

**T.C.**  
**GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**Tb ve Er KATKILARININ  $TlInS_2$  TEK**  
**KRİSTALLERİNDEKİ TUZAKLARIN ELEKTRİKSEL**  
**KARAKTERİZASYONA ETKİSİ**

**SERDAR GÖREN**  
**YÜKSEK LİSANS TEZİ**  
**FİZİK ANABİLİM DALI**

**GEBZE**  
**2016**

**T.C.**  
**GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**Tb ve Er KATKILARININ TlInS<sub>2</sub> TEK**  
**KRİSTALLERİNDEKİ TUZAKLARIN**  
**ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONA**  
**ETKİSİ**

**SERDAR GÖREN**  
**YÜKSEK LİSANS TEZİ**  
**FİZİK ANABİLİM DALI**

DANIŞMANI  
PROF. DR. MİRHASAN SEYİTSOY

**GEBZE**  
**2016**

**T.R.**  
**GEBZE TECHNICAL UNIVERSITY**  
**GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES**

**THE EFFECT OF THE Tb AND Er  
IMPURITIES ON THE ELECTRICAL  
CHARACTERIZATION OF THE TRAPS IN  
THE TlInS<sub>2</sub> SINGLE CRYSTALS**

**SERDAR GÖREN**  
**A THESIS SUBMITTED FOR THE DEGREE OF  
MASTER OF SCIENCE  
DEPARTMENT OF PHYSICS**

**THESIS SUPERVISOR  
PROF. DR. MIRHASAN SEYITSOY**

**GEBZE  
2016**



GTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 27/06/2016 tarih ve 2016/43 sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından 02/09/2016 tarihinde tez savunma sınavı yapılan Serdar GÖREN'in tez çalışması Fizik Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRİ

ÜYE

(TEZ DANIŞMANI) : Prof Dr. Mirhasan SEYİTSOY

*Mirhasan Seyitsoy*

ÜYE

: Prof. Dr. Rauf SÜLEYMANLI

*Rauf Süleymanlı*

ÜYE

: Doç. Dr. Kemal ÖZDOĞAN

*Kemal Özdoğan*

ONAY

Gebze Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun

...../...../..... tarih ve ...../..... sayılı kararı.

İMZA/MÜHÜR

## ÖZET

Bu tezin amacı Terbiyum ve Erbiyum katkılı  $TlInS_2$  katmanlı tek kristallerindeki tuzak seviyelerini ısı uyarılmış akım yöntemiyle incelemek ve ilgili parametreleri uygun modeli kullanarak belirlemektir. Tb katkılı örnekte, 147-178 K aralığında katkısız kristallerde gözlenmeyen bir pik belirlenmiştir. Bu sıcaklık aralığında etkinleşen tuzakın aktivasyon enerjisi 0.21 eV olarak hesaplanmıştır. Daha önce farklı bir yöntemle (FİGAS) gerçekleştirilen incelemede elde edilen sonuçlarla Tb katkılı numuneden aldığımız sonuçlar örtüşmektedir. Er katkılı numunede ise IUA ölçümleri olumlu sonuçlar vermemiştir. Ayrıca yapısal analiz için kristallerin, X-ışını kırınımı spektroskopisi ve enerji dağılımlı X-ışını spektroskopisi ölçümleri gerçekleştirilmiştir.

**Anahtar Kelimeler: Isıl Uyarılmış Akım, Pyro-Akım, Katmanlı Yarıiletken, X-ışını Kırınımı, Enerji Dağılımlı X-ışını Spektrumu.**

## SUMMARY

The aim of this thesis is to examine the trap depth in Tb and Er doped TlInS<sub>2</sub> single crystals by applying thermally stimulated current method and to analyze relevant parameters via exact model. A peak that can not be observed in intentionally undoped crystals in the 147-178 K temperature range is dedected as 0.21 eV. The results got from the previous examination which is done with a differnt method (PICTS) and results we get from Tb sample are in accord with each other. However, TSC measurements in Er doped sample could not be achieved positive results. Besides, for structural analysis X-ray diffraction spectroscopy and energy dispersive X-ray spectroscopy measurements are done with scanned electron microscope.

**Key Words: Thermally Stimulated Current, Pyrocurrent, Layered Semiconductors, X-ray Diffraction.**

## TEŞEKKÜR

Tez çalıőmamda planlanmasında, araőtırılmasında, yürütülmesinde ve oluşumunda ilgi ve desteğini esirgemeyen, engin bilgi ve tecrübelerinden yararlandığım, yönlendirme ve bilgilendirmeleriyle çalıőmamı bilimsel temeller ışığında őekillendiren danıőmanım Prof. Dr. Mirhasan SEYİTSOY'a ve sayın hocam Prof. Dr. Rauf SÜLEYMANLI'ya gönülden teşekkür ederim.

Bütün çalıőmam boyunca yanımda olan, bilgi ve tecrübelerini benimle paylaşan değerli arkadaşım Arő. Gör. Yasin őALE'ye teőekkürü bir borç bilirim.

Elbette ki bana verdikleri destek ve gösterdikleri sabırdan dolayı aileme de yürekten teşekkür ederim.

Bu alıőma boyunca yardımları dokunan ve isimlerini sayamadığım herkese de teşekkür ederim.

# İÇİNDEKİLER

	<b><u>Sayfa</u></b>
ÖZET	v
SUMMARY	vi
TEŞEKKÜR	vii
İÇİNDEKİLER	viii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	x
ŞEKİLLER DİZİNİ	xii
TABLOLAR DİZİNİ	xiv
1. GİRİŞ	1
2. Teorik Yaklaşım	3
2.1. Band Yapısı	3
2.2. Kusurlar	5
2.2.1. Noktasal Kusurlar	6
2.2.2. Çizgisel Kusurlar	8
2.2.3. Düzlemsel Kusurlar	9
2.3. Kusurların Etkileri	9
2.4. X-Işını Kırınımı ve Bragg Yasası	10
2.5. Isıl Uyarılmış İşlemler	13
2.6. Isıl Uyarılmış Akım	14
2.6.1. Isıl Uyarılmış Akım-Teorik Yaklaşım	14
2.6.2. Tuzak Parametrelerini Belirlemede Kullanılan Yöntemler	19
2.6.2.1. Farklı Isıtılma Hızları Yöntemi	19
2.6.2.2. Eğri Fitleme Yöntemi	21
2.6.2.3. İlk Artış Metodu	25
2.6.2.4. Pik Şekli Yöntemi	26
2.7. FİGAS-Foto İndüklenmiş Geçici Akım Spektroskopisi (PICTS-Photo-Induced Current Transient Spectroscopy)	27
2.7.1. FİGAS-Denklem Dinamikleri	28
3. DENEYSEL DETAYLAR	31

