04±0,19	1,64	1,82±0,19
YBaCuO (Kalsine edilmiş)	4,99	4,95±0,49	4,56	4,43±0,39	3,58	3,50±0,31	2,50	2,49±0,22	2,31	2,24±0,20
YBaCuO (Sinterlenmiş)	4,99	5,25±0,47	4,56	4,90±0,44	3,58	3,94±0,30	2,50	2,60±0,20	2,31	2,59±0,20

Tablo 9'un devamı

Element ve Bileşikler	μ/ρ (cm ² g ⁻¹)									
	87,3 keV		94,6 keV		98,4 keV		122 keV		136 keV	
	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel
⁸ O	0,16	-	0,15	-	0,15	-	0,14	-	0,14	-
²⁹ Cu	0,62	0,52±0,03	0,51	0,75±0,05	0,47	0,35±0,03	0,31	0,32±0,02	0,25	0,18±0,01
³⁹ Y	1,28	1,33±0,11	1,04	1,12±0,09	0,94	0,86±0,07	0,56	0,48±0,04	0,44	0,41±0,03
⁵⁶ Ba	3,14	3,12±0,27	2,54	3,01±0,26	2,29	2,43±0,27	1,31	1,42±0,12	0,99	0,73±0,06
CuO	0,52	0,67±0,06	0,44	0,48±0,04	0,41	0,45±0,03	0,28	0,26±0,02	0,23	0,23±0,02
Y₂O₃	1,04	1,15±0,11	0,85	0,87±0,07	0,77	0,78±0,07	0,47	0,53±0,04	0,37	0,40±0,03
BaCO₃	2,23	2,50±0,22	1,82	1,95±0,19	1,64	1,64±0,14	0,95	0,91±0,08	0,73	0,65±0,05
YBaCuO (Toz Karışım)	1,20	1,48±0,18	0,98	1,24±0,11	0,89	1,00±0,09	0,54	0,62±0,06	0,42	0,52±0,04
YBaCuO (Kalsine edilmiş)	1,67	1,55±0,14	1,36	1,50±0,13	1,23	1,16±0,10	0,72	0,64±0,05	0,56	0,50±0,04
YBaCuO (Sinterlenmiş)	1,67	1,84±0,16	1,36	1,69±0,15	1,23	1,61±0,14	0,72	0,66±0,05	0,56	0,57±0,05

Tablo 10. Teorik ve deneysel kütle soğurma katsayıları μ/ρ (cm^2g^{-1})

Element ve Bileşikler	μ/ρ (cm^2g^{-1})									
	57,5 keV		59,5 keV		65,2 keV		74,8 keV		77,1 keV	
	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel
^8O	0,19	-	0,19	-	0,18	-	0,17	-	0,17	-
^{20}Ca	0,72	0,79±0,01	0,67	0,69±0,06	0,54	0,61±0,04	0,41	0,48±0,04	0,39	0,29±0,02
^{29}Cu	1,79	1,90±0,12	1,63	1,36±0,11	1,28	1,21±0,08	0,90	1,22±0,10	0,83	1,01±0,06
^{38}Sr	3,61	3,71±0,26	3,29	3,40±0,29	2,56	2,71±0,17	1,77	1,67±0,14	1,63	1,68±0,11
^{82}Pb	5,60	5,57±0,37	5,13	4,08±0,35	4,06	3,93±0,26	2,86	2,89±0,25	2,65	2,65±0,17
^{83}Bi	5,84	5,61±0,52	5,35	4,16±0,36	4,23	4,23±0,26	2,98	2,46±0,21	2,77	2,43±0,15
CuO	1,46	1,90±0,17	1,34	1,35±0,12	1,06	1,21±0,12	0,75	0,78±0,07	0,70	0,77±0,06
CaO	0,57	0,62±0,04	0,53	0,54±0,04	0,44	0,43±0,02	0,34	0,39±0,03	0,32	0,35±0,02
SrCO₃	2,22	2,20±0,14	2,03	2,34±0,02	1,59	1,55±0,10	1,12	1,18±0,10	1,04	1,02±0,07
PbO	5,21	5,41±0,37	4,77	4,68±0,40	3,78	3,84±0,24	2,67	2,71±0,23	2,48	2,42±0,16
Bi₂O₃	5,26	5,33±0,38	4,82	4,97±0,43	3,81	3,73±0,25	2,69	2,98±0,25	2,50	2,62±0,17
BiPbSrCaCuO (Toz Karışım)	1,97	2,29±0,17	1,80	1,93±0,16	1,43	1,76±0,13	1,02	1,16±0,10	0,94	1,09±0,08
BiPbSrCaCuO (Kalsine edilmiş)	3,40	2,39±0,18	3,11	2,20±0,19	2,46	1,76±0,13	1,73	1,64±0,14	1,61	1,13±0,08
BiPbSrCaCuO (sinterlenmiş)	3,40	3,61±0,28	3,11	3,55±0,30	2,46	2,71±0,21	1,73	1,92±0,16	1,61	1,67±0,13

Tablo 10'un devamı

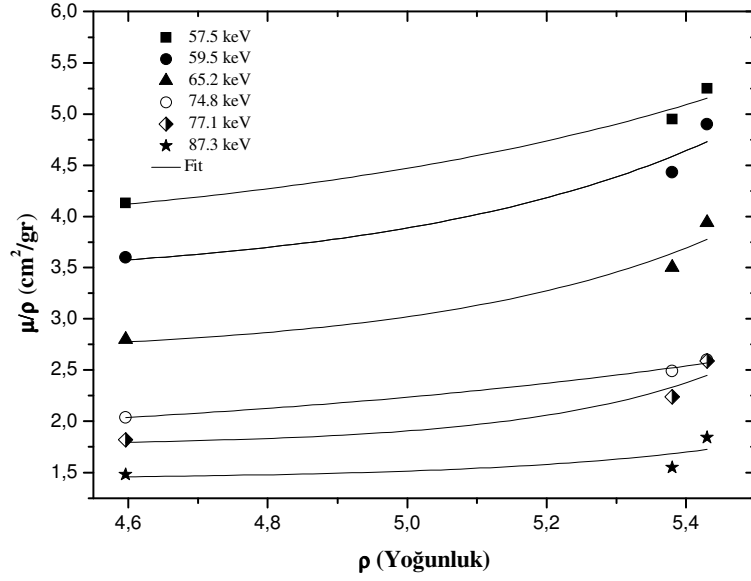
Element ve Bileşikler	μ/ρ (cm ² g ⁻¹)									
	87,3 keV		94,6 keV		98,4 keV		122 keV		136 keV	
	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel
⁸ O	0,16	-	0,15	-	0,15	-	0,14	-	0,14	-
²⁰ Ca	0,31	0,27±0,01	0,27	0,23±0,01	0,26	0,21±0,01	0,20	0,20±0,01	0,18	0,16±0,01
²⁹ Cu	0,62	0,52±0,03	0,51	0,75±0,05	0,47	0,35±0,03	0,31	0,32±0,02	0,25	0,18±0,01
³⁸ Sr	1,18	1,22±0,08	0,96	1,06±0,07	0,87	0,54±0,04	0,52	0,60±0,03	0,41	0,48±0,03
⁸² Pb	1,95	1,65±0,11	6,39	6,25±0,40	5,78	5,18±0,45	3,37	3,34±0,21	2,57	2,63±0,17
⁸³ Bi	2,03	2,13±0,14	6,60	6,59±0,42	5,98	6,20±0,53	3,48	3,57±0,23	2,66	2,62±0,17
CuO	0,52	0,67±0,06	0,44	0,48±0,04	0,41	0,45±0,03	0,28	0,26±0,02	0,23	0,23±0,02
CaO	0,27	0,33±0,02	0,24	0,28±0,01	0,23	0,23±0,02	0,18	0,14±0,01	0,17	0,11±0,01
SrCO₃	0,76	0,81±0,05	0,63	0,60±0,04	0,58	0,59±0,05	0,36	0,40±0,02	0,30	0,33±0,01
PbO	1,82	1,70±0,10	5,94	6,03±0,40	5,38	5,91±0,51	3,14	3,30±0,22	2,39	2,16±0,14
Bi₂O₃	1,84	1,91±0,13	5,94	5,72±0,38	5,38	5,53±0,48	3,14	3,24±0,21	2,40	1,95±0,13
BiPbSrCaCuO (Toz Karışım)	0,70	1,00±0,07	1,22	2,14±0,16	1,11	1,67±0,14	0,68	1,26±0,09	0,54	0,80±0,06
BiPbSrCaCuO (Kalsine edilmiş)	1,19	0,91±0,07	2,98	2,10±0,16	2,70	1,92±0,16	1,59	1,36±0,10	1,23	1,17±0,09
BiPbSrCaCuO (sinterlenmiş)	1,19	1,11±0,08	2,98	3,01±0,23	2,70	2,88±0,25	1,59	1,58±0,12	1,23	1,27±0,10

