

**T.C.  
RECEP TAYYIP ERDOĞAN ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**GÖZENEKLİ SİLİSYUM KRİSTALİ, BAZI  
YARIİLETKENLER VE DOĞAL KRİSTALLERİN KÜTLE  
SOĞURMA KATSAYILARININ İNCELENMESİ**

**Elif AYAZ**

**Tez Danışmanı: Doç. Dr. Mehmet ŞAHİN**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**RİZE-2012**

T.C

RECEP TAYYIP ERDOĞAN ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

GÖZENEKLİ SİLİSYUM KRİSTALİ, BAZI YARIİLETKENLERİN VE DOĞAL  
KRİSTALLERİN KÜTLE SOĞURMA KATSAYILARININ İNCELENMESİ

Elif AYZ

Yüksek Lisans

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 03/07/2012

Tezin Sözlü Savunma Tarihi : 22/06/2012

Tez Danışmanı : Doç. Dr. Mehmet ŞAHİN

Jüri Üyesi : Doç. Dr. Telhat ÖZDOĞAN

Jüri Üyesi : Yrd. Doç. Dr. Barbaros DİNÇER

*M. Şahin*

*Telhat Özdoğan*

*Barbaros Dinçer*

Enstitü Müdürü

: Doç. Dr. Fatih YILMAZ



## ÖNSÖZ

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışmada yardımlarını esirgemeyen danışman hocam sayın Doç. Dr. Mehmet ŞAHİN'e teşekkürlerimi sunarım.

Tezi hazırlama aşamasında değerli yorumları ve göstermiş olduğu anlayış ile akademik bilgi birikimini, zamanını ve yardımlarını hiçbir zaman esirgemeyen sayın Doç. Dr. Telhat ÖZDOĞAN'a en içten dileklerle teşekkür ederim.

Tez çalışmalarım sırasında her konuda yardımcı olan sayın Doç. Dr. Hasan BALTAŞ'a teşekkürlerimi sunarım.

Yüksek lisansa başladığımdan beri sadece tezin hazırlanması ile ilgili değil, her konuda sorunlarımı çözmemde yardımcı olan ve hiçbir şekilde hoşgörüsünü esirgemeyen Arş. Gör. Erkan KIRIŞ'a teşekkürlerimi sunarım.

Tez çalışmalarım sırasında her konuda yardımlarını esirgemeyen çok değerli arkadaşlarım Esra YILMAZ ve Uzm. Murat ŞİRİN'e en içten dileklerle teşekkür ederim.

Doğduğum andan itibaren maddi ve manevi her türlü konuda her zaman yanımda olan, beni yetiştiren, bulunduğum konumu onlara borçlu olduğum canım annem Nazife AYAZ'a, canım babam Ahmet AYAZ'a ve desteklerini her an yanımda hissettiğim çok kıymetli kardeşlerime sonsuz şükranlarımı sunarım.

# İÇİNDEKİLER

## SAYFA NO

ÖNSÖZ.....	I
İÇİNDEKİLER.....	II
ÖZET .....	IV
SUMMARY .....	V
SEMBOLLER VE KISALTMALAR DİZİNİ .....	VI
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VII
TABLolar DİZİNİ.....	VIII
1. GENEL BİLGİLER.....	1
1.1. Giriş.....	1
1.2. Kristal Yapı .....	2
1.2.1. Kristal Kusurları .....	3
1.2.2. Kristal Büyütme Teknikleri .....	4
1.3. Yarıiletkenler.....	5
1.3.1. Katkılı Yarıiletkenler.....	6
1.3.2. n-tipi Yarıiletkenler .....	7
1.3.3. p-tipi Yarıiletkenler .....	8
1.4. Elektromanyetik Radyasyonun Madde ile Etkileşmesi.....	8
1.5. Elektromanyetik Radyasyonun Soğurulması.....	9
1.5.1. Fotoelektrik Olay.....	10
1.5.2. Çift Oluşumu .....	12
1.6. Elektromanyetik Radyasyonun Saçılması .....	13
1.6.1. Koherent Saçılma .....	13
1.6.1.1. Rayleigh Saçılması .....	14
1.6.1.2. Delbrück Saçılması.....	15
1.6.1.3. Nükleer Rezonans Saçılma.....	15
1.6.1.4. Nükleer Thomson Saçılması.....	15
1.6.2. İnkohherent Saçılma.....	15
1.6.2.1. Compton Saçılması.....	15
1.6.2.2. Raman Saçılması .....	17

1.6.2.3. Nükleer Saçılma .....	17
1.7. Kütle Soğurma Katsayısı .....	18
1.7.1. Soğurma Kıyıları .....	19
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	22
2.1. Kimyasal Analiz .....	22
2.2. Deneysel Yöntem .....	23
2.2.1. Enerji Kalibrasyonu .....	23
2.3. Kütle Soğurma Katsayısı Ölçümleri.....	24
2.3.1. Deney Sistemi.....	24
3. BULGULAR .....	26
3.1. Kimyasal Analiz Sonuçları.....	26
3.2. Kütle Soğurma Katsayısı Ölçümleri Sonuçları .....	29
4. SONUÇLAR VE TARTIŞMA.....	34
5. ÖNERİLER .....	36
6. KAYNAKLAR.....	37
ÖZGEÇMİŞ.....	41

## ÖZET

Bu çalışmada ilk olarak; filitrelenmiş 59,5 keV'lik foton yayımlayan noktasal Am-241 radyoizotop kaynak kullanılarak doğal kristallerin kütle soğurma katsayıları ölçüldü. Böylece ilk defa doğal kristallerin deneysel değerleri ölçülmüş oldu.

Çalışmada ikinci olarak GaAs ve InP kristallerinin kütle soğurma katsayıları enerjiye bağlı olarak ölçüldü. Bulunan deneysel değerler teorik değerlerle karşılaştırıldı. 59,5 keV'lik foton enerjisinde deneysel değerlerle teorik değerler arasında bir uyum gözlemlendi. Fakat 122 keV ve 1334 keV'lik foton enerjilerinde deneysel değerlerle teorik değerler arasında hata sınırları dışında farklar gözlemlendi.

Son olarak normal silisyum ve gözenekli silisyum kristallerinin enerjiye bağlı olarak kütle soğurma katsayıları ölçülerek gözenekli yapının kütle soğurma katsayılarına etkisi incelenmiştir. Bulunan deneysel değerler teorik değerlerle karşılaştırılmıştır.

**Anahtar Kelimeler:** Kütle soğurma, kristal, porslu kristal

## **SUMMARY**

In this work, firstly, using the Am-241 radioisotop search emitting filtered 59,5 keV photon, mass attenuation coefficients of natural crystals was measured.

Secondly, mass attenuation coefficients of crystals GaAs and InP were measured depending on energy. The obtained experimental values were compared with theoretical ones. An agreement was obtained between experimental and theoretical values for 59,5 keV photon energy. But some discrepancies out of error scalas were obtained for 122 keV and 1334 keV photon energies.

Finally, measuring mass attenuation coefficients of normal Si and porse Si crystals depending on energy, the effect of porse structure on mass attenuation coefficients was investigated. The obtained experimental values were compared with theoretical ones.

**Keywords:** Attenuation coefficient, crystals, porse crystals

## SEMBOLLER VE KISALTMALAR DİZİNİ

$A$	: Kütle numarası
$c$	: Işık hızı
$h$	: Planck sabiti
$I$	: Soğurulup geçen fotonun şiddeti
$I_0$	: Gelen fotonun şiddeti
$m$	: Kütle
$m_e$	: Elektronun kütlesi
$N_A$	: Avagadro sayısı
$Z$	: Atom numarası
$\lambda$	: Dalgaboyu
$\mu$	: Lineer soğurma katsayısı
$\mu/\rho$	: Kütle soğurma katsayısı
$\rho$	: Yoğunluk
$\sigma_{pe}$	: Atomik ışık etkisi tesir kesiti
$\sigma_{coh}$	: Koharent saçılma tesir kesiti
$\sigma_{incoh}$	: İnkoharent saçılma tesir kesiti
$\sigma_{pair}$	: Çekirdeklerin tesir kesiti
$\sigma_{trip}$	: Atomik elektronların tesir kesiti
$\sigma_{phn}$	: Fotonükleer tesir kesiti
$\nu$	: Frekans



## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1. Üç örgü tipi (a) basit kübik yapı, (b) cisim merkezli kübik yapı, (c) yüzey merkezli kübik yapı .....	3
Şekil 2. İki boyutlu örgüde (a) boşluk kusuru (b) arayer kusuru .....	4
Şekil 3. Bir çizgisel dislokasyonun iki boyutlu gösterimi .....	4
Şekil 4. Czochralski tekniğinin şematik gösterimi .....	5
Şekil 5. Silisyum kristalinin iki boyutlu gösterimi .....	7
Şekil 6. Silisyum (Si) Fosfor (P) katkılamının iki boyutlu gösterimi. Oluşan yapı n-tipi bir yarıiletkenidir. ....	7
Şekil 7. (a) Silisyuma (Si) Bor (B) atomu katkılanmanın iki boyutlu gösterimi. Oluşan yapı p-tipi yarıiletkenidir. (b) dış etki ile holün hareketini göstermektedir. ....	8
Şekil 8. Elektromanyetik radyasyonun madde ile etkileşimi .....	9
Şekil 9. Elektromanyetik radyasyon etkileşmelerinin soğurucunun atom numarasına ve radyasyonun enerjisine göre değişimi .....	10
Şekil 10. Fotoelektrik olay .....	11
Şekil 11. Çift oluşumu .....	13
Şekil 12. Rayleigh saçılması .....	14
Şekil 13. Compton saçılması .....	16
Şekil 14. Kütle soğurma katsayısının dalga boyuna göre değişimi .....	20
Şekil 15. Epsilon 5, PANalytical EDXRF cihazı .....	22
Şekil 16. Enerji-kanal grafiği .....	23
Şekil 17. Gama ışınları soğurma ölçümleri için kullanılan deney geometrisi .....	24
Şekil 18. Soğurma ölçümleri için kullanılan deney düzeneğinin genel görünüşü .....	25
Şekil 19. 59,5 keV de Barit kristali için elde edilen spektrum örneği .....	31
Şekil 20. 1334 keV de GaAs kristali için elde edilen spektrum örneği .....	31
Şekil 21. 59,5 keV de gözenekli silisyum kristali için elde edilen spektrum örneği .	32
Şekil 22. 136 keV de GaAs kristali için elde edilen spektrum örneği .....	32
Şekil 23. 1334 keV de gözenekli silisyum kristali için elde edilen spektrum örneği	33

## TABLolar DİZİNİ

Tablo 1. Standart kaynakların özellikleri.....	23
Tablo 2. Numunelerin kimyasal analiz sonuçları (%).....	26
Tablo 3. Numunelerin kimyasal analiz sonuçları (%) .....	27
Tablo 4. Numunelerin kimyasal analiz sonuçları (%) .....	28
Tablo 5. Am-241 ile ölçülen numunelerin teorik ve deneysel kütle soğurma katsayısı değerleri .....	29
Tablo 6. Co-57 ile ölçülen numunelerin teorik ve deneysel kütle soğurma katsayısı değerleri .....	29
Tablo 7. Co-60(1334 keV) ile ölçülen teorik ve deneysel kütle soğurma katsayısı değerleri.....	30
Tablo 8. Am-241 ile ölçülen doğal kristallerin kütle soğurma katsayıları .....	30

# 1. GENEL BİLGİLER

## 1.1. Giriş

Yarıiletkenlerin kütle soğurma katsayılarının ölçümü, uzay fiziğinde, nükleer fizikte, dozimetri, katıhal fiziğinde kozmik ışın çalışmalarında jeolojide, plazma fiziğinde ve pek çok diğer radyasyon uygulamalarında önemlidir. Basitçe kütle soğurma katsayısı materyal kalınlığını belirlemek ve kontrol etmek için de kullanılır. Deneysel ölçümler X-ışınlarının bulunduğu zamanlardan beri yapılmaktadır. Deneysel ve teorik değerler elementler için hemen hemen tamamlanmıştır (Hubbell vd., 1995). X-ışını toplam kütle soğurma katsayıları ile ilgili literatürde pek çok çalışma mevcuttur (Seltzer vd., 1995).

Kristaller üzerine x-ışını kütle soğurma katsayılarının ölçümü özellikle seksenli yıllardan sonra görülmekte olup bu ilginin artmakta olduğu görülebilir. Bu yapılan çalışmalar süperiletken malzemeler, yarıiletkenler ve doğal kristallerden olduğu görülmektedir. Bu çalışmalar süperiletken malzemelerin kütle soğurma katsayılarının ölçümü (Baltas vd., 2007), doğal kristallerin kütle soğurma katsayılarının ölçümü (Han vd., 2009) yarıiletkenler malzemelerin toplam kütle soğurma katsayılarının ölçümü (Erzenoglu vd., 2008) şeklinde özetlenebilir. Bunun yanında bu katsayılarının ölçümü üzerine dış elektrik ve manyetik alanların etkisinde çalışılmıştır (Yavuz vd., 2011). Ayrıca silisyum kristalinde yönelime bağlı olarak Compton saçılması çalışılmış olup bu çalışmada Kristal yönelime bağlılığın olduğu belirtilmiştir (Sahin vd., 2003).

Bu çalışmada Si, GaAs, InP ve gözenekli silisyum kristallerinin enerjiye bağlı olarak kütle soğurma katsayıları ölçüldü. Gözenekli silisyum kristalinin kütle soğurma katsayılarının ölçümü literatürde yoktur. Diğer kristallerin enerjiye bağlı kütle soğurma katsayıları literatür taranmasında bu çalışmada kullanılan enerjilerden 1334 keV için rastlanmamıştır.

Kristallerin kütle soğurma katsayıları ile alakalı literatür oldukça dardır. Bu dar literatürü aşağıdaki gibi özetleyebiliriz.