3.1. Isıl Uyarılmış Akım Ölçümleri	31
3.2. Deneysel Düzenek	32
3.3. Kristallerin IUA Ölçümleri için Hazırlanışı ve Ölçüm Sistemi	34
4. DENEY SONUÇLARI VE YORUMLAR	35
4.1. Numunelerin Yapısal Analizi	35
4.2. Isıl Uyarılmış Akım Ölçümleri	36
4.3. Terbiyum Katkılı TlInS <sub>2</sub> Kristali İçin IUA Ölçüm Sonuçları	37
4.4. Erbiyum Katkılı TlInS <sub>2</sub> Kristali İçin IUA Ölçüm Sonuçları	41
4.5. Pyro-Akım Ölçümü	43
5. SONUÇ	44
6. KAYNAKLAR	45
7. ÖZGEÇMİŞ	49

# SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

## Simgeler ve Açıklamalar

### Kısaltmalar

$\nabla$	: Del operatörü
$v_e$	: Elektronun termal hızı
$\mathbf{E}$	: Elektrik alan vektörü
$\varepsilon$	: Dielektrik sabiti
$\Delta n_c$	: Serbest taşıyıcı yoğunluğunun değişimi
$\sigma$	: İletkenlik (IUA)
$\Delta$	: Değişim
$\beta$	: Sabit ısıtma hızı
$\nu$	: Tuzaktan kaçabilme ihtimal frekansı
$\mu$	: Mobilite
$\tau$	: Yaşam ömrü
Hz	: Hertz
eV	: Elektronvolt
F	: Kuvvet
$T_m$	: Pikin şiddetinin maksimum olduğu sıcaklık
n	: Tuzaklanmış elektronların yoğunluğu
$n_t$	: Toplam elektronların sayısı
$n_c$	: İletkenlik bandındaki serbest elektron yoğunluğu
$T_l$	: Pikin şiddetinin yarı yüksekliğine karşılık gelen düşük sıcaklık
$n_0$	: Tuzaklanmış elektronların ilk yoğunluğu
$m_e^*$	: Elektronun etkin kütlesi
$T_h$	: Pikin şiddetinin yarı yüksekliğine karşılık gelen yüksek sıcaklık
$T_0$	: IUA ölçümlerinde ışıkla uyarmanın yapıldığı düşük sıcaklık değeri
$N_r$	: Rekombinasyon merkezlerinin etkin yoğunluğu
$N_C$	: İletkenlik bandındaki taşıyıcıların etkin durum yoğunluğu
$S_t$	: Tuzağın etkin yakalama tesir kesiti

$S_r$	: Rekombinasyon merkezlerinin etkin tesir kesit alanı
dk	: Dakika
G	: Soğurulan bir foton için uyarılabilen taşıyıcı sayısı
P	: Tuzaktan kaçma olasılığı
Q	: IUA ölçümlerinde ortaya çıkan toplam taşıyıcı yük değeri
L	: Numunenin kalınlığı
A	: Numunenin yüzey alanı (kristal katmanlarına dik yöndeki)
sm	: Santimetre
m	: Metre
mm	: Milimetre
<b>H</b>	: Manyetik alan vektörü
sn	: Saniye
B	: Bor elementinin simgesi
Er	: Erbiyum elementinin simgesi
$E_i$	: İletim bandı minimum enerji seviyesi
$E_F$	: Fermi enerji seviyesi
$E_t$	: Tuzağın aktivasyon enerjisi
$E_v$	: Valans bandının maksimum enerji seviyesi
k	: Boltzmann sabiti
N	: Tuzak yoğunluğu
T	: Sıcaklık
Tb	: Terbiyum elementinin simgesi
V	: Elektriksel potansiyel fark
EDX	: Enerji dağılımlı X-ışını spektroskopisi
FİGAS	: Foto-indüklenmiş geçici akım spektroskopisi
IUA	: Isıl Uyarılmış Akım
KA	: Karanlık akım
PA	: Pyro-akım

# ŞEKİLLER DİZİNİ

<b><u>Sekil No:</u></b>	<b><u>Sayfa</u></b>
2.1: 0 K'de farklı malzemelere ait mümkün elektron band yapıları. a) Bakırın band yapısı b) Magnezyumun band yapısı. c) Yalıtkanların karakteristik band yapısı.	5
2.2: Bir arayer ve boşluk kusurunun iki boyutlu gösterimi.	7
2.3: En genel dislokasyon tipleri. a) Kenar dislokasyonu. b) Vida dislokasyonu.	8
2.4: X-ışınlarının atom düzlemlerinden kırınımı ( <i>A</i> ve <i>B</i> düzlemleri).	11
2.5: Bir X-ışını kırınım ölçerinin şematik gösterimi; T=x-ışını kaynağı, S=numune, C=dedektör ve O=numune ve dedektörün etrafında harekett ettiği eksen.	12
2.6: p ve n tipi malzemelerdeki elektron ve hol tuzakları içi yakalama ve yayınlama süreçleri.	13
2.7: Pik şekli yönteminde kullanılan parametrelerin gösterimi.	27
3.1: Isıl uyarılmış akım ölçümü süreçlerinin şematik gösterimi.	31
3.2: Isıl uyarılmış akım ve pyro-akım ölçümlerinde kullanılan güç kaynakları.	32
3.3: Soldaki cihaz ısı uyarılmış akım ölçümlerinde kullanılan Orian Xenon ışık kaynağı ve sağdaki cihaz da kapalı sistem bir helyum pompası ile soğutulan ölçümlerin gerçekleştirildiği kroyostat.	32
3.4: Sıcaklık kontrolü için kullanılan Lakeshore 340 sıcaklık kontrol cihazı.	33
3.5: Ölçümlerde kullanılan Ilmvac vakum pompası.	33
3.6: Akım ölçümleri için kullanılan Keithley 6485 pikoampermetre.	33
3.7: Er ve Tb katkılı kristalin alt ve üst yüzeyinde kontakların yerleşimi.	34
4.1: Erbiyum katkılı TlInS <sub>2</sub> kristalinin EDX ölçümleri.	35
4.2: Erbiyum katkılı TlInS <sub>2</sub> kristalinin EDX ölçümleri.	36
4.3: Tb katkılı TlInS <sub>2</sub> kristali ile gerçekleştirilen katmanlara paralel aynı deneysel şartlar altında bir gün ara ile gerçekleştirilen karanlık akım ölçümleri.	37
4.4: Tb katkılı numunenin katmanlara paralel gerçekleştirilen IUA grafiği.	38
4.5: Tb katkılı numunenin 15 K/dk ısıtma hızı ile ölçülen IUA eğrisi.	39