Tablo 11. YBaCuO, Y₂O₃, BaCO₃ ve CuO deneysel lineer soğurma katsayıları μ (cm⁻¹)

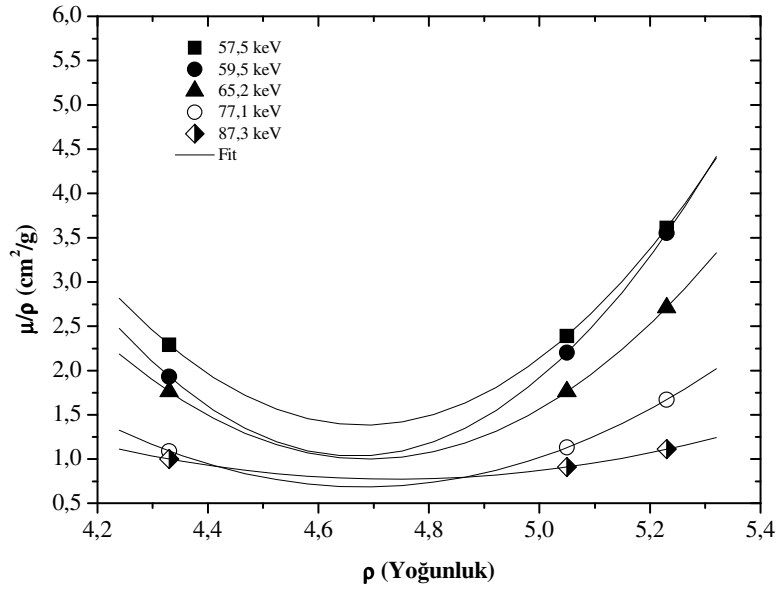
Enerji (keV)	μ (cm ⁻¹)					
	Y ₂ O ₃	BaCO ₃	CuO	YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ} (Toz Karışım)	YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ} (Kalsine edilmiş)	YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ} (Sinterlenmiş)
57,5	12,91±1,16	25,45±2,29	9,94±0,79	18,98±1,70	26,63±2,39	28,50±2,56
59,5	11,75±1,05	21,72±1,95	7,06±0,63	16,54±1,48	23,83±2,14	26,60±2,39
65,2	9,34±0,84	20,05±1,80	6,46±0,58	12,86±1,15	18,83±1,69	21,39±1,92
74,8	7,18±0,57	12,63±1,13	4,08±0,36	9,37±0,84	13,39±1,07	14,09±1,26
77,1	6,90±0,62	10,75±0,86	4,03±0,36	8,36±0,75	12,05±1,08	14,06±1,26
87,3	4,61±0,46	8,87±0,88	3,50±0,31	6,80±0,61	8,07±0,72	9,99±0,89
94,6	3,49±0,27	6,62±0,59	2,51±0,22	5,69±0,51	7,33±0,65	8,82±0,79
98,4	3,12±0,24	5,82±0,52	2,35±0,21	4,59±0,45	5,67±0,51	8,40±0,74
122	2,40±0,21	5,25±0,46	1,17±0,15	2,54±0,22	2,98±0,26	3,38±0,30
136	1,81±0,16	3,75±0,33	1,04±0,09	2,13±0,19	2,33±0,20	2,91±0,26

Tablo 12. BiPbSrCaCuO, Bi₂O₃, PbO, SrCO₃ numunelerinin deneysel lineer soğurma katsayıları μ (cm⁻¹)

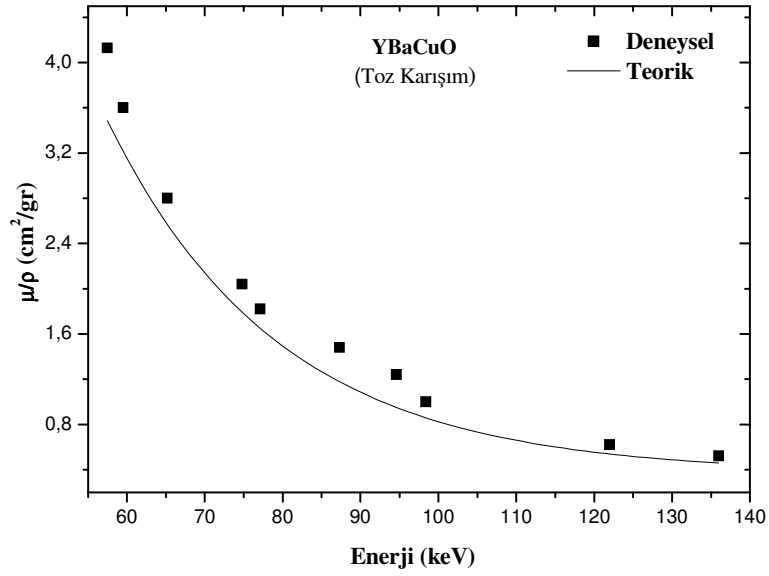
Enerji (keV)	μ (cm ⁻¹)						
	CaO	SrCO ₃	PbO	Bi ₂ O ₃	Bi _{1,7} Pb _{0,3} Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀ (Toz karışım)	Bi _{1,7} Pb _{0,3} Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀ (Kalsine edilmiş)	Bi _{1,7} Pb _{0,3} Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀ (Sinterlenmiş)
57,5	1,55±0,054	9,17±0,19	73,52±0,47	65,13±0,46	9,91±0,81	12,06±1,05	18,88±1,54
59,5	1,35±0,047	9,75±0,20	63,60±0,41	60,73±0,43	8,35±0,75	11,11±0,99	18,56±1,63
65,2	1,07±0,037	6,46±0,13	52,18±0,33	45,58±0,32	7,62±0,63	8,88±0,75	14,17±1,14
74,8	0,97±0,034	4,92±0,10	36,82±0,23	36,41±0,26	5,02±0,42	8,28±0,71	10,04±0,84
77,1	0,87±0,030	4,25±0,08	32,88±0,21	32,01±0,23	4,71±0,42	5,70±0,49	8,73±0,70
87,3	0,82±0,029	3,37±0,07	23,10±0,14	23,34±0,16	4,33±0,38	4,59±0,41	5,80±0,49
94,6	0,70±0,024	2,50±0,05	81,94±0,53	69,89±0,50	9,26±0,83	10,60±0,90	15,74±1,30
98,4	0,57±0,020	2,46±0,05	80,31±0,52	67,57±0,48	7,23±0,60	9,69±0,77	15,06±1,24
122	0,27±0,012	1,34±0,03	28,67±0,29	27,89±0,28	5,40±0,46	6,35±0,52	8,13±0,70
136	0,21±0,009	1,11±0,02	18,77±0,19	16,78±0,17	3,43±0,29	5,46±0,45	6,54±0,54



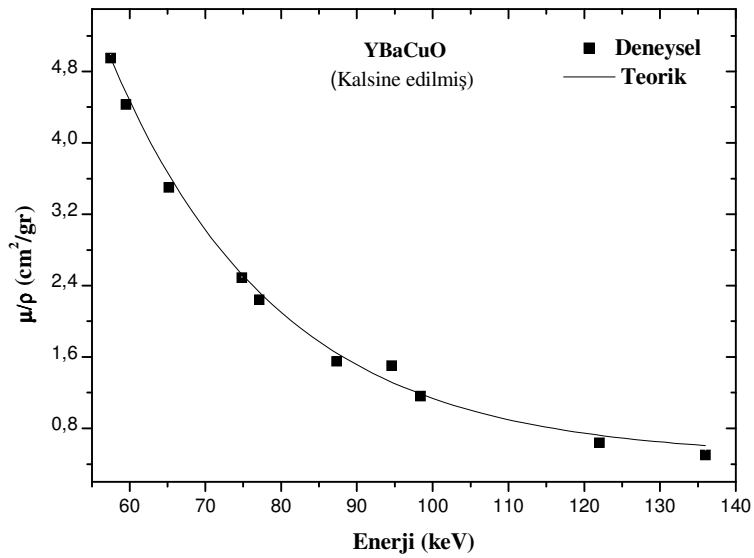
Şekil 35. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ süperiletken numunesinin yoğunluk değişimi ile kütle soğurma katsayılarının değişimi