Cr, Fe ve Ni alaşımlarının farklı enerjilerde etkin atom sayısı ve kütle soğurma katsayıları İ. Han ve L. Demir tarafından deneysel olarak ölçülmüştür. Deneysel ve teorik değerler arasında uyum olduğu rapor edilmiştir (Han, 2009).

M.A. Abdel-Rahman ve arkadaşları 59,54 keV, 661,6 keV ve 1334 keV'lik foton enerjilerinde bazı bileşikler ve elementlerin kütle soğurma katsayılarını deneysel olarak ölçmüştür (Abdel, 2000).

N. Ekinci ve arkadaşları bazı yarıiletkenlerin ve biyolojik örneklerin kütle soğurma katsayılarını 13,9-59,54 keV enerji aralığında radyoizotop kaynak kullanarak deneysel olarak ölçmüştür (Ekinci, 2010).

O. İcelli ve arkadaşları InSe:Gd, IbSe:Ho ve InSe:Er kristallerinin 15 ve 40 keV'lik foton enerjilerinde kütle soğurma katsayılarını deneysel olarak ölçmüştür (İcelli, 2008).

H. Baltas ve arkadaşları YBaCuO VE BiPbSrCaCuO süperiletkenlerinin 511, 661 ve 1274 keV'lik foton enerjilerinde kütle soğurma katsayılarını deneysel olarak ölçmüştür (Baltas, 2004).

Cevik ve arkadaşları CdSe ve CdTe yarıiletkenlerinin etkin atomik sayılarını ve elektron yoğunluklarını deneysel olarak ölçmüştür (Cevik, 2008).

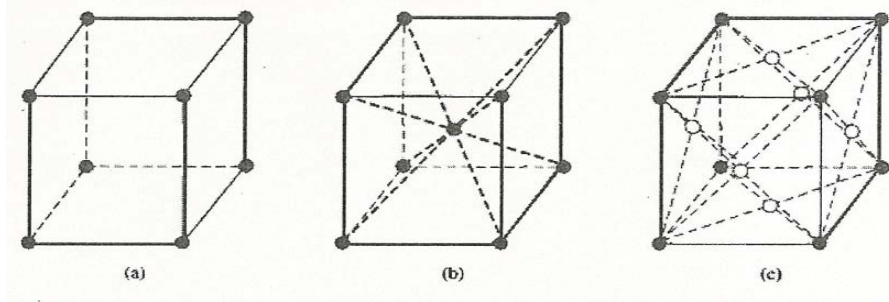
İ. Han ve arkadaşları GaAs ve InP kristallerinin etkin atomik sayısını ve elektron yoğunluklarını 22, 25, 59 ve 88 keV'lik foton enerjilerinde kütle soğurma katsayılarını deneysel olarak ölçmüştür (Han, 2009).

U. Cevik ve arkadaşları CuInSe<sub>2</sub> yarıiletkenin etkin atomik sayısını ve elektron yoğunluğunu deneysel olarak ölçmüştür (Cevik, 2006).

## 1.2. Kristal Yapı

Katıhal fiziğinin amacı yeryüzünde bulunan katı malzemelerin özelliklerini açıklamak olarak tarif edilse de, günümüzde buna sıvı kristallerde eklenmiştir. Kristal yapı atomların moleküllerin veya iyonların belli bir periyodikliğe göre birbirini tekrarlayarak oluşturduğu yapılardır. Atomların kristal yapı içerisindeki birbirini tekrarlayan yapısı örgü olarak adlandırılır ve bu örgüdeki kesişim noktalarına örgü noktası denir. Bu yapıyı oluşturan en küçük birime birim hücre denir. Önemli katıların pek çoğu dıştan bunu belli etmeseler de kristal yapıya sahiptir. Kristal yapı malzemelerin özelliklerini anlamak kristal yapı olmayanlara göre daha kolaydır. Kristal yapılar; yalıtkanlar, yarıiletkenler, metaller ve süperiletkenler olarak sınıflandırılabilir. Atom, nasıl bir elementin bütün özelliklerini gösteren en küçük yapı ise birim hücre de kristal yapının bütün özelliklerini gösteren en küçük yapıdır. En basit birim hücre, köşelerinde birer atom bulunan bir küpün oluşturduğu basit kübik yapıdır (Şekil 1.a). Köşelerine ek olarak küpün merkezinde bir atomun bulunduğu yapılar cisim merkezli kübik yapı denir (Şekil 1.b). Küpün köşelerine

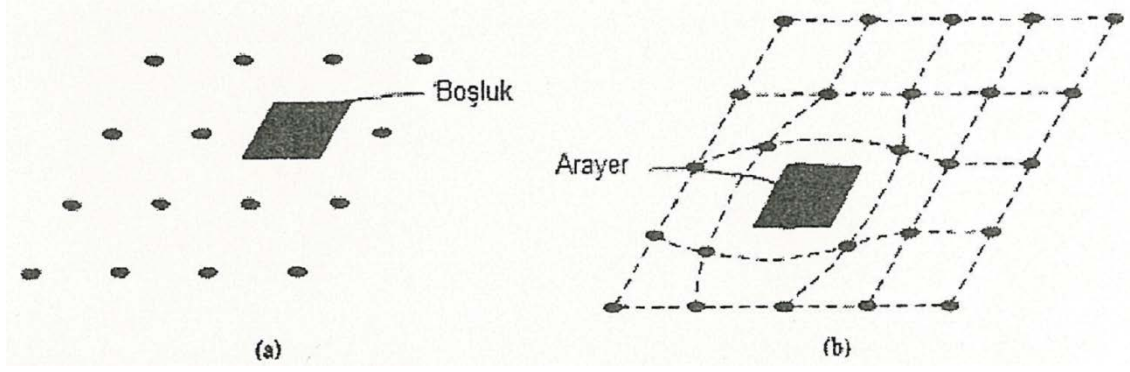
ek olarak yüzeylerinde de birer atomun bulunduğu yapılara yüzey merkezli kübik yapı denir (Şekil 1.c). Bu hücreler yardımıyla birim hacimde ne kadar atom bulunduğu, yapıların doluluk oranları hesaplanabilir.



**Şekil 1.** Üç örgü tipi (a) basit kübik yapı, (b) cisim merkezli kübik yapı, (c) yüzey merkezli kübik yapı

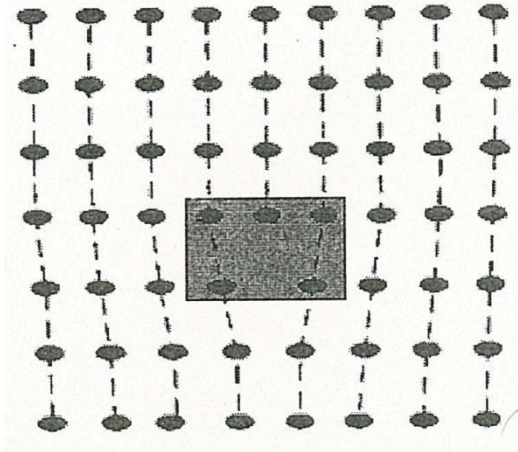
### 1.2.1. Kristal Kusurları

Kristal kelimesini şu ana kadar her ne kadar kusursuz yapılar için kullansak da gerçekte mükemmel bir kristal yoktur. Yarıiletkenler ancak mutlak sıfır sıcaklıkta mükemmel yapıda bulunabilir. Atomlar mutlak sıfır sıcaklıkta bile titreşim enerjisine sahiptirler. Bu enerjiden dolayı örgü noktalarında titreşmeler olur, buda kristal yapıda atomlar arası mesafeyi bozabilir. Atomlar bu enerjiden dolayı örgü noktasından çıkabilir. Bunlar kristal içerisinde istenmeyen katkılar ya da eksiklikler olduğu için bunlara kristal kusurları denir. Kristal yapıda karşılaşıcağımız en basit kusurlar noktasal kusurlardır. Örgüde bir atom bulunması gereken yerin boş olmasına boşluk kusuru denir (Şekil 2.a). Atomun örgü atomlarının arasında yer almasına ise arayer kusuru denir (Şekil 2.b). Kristal yapıda yabancı veya kirlilik atomları olabilir. Kirlilik atomları örgü noktasındaki bir atomun yerine yerleşebilir. Bu durumda yer değiştirme (substitutional) kusuru oluşur. Kirlilik atomu örgü atomlarının arasına da yerleşebilir. Bu durum da arayer kusuru olarak adlandırılır. Bu noktasal kusurlar yarıiletkenin kristal yapısını bozar ve malzemenin elektriksel özelliklerini değiştirirler (Kittel, 1976).



Şekil 2. İki boyutlu örgüde (a) boşluk kusuru (b) arayer kusuru (Kittel, 1976)

Kristal yapılarda kusurlar sadece bir atom boyutunda olmayabilir. Birden fazla atomun çizgi halinde yerinden çıktığı durumlara çizgisel kusurlar (dislokasyon) denir (Şekil 3). Bu kusurlar iki boyutlu ve üç boyutlu kusurlar olabilirler ve yarıiletkenin elektriksel özelliklerini negatif yönde etkilerler (Kittel, 1976).

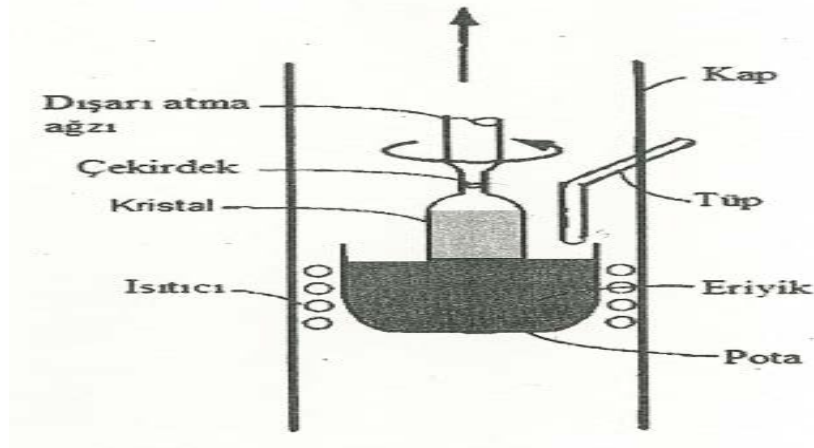


Şekil 3. Bir çizgisel dislokasyonun iki boyutlu gösterimi (Kittel, 1976).

### 1.2.2. Kristal Büyütme Teknikleri

Yarıiletkenlere teknolojiye artan bir şekilde ihtiyaç duyulması, yarıiletkenlerin büyütülme gereksinimi doğurmuştur. Kristal numune kullanılarak numunenin ebatlarının büyütülmesi işlemine kristal büyütme denir. Kristal büyütme, bir eriyikten büyütme ve epitaxial büyütme olarak ikiye ayrılır. Bir eriyikten büyütme işlemi Czochralski ve Birigman metotlarını içerir. Şuan için en yaygın olarak kullanılan büyütme yöntemi Czochralski tekniğidir. Bu yöntemde seçilen bir çekirdek kristal kendisi ile aynı numunenin eriyik hali içine batırıldıktan sonra yavaşça geri çekilir (Şekil 4). Çekirdeğin yavaş çekildiği için yüzeyler arası soğurmadan dolayı çekirdek numune üzerinde eriyik

katılaşmaya başlar. Yapının yavaşça döndürülmesiyle kristal yapının düzenliliği daha da arttırılır. Ayrıca isteğe bağlı olarak numunenin içerisine kirlilik atomları da eklenebilir. İstenmeyen bazı kirlilikler bölge temizleme tekniği ile yapıdan ayrılabilir (Kittel, 1976).



**Şekil 4.** Czochralski tekniğinin şematik gösterimi (Kittel, 1976).

Epitaxy büyütme tabaka tabaka büyütme anlamına gelir. Genel olarak üçe ayrılır (Kittel, 1976). Bunlar:

1. CVD Kimyasal buhar depolama
2. LPE Sıvı fazda tabaka büyütme
3. MBE Molekül demeti kullanarak tabaka büyütme.

Epitaxial büyütme işleminde bir tek kristal altlığın yüzeyi üzerine maddenin ince bir tabakası büyütülür. Yarıiletken devre elemanlarının çoğu epitaxial yöntemlerle üretilirler (Kittel, 1976).

### 1.3. Yarıiletkenler

Yarıiletkenler elektrik iletkenliği bakımından iletkenler ile yalıtkanlar arasında olan maddelerdir. Önemli yarıiletken malzemeler Silisyum ve Germanyum, elmas yapıda kovalent bağlı kristaller oluştururlar. GaAs ve InSb gibi yarıiletken bileşikler çinko sülfata benzer yapı oluştururlar. En yüksek işgal edilmiş enerji bandı mutlak sıfır sıcaklığında tamamen doludur. Bu kovalent bağlanmadan sorumlu elektronları içerdiği için değerlik bandı olarak bilinir. En düşük işgal edilmemiş enerji bandı iletkenlik bandı olarak bilinir ve değerlik bandından tipik olarak bir eV mertebede bir aralık ile ayrılır (Kittel, 1976).

Normal durumda yalıtkan olan bu maddeler ısı, ışık, manyetik alan, elektrik alan gibi dış etkiler uygulandığında bir miktar değerlik elektronlarını serbest hale geçirerek iletken duruma gelirler. Uygulanan bu dış etki veya etkiler ortadan kaldırıldığında ise yalıtkan duruma geri dönerler. Bu özellik yarıiletkenlerin elektronik alanında yoğun olarak kullanılmalarını sağlamıştır (Kittel, 1976).

Yarıiletkenlerin değerlik yörüngelerinde dört elektron bulunur. Bu yüzden yarıiletkenler iletkenlerle yalıtkanlar arasında yer almaktadır. Elektronik elemanlarda en yaygın olarak kullanılan yarıiletkenler germanyum ve silisyum elementleridir. Yarıiletken malzemeler; iletkenlerden  $10^{-10}$  defa az iletken, yalıtkanlara göre  $10^{14}$  defa daha fazla iletkenlerdirler (Kittel, 1976).