4.6:	Tb katkılı numunenin katmanlara dik 1 K/dk ısıtma hızı ile 100 V gerilim ile aynı ölçüm şartlar altında elde edilmiş karanlık akım eğrileri.	40
4.7:	Tb katkılı kristalin ışık uygulandıktan sonra elde edilen akım grafiği. a eğrisi 5 K/dk, b eğrisi 10 K/dk, c eğrisi 15 Kdk ve d eğrisi de 20 K/dk ısıtma hızları ile elde edilen akım eğrileri.	40
4.8:	Er katkılı numune için IUA grafiği. Isıtma hızı 20 K/dk olarak belirlenmiştir.	41
4.9:	Işık kaynağı kullanarak aynı ısıtma hızı (15 Kdk) ile gerçekleştirilen IUA grafiği. Art arda alınan ölçümlerde (a-c) önemli oranda farklıdır.	42
4.10:	Er katkılı kristalin alt ve üst kontaklar arasında 500 V uygulayarak ve 20 K/dk ısıtma hızı ile elde edilen pyro-akım ölçümleri.	43

# TABLÖLAR DİZİNİ

<b><u>Tablo No:</u></b>		<b><u>Sayfa</u></b>
4.1:	Er katkılı TlInS <sub>2</sub> kristalinin analiz sonucu elde edilen kimyasal bileşenlerinin oranları.	36
4.2:	Tb katkılı TlInS <sub>2</sub> kristalinin analiz sonucu elde edilen kimyasal bileşenlerinin oranları.	37
5.1:	FİGAS yöntemi ile yapılan çalışmada elde edilen tuzaklara yönelik parametreler.	44

# 1. GİRİŞ

$TlMX_2$  kimyasal formülü ile ifade edilen kristal ailesi ( $M = In$  veya  $Ga$ ,  $X = S$ ,  $Se$ ,  $Te$ ) talyum dikalkogenitler olarak bilinir ve sergiledikleri ilginç yapısal özellikleri, yüksek derecede anizotropi özellik göstermeleri, iletkenlikleri, fotoiletkenlik, özellikleri ve optoelektronik cihazlarda kullanılabilme potansiyeli sayesinde araştırmacıların ilgisini çekmektedirler [1]. Bu kristal ailesinin üyeleri bir kısmı katmanlı ( $TlGaS_2$ ,  $TlGaSe_2$ ,  $TlInS_2$ ) ve bir kısmı ise zincirli yapıya sahiptirler.

Oda sıcaklığında tabakalı  $TlInS_2$  kristalleri monoklinik yapıya sahip ve uzay grupları  $C_{2h}^6$  ferroelektriktirler [2, 3].  $TlInS_2$  kristal yapısı (001) yüzeyine paralel iki boyutlu tabakalar halinde oluşmuştur. Her birbirini takip eden tabaka bir önceki ile  $90^\circ$  açı yapacak şekilde yerleşmiştir. Yapısal [4-6], elektriksel [7-12] ve optik [7, 9, 13, 14] özelliklerine yönelik çalışmalara ek olarak uyumlu-uyumsuz faz geçişi ve hafıza etkisine yönelik incelemelerde referanslarda belirtilmiştir.

$TlInS$  kristalinin optik özellikleri üzerine yapılan çalışmalarda [7, 15, 16]  $TlInS_2$  kristallerinin 300 K'de biri direk ve diğeri de indirek olmak üzere iki enerji aralığına sahip olduğu ortaya çıkarılmış ve bu enerji aralıklarının büyüklükleri sırası ile 2.23 ve 2.28 eV olarak belirlenmiştir.

Yasak enerji bandı içinde bulunan tuzak merkezlerinin aktivasyon enerjilerinin belirlenmesi yarıiletkenlerin özelliklerini belirlemede önemli bir çalışma alanı ortaya çıkarmaktadır. Isıl uyarılmış akım (IUA) tekniği yüksek performanslı cihazların üretilmesinde faydalı olan kristallerdeki katkı ve kusur merkezleri hakkında bilgi edinmek için geniş çaplı olarak kullanılmıştır [17-21]. Ayrıca pyro-akım ölçümleri ile de faz geçiş sıcaklık aralıklarına yönelik bilgi elde etmek için kullanılmıştır. Yapısal faz geçiş sıcaklığı civarında pyro-elektrikliğin, dielektrikliğin, optik akustik, termodinamik ve diğer özelliklerinin sıcaklığa göre değişimi çeşitli çalışmalarda incelenmişlerdir [22-30]. Terbiyum, erbiyum ve bor katkılı  $TlInS_2$  kristallerinin FİGAS yani foto-indüklenmiş geçici akım spektroskopisi (PICTS-photo-induced current transient spectroscopy) tekniği ile tuzak merkezlerinin parametreleri elde edilmiştir [31].

Bu tezin amacı Erbiyum ve Terbiyum katkılı  $TlInS_2$  kristallerinin tuzak merkezlerinin parametrelerini ve dağılımlarını ısı uyarılmış akım tekniği ile incelemek ve daha önce incelenen katkısız  $TlInS_2$  kristallerinin yine ısı uyarılmış akım

yöntemi ile incelenmesi ile elde edilen sonuçlarla karşılaştırarak bu katkıların tuzak parametrelerini nasıl değiştirdiğini ortaya koymaktır. Ayrıca yapısal analiz için EDX (energy dispersive X-ray spectral analyse) spektral analizi kullanılmıştır.

## 2. TEORİK YAKLAŞIM

Yarıiletkenlerin içerdikleri kusurlarla elektronik olarak istenilen özelliklere sahip olmasına imkân vermektedir.

Ölçüm yöntemi olarak kullandığımız ısıtılmış akım tekniği görece olarak basit bir kurulum ile akım verisi elde edilmesine dayanmaktadır. Elde edilen bu akım verileri uygun bir model ile analiz edilmesi ile tuzakların yoğunluğu dağılımı ve yakalama tesir kesiti gibi incelenen malzemenin elektriksel karakterizasyonuna yönelik önemli parametreler elde edilir.