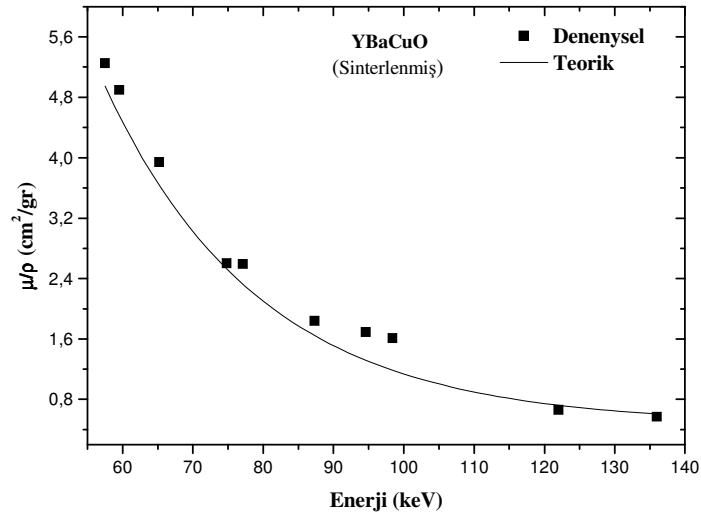
Şekil 36. $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ süperiletken numunesinin yoğunluk değişimi ile kütle soğurma katsayılarının değişimi



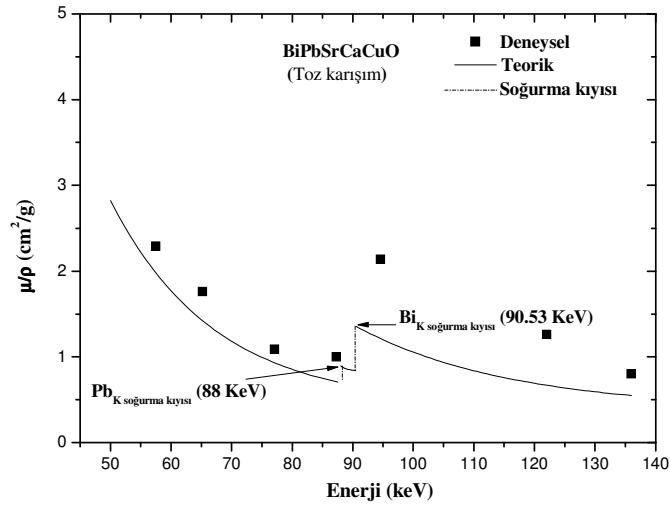
Şekil 37. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ süperiletken numunesinin 57,5, 59,5, 65,2, 74,8, 77,1, 87,3, 94,6, 98,4, 122 ve 136 keV enerjilerde toz karışım halinin kütle soğurma katsayılarının enerjiyle değişimi



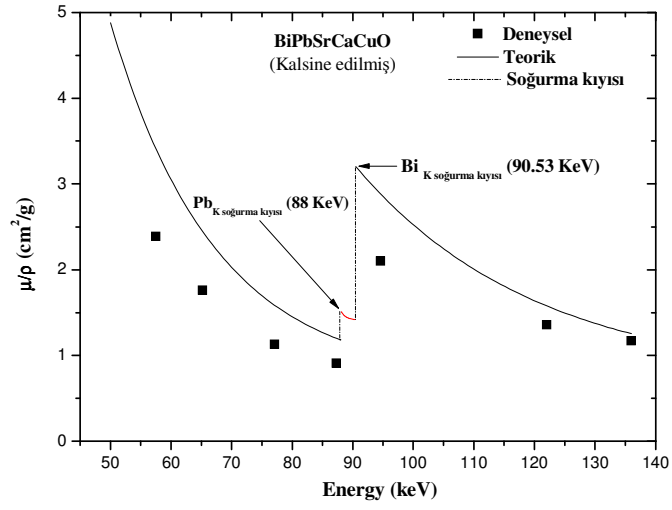
Şekil 38. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ süperiletken numunesinin 57,5, 59,5, 65,2, 74,8, 77,1, 87,3, 94,6, 98,4, 122 ve 136 keV enerjilerde kalsine edilmiş halinin kütle soğurma katsayılarının enerjiyle değişimi



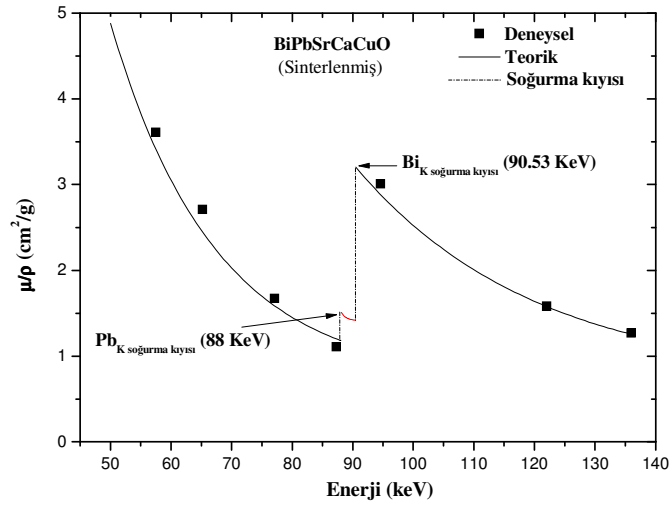
Şekil 39. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ süperiletken numunesinin 57,5, 59,5, 65,2, 74,8, 77,1, 87,3, 94,6, 98,4, 122 ve 136 keV enerjilerde sinterlenmiş halinin kütle soğurma katsayılarının enerjiyle değişimi



Şekil 40. $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ süperiletken numunesinin 57,5, 59,5, 65,2, 74,8, 77,1, 87,3, 94,6, 98,4, 122 ve 136 keV enerjilerde toz karışım halinin kütle soğurma katsayılarının enerjiyle değişimi



Şekil 41. $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ süperiletken numunesinin 57,5, 59,5, 65,2, 74,8, 77,1, 87,3, 94,6, 98,4, 122 ve 136 keV enerjilerde kalsine edilmiş halinin kütle soğurma katsayılarının enerjiyle değişimi



Şekil 42. $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ süperiletken numunesinin 57,5, 59,5, 65,2, 74,8, 77,1, 87,3, 94,6, 98,4, 122 ve 136 keV enerjilerde sinterlenmiş halinin kütle soğurma katsayılarının enerjiyle değişimi

3.4. Etkin Atom Numarası ve Elektron Yoğunluğu

Bileşikler, toprak, plastik gibi malzemelerin fotonla etkileşmelerini, malzemenin ihtiva ettiği tek bir elementin atom numarasıyla ifade etmemiz olanaksızdır. Böyle bir durum “etkin atom numarası” adı verilen ve foton enerjisiyle değişen bir sayıyla ifade edilir. Etkin atom numaralarının tam olarak hesaplanması tıbbi radyasyon dozimetresi, teknolojik ve mühendislik uygulamaları için önemlidir. Bileşiklerin etkin atom numaralarını hesaplayan bir yöntem bulmak için birçok araştırma yapıldı. Bulunan bazı formüller deneysel olarak iyi sonuçlar vermesine rağmen geçerlilikleri deney şartlarıyla sınırlı olduğu için kullanışlı değildir.

Kütle soğurma katsayısı bilinen bir bileşiğin toplam moleküler tesir kesiti ($\sigma_{t,m}$),

$$\sigma_{t,m} = \left(\frac{\mu}{\rho} \right) \frac{A_t}{N_A} \quad (35)$$

ifadesi ile bulunur. Burada A_t bileşiğin bir molünün ağırlığıdır, N_A ise avagadro sayısıdır. Bileşiğin toplam atomik tesir kesiti ($\sigma_{t,a}$) ise,

$$\sigma_{t,a} = \sigma_{t,m} \frac{1}{\sum_i n_i} \quad (36)$$

eşitliği ile bulunur. Burada $\sum_i n_i$ moleküldeki atomların sayısıdır. Her elementin toplam elektronik tesir kesiti ($\sigma_{t,el}$),

$$\sigma_{t,el} = \frac{1}{N_A} \sum_i \frac{f_i A_i}{Z_i} \left(\frac{\mu}{\rho} \right) \quad (37)$$

eşitliği ile bulunur. Burada, f_i bileşiği oluşturan elementlerin bolluk kesri, A_i bileşiği oluşturan elementlerin kütle numarası, Z_i bileşiği oluşturan elementlerin atom numarasıdır. Toplam elektronik ve atomik tesir kesitlerinden yararlanılarak etkin atom numarası için,

$$Z_{et} = \frac{\sigma_{t,a}}{\sigma_{t,el}} \quad (38)$$

ile verilen bir ifade elde edilmiş olur (Singh vd., 2002).

Elektron yoğunluğu ifadesi (Gowda vd., 2005) tarafından aşağıdaki formülle verilmiştir.

$$N_{el} = \frac{(\mu/\rho)_c}{\sigma_{el}} = \frac{N_A}{M} Z_{eff} \sum_i n_i \quad (39)$$

Yukarıdaki (38) ve (39) eşitlikleri kullanılarak elde edilen YBaCuO ve BiPbSrCaCuO süperiletkenlerinin teorik ve deneysel etkin atom numaraları ve elektron yoğunlukları Tablo 13 ve Tablo 14'te verilmektedir. Ayrıca etkin atom numaralarının elektron yoğunluğuna göre değişimi YBaCuO Şekil 43 ve BiPbSrCaCuO süperiletken numuneleri için Şekil 44'te gösterilmektedir.