Tüm yarıiletken elementler son yörüngelerindeki elektron sayısını sekize çıkarma çabasıdadırlar. Bu nedenle saf bir germanyum elementinde komşu atomlar son yörüngelerindeki elektronları bağ ile birleştirerek ortak kullanırlar. Atomlar arasındaki bu kovalent bağ germanyum elementine kristal özelliğini kazandırır. Silisyum da özellik olarak germanyum ile hemen hemen aynıdır (Kittel, 1976). Yarıiletkenli elektronik devre elemanlarında daha çok silisyum kullanılır. Silisyum ve germanyum devre elemanı üretiminde saf olarak kullanılmaz. Bu maddelere katkı katılarak değerlik bandı enerji seviyesi yukarıya veya iletkenlik bandı enerji seviyesi aşağıya çekilir. Değerlik bandının yukarı çekildiği yarıiletkenlere p-tipi yarıiletken, iletkenlik bandının aşağıya çekildiği yarıiletkenlere ise n-tipi yarıiletken denir. p-tipi yarıiletkende yüklü boşluk derişimi, n-tipi yarıiletkende ise elektron derişimi göreceli olarak daha yüksektir (Kittel, 1976).

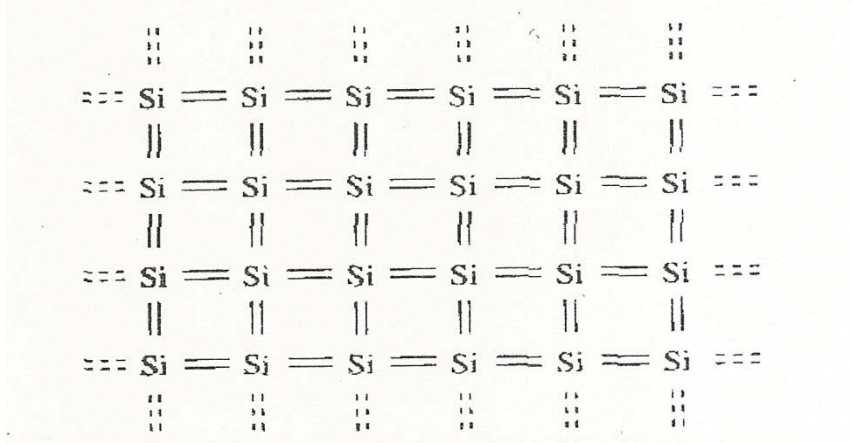
### **1.3.1. Katkılı Yarıiletkenler**

Yarıiletken malzemeler teknolojiye oldukça fazla kullanılırlar. Özellikle entegre devre elamanları diyotlar gibi günümüz elektronik teknolojisinin temelini oluştururlar. Yarıiletkenleri teknolojiye bu kadar çekici yapan sebeplerden birisi de elektriksel özelliklerini dışarıdan yapıya eklenebilen atomlarla kontrol edilebilir olmasıdır. Normalde kristal yapıda olmayan isteğe bağlı olarak dışarıdan yapıya farklı atomlar ekleme işine katkılama (dopping) denir. Bu katkılama işleminin yapıya kattığı enerji seviyesine göre veya yapıda oluşturduğu taşıyıcı yoğunluğuna göre n-tipi yarıiletken ve p-tipi yarıiletken olmak üzere ikiye ayrılır. Katkılama işlemleri yarıiletkenlerin elektriksel özelliklerini belli sınırlar içinde istenildiği gibi değiştirmeye yarar. Katkılama işlemi bir bakıma yarıiletkendeki taşıyıcı konsantrasyonunu kontrol etme imkânı verir (Kittel, 1976).



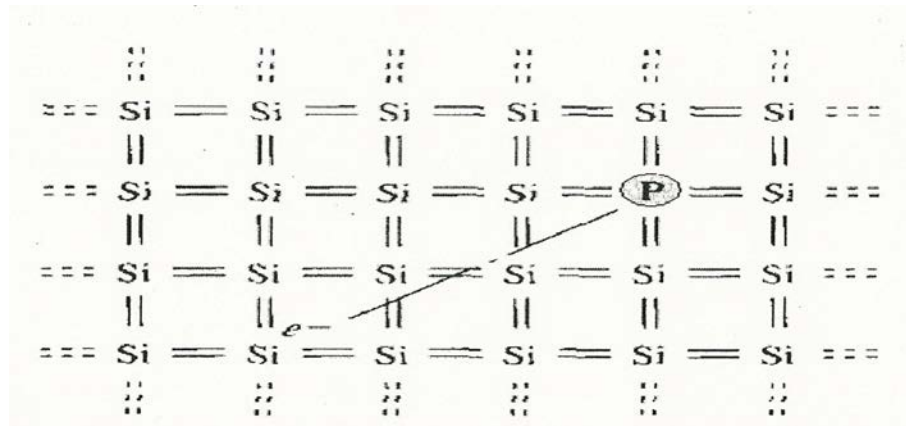
### 1.3.2. n-tipi Yarıiletkenler

Silisyum atomunun son yörüngesinde dört tane elektronu vardır. Bu dört elektron silisyumun dört bağ yapmasını sağlar. Şekil 5'te bir silisyum kristalinin iki boyutlu bir örgüsü verilmiştir (Kittel, 1976).



Şekil 5. Silisyum kristalinin iki boyutlu gösterimi (Kittel, 1976).

Bu örgüdeki silisyum atomlarının birinin yerine 5. Gurup elementi olan P yerleştirilirse (Şekil 6), son yörüngesinde 5 elektronu bulunan P'un 4 elektronu silisyum ile bağ yapar ve bir elektron boşta kalır. Boşta kalan bu elektron atoma çok zayıf bağlıdır ve küçük bir elektrik alanda yapıdan koparak serbest hale geçer. Yarıiletken içinde serbestçe dolaşarak iletkenliğe katkıda bulunur. Bu şekilde yapıya yük taşıyıcı olarak elektron katkılanarak elde edilen yarıiletken n-tipi yarı iletken denir. Buradaki n negatif yüklenmiş anlamında kullanılır. Bu şekilde kristal yapıya katkılanan atoma donör kirlilik atomu denir (Kittel, 1976).

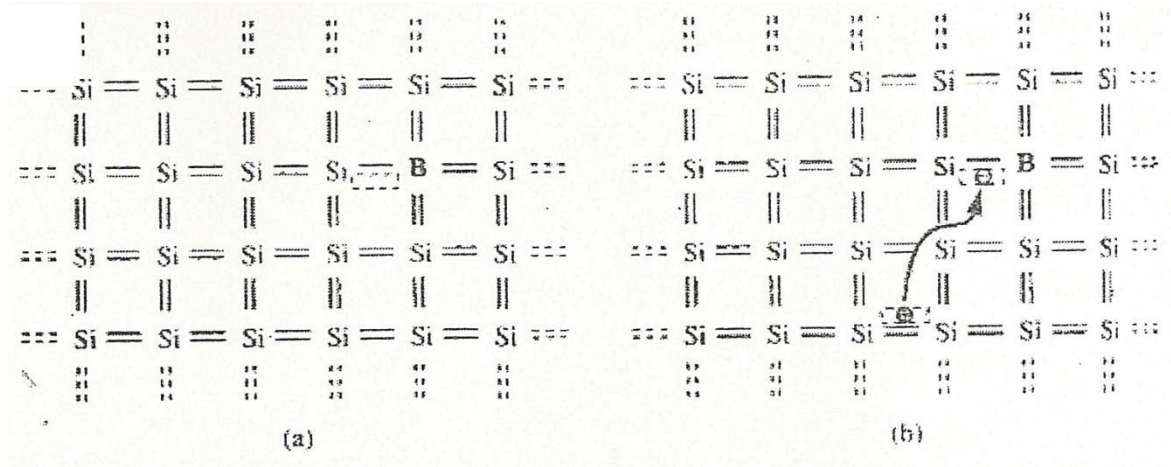


Şekil 6. Silisyuma (Si) Fosfor (P) katkılamanın iki boyutlu gösterimi. Oluşan yapı ise n-tipi bir yarıiletken dir (Kittel, 1976).

### 1.3.3. p-tipi Yarıiletkenler

p-tipi yarıiletken oluşturmak için silisyuma 3. gurup elementi olan Bor eklenirse son yörüngesinde 3 elektronu olan Bor silisyumun 3 elektronuyla bağ yapar ve bir kovalent bağ pozisyonu boş kalır (Şekil 7.a). Bu boşluk yüksek derecede elektron yakalamaya meyilli olduğundan pozitif yüklü olduğu düşünülen bir parçacık gibi yarıiletken içerisinde serbestçe dolaşabilir. Oluşan bu yapıya İngilizcede boşluk anlamına gelen hole denir. Bu şekilde oluşturulan yarıiletkene p-tipi yarıiletken denir.

Uygulanan bir dış etki ile valans bandı içerisinde ki bu hole başka bir elektron tarafından doldurulur (Şekil 7.b) ve buda yarıiletken içerisinde bir akım oluşmasına sebep olur. Yani holler de yarıiletkenin elektriksel özelliğini değiştirirler (Kittel, 1976).



**Şekil 7.** (a) Silisyuma (Si) Bor (B) atomu katkılamanın iki boyutlu gösterimi. Oluşan yapı p-tipi yarıiletkendir. (b) Dış etki ile holün hareketini göstermektedir (Kittel, 1976).

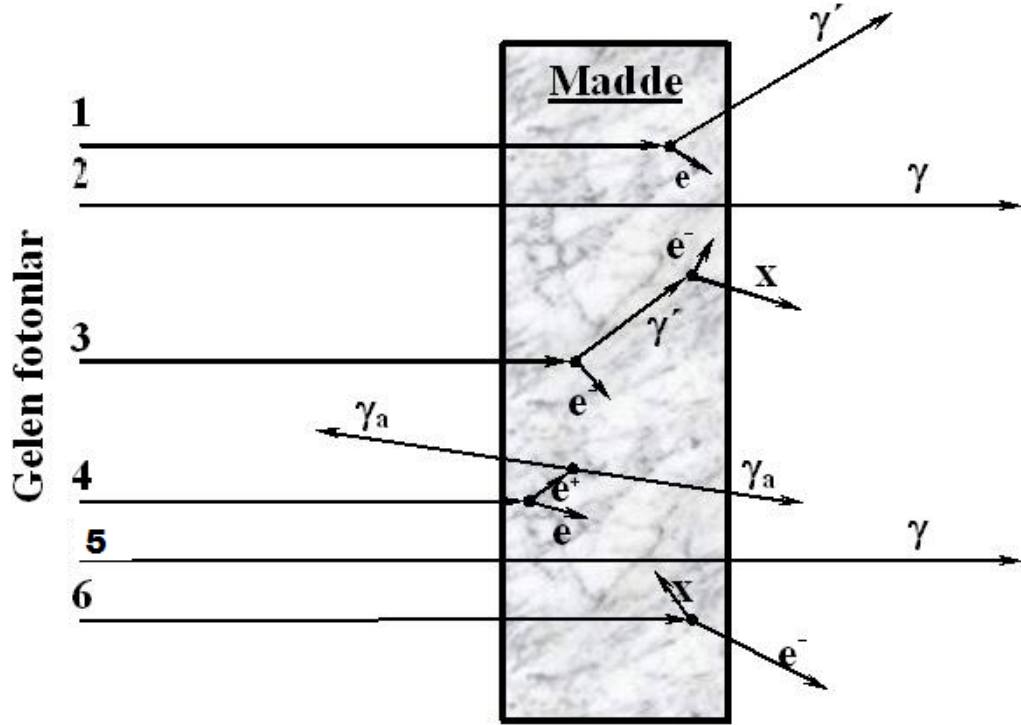
### 1.4. Elektromanyetik Radyasyonun Madde ile Etkileşmesi

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,

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (1)$$

ile verilmektedir. Burada  $\mu$  ( $\text{cm}^{-1}$ ), lineer soğurma katsayısı olup birim kalınlık başına düşen soğurulma olarak tarif edilmektedir (Tannoudji, 1998).

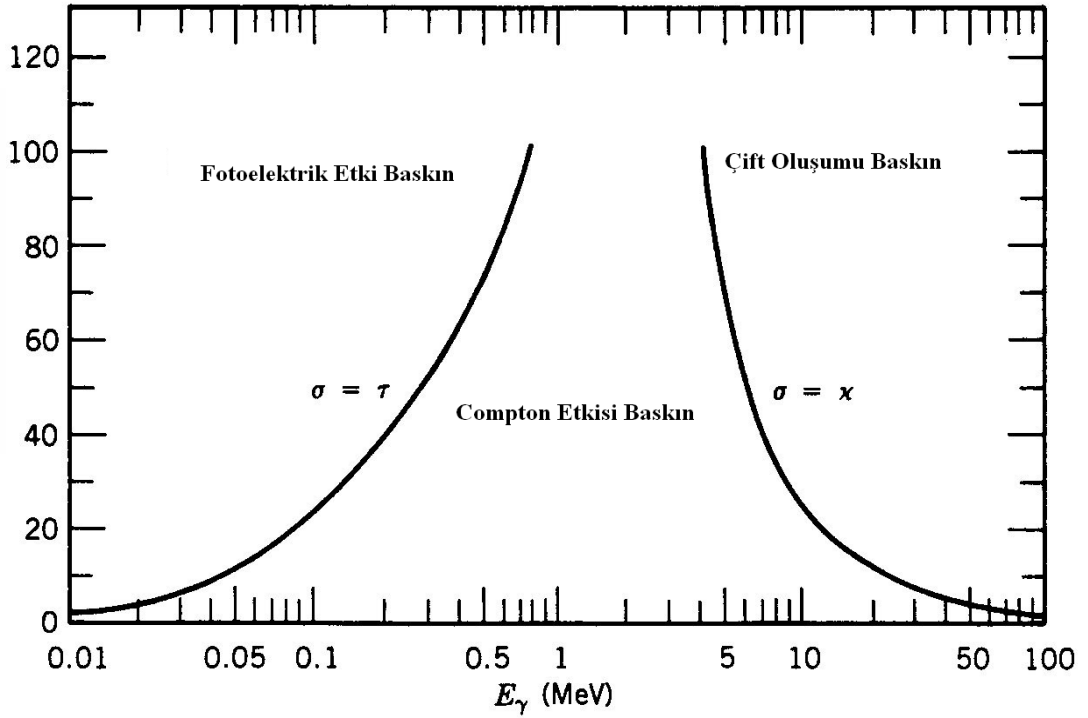
Elektromanyetik radyasyonun madde ile etkileşmesi sonucunda Şekil 8’de gösterilen olaylar meydana gelir. Bunlar; Compton saçılması (1), Koherent saçılma (2), Compton saçılmasından sonra saçılan fotonun fotoelektrik etkisiyle X-ışınları oluşumu (3), Çift oluşumu (4) ve Fotoelektrik olaydır (6).