### 2.1. Band Yapısı

Katılar elektriksel iletim durumuna göre en genel olarak metal ve yalıtkanlar olarak iki sınıfa ayrılabilirler. Metal uygulanan elektrik alan ile elektrik akımının meydana geldiği bir malzeme iken yalıtkanda uygulanan elektrik alana rağmen bir elektrik akımı meydana gelmez. Bağ yapmamış izole bir atomundaki durumun aksine katılarda elektronlar bir enerji bandında yer alırlar. Tamamen dolu veya boş bir bandda elektrik akımı meydana gelmez. Kristalde meydana gelen elektrik akımı serbest elektronların enerji bandlarındaki hareketinden kaynaklanır. Valans band, bir katının band yapısında mutlak sıfırda elektronlarla dolu en yüksek enerjiye sahip band iletkenlik bandı ise izinli olan en düşük enerjiye sahip band olarak tanımlanabilir. Yarıiletkenlerde mutlak sıfırda valans bandı tamamen dolu iken iletkenlik bandı tamamen boştur.

Bu kavramlar iletken, yarıiletken ve yalıtkanları ayırt etmemizi sağlayan temelleri ortaya koyar. Yalıtkan bir malzemede elektronların durumunu belirten enerji bandları tamamen elektronlarla doldurulmuştur ve bu bandların üzerindeki bandlar ise tamamen boştur. Dolu ve boş bandlar arasındaki enerji aralığı diğer malzemelere göre geniştir. Bu yüzden böyle ki sıcaklık arttırılmasına rağmen dolu olan en sonuncu bandın en üstünden boş olan bandın en altına termal olarak gerekli miktar elektron uyarılamaz.

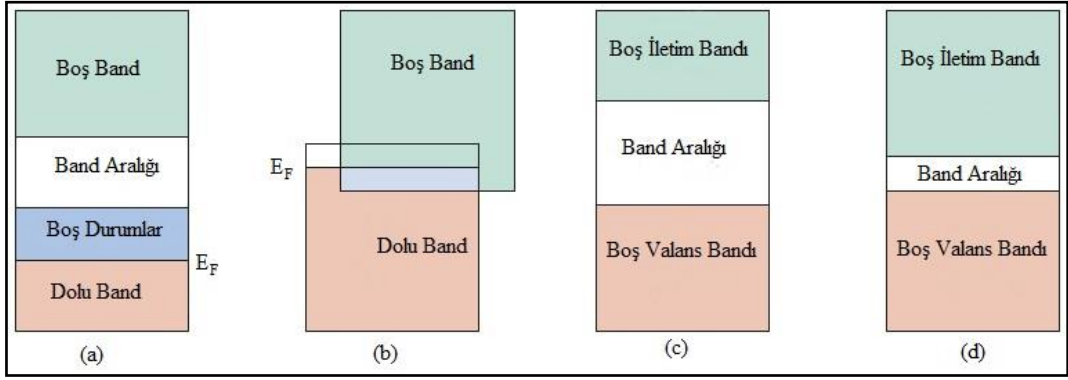
Eğer valans ve iletim bandı arasındaki  $\Delta E$  enerji aralığı küçükse kayda değer bir miktar elektron bu aralığı aşarak iletim bandına uyarılabilir. Küçük sayıdaki bu serbest elektronlar iletim bandında elektrik akımının gerçekleşmesini sağlar. Termal olarak iletkenlik bandına uyarılan elektronların valans bandında bıraktıkları boş elektronik durumlar hol olarak isimlendirilir. Valans bandındaki bu holler sayesinde elektrik

akımı valans bandında hol iletimi ile taşınır. Bu tip malzemelere yarıiletken denir. Elektriksel iletkenliği sınırlı miktardaki hol ve elektron yoğunluğundan dolayı metallere çok daha küçüktür ve güçlü bir şekilde sıcaklığa bağlıdır. Termal uyarılma olasılığı artan sıcaklıkla beraber artar. Aynı zamanda yarıiletkenlerin elektriksel iletkenliği  $\Delta E$  enerji aralığının bir fonksiyonudur [32].

Farklı malzemeler için değişen elektrik iletkenliği için basit bir açıklama enerji band grafiği üzerinden verilebilir. Dolu bir bandda uygulanan elektrik alanına rağmen her bir pozitif hız vektörüne sahip elektrona karşılık negatif hız vektörüne sahip bir elektron bulunacağı için net bir yük taşınımı elde edilemez. Elektrik iletkenliği kusursuz yalıtkanlarda veya yarıiletkenlerde dolu olan valans bandından termal olarak uyarılıp boş olan bir üstteki banda yani iletim bandına geçen elektronlar sayesinde gerçekleşir. Yasak enerji bandı genellikle band aralığı olarak isimlendirilir. Band aralığı birkaç elektron volt veya daha fazla ise oda sıcaklığında iletim bandına uyarılabilmiş elektronların sayısı elektriksel iletkenlik yönünden yok denebilecek kadar azdır. Böyle malzemeler yalıtkan olarak isimlendirilir. Yarıiletkenlerde ise band aralığı elektron volt mertebelerinde veya daha azdır böylece önemli miktarda yük taşıyıcısı termal olarak uyarılabilir. Bu şekilde elde edilen elektriksel iletkenlik değeri yalıtkanlardan daha yüksek fakat metallere çok daha düşük olur.

Bir elektron termal olarak valans bandından iletkenlik bandına uyarıldığında valans bandında bir elektron boşluğu kalır. Bu boşluk hol olarak adlandırılır. Uygulanan elektrik alanının altında iletim bandındaki elektronların serbest olarak bir yönde hareket edebilmesinin karşılığı olarak valans bandındaki holler de aynı alan altında elektronlara ters yönde hareket ederler [33].