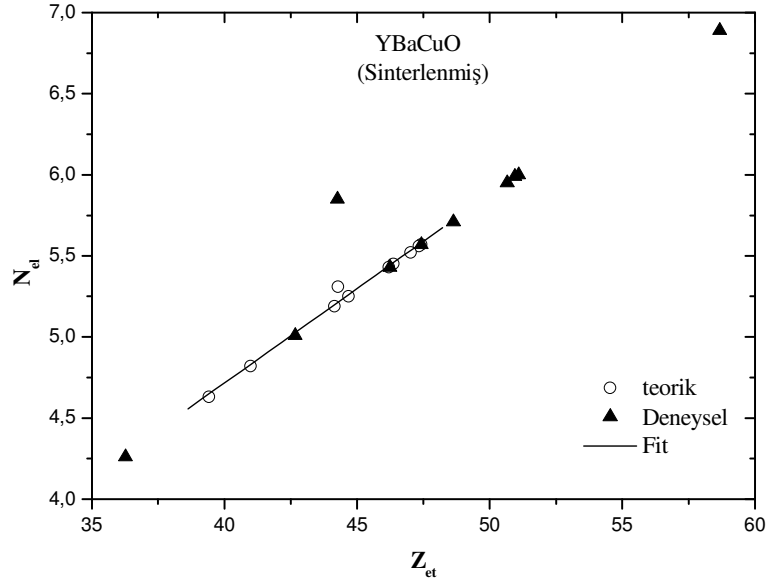
Atom numarasına göre kütle soğurma katsayısının çizildiği grafikler Şekil 45-49'da gösterilmektedir. Şekillerde hem YBaCuO ve BiPbSrCaCuO süperiletkenlerinin hem de onları oluşturan bileşenlerin kütle soğurma katsayıları göz önüne alınarak bu malzemelerin etkin atom numaralarının karşılık geldiği yerler belirlenmiştir. Bu değerlerin Tablo 13-14'te verilen sinterlenmiş YBaCuO ve BiPbSrCaCuO süperiletkenlerinin etkin atom numaraları değerleri ile uyum içinde olduğu görülmektedir. Şekillerden de görüleceği üzere soğurucu üzerine düşen enerji arttıkça elementlerin soğurma kenarı etkileri kendini göstermektedir.

Tablo 13. YBaCuO'nin (toz karışım, kalsine edilmiş ve sinterlenmiş halleri) etkin atom numaraları ve elektron yoğunlukları ($\times 10^{23}$)

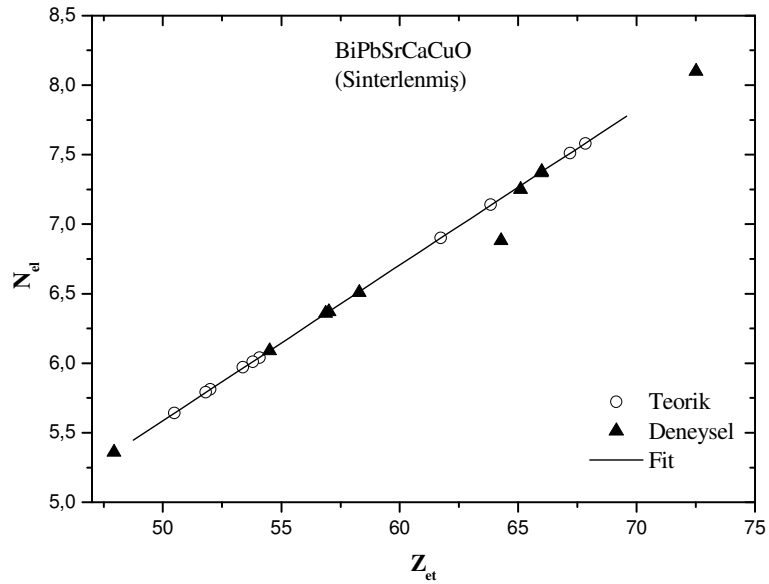
Enerji (keV)	YBa ₂ Cu ₃ O ₇ (Toz karışım)				YBa ₂ Cu ₃ O ₇ (Kalsine edilmiş)				YBa ₂ Cu ₃ O ₇ (Sinterlenmiş)			
	Z _{et}		N _{el}		Z _{et}		N _{el}		Z _{et}		N _{el}	
	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel
57,5	33,45	39,86±3,66	3,93	4,68±0,43	47,42	47,77±4,39	5,57	5,61±0,51	47,42	50,67±4,66	5,57	5,95±0,54
59,5	33,31	37,44±3,44	3,91	4,40±0,40	47,33	46,07±4,23	5,56	5,41±0,49	47,33	50,95±4,68	5,56	5,99±0,55
65,2	33,23	34,57±3,18	3,90	4,06±0,37	47,02	43,21±3,97	5,52	5,08±0,46	47,02	48,64±4,47	5,52	5,71±0,52
74,8	32,82	33,48±3,08	3,86	3,93±0,36	46,36	40,87±3,76	5,45	4,80±0,44	46,36	42,67±3,92	5,45	5,01±0,46
77,1	32,80	33,33±3,06	3,85	6,58±0,60	46,20	41,02±3,77	5,43	4,82±0,44	46,20	47,43±4,36	5,43	5,57±0,51
87,3	32,45	41,09±3,78	3,81	4,83±0,44	45,16	43,03±3,95	5,31	5,06±0,46	44,28	51,09±4,70	5,31	6,00±0,55
94,6	32,19	33,93±3,12	3,78	3,99±0,36	44,67	41,04±3,77	5,25	4,82±0,44	44,67	46,24±4,25	5,25	5,43±0,49
98,4	31,93	36,44±3,35	3,75	4,28±0,39	44,14	42,27±3,88	5,19	4,97±0,45	44,14	58,67±5,39	5,19	6,89±0,63
122	30,74	34,07±3,13	3,61	4,00±0,36	40,99	35,17±3,23	4,82	4,13±0,37	40,99	36,27±3,33	4,82	4,26±0,39
136	29,57	40,38±3,71	3,47	5,31±0,48	39,42	38,82±3,22	4,63	5,11±0,47	39,42	44,26±4,07	4,63	5,±0,53

Tablo 14. BiPbSrCaCuO'nin (toz karışım, kalsine edilmiş ve sinterlenmiş halleri) etkin atom numaraları ve elektron yoğunlukları ($\times 10^{23}$)