Şekil 8. Elektromanyetik radyasyonun maddeyle etkileşimi (Tannoudji, 1998).

### 1.5. Elektromanyetik Radyasyonun Soğurulması

Madde içerisine giren bir foton, madde atomunun elektronları ve çekirdeği ile etkileşir. Elektromanyetik radyasyonun soğurulması çeşitli yollarla olmakla birlikte bu olayların en baskın olanları fotoelektrik olay, saçılma (Compton ve Koherent) olayı ve çift oluşumdur. Bu olayların tesir kesitleri foton enerjisi ile değişmektedir. Şekil 9’da 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 9. Elektromanyetik radyasyon etkileşmelerinin soğurucunun atom numarasına ve radyasyonun enerjisine göre değişimi (Tannoudji, 1998).

### 1.5.1. Fotoelektrik Olay

Fotoelektrik etki fotonla atomun bağlı elektronları arasındaki bir etkileşmedir. Bu etkileşme sonucu foton soğrulur ve atomik elektronlardan biri atomdan dışarı fırlatılır. Bu olay fotoelektrik olarak bilinir. Elektronun kinetik enerjisi

$$T = E_{\gamma} - BE \quad (2)$$

Burada BE: Elektronun bağlanma enerjisi,  $E_{\gamma}$ : Foton enerjisidir. Etkileşmenin vuku bulma olasılığı fotoelektrik tesir kesiti veya fotoelektrik katsayısı olarak adlandırılır. Tesir kesitinin formülü

$$\tau(m^{-1}) = aN \frac{Z^n}{E_{\gamma}^m} [1 - \sigma z] \quad (3)$$

ile verilir. Burada  $a$ ,  $Z$  ve  $E_{\gamma}$  tam bağımsız bir sabit,  $m$  ve  $n$  sırasıyla 3 ve 5 değerlerini alan sabitler,  $Z$ : Materyalin atom sayısı,  $N$ :  $m^3$  teki hedefe ulaşan atom sayısı, parantez içi terim  $z$  için birinci dereceden düzeltme terimidir.

Fotoelektrik etki yüksek atom numaralı elementlerde daha önemlidir. İki farklı element için aynı foton enerjilerindeki fotoelektrik tesir kesitleri için aşağıdaki bağıntı yazılabilir (Tannoudji, 1998).

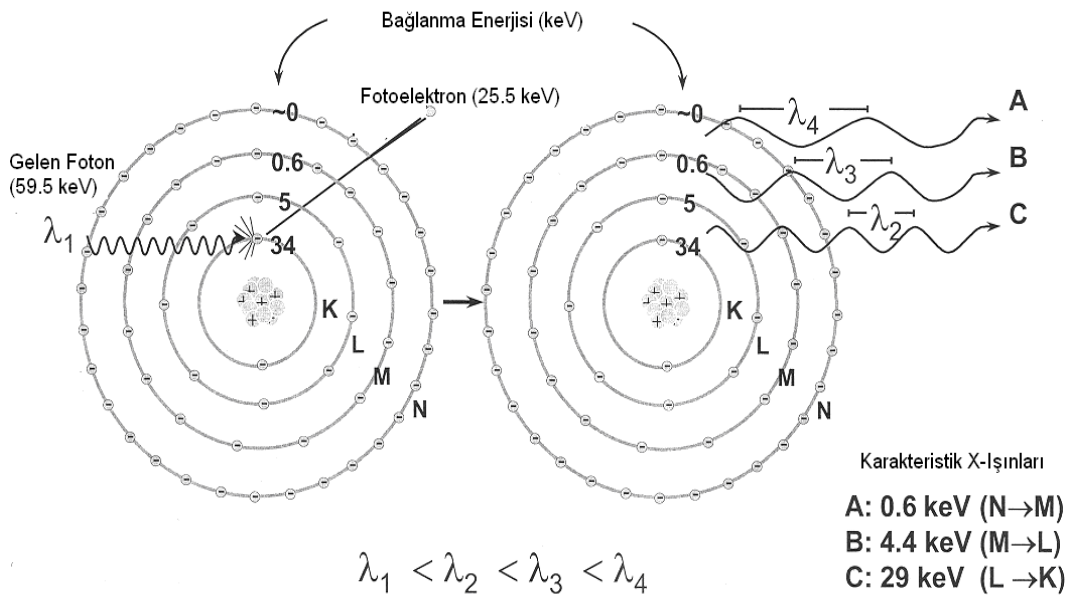
$$\tau_2 (m^{-1}) = \tau_1 \frac{\rho_2}{\rho_1} \left( \frac{A_2}{A_1} \right) \left( \frac{Z_2}{Z_1} \right)^n \quad (4)$$

Burada  $\rho_1$  ve  $\rho_2$  yoğunluk ve  $A_1$ ,  $A_2$  ise atomik ağırlıktır.

Eğer  $\tau_1$  ve  $\tau_2$   $\frac{m^2}{kg}$  olarak alınırsa;

$$\tau_2 = \tau_1 \frac{A_1}{A_2} \left( \frac{Z_2}{Z_1} \right)^n \quad (5)$$

olarak yazılabilir.



**Şekil 10.** Fotoelektrik olay

Metalden elektron koptuğu sırada K kabuğunda oluşan 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 (Tannoudji, 1998).

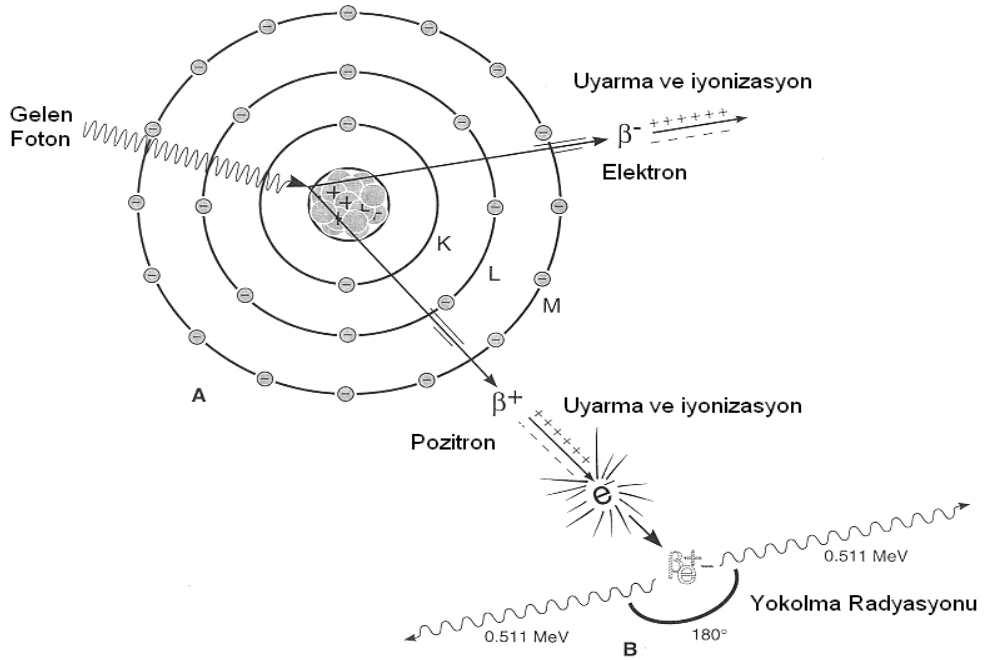
Oluşan karakteristik X-ışını her zaman atomu terk etmez, bazen bu foton atomun dış kabuklarındaki elektronlardan birisini sökerek yok olur. Bu olaya Auger olayı, sökülen elektrona da Auger elektronu denir. Böylece, meydana getirilen bir boşluk için her zaman bir karakteristik x-ışını yayımlanmaz. Meydana getirilen boşluk başına X-ışını yayınlanma ihtimali floresans verim ( $\omega$ ) olarak tanımlanır. Floresans verim 0 ile 1 arasında değerler alır. Küçük atom numaralı elementler için Auger elektronu yayınlanma 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 (Tannoudji, 1998).

### 1.5.2. Çift Oluşumu

Çift oluşumu, çekirdeğin etki alanına giren bir fotonun bir elektronla ( $e^-$ ) bir pozitrona ( $e^+$ ) dönüşmesi olayıdır (Tannoudji, 1998).

$$\gamma \text{ fotonu} \rightarrow e^- + e^+ \quad (6)$$

Foton yeterli enerjiye sahip olduğunda, madde tarafından soğrulur ve zıt elektrik yüklü parçacıklar meydana gelir. Pozitronun kütlesi elektronun kütlesine eşit olduğundan, elektron-pozitron çift oluşumu için eşik enerjisi  $h\nu \approx 2m_e c^2 = 1.02\text{MeV}$  olacaktır. 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 11'de gösterilmiştir. 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 (Tannoudji, 1998).



**Şekil 11.** Çift oluşumu (Tannoudji, 1998).

Çift oluşum tesir kesiti  $Z^2$  ile değişir, burada  $Z$  ortamın atom numarasıdır. Çift oluşum eşikten hızlıca yükselir ve foton enerjilerinin 10 MeV den büyük olduğu durumlarda enerji kaybı mekanizmalarında baskın olur. Çok yüksek enerjilerde ( $>100$  MeV), elektron-pozitron çifti tesir kesiti azalır ve ortamın radyasyon uzunluğuna eşit olan sabit soğurma katsayısı ile ifade edilir.

## 1.6. Elektromanyetik Radyasyonun Saçılması

Elektromanyetik radyasyonun madde ile etkileşmesi olaylarından biri olan saçılma, saçılan ışının enerjisine göre koherent ve inkoherent saçılma olarak iki gruba ayrılır (Tannoudji, 1998).

### 1.6.1. Koherent Saçılma

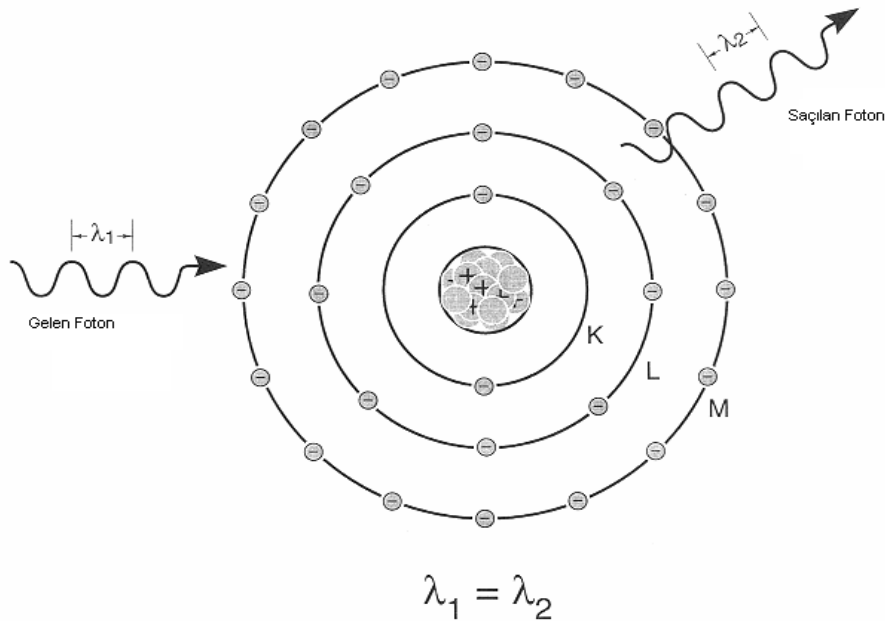
Gelen fotonla saçılan foton arasında, enerji farkı olmadan meydana gelen saçılmaya koherent saçılma denir. Koherent saçılmada gelen ve saçılan ışın aynı fazdadır. Bu durum, enerjisi elektronun bağlanma enerjisinden daha düşük enerjili fotonların elektron üzerinden saçılmasıyla da oluşur. Koherent saçılma olarak adlandırılan dört tip saçılma vardır. Bunlar

Rayleigh saçılması, Delbrück saçılması, nükleer rezonans saçılma ve nükleer Thomson saçılmasıdır (Tannoudji, 1998).

### 1.6.1.1. 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 12.'deki 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 saçılmasının yoğunluğu  $1/\lambda$  ile doğru orantılıdır. Dolayısıyla düşük dalga boyuna sahip olan ışınlar büyük dalga boyuna göre daha şiddetli saçılır (Yılmaz, 2003).

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 (Tannoudji, 1998).



Şekil 12. Rayleigh saçılması



### **1.6.1.2. Delbrück Saçılması**

Bu saçılmaya elastik nükleer potansiyel saçılma adı da verilmekte olup fotonun, çekirdeğin oluşturduğu Coulomb alanından saçılmasıdır. Delbrück saçılması, çekirdeğin Coulomb alanında yaratılan gerçek olmayan elektron-pozitron çiftlerinden fotonların saçılmasından dolayı elastik foton atom saçılma genliğine yapılan katkıdır (Tannoudji, 1998).