Bu kavramlara dayanarak yalıtkan tamamen dolu bir banda sahip olmasına rağmen elektrik alan altında bir akımın taşınmadığı malzeme olarak tanımlanabilir. İletkenliği metal ve yalıtkanlar arasında malzemeler ise yarıiletken olarak isimlendirilir. Eğer valans bandı ve hemen üstündeki iletkenlik bandı arasındaki enerji aralığı küçükse elektron termal olarak valans bandından iletkenlik bandına uyarılabilir. Bu durumda iki bandın da yalnızca bir bölümü doldurulmuş olur. Tipik bir yarıiletkenin iletkenliği bir metalden çok daha düşük fakat yine de bir yalıtkandan onlarca basamak daha büyüktür. İletken yalıtkan ve yarıiletken malzemeleri elektriksel iletkenliğinin birbirinden farklı oluşu esasen band yapılarındaki farklılıktan



Şekil 2.1: 0 K'de farklı malzemelere ait mümkün elektron band yapıları. a) Bakırın band yapısı. b) Magnezyumun band yapısı. c) Yalıtkanların karakteristik band yapısı. d) Bir yarıiletkenin band yapısı.

kayaklanır. Şekil 2.1a'da boş ve dolu durumların aynı bandda bulunması. Şekil 2.1b'de ise iletim ve valans bandları üst üste çakışmıştır. c'de dolu olan valans band ile iletim bandı görece olarak büyük bir enerji aralığı ile ayrılmıştır ( $> 3eV$ ). d'de ise enerji aralığı yalıtkanlardan küçüktür ( $< 3eV$ ). Elektron bandındaki elektronlar katı içinde serbestçe hareket edebilirler. Bu sebeple de malzemenin iletkenliği iletim bandındaki elektronların sayısı ile orantılıdır. Band aralığı iletim ve valans bandlarının enerjileri arasındaki fark olarak tanımlanır. Şekil 2.1'de üç farklı malzemenin sahip olduğu band yapısını kıyaslayan basit bir model gösterilmektedir [34]. Valans band elektronları yeteri kadar enerji verildiğinde iletkenlik bandına çıkabilirler. İletkenlik bandına uyarılan elektronlar yarıiletken malzemelerin iletkenliğini artırırlar. Bu kontrol edilebilir iletkenlik birçok teknoloji alanında büyük bir öneme sahiptir. Genel olarak bir yarıiletken malzemelerin band enerji aralığı 3 eV'dan daha küçüktür ve bu değerden büyük band enerji aralığına sahip malzemeler yalıtkan olarak kabul edilirler [35].

## 2.2. Kusurlar

Kusur içermeyen bir yarıiletkenin modern elektronik devrelerde çok sınırlı bir kullanımı vardır. Yarıiletkende bulunabilecek çok küçük bir miktar safsızlık ona istenilen elektronik özelliğin kazandırılmasını sağlar. Kusurların önemi malzemeye, kusur tipi ve özelliğine bağlıdır. Yoğunluk ve elastik sabiti gibi bazı özellikler kusur yoğunluklarının büyüklüğü ile orantılıdır. Böyle durumlarda eğer kusur yoğunluğu düşük ise etki de az olmaktadır. Malzemenin rengi, elektronik ve optik özellikleri gibi özellikleri göz önüne alınırsa kusur miktarlarındaki küçük bir değişim bile malzemenin bu gibi özelliklerinde çok önemli oranda değişime neden olabilmektedir.

Bu açıdan yarıiletken cihazlara istenilen özelliğin kazandırılmasını sağlayan kusurların karakteristiklerinin belirlenmesi, cihazların tasarımı ve yapımında çok önemli bir rol oynamaktadır.

Yarıiletkenlerin elektriksel ve optik özellikleri;

(i) Katkısız kristalin kimyasal bileşenlerinin bilinmesi ile, kristalin kendine özgü özellikleri olan band aralığı ve taşıyıcıların etkin kütlelerinin belirlenebilir.

(ii) Örgü kusurları (boşluk ve arayer kusurları ve birlikte buldukları kusur grupları) malzemenin band aralığında elektron durumlarının ortaya çıkmasına neden olur. Bu tip kusurlar, kristal büyütülürken hangi termal aşamalardan geçtiğine bağlı olarak istemsiz olarak yapıda bulunabileceği gibi iyon implantasyonu gibi kristalin enerjili parçacıklara istemli olarak maruz bırakılması ile de oluşturulabilir.

(iii) Safsızlıklar band aralığında elektron durumlarının oluşması ile gözlenebilir. Bu elektron durumları bandlardan birinin kenarına yakın veya band aralığının merkezine yakın bir durum meydana gelebilir. Bu kusurlar istemli olarak kristalin büyütülmesi sırasında veya büyütüldükten sonra veya istemsiz olarak büyütülmenin herhangi bir aşamasında kirliliklerin yapıya dâhil olmasıyla oluşabilir.

(iv) Malzemenin boyutları yük taşıyıcılarının de Broglie dalga boyuyla orantılı olduğunda yapıdaki elektronların enerji seviyeleri için kuantum boyutu etkileri baskınlaşır.

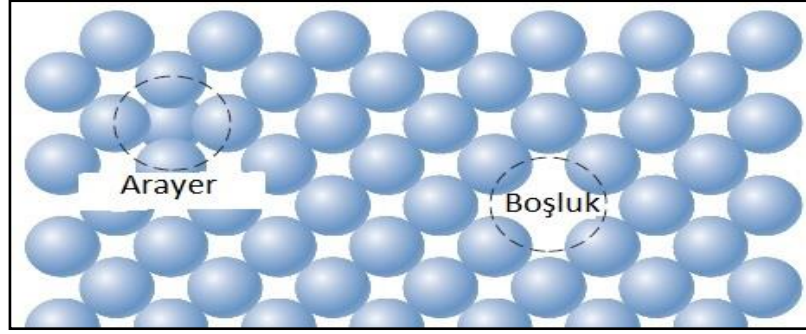
Safsızlıkların çok küçük miktarı bile yarıiletken malzemelerin özellikleri üzerinde önemli etkilere sahiptir. Çoğu yarıiletkenlerin karakterizasyonunda önemli olan kusur ve safsızlıkların küçük yoğunluklarının belirlenmesi ve neden oldukları elektriksel etkilerinin ölçülmesidir. Prensipite yarıiletken malzemelerin katkılardan kaynaklanan elektronik özelliklerinin yapısal ve kimyasal özelliklerine yönelik kapsamlı bir değerlendirme ile öngörülebileceği düşünülebilir fakat bir çok nedenden dolayı mümkün değildir.

### **2.2.1. Noktasal Kusurlar**

Noktasal kusur kristal düzeninin izole bir alanda bozulduğu kusur türüdür. Katkılı ve katkısız olmak üzere iki çeşidi vardır.

(i) Doğal kusurlar: Herhangi bir kristal örgü düzenine sahip bir katıda bir atom örgü düzeninde olması gerektiği pozisyonda bulunmadığında boşluk olarak adlandırılan bir kusur tipine neden olur. Boşlukların en önemli etkisi kristal örgüdeki

atomların hareketine izin vermesi olarak ifade edilebilir. Kristal örgüde atomların difüzyon hızı önemli oranda boşluk yoğunluğuna bağlıdır.



Şekil 2.2: Bir arayer ve boşluk kusurunun iki boyutlu gösterimi.