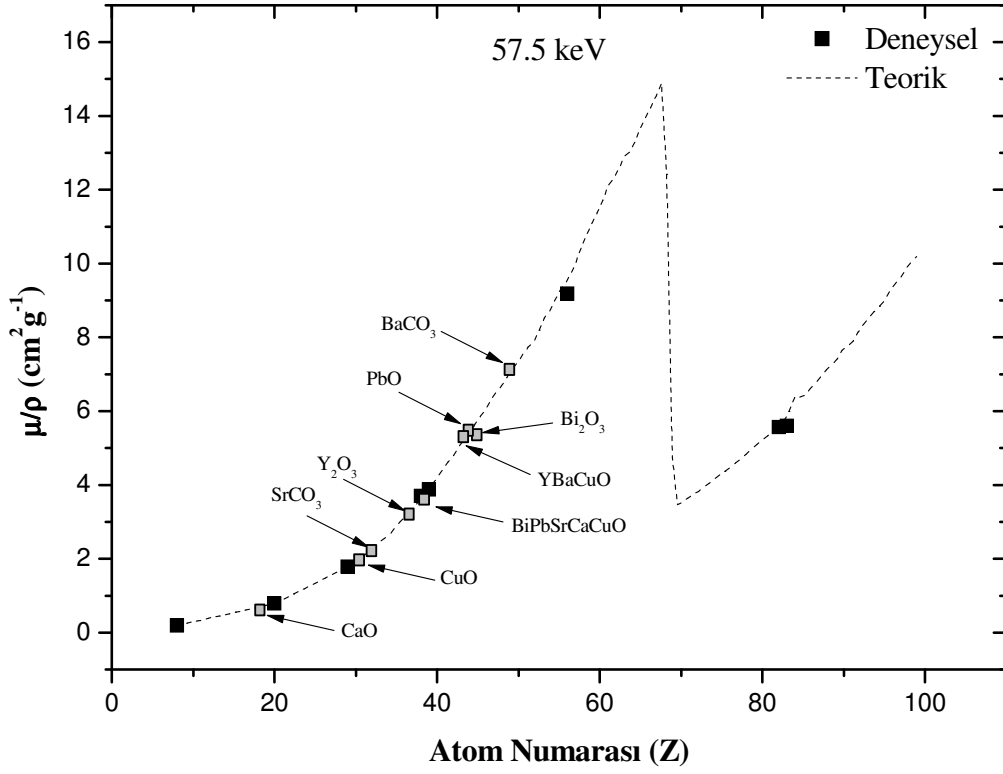
Enerji (keV)	$\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ (Toz Karışım)				$\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ (Kalsine edilmiş)				$\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ (Sinterlenmiş)			
	Z_{et}		N_{el}		Z_{et}		N_{el}		Z_{et}		N_{el}	
	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel
57,5	31,33	36,16 \pm 2,67	3,50	4,04 \pm 0,30	54,08	37,74 \pm 2,94	6,04	4,22 \pm 0,32	54,08	57,01 \pm 4,44	6,04	6,37 \pm 0,50
59,5	31,13	35,88 \pm 2,94	3,48	4,01 \pm 0,30	53,80	40,90 \pm 3,35	6,01	4,57 \pm 0,37	53,80	66,00 \pm 5,41	6,01	7,38 \pm 0,60
65,2	31,02	37,85 \pm 2,80	3,47	4,23 \pm 0,32	53,37	37,85 \pm 2,87	5,97	4,23 \pm 0,32	53,37	58,29 \pm 4,48	5,97	6,51 \pm 0,51
74,8	30,66	34,36 \pm 2,81	3,43	3,84 \pm 0,31	52,00	48,58 \pm 3,98	5,81	5,43 \pm 0,44	52,00	56,87 \pm 4,66	5,81	6,36 \pm 0,52
77,1	30,25	35,57 \pm 2,66	3,38	3,98 \pm 0,32	51,81	36,88 \pm 2,80	5,79	4,12 \pm 0,31	51,81	54,50 \pm 4,19	5,79	6,09 \pm 0,47
87,3	29,69	43,19 \pm 3,28	3,32	4,83 \pm 0,38	50,48	39,30 \pm 2,94	5,64	4,39 \pm 0,32	50,48	47,94 \pm 3,59	5,64	5,36 \pm 0,40
94,6	27,77	46,91 \pm 3,37	3,10	5,24 \pm 0,39	67,84	46,03 \pm 3,40	7,58	5,15 \pm 0,38	67,84	65,98 \pm 4,88	7,58	7,37 \pm 0,55
98,4	27,62	42,05 \pm 3,44	3,09	4,70 \pm 0,38	67,20	48,34 \pm 3,96	7,51	5,40 \pm 0,44	67,20	72,51 \pm 5,94	7,51	8,10 \pm 0,66
122	27,30	49,06 \pm 3,72	3,05	5,48 \pm 0,39	63,84	52,95 \pm 3,91	7,14	5,92 \pm 0,45	63,84	64,28 \pm 4,82	7,14	6,88 \pm 0,52
136	27,10	40,84 \pm 3,10	3,03	4,56 \pm 0,35	61,74	59,73 \pm 4,65	6,9	6,68 \pm 0,49	61,74	65,10 \pm 4,88	6,9	7,25 \pm 0,53



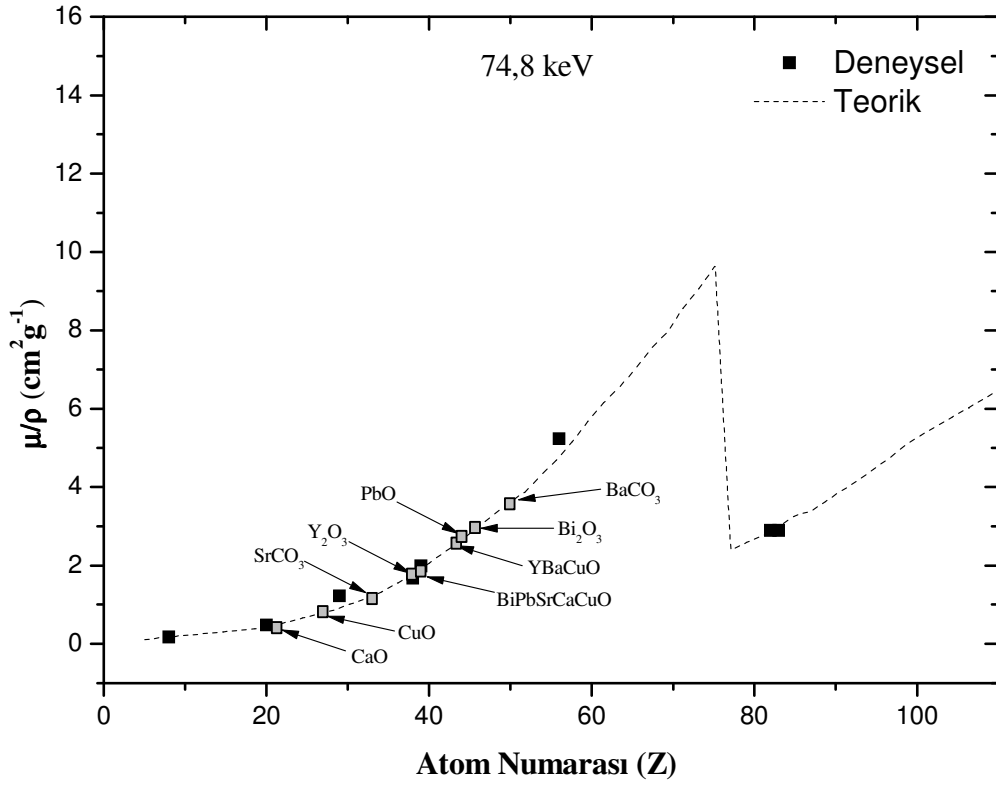
Şekil 43. YBaCuO süperiletken numunesinin sinterlenmiş halde etkin atom numarasının (Z_{et}) elektron yoğunluğu ($N_{et} \times 10^{23}$) ile değişimi



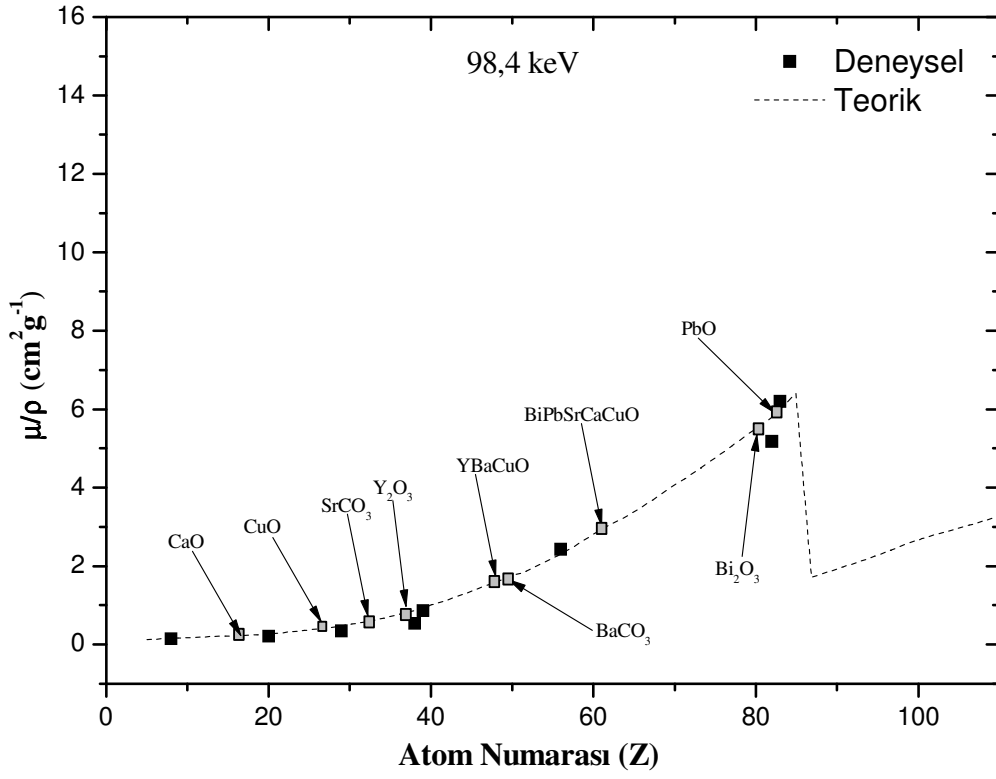
Şekil 44. BiPbSrCaCuO süperiletken numunesinin sinterlenmiş halde etkin atom numarasının (Z_{et}) elektron yoğunluğu ($N_{et} \times 10^{23}$) ile değişimi