### **1.6.1.3. 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 (Tannoudji, 1998).

### **1.6.1.4. 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 (Tannoudji, 1998).

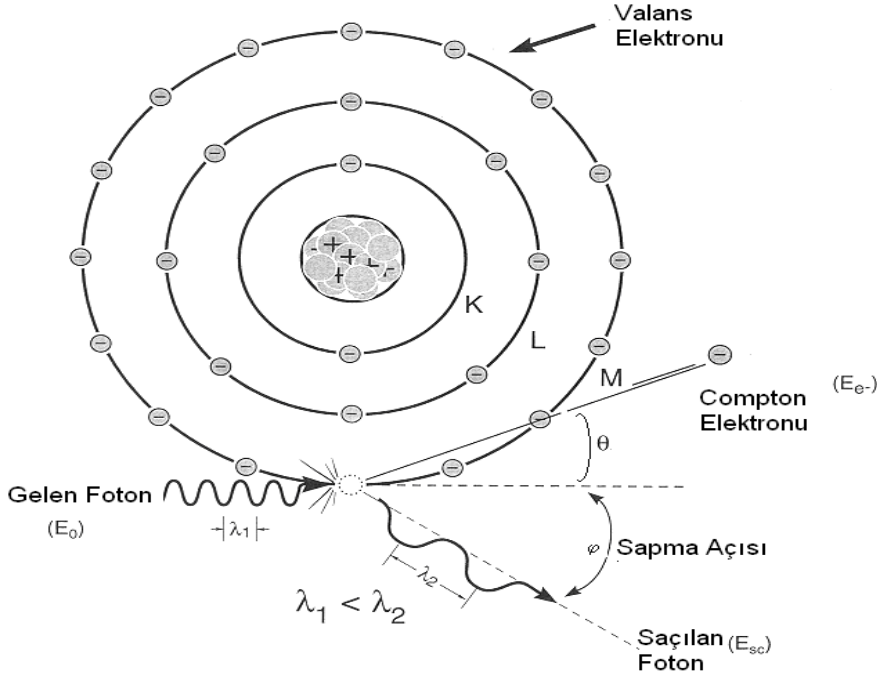
## **1.6.2. İnkohherent Saçılma**

İnkohherent saçılmada gelen ve saçılan fotonlar arasında enerji farkı vardır. Yani gelen ve saçılan fotonların dalga boyları birbirinden farklıdır. Bu saçılmada fazlar arasında bir bağlantı yoktur. Bu sebeple de saçılan dalgalar arasında bir girişim gözlenemez. Bu durumda atom tarafından saçılan ışının toplam şiddeti, atomun her bir elektronu tarafından saçılma şiddetleri toplanarak elde edilir. İnkohherent saçılma; Compton saçılması, Nükleer saçılma ve Raman saçılması olmak üzere üç çeşittir (Tannoudji, 1998).

### **1.6.2.1. Compton Saçılması**

Fotonun madde ile etkileşmesinde en iyi anlaşılan mekanizmalardan birisi Compton saçılmasıdır. Bu olay fotonun serbest bir elektronda esnek saçılmasıdır. Tabii ki elektronlar madde içinde bağlı durumdadır. Fakat eğer fotonun enerjisi elektronun bağlanma enerjisinden yüksek ise, bağlanma enerjisi göz ardı edilip elektronun serbest olduğu düşünülür. Bu işlemde, gelen foton serbest bir elektronla etkileşerek daha düşük bir enerji ile saçılır ve geri kalan enerji geri tepen elektron tarafından alınır. Gelen foton atomik

bağlanma enerjisinin önemli olduğu enerjiye (100 keV altı) sahipse bu olay gerçekleşemez. Bu olay Şekil 13'te gösterilmiştir (Tannoudji, 1998).



Şekil 13. Compton saçılması (Tannoudji, 1998).

Enerji ve momentumun korunumu bağıntılarını ve enerjinin rölativistik eşitliği kullanıldığında,

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos \varphi) \quad (7)$$

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  $\varphi$  ise fotonun saçılma açısıdır.  $h/m_0c = 2,43 \times 10^{-13}$  m ise Compton dalgaboyu olarak adlandırılmaktadır.

Eşitlik (8) kullanılarak saçılan fotonun enerjisi,

$$E' = \frac{E}{1 + \alpha(1 - \cos \varphi)} \quad (8)$$

ifadesiyle verilir. Geri tepen elektronun kinetik enerjisi ise;

$$K = \frac{\alpha E(1 - \cos \varphi)}{1 + \alpha(1 - \cos \varphi)} \quad (9)$$

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  $\theta$  ve  $\varphi$  arasındaki bağıntı ise;

$$\cot \varphi = (1 + \alpha) \tan \frac{\theta}{2} \quad (10)$$

ifadesi ile verilir. Burada  $\theta$ , geri tepen elektronla gelen fotonun yönü arasındaki açıdır. Compton saçılması tesir kesiti yaklaşık olarak  $\sigma \approx \frac{Z}{h\nu}$  ile verilir. Foton enerjisinin 0.1 ile 10 MeV olduğu aralıkta ortamda enerji depolanmasında Compton saçılması baskın olur.

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 (Tannoudji, 1998).

#### **1.6.2.2. 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 (Tannoudji, 1998).

#### **1.6.2.3. Nükleer Saçılma**

İnkoherent saçılma olarak da gözlenen nükleer saçılma, fotonun atomun çekirdeği ile etkileşmesi sonucu oluşur. Bu saçılmanın inkoherent katkısı oldukça küçüktür (Tannoudji, 1998).

## 1.7. Kütle Soğurma Katsayısı

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

$$I = I_0 e^{-(\mu/\rho)\rho \cdot x} \quad (11)$$

şeklinde olur. Burada  $\mu/\rho$  kütle soğurma katsayısı ( $\text{cm}^2/\text{g}$ ) olarak adlandırılırken,  $\rho x$  ifadesi ise soğurucunun  $d$  ( $\text{gr}/\text{cm}^2$ ) yüzey yoğunluğudur. Bu ifadeleri denklem (11)'de yerine yazarsak,

$$I = I_0 e^{-(\mu/\rho) \cdot d} \quad (12)$$

eşitliği elde edilir. Denklem (12)'yi yeniden düzenlersek, kütle soğurma katsayısı için,

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{d} \ln\left(\frac{I_0}{I}\right) \quad (13)$$

ifadesini elde etmiş oluruz. Çeşitli deneysel düzenlemeler ve tekniklerden ( $\mu/\rho$ ) 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, kristolografî için uluslararası tablolarda yeni tablolara yol gösterdi (Creagh ve Hubell, 1992). Daha sonraları ( $\mu/\rho$ ) Gerward tarafından yeniden incelendi (Gerward, 1993). Ölçülmüş verilerin günün ihtiyaçlarına uygun hale getirilmiş bir bibliyografisi Hubbell tarafından verilmektedir (Hubbell, 1994):

$$\frac{\mu}{\rho} = \sigma_{\text{top}} \frac{N_A}{(uA)} \quad (14)$$

$N_A$  Avogadro sayısı ( $6,022045 \times 10^{23}$  mol<sup>-1</sup>),  $u$  atomik kütle birimi,  $A$  ise hedef elementin atom numarası ve  $\sigma_{top}$  fotonla bir etkileşme için toplam tesir kesitidir. Toplam tesir kesiti başlıca foton etkileşmelerinden gelen katkıların toplamı gibi yazılabilir.

$$\sigma_{top} = \sigma_{pe} + \sigma_{coh} + \sigma_{incoh} + \sigma_{pair} + \sigma_{trip} + \sigma_{ph.n.} \quad (15)$$

Burada  $\sigma_{pe}$  atomik ışık etkisi tesir kesiti,  $\sigma_{coh}$  ve  $\sigma_{incoh}$  koherent (Rayleigh) ve inkoharent (Compton) saçılma tesir kesiti,  $\sigma_{pair}$  ve  $\sigma_{trip}$  çekirdeklerin ve atomik elektronların alanlarında elektron-pozitron oluşumu için tesir kesitleridir,  $\sigma_{phn}$  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 (16) ile hesaplanmıştır:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A}{uA} (\sigma_{pe} + \sigma_{coh} + \sigma_{incoh} + \sigma_{pair} + \sigma_{trip}) \quad (16)$$

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.

### 1.7.1. Soğurma Kısılları

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 14.). Aslında bu değişim sürekli değildir ve sürekliliğin bozulduğu bu kırılma aralıkları soğurma kıyıları olarak adlandırılır.

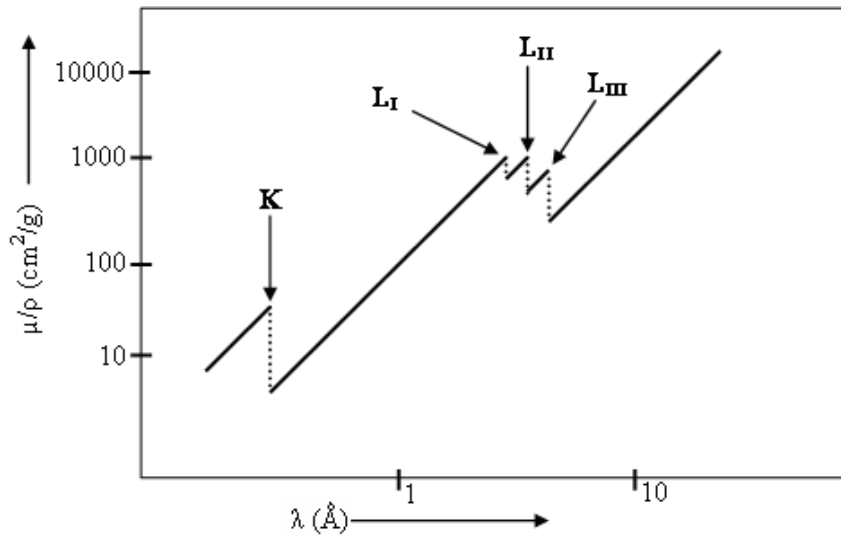
Kıyılar arasında kütle soğurma katsayıları ile dalga boyu arasında aşağıdaki gibi bir ilişki vardır.

$$\frac{\mu}{\rho} = K\lambda^u Z^v \quad (17)$$

Burada K,u ve v sabitlerdir. K'nın değeri her bir soğurma kıyısında değişir. u ve v,  $\lambda$  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,

$$\frac{\mu}{\rho} = (A + BZ + CZ^2)^3 \lambda^n \quad (18)$$

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



Şekil 14. 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 kıyıları ile karakteristik spektrumları arasında açık bir ilişki vardır. K, L, M spektral serileri ve bunların dışındaki serilerde bulunan en kısa dalga boylarında soğurma kıyıları vardır ve karşılıklı ilişki K, L<sub>I</sub>, L<sub>II</sub>, L<sub>III</sub>, M<sub>I</sub> gibi tanımlanmış olan kıyıya izin verir. Bu yüzden bir elementin K soğurma kıyısı daima bu elementin  $K_{\beta_2}$  emisyonundan daha kısa dalga boylarında (veya daha büyük enerjilerde) bulunur. En yüksek enerji çizgisi normal olarak K spektrumunda bulunur.

Ayrıca soğurma kıyısına 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 kıyısı olarak bilinir. Her element uyarma potansiyeli sayısınca soğurma kıyısına sahiptir. Her element için soğurma kıyısı, çekirdeğe yaklaştıkça azalır.

Soğurma kıyısından daha büyük enerjili fotonlar fotoelektrik soğurma yoluyla büyük oranda soğurulmuş olacaklardır. Halbuki soğurma kıyısının hemen altında daha düşük enerjili fotonlar bu geçiş seviyesinde iyonlaşmaya neden olacak yeterli enerjiye sahip olamayacak ve büyük oranda soğurulamayacaklardır (Williams, 1987).

## 2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

Bu çalışmada aynı deney geometrisinde farklı numunelerin toplam kütle soğurma katsayıları ölçülmüştür. Numuneler büyüklük bakımından iki kısımdan oluşmaktadır. Birinci numunelerin çapı 4 cm diğerleri 1,3 cm'dir. Bunlardan başka gözenekli silisyum kristalleri yaklaşık 1cm<sup>2</sup> alanlı kare yapıdadır. Doğal kristaller özellikle Kaçkar dağları ve Gümüşhane vadisi yöresinden temin edilmiştir. Gözenekli silisyum kristalleri Erzurum Atatürk Üniversitesi Mühendislik Fakültesinden temin edilmiştir. Doğal kristallerden numune hazırlarken, 1,3 cm çapında kalıp kullanılmıştır. Kalıp numunelerin sağlam olması için numune içine %2-3 oranında selüloz katılmıştır.

### 2.1. Kimyasal Analiz

Doğal kristaller analiz işlemi için, öncelikle hidrolik baskı makinesiyle 30 saniye boyunca 10 tonluk basınçla preslendi. Preslenen numuneler 40 ve 13 mm çapındadır. Ölçüm için hazır hale gelen numuneler 100 ml'lik lekesiz çelik kaplara yerleştirildi ve aşağıdaki Şekil'de gösterilen EDXRF cihazında ölçüldü (Şekil 15).



Şekil 15. Epsilon 5, PANalytical EDXRF cihazı



## 2.2. Deneysel Yöntem

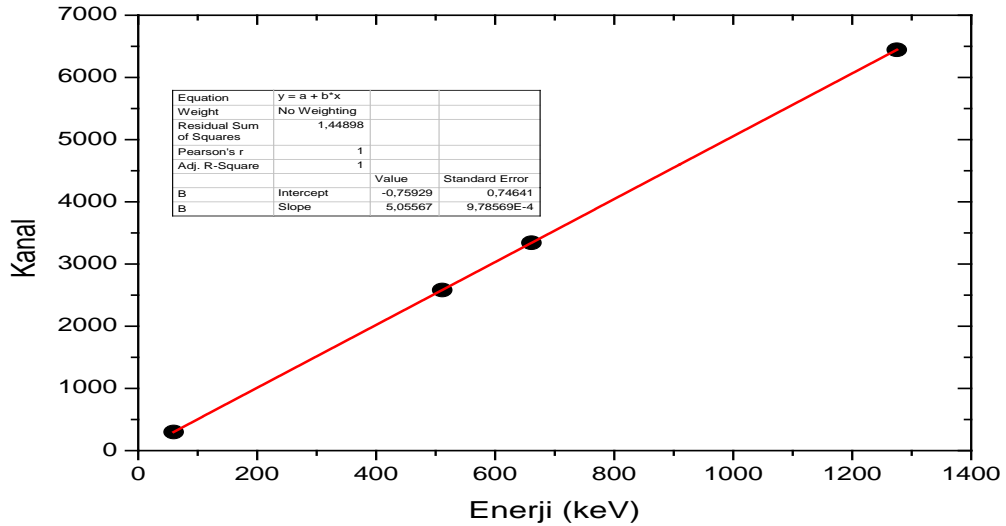
### 2.2.1. Enerji Kalibrasyonu

Dedektörde oluşan bir X-ışını pikinin hangi elemente ve hangi geçişe ait olduğunu belirlemek için enerji kalibrasyonu yapmak gerekir. Enerji kalibrasyonu dört kaynakla yapıldı. Bunun için kullanılan kaynaklar Am-241, Ba-133, Co-60 ve Cs-137'dir. Enerji kalibrasyonu yapmak için enerji değerleri bilinen pikler ve bu piklerin enerji değerlerine karşılık gelen kanal numaralarına ihtiyaç vardır. Enerji kalibrasyonu için kullanılan kaynakların yayımladıkları foton enerjileri sırasıyla 59, 383, 1334 ve 661 keV'dir.