Bir atomun normalde bulunmaması gereken bir kristal alanında bulunuyorsa arayer kusuru olarak adlandırılır. Bunlar Şekil 2.2’de gösterilmiştir. Arayer yerleşme sırasında kristal örgü önemli oranda çarpıtıldığı için yüksek enerjili kusurlardır ve kristallerde düşük oranlarda karşılaşırlar. Buna karşılık boşluklar kristal yapılarda önemli yoğunluklarla bulunur. Herhangi bir doğal kusur bulunduğu bölgede yerel yük dengesini bozar. Bir yük tipine sahip atom boşluğundan kaynaklanan yük dengesizliğini diğer yük tipine sahip atom boşluğu oluşturarak giderilmiş olur. Bu kusur çiftine Schottky kusuru denir. Frenkel kusuru ise yine bir yük tipine sahip bir boşluğun yarattığı yük dengesizliğini arayer aynı tip atomun yerleşmesi ile giderilmesi olarak açıklanır.

(ii) Safsızlık Kusurları: Her bir zayıfça bağlı elektron yasak bandın içinde iletim bandının hemen altında tekli bir enerji seviyesi veya enerji durumu olarak ortaya çıkar. Elektronun bağlanma enerjisi onun bu katkı seviyesinden iletim bandına çıkarılmasını sağlayacak enerjiye karşılık gelir. Her uyarma iletim bandına bir elektron kazandırır. Bu şekilde bir safsızlığa donör denir. Benzer şekilde her bu tip katkı atomu valans bandın hemen üstünde yasak bandın içinde bir enerji seviyesi olarak ortaya çıkar [34]. Valans bandındaki bir elektron termal uyarma ile bu katkı seviyesine çıkar. Böyle bir geçişle yalnızca bir yük taşıyıcı oluşturulur ve o da valans bandındaki bir holdür. Bu safsızlık tipi de akseptör olarak isimlendirilir. Kusur ve safsızlıkların buldukları hacim ve yoğunlukları genellikle doğrudan yöntemlerle ölçülemeyecek kadar küçüktür. Ayrıca bunların elektronik etkileri sadece kimyasal özellikleri ile değil kristal örgüde buldukları bölge ve bağ yapıları, diğer kusurlar ve safsızlıklar ile

etkileşmeleri ile ve yük durumu ve yerel elektrik alanları gibi diğer elektriksel etkileri ile belirlenir.

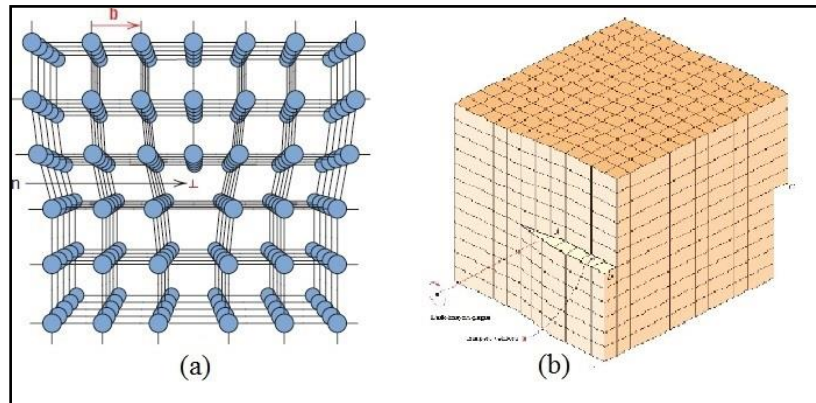
### 2.2.2. Çizgisel Kusurlar

Dislokasyonlar çevrelerindeki bazı atomların kristal örgüsünden bir miktar sapmayla yeniden konumlandıkları çizgisel veya tek boyutlu kusurlardır. Kenar ve vida dislokasyonu (Şekil 2.3b’de gösterilmiştir) ve bunların beraber buldukları karışık tip dislokasyonlar olmak üzere üç çeşidi vardır. Optiksel malzemelerde ve yarıiletkenlerde elektriksel kusurlar olarak davranırlar.

Kenar dislokasyonu kristal içinde sonlanan fazlalık bir atom düzlemi veya yarı düzlem oluşması olarak ifade edilebilir. Oluşan ek atom düzleminin sonu boyunca tanımlanan çizgiyi merkez alır. Bu çizgi dislokasyon çizgisi olarak isimlendirilir. Şekil 1.2a’da görüldüğü gibi bu çizgi sayfa düzlemine diktir ve bu çizgi etrafında kristal içinde eksik olan düzlemden kaynaklanan bozulma vardır. Bu çizgiden uzaklaştıkça bu bozulmanın etkisi azalır.

Vida dislokasyonu ise uygulanan büyük bir mekanik gerilme ile kristal örgüdeki bir bölgenin diğer bölgeye göre bir atomik boyutlardaki mesafelerle kayması olarak tanımlanabilir. Şekil 1.2b’de gösterildiği gibi yine bir dislokasyonu çizgisi boyunca bir bozulma meydana gelir.

Malzemelerde bulunan dislokasyon tipi ne tamamı ile kenar ne de tamamen vida dislokasyonudur. Bunun yerine bu ikisinin bir kışıımı olarak bulunur ve bu dislokasyon tipi de karışık tip dislokasyon olarak isimlendirilir.



Şekil 2.3: En genel dislokasyon tipleri. a) Kenar dislokasyonu. b) Vida dislokasyonu.

### 2.2.3. Düzlemsel Kusurlar

Düzlemsel kusurlar iki boyutlu ve farklı kristal yapılara veya kristalografik yönelimlere sahip bölgeleri birbirinden ayıran sınır olarak ifade edilebilir. Bu kusurlar malzemenin yüzeyi, tane sınırı, faz sınırı, ikiz sınır ve stacking kusurları olarak sıralanabilirler.

### 2.3. Kusurların Etkileri

Kusurlar yarıiletken malzemelerin optik ve elektronik özelliklerini etkileyen elektronik olarak aktif oldukları çeşitli roller üstlenmektedirler.

Donör ve akseptör: Temel olarak donör iyonlaştığında elektron kaybetmiş olup pozitif yüklü hale geçen akseptör ise iyonlaştığında elektron alıp negatif yüklü hale geçen kusur olarak tanımlanabilir. Birçok durumda donör kusuru sahip olduğu fazla elektronu iletkenlik bandına iletip ek elektron veya akseptör kusuru için de elektron eksikliğini valans bandından aldığı elektronla tamamlayıp valans bandında hol oluşturması ile tanımlanabilir. Bu tip kusurların varlığı serbest yük taşıyıcılarının yoğunluğunu etkilediği için malzemenin iletkenliğini değiştirir. Bu kusurlarla ilgili önemli parametreler, yoğunlukları ve donör veya akseptör iyonizasyon enerjileridir.