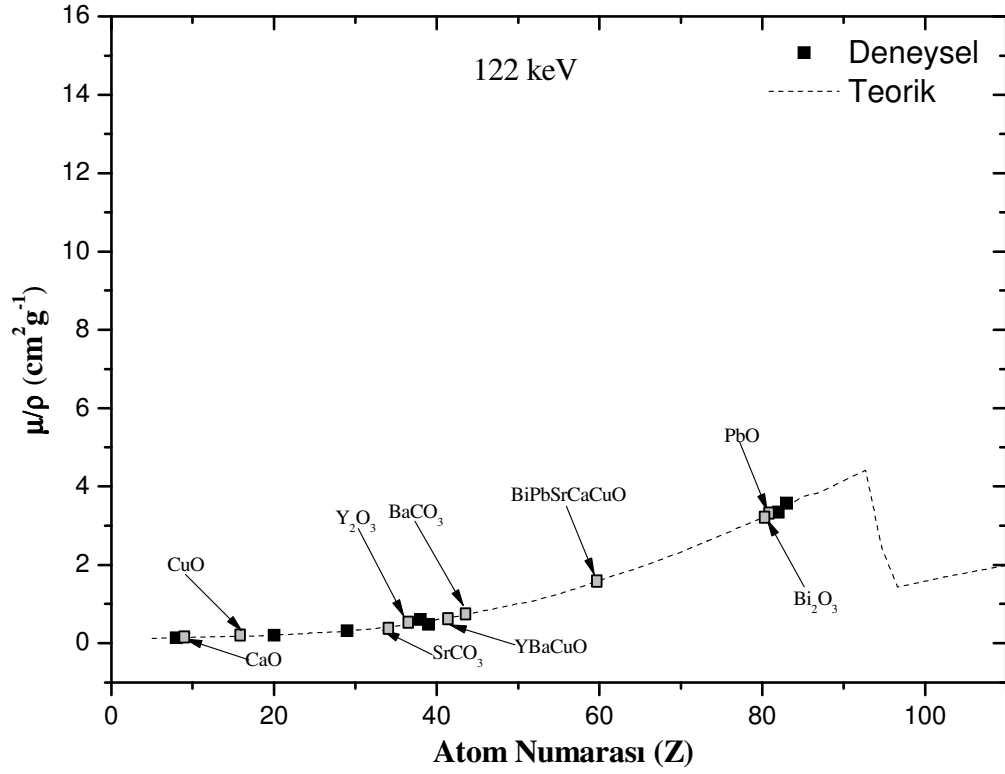
Şekil 45. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ve $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ sinterlenmiş süperiletken numunelerin ve bunları oluşturan Y_2O_3 , BaCO_3 , CuO , Bi_2O_3 , PbO , SrO_3 ve CaO bileşiklerinin 57,5 keV'de atom numarasına (Z) göre kütle soğurma katsayılarının değişimi



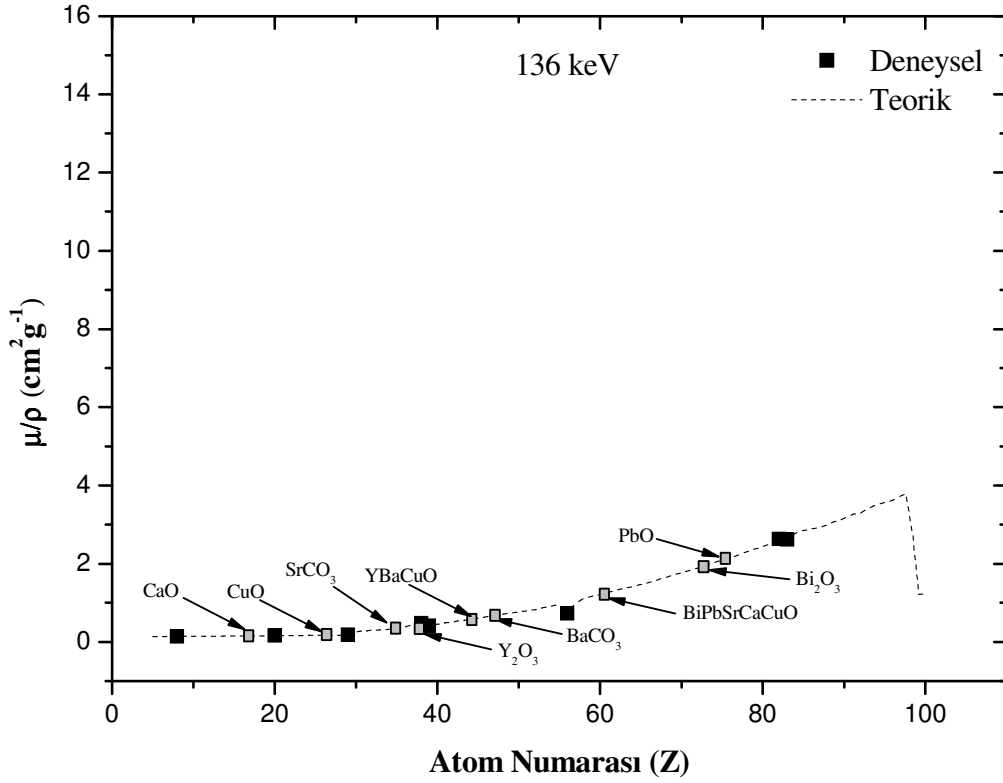
Şekil 46. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ve $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ sinterlenmiş süperiletken numunelerin ve bunları oluşturan Y_2O_3 , BaCO_3 , CuO , Bi_2O_3 , PbO , SrO_3 ve CaO bileşiklerinin 74,8 keV'de atom numarasına (Z) göre kütle soğurma katsayılarının değişimi



Şekil 47. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ve $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ sinterlenmiş süperiletken numunelerin ve bunları oluşturan Y_2O_3 , BaCO_3 , CuO , Bi_2O_3 , PbO , SrO_3 ve CaO bileşiklerinin 98,4 keV'de atom numarasına (Z) göre kütle soğurma katsayılarının değişimi



Şekil 48. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ve $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ sinterlenmiş süperiletken numunelerin ve bunları oluşturan Y_2O_3 , BaCO_3 , CuO , Bi_2O_3 , PbO , SrO_3 ve CaO bileşiklerinin 122 keV’de atom numarasına (Z) göre kütle soğurma katsayılarının değişimi



Şekil 49. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ve $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ sinterlenmiş süperiletken numunelerin ve bunları oluşturan Y_2O_3 , BaCO_3 , CuO , Bi_2O_3 , PbO , SrO_3 ve CaO bileşiklerinin 136 keV’de atom numarasına (Z) göre kütle soğurma katsayılarının değişimi

4. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

YBa₂Cu₃O_{7-δ} süperiletken numunelerinin kalsine edilmiş ve sinterlenmiş hallerinin X-ışını kırınım deseni verileri numunelerin 123 ortorombik faz yapısına $a = 3,829 \text{ \AA}$, $b = 3,902 \text{ \AA}$ ve $c = 11,646 \text{ \AA}$ değerleriyle sahip olduğunu göstermektedir. Desenlerin sırayla incelenmesi göstermektedir ki ikinci ısıl işlem sonucu (sinterleme) yapının iyileştiği ve buna bağlı olarak pik şiddetlerinde artış olduğu görülmektedir. Bu sonuç sinterlenmiş numunelerin yoğunluklarının (5,12 ve 5,43 g/cm³) kalsine edilmiş numunelerin yoğunluklarından (4,66 ve 5,38 g/cm³) büyük olmasından da anlaşılabilir.

Bi_{1,7}Pb_{0,3}Sr₂Ca₂Cu₃O₁₀ süperiletken numunelerinin kalsine edilmiş ve sinterlenmiş hallerinin X-ışını kırınım desenlerinden numunenin büyük çoğunluğunun 2212 fazından oluştuğu görülmektedir. Buna ilaveten 2223 fazına ait piklere de rastlanmaktadır. Sinterleme işleminden sonra $2\theta = 31,9^\circ$ açısındaki Ca₂PbO₄ piki kayboldu. Bunun yanında 2223 fazına ait piklerin şiddetlerinde düşüş gözlemlendi. İstenen başlangıç fazı 2223 olmasına rağmen Bi_{1,7}Pb_{0,3}Sr₂Ca₂Cu₃O₁₀ numunesinin ısıl işlemlerinin zor olması ve kullandığımız fırınların kalibrasyon sıcaklığının tam olarak ayarlanamamasından dolayı 22212 fazı daha baskın olarak elde edilmiştir. Bi_{1,7}Pb_{0,3}Sr₂Ca₂Cu₃O₁₀ numunelerinin sinterlenmiş yoğunluklarının (5,15 ve 5,23 g/cm³) kalsine edilmiş numunelerin yoğunluklarından (4,67 ve 5,05 g/cm³) büyük olmasından da yapının oluşmasını göstermektedir.