**Tablo 1.** Standart kaynakların özellikleri

İzotoplar	Enerji (keV)	Yarı-ömür (gün)	Salma hızı(%)
<sup>241</sup> Am	59,5	3830	33
<sup>137</sup> Cs	661,6	11022	85

Dedektör yardımı ile enerji kalibrasyonu için standart kaynağın spektrumu elde edilerek enerjilerin hangi kanallara karşılık geldiği tespit edildi.

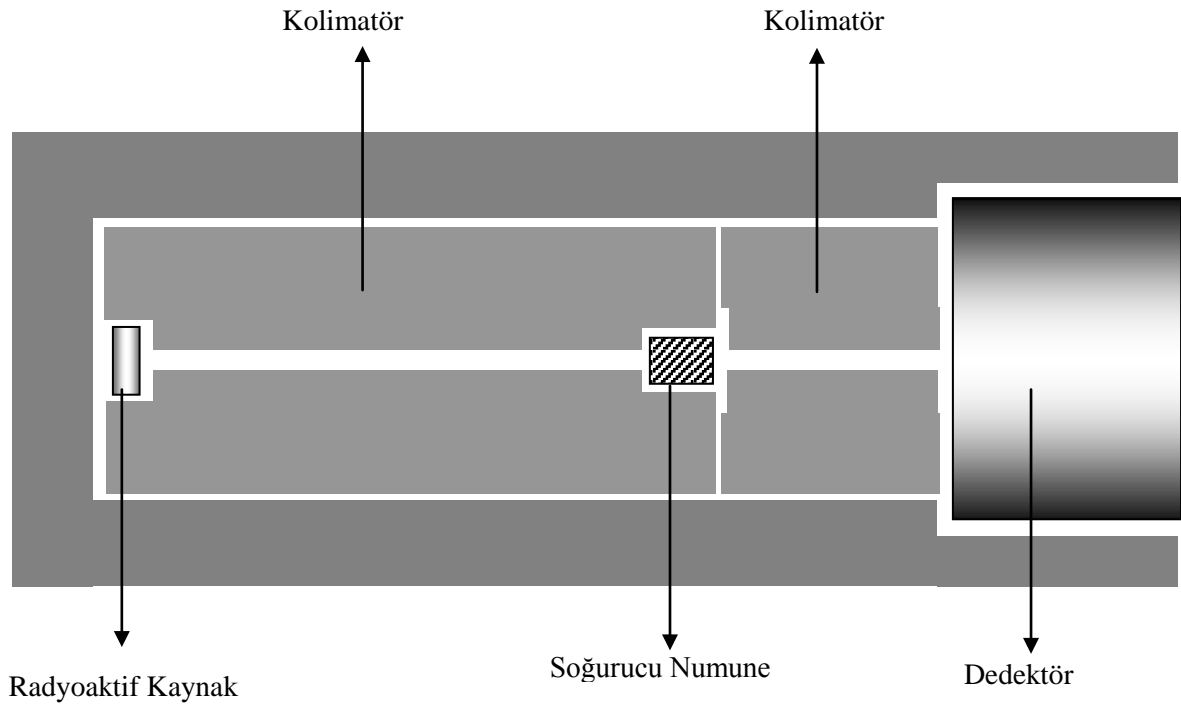


**Şekil 16.** Enerji-kanal grafiği

## 2.3. Kütle Soğurma Katsayısı Ölçümleri

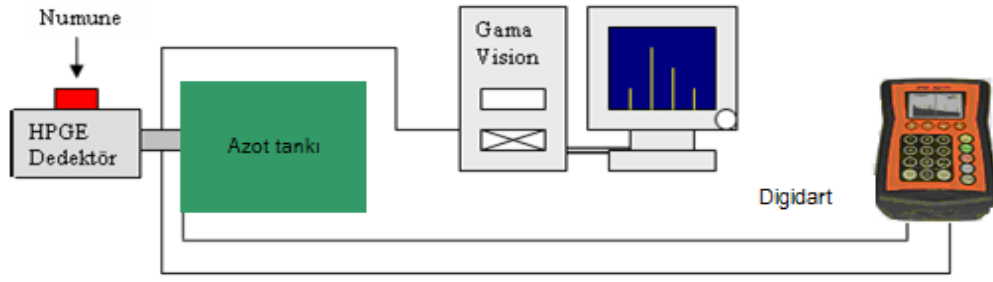
### 2.3.1. Deney Sistemi

Numunelerin deneysel kütle soğurma katsayıları Ortec marka GEM55P4 Model HPGe dedektörü kullanılarak yapılmıştır. HPGe dedektörü özden yarıiletkenlik prensibine göre çalışan yarıiletken kristalden oluşmaktadır. Özden yarıiletken, içerisine yapay safsızlıkların bulunmadığı bir çeşit yarıiletkendir. HPGe dedektörde  $\text{cm}^3$ 'te yaklaşık olarak 1010 safsızlık atomu vardır. Dedektör ile nokta kaynak arasında Şekil 17'de gösterildiği gibi yaklaşık 15 cm uzaklık vardır.



**Şekil 17.** Gama ışınları soğurma ölçümleri için kullanılan deney geometrisi

HPGe dedektörü %55 bağıl verime sahip olup 4800 voltta çalışmaktadır. Enerji rezölasyonu (FWHM)  $^{60}\text{C}$  kaynağı için 1,3325 MeV'de 1,9 keV'dir. Şekil 18'de deneysel sistem verilmekte olup, ön yükseltici, yüksek voltaj kaynağı, analog dijital dönüştürücü (ADC), çok kanallı analizör (MCA) bir sistemde bulunup aynı zamanda dedektörün portatif olarak kullanılmasına imkân vermektedir. Alınan ölçümler Gama Vision yazılım programı kullanılarak hesaplanmıştır.



**Şekil 18.** Soğurma ölçümleri için kullanılan deney düzeneğinin genel görünüşü

Kütle soğurma katsayısı ölçümlerine geçmeden önce enerji kalibrasyonu yapıldı. Kalibrasyon işleminden sonra saf silisyum kristalinin kütle soğurma katsayısı ölçüldü. Ölçülen değer teorik değerle uyumlu çıkınca asıl numunelerin ölçümüne geçildi. Kaynağın saldırdığı gama ışınlarının paralel bir demet halinde dedektöre gelmesi ve istenmeyen saçılmaları engellemek için üç tane kurşun kolimatör kullanıldı. Kurşun kolimatörlerden birincisi kaynak kolimatörü olup bunun çapı 3 mm, ikinci kolimatörün çapı 5 mm, üçüncü kolimatörün çapı ise 1,6 mm dir. Deney geometrisi bu şekilde hazırlandıktan sonra ölçüm işlemine geçildi. Ölçümler önce düzenekte numune yokken radyoaktif kaynaktan yayınlanan gama ışınları ile 600 s süre için yirmi defa gerçekleştirildi. Daha sonra yirmi defa aynı süre ile numuneli ölçümler yapıldı.

Mevcut ölçümlerdeki hataların % 7-8 arasında olduğu tahmin edilmektedir. Bu hatalar pik alanlarından ( $\leq \%3$ ), numunelerin kalınlığından ( $\approx \%2$ ) ve sayma istatistiğinden ( $\leq \%2$ ) kaynaklanmaktadır.

### 3. BULGULAR

#### 3.1. Kimyasal Analiz Sonuçları

Numunelerin kimyasal analiz sonuçları yüzde olarak ametist, granat, flurit, silislenmiş ağaç, Gümüşhane graniti, granit, borat, Çankırı tuzu, arsenopirit, epidote ve kuvars parfiri için sırasıyla Tablo 2, Tablo 3 ve Tablo 4'te verilmiştir.

**Tablo 2.** Numunelerin kimyasal analiz sonuçları (%)

Element	Ametist	Granat	Flurit	Silislenmiş ağaç
Al	-	-	7,100719	-
Si	99,70179	99,69378	3,544675	98,48163
S	-	0,02413	-	-
K	0,023964	-	-	0,02113
Ca	0,064782	0,064412	88,94658	0,863489
Ti	0,008943	0,009676	-	0,004312
V	0,000339	-	-	-
Cr		0,000764	-	-
Mn	0,001961	0,001629	-	0,008343
Fe	0,055942	0,057052	0,069749	0,539903
Ni	0,008972	0,008491	-	0,004556
Cu	0,00141	0,001315	0,002558	0,001543
Zn	-	-	0,001276	0,00053
As	0,001976	0,002356	0,000736	6,22E-05
Sr	-	-	0,060282	0,000633
Y	-	-	0,003475	0,000297
Pb	0,000717	-	0,001164	0,000604
Co	0,008367	0,08569	-	-
Ga	0,001115	0,00111	-	-
Sb	0,00909	0,00911	-	-
Yb	-	0,007364	-	-
Sc	-		0,19967	-
Hf	-	-	0,003388	0,000653

**Tablo 3.** Numunelerin kimyasal analiz sonuçları (%)

Element	Gümüşhane Graniti	Granit	Borat	Çankırı Tuzu
Na	3,246015	3,009681	0,61434	53,53268
Mg	1,503251	3,965344	15,61856	
Al	15,17924	18,96253	18,48123	
Si	72,90768	65,59246	48,87371	1,029875
P	-	-	0,651895	-
S	0,491973	0,27221	0,410977	1,987195
K	3,243765	2,333546	0,763851	0,017987
Ca	1,917544	2,534776	7,591744	0,7934
Ti	0,065485	0,288309	0,925408	-
V	-	0,011944	0,03103	-
Cr	-	-	0,021874	0,001841
Mn	0,051481	0,0492	0,079822	-
Fe	1,280281	2,585999	5,679282	0,077939
Ni	0,003693	0,002625	0,017144	-
Cu	0,003324	0,026785	0,012918	0,001421
Zn	0,002861	0,001678	0,004826	0,000909
As	0,000841	0,187328	0,002828	0,003089
Rb	0,008653	0,007721	0,00073	-
Sr	0,002298	0,026454	0,124362	0,002214
Y	0,001561	0,001548	0,001235	-
Zr	0,015028	0,013669	0,012211	-
Nb	0,000833	0,000784	0,000777	-
Ag		0,000261	0,000326	-
Ba	0,007325	0,085562	0,048721	-
Ce	0,007115	0,004756	0,0067	-
Hg	-	0,000133	-	0,000519
Ga	0,001326	0,000565	-	-
La	0,003826	-	-	-
Pb	0,001578	0,001632	0,001344	-
Th	-0,00869			-
Cl	-	-	-	39,17355
Hf	-	-	-	0,001933

**Tablo 4.** Numunelerin kimyasal analiz sonuçları (%)

<b>Element</b>	<b>Arsenopirit</b>	<b>Epidote</b>	<b>Kuvars Parfiri</b>
Na	-	-	-
Mg	30,49928	2,422407	-
Al	-	5,2113	4,970101
Si	14,67293	50,16522	58,47021
Th	-	-	-0,00249
S	19,45248	1,891304	25,46428
K	0,041256	-	0,55057
Ca	0,630448	24,06306	0,346809
Ti	0,008105	0,243923	0,048367
V	-	0,003607	0,008774
Cr	-	0,006989	0,00064
Mn	-	1,22322	-
Fe	18,02065	13,43619	7,16157
Ni	0,00678	0,002496	0,003222
Cu	0,003513	0,006103	2,766157
Zn	0,000786	0,005301	0,070689
As	15,79504	0,012312	0,004089
Rb	-	7,97E-05	0,000518
Sr	0,000974	0,001309	0,000562
Y	-	0,002846	
Zr	-	0,021615	0,001062
Nb	-	0,000857	-
Ag	0,000846	-	0,001306
Ba	0,070678	-	0,015118
Pb	-	-	0,058408
Bi	-	-	0,002351
Sb	0,007267	-	-
Te	0,000922	-	-
Po	0,701532	-	-

### 3.2. Kütle Soğurma Katsayısı Ölçümleri Sonuçları

Am-241, Co-57 ve Co-60 ile ölçülen silisyum, silisyum gözenekli-1, silisyum gözenekli-2, silisyum gözenekli-3, GaAs ve InP numunelerinin ve Am-241 ile ölçülen bazı doğal kristallerin kütle soğurma katsayıları deneysel ve teorik olarak Tablo 5-8'de verilmiştir. Numunelerin teorik kütle soğurma katsayısı değerleri Hubbel ve Seltzer'in tablosundan alınmıştır (Hubbel ve Seltzer, 1995).