Tuzak: Bir elektron (elektron tuzağı) veya hol (hol tuzağı) yakalayabilen ve diğer tür bir taşıyıcı ile rekombine olmadan önce, bu yük taşıyıcısının küçük bir termal iyonizasyon enerjisi ile en yakınındaki banda termal olarak uyarılabildiği kusurlardır. Bu kusurların varlığı yük taşıyıcılarının band kenarlarına yakın durumlarda bulunabilmesine imkân verir. Tuzakların önemli parametreleri yoğunlukları ve tuzaklanmış taşıyıcıların iyonlaşma enerjisidir.

Rekombinasyon merkezi: Sahip olduğu yüksek iyonlaşma enerjisi nedeniyle yakalanan bir elektron veya holün diğer tür bir yük taşıyıcısı ile rekombine olma ihtimalinin termal olarak banda uyarılma ihtimalinden daha yüksek olduğu kusur türüdür. Rekombinasyon merkezlerinin varlığı serbest taşıyıcıların yaşam süresinin kısalmasına neden olur. Bu kusurların önemli parametreleri ise yoğunlukları ve elektron ve hol için yakalama tesir kesitleridir.

Rekombinasyon merkezleri neden oldukları etkileri ve böylece üstlendikleri rollere göre özel isimler alırlar. Bunlar;

Duyarlılık merkezleri; azınlık yük taşıyıcıları için büyük yakalama tesir kesitine sahip iken çoğunluk yük taşıyıcıları için çok daha küçük yakalama tesir kesitine sahiptir ve böylece çoğunluk yük taşıyıcılarının yaşam süresi artar bu nedenle de fotoiletkenlik büyük oranda arttırılmış olur.

Yoketme merkezleri; çoğunluk yük taşıyıcıları için büyük yakalama tesir kesitine sahiptir ve bu yüzden de çoğunluk yük taşıyıcılarının yaşam süresi ve fotoiletkenlik büyük ölçüde azalır.

Zehir merkezleri; ışımsız geçişler için büyük yakalama tesir kesitine sahiptirler. Bu merkezler ışıklı yakalama tesir kesitine sahip merkezler ile yarış halindedir ve lüminesans etkinliğini düşürürler.

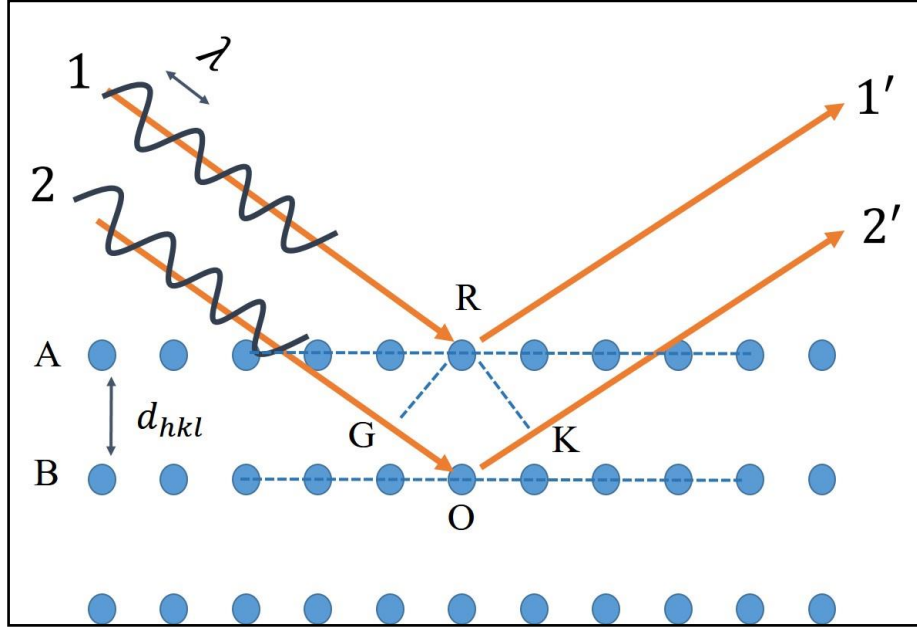
Optik Yakalama Merkezleri: Kusurda yer alan bir elektron valans bandından iletkenlik bandına, kusura veya kusurun taban durumundan uyarılmış durumuna foto-uyarma ile çıkabilir. Bu şekilde kusur, yarıiletkenin katkısız optik yakalamasına katkıda bulunur. Önemli parametreleri optik tesir kesiti ve foto-uyarma özelliği olan kusurların yoğunluğudur.

Saçılma Merkezleri: Kristalin periyodikliğinin bozduğu için serbet taşıyıcıların mobilitesini belirlerken (göz önüne alındığında) saçılma merkezleri olarak davranan kusurlardır. Önemli parametreleri saçılma tesir kesitleri ve kusur yoğunluklarıdır.

Bu tanımlamaların hepsi fonksiyonaldır, yani aynı kusur donör, elektron tuzağı, holler için rekombinasyon merkezi, optik yakalama merkezi veya saçılma merkezi rolünü üstlenebilir. Bir sıcaklık aralığında ve foto-uyarma durumunda tuzak olarak davranan kusur farklı bir durum altında rekombinasyon merkezi olarak tanımlanabilir.

## **2.4. X-Işını Kırınımı ve Bragg Yasası**

X-ışınları yüksek enerji ve kısa dalga boyuna (atomik mesafelerle kıyaslanabilecek mertebelerde) sahip elektromanyetik bir ışınımdır. Tek kristal x-ışını kırınımı kristal malzemelerin kristal örgüleri hakkında detaylı bilgi edinilmesi için kullanılan analitik bir tekniktir [36]. Kristal örgüyü oluşturan birim hücrenin boyutları, bağ uzunlukları bağ açıları gibi bilgiler elde edilebilir. Teknik, monokromatik x-ışınlarının kristal yapı malzeme üzerine düşürülmesi ile oluşturulan yapıcı girişimin analizine dayanır. Bir x-ışını demeti malzemenin üzerine düşürülür ve bu demetin malzeme içinde ilerlediği yol boyunca yapıyı oluşturan atom veya iyonlara ait elektronlar ile etkileşerek bir kısmı kırınıma uğratılır.