Tablo 9'da, YBaCuO süperiletken numunesinin 10 farklı enerjide toz karışım, kalsine edilmiş ve sinterlenmiş halleri için, süperiletkeni oluşturan CuO, Y₂O₃ ve BaCO₃ bileşikleri için ve ayrıca Y, Ba, Cu ve O elementleri içinde kütle soğurma katsayılarının teorik ve deneysel değerleri verilmektedir. Açıkça görüldüğü gibi, artan foton enerjileri ile kütle soğurma katsayıları azalmaktadır. Kütle soğurma katsayılarının yoğunluk bağımlılığı bilinen bir gerçektir. Yoğunluk artışı ile kütle soğurma katsayısının artması ve teorik yoğunlukta teorik kütle soğurma katsayılarının artması beklenir. Tablo 6'da YBaCuO süperiletken numunesinin toz karışım, kalsine edilmiş ve sinterlenmiş halleri için ve toz karışımı oluşturan CuO, Y₂O₃ ve BaCO₃ bileşikleri için deneysel olarak hesaplanmış yoğunluk değerleri verilmektedir. Bu numuneler Denk. (30)'a uygun olarak iki farklı kalınlıkta hazırlanmıştır. Şekil 35'te ve Tablo 9'da görüldüğü gibi artan yoğunluk değerleri ile kütle soğurma katsayıları artmıştır ve artan kalınlıkla numunelerin yoğunlukları azalmıştır. Şekil 37-39'da toz karışım, kalsine edilmiş ve sinterlenmiş haller için çizilen

grafiklerden de artan foton enerjisi ile kütle soğurma katsayılarının azaldığı açıkça görülebilir. YBaCuO süperiletken numunesinin toz karışım, kalsine edilmiş ve sinterlenmiş halleri için kütle soğurma katsayılarının değişimi incelendiğinde toz karışımında henüz kristal yapı oluşmadığı için teorik değerle deneysel değer arasında tam bir uyum görülmemektedir. Kalsine edilmiş ve sinterlenmiş hallerde teorik olarak kütle soğurma katsayısı aynı olmasına karşın deneysel olarak hesaplanmış kütle soğurma katsayısı birbirinden farklıdır. Bu fark, kalsine edilmiş durumda kristal yapının oluşmasına rağmen yapının oksijen bakımından tam olarak doymaması ve yoğunluğun düşük olmasına bağlanabilir. Sinterleme esnasında, ısıtma işlemi uygulanırken numuneye dışardan oksijen verilerek yapının tamamen oluşması sağlanmıştır. Bunun sonucunda YBaCuO süperiletken numunesinin kristal yapısı teorik yapıya yaklaştırılmıştır. Böylece sinterlenmiş YBaCuO süperiletken numunesinin yoğunluğu kalsine edilmiş haline göre daha büyüktür. Bu durum kendini Şekil 38-39'da göstermektedir. Şekillerden sinterlenmiş YBaCuO süperiletken numunesinin deneysel değerlerinin teorik değerlerle uyum içinde olması istenilen yapının oluştuğunun ve yoğunluğun arttığına bir göstergesidir. Deneysel lineer soğurma katsayıları, kütle soğurma katsayıları ve deneysel yoğunluk değerleri kullanılarak hesaplandı. Kütle soğurma katsayısının hesabı numunenin yoğunluğundan bağımsızken lineer soğurma katsayısının yoğunluk bağımlılığı sözkonusudur.

Tablo 10'de, BiPbSrCaCuO süperiletken numunesinin aynı enerjilerde aynı ısıtma işlemleri için kütle soğurma katsayılarının teorik ve deneysel değerleri verilmektedir. Benzer şekilde, süperiletkeni oluşturan Bi_2O_3 , PbO, SrCO_3 , CaO bileşikleri için ve Bi, Pb, Sr, Ca ve Cu elementleri içinde kütle soğurma katsayılarının teorik ve deneysel değerleri de aynı tabloda verilmektedir. Tablo 7'de BiPbSrCaCuO süperiletken numunesinin toz karışım, kalsine edilmiş ve sinterlenmiş halleri için ve toz karışımı oluşturan Bi_2O_3 , PbO, SrCO_3 , CaO bileşikleri için deneysel olarak hesaplanmış yoğunluk değerleri verilmiştir. Şekil 40-42'de süperiletkenin toz karışım, kalsine edilmiş ve sinterlenmiş halleri için çizilen grafiklerden artan foton enerjisi ile kütle soğurma katsayılarının azaldığı görülebilir. BiPbSrCaCuO süperiletken numunesinin hazırlama aşamaları (ısıtma işlemleri) YBaCuO süperiletken numunesine benzediğinden, bu süperiletken için gözlediğimiz olayları BiPbSrCaCuO numunesinde de gözlemledik. Daha öncede belirttiğimiz gibi hazırlama aşamalarının zorluğu sinterlenmiş BiPbSrCaCuO numunesinde istenen 2223 fazının tam olarak elde edilememesine sebep olmuştur. Bu nedenle, kütle soğurma

katsayılarında teorik değerlerle olan uyum YBaCuO süperiletkeninde daha iyi gözlemlenmektedir.

Güçlü atom numarası bağımlılığı olan ve fotoelektrik olayın baskın olduğu düşük enerjilerde, deneysel ve teorik verileri doğru bir şekilde elde etmek için karışımın kompozisyonun ve elementlerin saflığının bilinmesi gereklidir. Fotoelektrik olayın baskın olduğu bu enerji bölgesinde soğurma tesir kesitinin atom numarasına bağımlılığı $Z^{4.5}$ şeklindedir. Enerjiye bağımlılığı $E^{3.5}$ 'ün tersi ile orantılıdır. Compton olayının baskın olduğu daha yüksek enerji bölgesinde soğurma tesir kesiti Z atom numarası ile lineer olarak değişmekte ve enerjiye bağımlılığı ise E^{-1} ile orantılı olmaktadır.

BiPbSrCaCuO süperiletkenini oluşturan bileşenlerden Bi ve Pb elementlerinin K kabuğu soğurma kıyısına yakın bölgelerde soğurma ölçümleri yapılmıştır. Soğurmayı ölçtüğümüz enerjilerde bu soğurma kıyılarına yakın düştüğünden bu bölgede kütle soğurma katsayılarında belirgin bir artış görülmüştür (Şekil 40-42). Şekillerden de görüldüğü gibi kütle soğurma katsayısı 87,3 keV'lik enerjiye kadar azalmakta ve aniden keskin bir şekilde 94,4 keV'lik enerjide artmaktadır. Bu noktadan sonra yeniden düzgün bir şekilde düşüş gözlenmektedir. Bu düzensizlik PbK (88 keV) ve BiK (90,53 keV) soğurma kıyısına bağlanabilir.

X veya gama ışınlarının soğurulması ve saçılması, elementlerde atom numarasına ve yoğunluğuna bağlıyken, bileşiklerde bileşiğin etkin atom numarasına (Z_{etkin}), yoğunluğa ve elektron yoğunluğuna bağlıdır. Bu yüzden YBaCuO ve BiPbSrCaCuO süperiletken numunelerin toz karışım, kalsine edilmiş ve sinterlenmiş hallerinin etkin atom numaraları ve elektron yoğunlukları hesaplanarak Tablo 13 ve Tablo 14'da verilmektedir. Bu tablolar incelendiğinde etkin atom numaralarının ve elektron yoğunluklarının foton enerjisi ile değiştiği görülmektedir. Etkin atom numarası ile elektron yoğunluğu birbiri ile lineer ilişkisi olan niceliklerdir. Atom numarası arttıkça maddenin elektron yoğunluğu da doğrusal olarak artmaktadır. Bu doğrusallık Şekil 43 ve Şekil 44'te sırasıyla YBaCuO ve BiPbSrCaCuO için görülmektedir.

Kütle soğurma katsayıları kullanılarak çizilen atom numarası grafiklerinde YBaCuO ve BiPbSrCaCuO süperiletkenleri için etkin atom numaralarına karşılık gelen değerler gösterilmiştir. Bu değerler hesaplamalarla bulunan Tablo 13-14'teki değerlerle hata sınırları içinde uyum içindedir. Süperiletkenleri oluşturan bileşenler için kütle soğurma katsayılarına karşılık gelen etkin atom numaraları da şekiller üzerinde gösterilmiştir. Böylece soğurma katsayılarından direk olarak etkin atom numaraları belirlenmiş olur.

Şekil 45'te soğurucu üzerine gönderilen enerji bileşikleri oluşturan elementlerin soğurma kenarına yakın olduğundan kütle soğurma katsayılarında keskin bir artma ve düşme gözlenmektedir. Enerji büyüdükçe bu fark azalmakta ve malzemelerin kütle soğurma katsayıları belirgin bir şekilde birbirine yaklaşmaktadır. Özellikle Bi ve Pb elementlerinin soğurma kenarlarının yüksek enerjili olmasında dolayı Şekil 47'de PbO ve Bi₂O₃'ün saf Pb ve Bi elementleri ile aynı atom numarasına denk düştüğü görülmektedir. Artan enerji ile bu fark büyümektedir.