**Tablo 5.** Am-241 ile ölçülen numunelerin teorik ve deneysel kütle soğurma katsayısı değerleri

Kristal	Kalınlık ( $\mu\text{m}$ )	$\mu/\rho$ (deneysel) ( $\text{cm}^2/\text{g}$ )	$\mu/\rho$ (teorik) ( $\text{cm}^2/\text{g}$ )
Silisyum	0,1186	0,356 $\pm$ 0,021	0,325
Silisyum gözenekli-1	0,1605	0,301 $\pm$ 0,018	0,325
Silisyum gözenekli-2	0,16	0,293 $\pm$ 0,017	0,325
Silisyum gözenekli-3	0,161	0,312 $\pm$ 0,018	0,325
GaAs	0,2629	2,0649 $\pm$ 0,123	2,082
InP	0,1738	5,183 $\pm$ 0,310	5,072

**Tablo 6.** Co-57 ile ölçülen numunelerin teorik ve deneysel kütle soğurma katsayısı değerleri

Kristal	Kalınlık ( $\mu\text{m}$ )	$\mu/\rho$ (deneysel) ( $\text{cm}^2/\text{g}$ )	$\mu/\rho$ (teorik) ( $\text{cm}^2/\text{g}$ )
Silisyum	0,1186	0,153 $\pm$ 0,00918	0,162
Silisyum gözenekli-1	0,1605	0,145 $\pm$ 0,00870	0,162
Silisyum gözenekli-2	0,16	0,138 $\pm$ 0,00559	0,162
Silisyum gözenekli-3	0,161	0,0943 $\pm$ 0,00565	0,162
GaAs	0,2629	3,26 $\pm$ 0,195	3,771
InP	0,1738	0,712 $\pm$ 0,042	0,8081

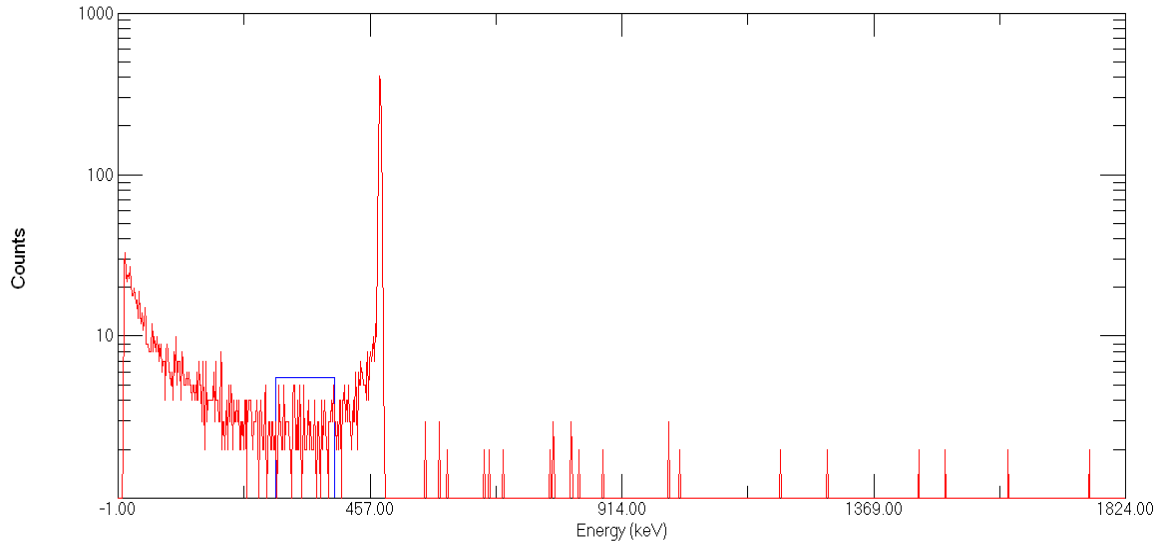
**Tablo 7.** Co-60 (1334 keV) ile ölçülen teorik ve deneysel kütle soğurma katsayısı değerleri

<b>Kristal</b>	<b>Kalınlık (<math>\mu\text{m}</math>)</b>	<b><math>\mu/\rho</math> (deneysel) (<math>\text{cm}^2/\text{g}</math>)</b>	<b><math>\mu/\rho</math> (teorik) (<math>\text{cm}^2/\text{g}</math>)</b>
Silisyum	0,1186	0,0568 $\pm$ 0,00340	0,055
Silisyum gözenekli-1	0,1605	0,0396 $\pm$ 0,00237	0,0549
Silisyum gözenekli-2	0,16	0,0411 $\pm$ 0,00246	0,0549
Silisyum gözenekli-3	0,161	0,0453 $\pm$ 0,00271	0,0549
GaAs	0,2629	0,056 $\pm$ 0,00336	0,0495

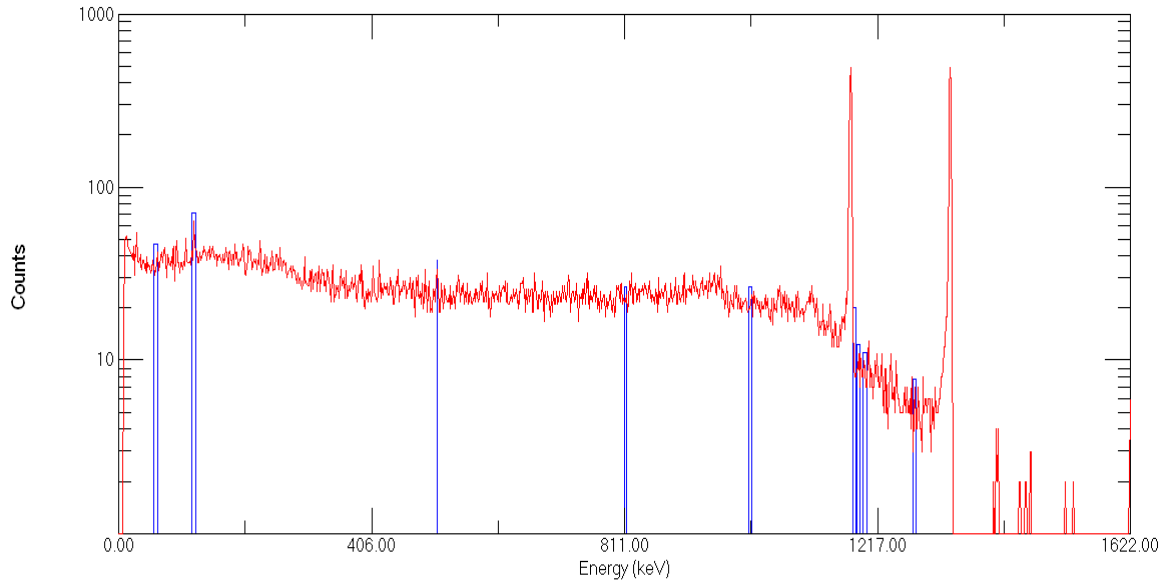
**Tablo 8.** Am-241 ile ölçülen doğal kristallerin kütle soğurma katsayıları

<b>Kristal</b>	<b>Kalınlık (<math>\mu\text{m}</math>)</b>	<b><math>\mu/\rho</math> (deneysel) (<math>\text{cm}^2/\text{g}</math>)</b>
Garnit-1	0,22	0,3937 $\pm$ 0,023
Barit	0,16	0,758 $\pm$ 0,045
Yeşim taşı	0,20	1,723 $\pm$ 0,103
Zealit	0,54	0,2488 $\pm$ 0,014
Granit-2	0,51	0,267 $\pm$ 0,016
Flurit	0,52	0,259 $\pm$ 0,015
Silislesmiş ağaç	0,52	0,188 $\pm$ 0,011
Gümüşhane graniti	0,55	0,207 $\pm$ 0,012
Borat	0,47	0,251 $\pm$ 0,015
Çankırı tuzu	0,48	0,259 $\pm$ 0,015
Arsenopirit	0,50	0,545 $\pm$ 0,032
Epidote	0,47	0,269 $\pm$ 0,016
Kuvars parfiri	0,54	0,256 $\pm$ 0,015

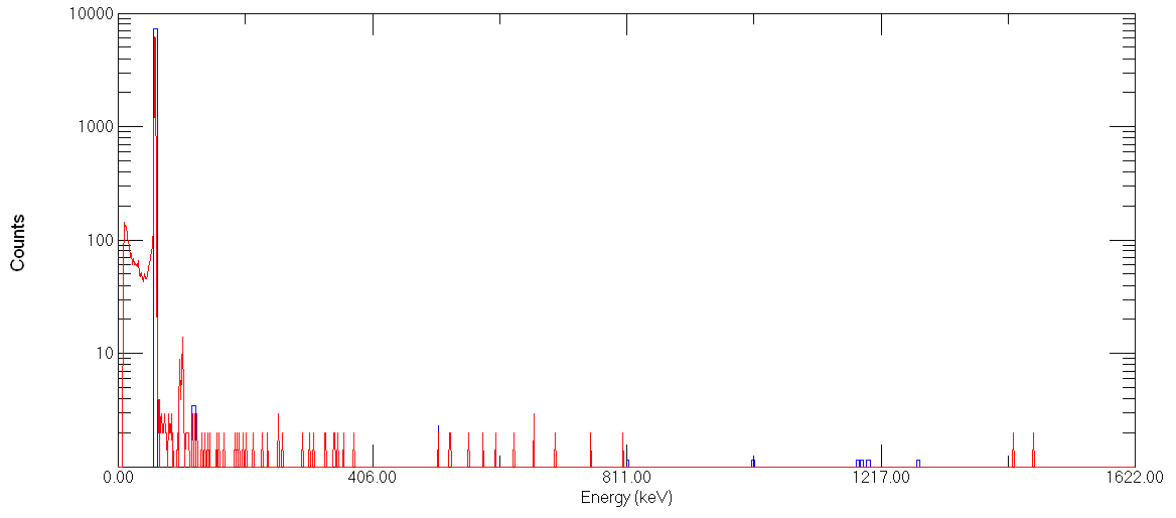




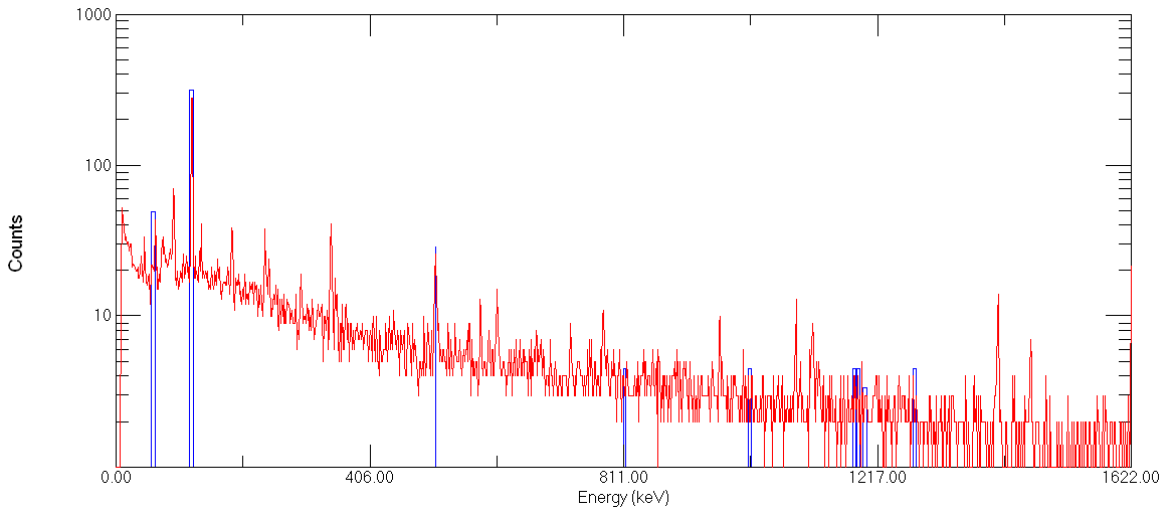
**Şekil 19.** 59,5 keV de Barit kristali için elde edilen spektrum örneği



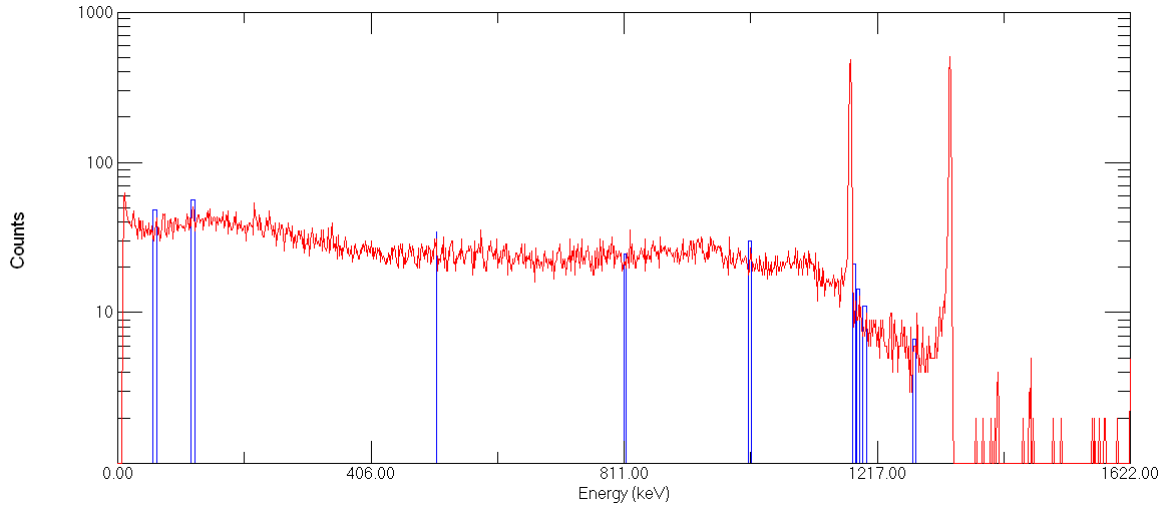
**Şekil 20.** 1334 keV de GaAs kristali için elde edilen spektrum örneği