5. ÖNERİLER

YBaCuO ve BiPbSrCaCuO süperiletken numunelerin kütle soğurma katsayılarının ölçüldüğü bu çalışmada değişik enerjiler kullanıldı. Çalışmada kütle soğurma katsayılarının yanı sıra lineer soğurma katsayıları, etkin atom numaraları ve elektron yoğunlukları da ölçülmüştür. Çalışmanın devamı olarak bu ölçümler öncelikli olarak çok geniş bir enerji aralığında yapılabilir. Ayrıca kullandığımız süperiletkenler haricinde diğer süperiletkenler içinde bu çalışmaların hepsi yapılabilir. Özellikle malzemelerin kullanıldığı alanlara ve etkileşme yaptığı elektromanyetik ışın türlerine göre bu niceliklerin geniş bir şekilde incelenmesi veya tersine kütle soğurma katsayılarına göre bu tür malzemelerin kullanılabilceği alanlar belirlenebilir.

6. KAYNAKLAR

- Angelone, M., Esposito, A., Chiti, M., ve Gentile, A., 2001. Measurement of mass attenuation coefficients for mixtures using X-ray from 13 keV up to 40 keV. Radiation Physics and Chemistry 61, 547-548.
- Baltaş, H., Çevik, U., Tıraşoğlu, E., Ertuğral, B., Apaydın, G., ve Kobya, A.İ., 2005. Mass attenuation coefficients of YBaCuO and BiPbSrCaCuO superconductor at 511, 661 and 1274 keV energies. Radiation Measurements 39, 33-37.
- Berger, M. J. ve Hubbell, J. H., 1987/1999. XCOM: Photon cross sections database, Web Version 1.2., available at <http://physics.nist.gov/xcom>. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD 20899, USA (199). Originally published as NBSIR 87-3597 "XCOM: Photon Cross Section on a Personal Computer".
- Bertin, E.P., 1975. Principles and Practica of X-ray Spectrometric Analysis, Second Edition, Plenum Press, New York - London.
- Chitralekha, Kerur, B.R., Lagare, M.T. Nathuram, R. ve Sharma, D.N., 2004. Mass attenuation coefficients of saccharides for low-energy X-rays. Radiation Physics and Chemistry 72, 1-5.
- Creagh, D.C., 1997. The resolution of discrepancies in tables of photon attenuation coefficients Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 255 1-16.
- Creagh, D.C., Hubell, J.H., 1992. X-ray Absorption (or Attenuation) Coefficients, Sec. 4.2.4. in *International Tablets for Crystallography, Vol. C*, A.J.C., Wilson, ed. (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht), 189-206.
- Cregah, D.C., Hubbell, J.H., 1987. Problems Associated with The Measurement of X-ray Atenuation Coefficients. I. Silicon. Report on the International Union of Crystallography X-ray Attenuation Project, Acta Cryst. A, 43, 102-112.
- Cregah, D.C., Hubbell, J.H., 1990. Problems Associated with The Measurement of X-ray Atenuation Coefficients. II. Carbon. Report on the International Union of Crystallography X-ray Attenuation Project, Acta Cryst. A, 46, 402-408
- Çevik, U., Baltaş, H., Çelik, A. ve Bacaksız, E., 2006. Determination of attenuation coefficients, thicknesses and effective atomic numbers for CuInSe2 semiconductor. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 247, 173-179.
- Çevik, U., Baltaş, H., Çelik, Ş., Karaca, İ. ve Kobya, A.İ., 2005. Measurement of mass attenuation coefficients for YBaCuO superconductor at different energies. Supercond. Sci. Technol., 18, 101-106.

- Çevik, U., 1994. Doğu Karadeniz Dip Tortularının X - Işını Floresans Yöntemiyle Belirlenmesi, Yüksek Lisans Tezi, K.T.Ü., Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Debertin, K. ve Hemler, R. G., 1988. Gamma and X-Ray Spektrometry With Semiconductor Detectors, Elsevier Science Publishers, New York, U.S.A., 94-100.
- Gerward, L., 1993. X-ray Attenuation Coefficients: Current State of Knowledge and Availability. Radiat. Phys. Chem., 41, 783-789.
- Gowda, S., Krishnaveni, S. ve Gowda, R., 2005. Studies on effective atomic numbers and electron densities in amino acids and sugars in the energy range 30-1333 keV. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 239, 361-369.
- Hubbel, J.H., Seltzer, S.M., 1995. Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficient 1keV to 20 MeV for Elements Z=1 to 92 and 48 Additional substances of Dosimetric Interest, NISTIR 5632, Gaithersburg,
- Hubell, J.H., 1994. Bibliography of Photon Total Cross Section (Attenuation Coefficient) Measurements 10 eV to 13.5 GeV, 1907-1993, NISTR 5437.
- Jerkins, R., Manne, R., Robin, R. ve Senemaud, C., 1991. Nomenclature, Symbols, Units and Their Usage in Spectrochemical Analysis, Nomenclature System for X-Ray Spectroscopy, X-Ray Spect., 20 , 149.
- Kikuchi, M., Syono, Y., Toikwa, A., Oh-Ishi, K., Arai, H., Hiraga, K., Kobayashi, N., Saoska, T, and Muto, Y., 1987. Thermal and X-Ray Analyses of High Temperature Superconductor YBa₂Cu₃O_{6.74}, Japan. J. Appl. Phys., 26, 1066-1069.
- Norrish, K. ve Hotton J. T., 1969. Accurate X-ray Spectrographic Method for the Analysis a Wide Range of Geological Samples. Geochemicaat Cosmochimicia Acta 33, 431.
- Roy, B., Chatterjee, BK., Roy, SC., Bhattacharya, N., ve Choudhury, N., 1997. Photoelectric cross-sections derived from measured total attenuation coefficient of photons near absorption edges of heavier atoms. Appl. Radiat. Isot., 48, 785-788.
- Sch tzler HP, 1979. Basic aspects on the use of elastic and inelastic scattered gamma radiation for the determination of binary systems with effective atomic numbers of less than 10. Int. J. Appl. Radiat. Isot., 30, 115–121
- Singh, K., Singh, H., Sharma, V., Nathuran, R., Khanna, A., Kumar, R., Bhatti, S.S., ve Sahota, S.S., 2002. Gamma-ray Attenuation Coefficients in Bismuth Borate Glasses, Nuc. Inst. Meth. Phys. Res. B, 194, 1-6.
- Tadashi, A., Tsuyoshi, Y., Ryouyuke, N., Kouichi, S., Ikuo, M., ve Fumiyuki, F., 2004. Measurements of mass attenuation coefficients around the K absorption edge of semiconductors by parametric X-rays. Radiat. Phys.Chem., 71, 643-645

- Teli, M.T. ve Chaudhari, M., 1996. The attenuation coefficient of ammonium chloride for 662 keV gamma radiation, measured for dilute solutions. Radiat. Phys. Chem., 47, 531-534.
- Tertian, R. ve Claisse, F. , 1982. Principles of Quantitative X-ray Fluorescence Analysis, Heyden ve Son Ltd., London.
- URL-1, <http://jan.ucc.nau.edu/~wittke/Microprobe/Course%20Overview.html>, Energy Dispersive Analysis Detectors, 15 Haziran 2004.
- Williams, K. L., 1987. An Introduction to X-ray Spectrometry: X-Ray Fluorescence and Electron Microprobe, Allen and Unwin, London.
- Yanmaz, E. 1992. A Thesis Submitted to the Faculty of Engineering of the University of Birmingham for the Degree of Doctor of Philosophy, (Ph. D), (December).

ÖZGEÇMİŞ

17.04.1972 yılında Osmaniye'nin Kadirli İlçesinde doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Kadirli'de tamamladı.. 1996 yılında Ondokuz Mayıs Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı. 1999 yılında lisansını tamamladı.

1999 Karadeniz Teknik Üniversitesi Rize Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde Araştırma Görevlisi olarak başladı. Aynı yıl Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Yüksek Lisans öğrenimine başladı. İlk yıl İngilizce hazırlık programına katıldı. Doç. Dr. Uğur ÇEVİK yönetiminde “YBaCuO, BiPbSrCaCuO, Al, Cu ve Pb Numunelerinin 511, 661 ve 1274 keV Enerjilerde Kütle Soğurma Katsayılarının Ölçümü” isimli teziyle Ocak 2003 tarihinde Yüksek Lisansdan mezun oldu. 2003 yılında aynı Ana Bilim Dalında Doktora eğitimine başladı. Science Index Expanded (SCI-EXPANDED) kapsamında yer alan uluslar arası dergilerde 7 makalesi yayınlanmış olup 2 makalesi de baskıdadır. Ayrıca ulusal sempozyumlarda sunulmuş 10 bildirisi vardır.

Hasan BALTAŞ halen görevine devam etmekte ve İngilizce bilmektedir.