**Şekil 21.** 59,5 keV de gözenekli silisyum kristali için elde edilen spektrum örneği



**Şekil 22.** 136 keV de GaAs kristali için elde edilen spektrum örneği



**Şekil 23.** 1334 keV de gözenekli silisyum kristali için elde edilen spektrum örneği

#### 4. TARTIŞMA VE SONUÇ

Deneysel ölçümler sonucunda görüldü ki Si, GaAs ve InP kristallerinin kütle soğurma katsayılarının enerjiye bağlı değişimi 59,5 keV' lik foton enerjisinde teorik değerlerle deneysel değerler uyum içerisindedir. Bu enerjide fark % 2-3 dir. Fakat artan foton enerjisinde teorik değerlerle deneysel değerler arasındaki farkın arttığı gözlenmektedir. 122 keV' lik foton enerjisinde bu fark teorik değerlerle düşük enerjilerde uyum içinde olduğu fakat büyük enerji değerlerinde deneysel ve teorik değerler arasındaki farkın büyüdüğü görüldü. 122 keV'lik foton enerjisinde bu farklar yaklaşık % 11 dir. En yüksek enerji değerinde 1334 keV de, GaAs kristalinde de % 11'e kadar çıkmaktadır. Bu farklılığın sebebi olarak iki şey düşünülmektedir. Bunlardan birincisi kimyasal etki, ikincisi kullandığımız uyarıcı kaynakların şiddeti düşük olup, istatikselsel olarak birim zamanda yayınlanan foton sayılarındaki dalgalanmalardır. Bu kristallerden başka gözenekli silisyum kristallerinin de enerjiye bağlı kütle soğurma katsayıları ölçülmüştür. Ölçümler sonucunda deneysel değerler teorik değerlerden küçük çıkmıştır. Deneysel ve teorik değerler arasındaki fark % 10-15 aralığındadır. Bunun sebebi olarak gözenekli yapıda etkin madde miktarının azlığı düşünülmüştür. Etkin madde azaldığı için fotoelektrikten dolayı soğurma azalacaktır. Fakat kütle soğurma katsayılarının değişiminden saçılmadan dolayı soğurmanın artıp artmadığı hususunda yapılan ölçümlerden bir şey söylemek mümkün değildir. Kristallerin kütle soğurma katsayıları ile ilgili çalışmalar literatür de oldukça sınırlıdır. Bu çalışmalar içinde kullanılan kristallerden GaAs ve InP'un enerjiye bağlı kütle soğurma katsayıları İ.Han ve arkadaşları tarafından çalışılmış olup onların kullandıkları radyoizotop kaynakların enerjileri 22,1; 25; 59,5 ve 88 keV'dir. Bu enerjilerden 59.54 keV, kullandığımız enerji ile aynıdır. Bu enerji için bulunun kütle soğurma katsayıları deneysel hata sınırları içinde bulduğumuz değerle aynıdır. 122 keV ve 1334 keV'lik foton enerjilerinde deneysel sonuçları kıyaslayacağımız bir deneysel çalışma bulunamamıştır. Bununla birlikte 59,54; 661 ve 1334 keV'lik foton enerjilerinde Abdel ve arkadaşları Cu ve Pb elementlerinin kütle soğurma katsayılarını çalışmışlardır. Onların çalışmasında sadece kurşun için 59.54 keV'de deneysel ve teorik değerler arasında farklılıklar gözlenmiştir. Bunlardan başka diğer kristaller üzerine yapılan çalışmalarda genel olarak deneysel ve teorik değerlerin 20-661 keV enerji aralığında uyumlu olduğu görülmüştür.

Doğal kristallerin kütle soğurma katsayılarının deneysel değerleri ile teorik değerleri hata sınırları içerinde uyumludur. Deneysel sistemdeki başlıca hata kaynakları kalınlık ölçümünden olup bu kütle soğurma katsayılarının deneysel değerleri ile teorik değerleri hata sınırları içerinde uyumludur. Kalınlık ölçümündeki hata değerleri % 1'in altındadır. İkinici bir hata kaynağımız pik altında kalan net alanların hesaplanması olup buradan gelen hata % 2-3 olup istatistiksel hatalardan gelen hatalarda yaklaşık % 2 olup net hatamız yaklaşık % 6'dır. Bazı kristallerde deneysel değerlerle teorik değerler arasındaki farkın hata sınırlarının üzerinde olmasının sebebi olarak doğal halde buluna kristallerin yüzey kirlerinden iyi temizlenememiş olmasını düşünüyoruz.

## 5. ÖNERİLER

Numunelerin kütle soğurma katsayılarının teorik hesaplamaları yüksek enerji bölgesinde ne kadar doğru olduğu hususunda literatürde geniş bir çalışmaya rastlanmamıştır. Bu yüzden bu ölçümlerin bundan sonraki yüksek enerji değerlerinde daha geniş bir şekilde araştırma yapılabilir.

Gözenekli yapılarda kuyular helezonik olduğundan gelen fotonların geliş doğrultuları ile yapılan açılar değişeceğinden bu yapılarda saçılma tesir kesitleri artacağı beklenmektedir. Bu nedenle bu tezin devamında gözenekli silisyum kristallerinin elastik ve inelastik saçılma tesir kesitleri çalışılabilir.

## 6. KAYNAKLAR

- Abdel-Rahman MA, Badawi EA, Abdel-Hady YL and Kamel N. 2000. Effect of sample thickness on the measured mass attenuation coefficients of some compounds and elements for 59.54, 661.6 and 1332.5 keV  $\gamma$ -rays. Nucl. Instr. and Meth. A, 447: 432.
- Baltas H, Celik S, Cevik U ve Yanmaz E. 2007. Measurement of mass attenuation coefficients for MgB<sub>2</sub> superconductor using X-rays energies. Radiat. Measur, 42: 55.
- Baltaş H, Cevik U, Tırasoğlu E, Ertuğral B, Apaydın G ve Kobya Aİ. 2005. Mass attenuation coefficients of YBaCuO and BiPbSrCaCuO superconductor at 511, 661 and 1274 keV energies. Radiat. Measur, 39: 33-37.
- Cevik U, Bacaksiz E, Damla N ve Celik A. 2008. Effective atomic numbers and electron densities for CdSe and CdTe semiconductors. Radiat. Measur, 43: 1437-1442.
- Cevik U ve Baltas H. 2007. Measurement of the mass attenuation coefficients and electron densities for BiPbSrCaCuO superconductor at different energies. Nucl. Instr. and Meth. B, 256: 619.
- Cevik U, Baltas H, Celik A ve Bacaksız E. 2006. Determination of attenuation coefficients, thicknesses and effective atomic numbers for CuInSe<sub>2</sub> semiconductor. Nucl. Instr. and Meth. B, 247: 173-179.
- Creagh DC and Hubbell JH. 1987. Problems Associated with the Measurement of X-Ray Attenuation Coefficients. I. Silicon. Report on the International Union of Crystallography X-Ray Attenuation Project. Acta Cryst, A 43: 102-112.
- Creagh DC and Hubbell JH. 1990. Problems Associated with the Measurement of X-Ray Attenuation Coefficients. II. Carbon. Report on the International Union of Crystallography X-Ray Attenuation Project. Acta Cryst, A 46: 402-408.
- Creagh DC and Hubbell JH. 1992. X-Ray Absorption (or Attenuation) Coefficients, Sec. 4.2.4. in *International Tables for Crystallography*, Vol. C, A.J.C. Wilson, ed. (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht), 189-206.

- Ekinci N, Gürol A, Durna B ve Gürbulak B. 2010. Determination of mass attenuation coefficients of some semiconductor and biological samples. *Analytical Letters*, 43: 1999-2008.
- El-Kateb AH, Rizk RAM, and Abdul-Kader AM. 2000. Determination of atomic cross-sections and effective atomic numbers for some alloys. *Ann. of Nuc. Ene*, 27: 1333.
- Gerward L, Guilbert N, Jensen KB and Levring H. 2001. X-ray absorption in matter. *Radiat. Phys. Chem*, 60: 23.
- Gowda S, Krishnaveni S, Gowda R. 2005. Studies on effective atomic numbers and electron densities in amino acids and sugars in the energy range 30-1333 keV. *Nucl. Instr. and Meth. B*, 239: 361–369.
- Han I, Demir L ve Sahin M. 2009. Determination of mass attenuation coefficients, effective atomic and electron numbers for some natural minerals. *Radiat. Phys. Chem.*, 78; 760-764.
- Han I, Sahin M, Demir L ve Kacal M. 2010. The change of Compton tendency of crystals, Determination of mass attenuation coefficients, effective atomic and electron numbers for some natural minerals. *Balkan Physics Letters*, 18: 377 – 382.
- Hine GJ. 1952. The effective atomic numbers of materials for various c-rays interactions. *Phys. Rev*, 85: 725.
- Hubbell JH, Millar RH and Greening JR. 1974. Experimental x-ray mass attenuation coefficients for materials of low atomic number in the energy range 4 to 25 keV, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys*, 7:2332.
- Hubbel JH and Seltzer SM. 1995. Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV for Elements Z=1 to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest. NISTIR, 5632.
- Icelli O, Erzeneoglu S ve Boncukcuoglu R. 2008. Determination of molecular, atomic, electronic cross-sections and effective atomic number of some boron compounds and TSW. *Nucl. Instr. and Meth. B*, 266: 3226–3230.
- Jackson DF and Hawkes DJ. 1981. X-ray attenuation coefficients of elements and mixtures. *Phys. Rep*, 70: 169.



- Khanna A, Bhatti SS, Singh KJ and Thind KS. 1996. Gamma-ray attenuation coefficients in some heavy metal oxide borate glasses at 662 keV. *Nucl. Instr. and Meth. B*, 114: 217-220.
- Kittel C. 1996. *Katıhal Fizigine Giriş*. Bilgi Tek Yayıncılık. İstanbul s.1-70.
- Kumar TK and Reddy KV. 1997. Effective atomic numbers for materials of dosimetric interest. *Radiat. Phys. Chem*, 50: 545-553.
- Manjunathaguru V and Umesh TK. 2006. Effective atomic numbers and electron densities of some biologically important compounds containing H, C, N and O in the energy range 145-1330 keV. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys*, 39: 3969.
- Manohara SR, Hanagodimath SM. 2007. Studies on effective atomic numbers and electron densities of essential amino acids in the energy range 1 keV-100GeV. *Nucl. Instr. and Meth. B*, 258: 321–328.
- Midgley SM. 2005. Measurements of the x-ray linear attenuation coefficient for low atomic number materials at energies 32-66 and 140 keV. *Radiat. Phys. Chem*, 72: 525.
- Murty RC 1965. Effective atomic numbers of heterogeneous materials. *Nature*, 207: 398.
- Murty VRK. 2004. Effective atomic numbers for W/Cu alloy for total photon attenuation. *Radiat. Phys. Chem*, 71: 667.
- Murty VRK, Winkoun DP and Devan KRS. 2000. Effective atomic numbers for W/Cu alloy using transmission experiments. *Appl. Radiat. Isot.*, 53: 945.
- Orlic I, Bogdanovic I, Zhou S and Sanchez JL. 1999. Parametrization of the total photon mass attenuation coefficients for photon energies between 100 eV and 1000 MeV. *Nucl. Instr. and Meth. B*, 150: 40.
- Parthasaradhi K, Esposito A and Pelliccioni M. 1992. Photon attenuation coefficients in tissue equivalent compounds, *Int. J. Appl. Radiat. Isot*, 43: 1481.
- Rettschlag M, Berndt R and Mortreau P. 2007. Measurement of photon mass attenuation coefficients of plutonium from 60 to 2615 keV. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 581: 765.

- Shivaramu R, Vijayakumar R, Rajasekaran L and Ramamurthy N. 2001. Effective atomic numbers for photon energy absorption of some low-Z substances of dosimetric interest. *Radiat. Phys. Chem*, 62: 371.
- Singh K, Singh H, Sharma V, Nathuram R, Khanna A, Kumar R, Bhatti SS and Sahota HS. 2002. Gamma-ray attenuation coefficients in bismuth borate glasses. *Nucl. Instr. and Meth. B*, 194: 1.
- Singh K, Kaur G, Kumar V, Dhama AK and Lark BS. 1998. Measurement of attenuation coefficients of some dilute solutions at 662 keV. *Radiat. Phys. Chem*, 53: 123-126.
- Tamura M, Akimoto T, Aoki Y, Ikeda J, Sato K, Fujita F, Homma A, Sawamura T and Narita M 2002. Measurement of mass attenuation coefficients around the K absorption edge by parametric X-rays. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 484: 642–649.
- Tannoudji C.Cohen, Roc J. Dupont, Grynberg G. 1998. *Atom-Photon Interactions*, John-Wiley, New York.
- Tran CQ, Chantler CT, Barnea Z, De Jonge MD, Dhal BB, Chung CTY, Paterson D and Wang J. 2005. Measurement of the x-ray mass attenuation coefficient of silver using the x-ray extended range technique. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys*, 38: 89.
- Wang DC, Ping LA and Yang H 1995. Measurement of the mass attenuation coefficients for SiH<sub>4</sub> and Si. *Acta Phys. Sin.* 44: 1860.
- Yavuz S. 2011. Dış elektrik alanının bazı yarıiletkenlerin kütle soğurma katsayılarına etkisi. Yüksek lisans tezi. R.Ü. Fen bilimleri enstitüsü. Rize.
- Yılmaz E. 2003. Characteristic x-ray, photoelectron and Compton-scattered photon escape from a HPGe detector. Doktora Tezi. O.D.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü. Ankara.

## ÖZGEÇMİŞ

12.02.1986 tarihinde Malatya'da doğdu. İlkokulu Malatya Gaziosmanpaşa İlköğretim Okulunda, ortaokulu Malatya Mimar Sinan İlköğretim Okulunda, liseyi Malatya Atatürk Kız Lisesinde okudu. 2006 yılında İnönü Üniversitesi Fizik Bölümüne kaydoldu. 2010 yılında bu programdan mezun oldu. Akademik başarı bağlamında İnönü Üniversitesi Fizik Bölümü lisans programını 2010 yılında ikincilikle bitirdi. 2010 yılında Recep Tayyip Erdoğan Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Yüksek Lisans öğrenimine başladı. Elif AYZA halen Recep Tayyip Erdoğan Üniversitesi'nde yüksek lisans öğrenimine devam etmektedir.