Şekil 2.4: X-ışınlarının atom düzlemlerinden kırınımı (A ve B düzlemleri).

Şekil 2.4’de, kristal yapı düzenini oluşturan düzlemler gösterilmektedir ve A ve B aynı h, k ve l Miller indislerine ve  $d_{hkl}$  düzlemler arası mesafeye sahip arka arkaya gelen birbirine paralel iki düzlemi belirtmektedir. Monokromatik, aynı fazlı ve birbirine paralel dalga boyu olan bir x-ışını demeti bu düzlemlerle  $\theta$  açısı yapacak şekilde gönderilir. Demetin içindeki ışıklardan ikisi 1 ve 2 olarak isimlendirilirse Şekil 2.3’de görüldüğü gibi bu ışınlar sırası ile R ve O atomları tarafından kırınıma uğratılır. Kırınmış ışınlar olan 1’ ve 2’ ışınlarının yapıcı girişimi gelen ve kırınan ışınların yol farklarının  $\lambda$  dalga boyuna veya tam katlarına eşit olması durumunda ve bu düzlemlerle arasında  $\theta$  açısı olacak şekilde gerçekleşir.

$$n\lambda = \overline{GO} + \overline{OK} \quad \text{veya} \quad n\lambda = d_{hkl} \sin \theta + d_{hkl} \sin \theta \quad (2.1)$$

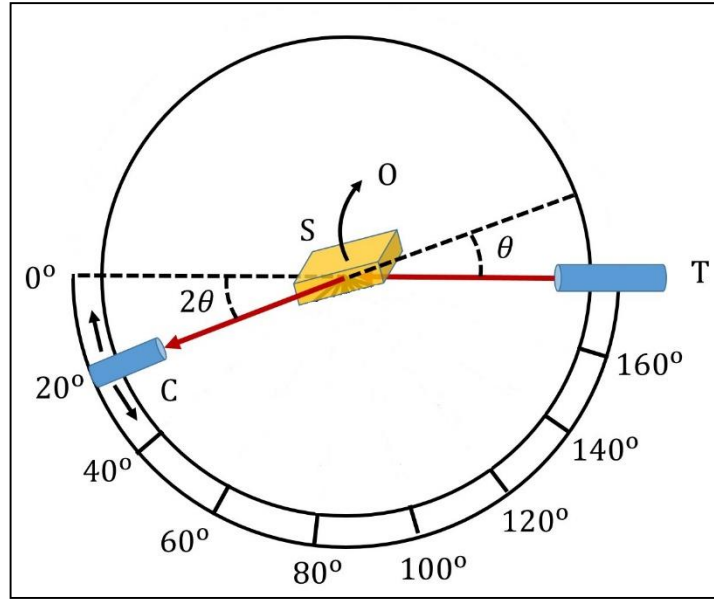
$$n\lambda = 2d_{hkl} \sin \theta \quad (2.2)$$

Eşitlik 2.2 Bragg yasası olarak bilinir ve n sayısı kırınımın derecesidir ve tam sayıdır (1, 2, 3...). Bragg yasası sağlanmazsa girişim yapıcı girişim olmaz ve elde yoğunluğu çok düşük olan bir kırınım demeti elde edilir.

Birbirine bitişik ve paralel iki atom düzlemi arasındaki mesafe Miller indislerine ve örgü parametrelerine bağlı olarak yazılan bir denklemdir. Kübik simetriye sahip bir kristal yapı malzeme için  $a$  örgü parametresi olmak üzere ifade

$$d_{hkl} = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (2.3)$$

şeklindedir. Diğer kristal sistemlerine ait bağıntılar daha karmaşıktır.



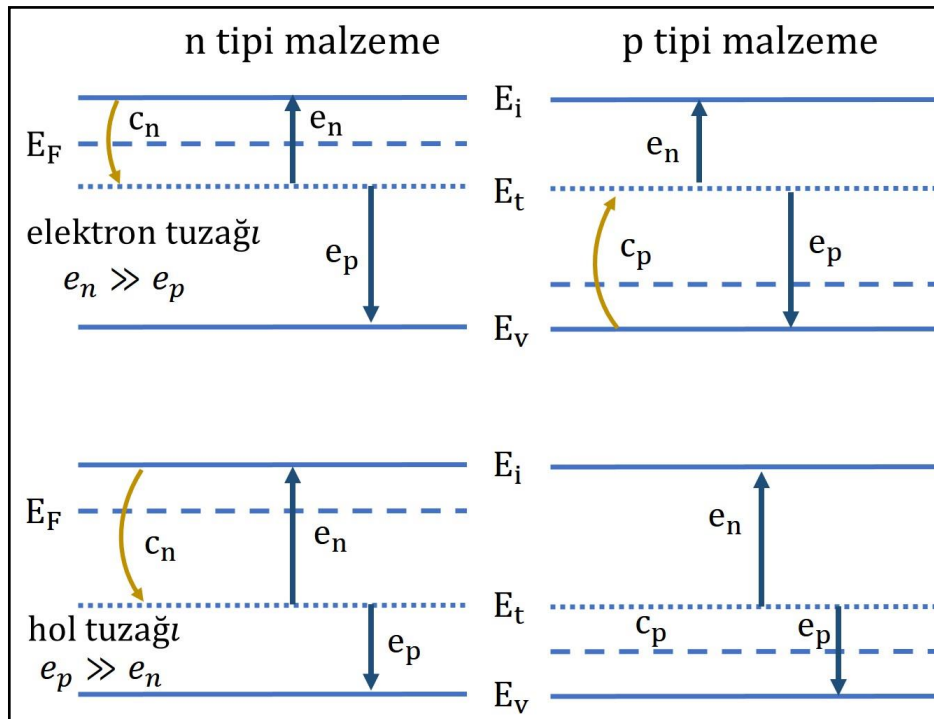
Şekil 2.5: Bir X-ışını kırınım ölçerinin şematik gösterimi; T=x-ışını kaynağı, S=numune, C=dedektör ve O=numune ve dedektörün etrafında hareket ettiği eksen.

Şekil 2.5’de şematik olarak gösterildiği gibi kırınan x-ışınları ölçülür ve veri olarak da elde edildikleri açıya göre sayıları kaydedilir. Gelen ışınların geometrisi ve merkezinde kristalin olduğu mekanizmanın ve dedektörün mümkün olan her yönelime çevirerek kristal örgüden kırınım deseni elde edilir.

## 2.5. Isıl Uyarılmış İşlemler

Isıl uyarılmış işlemler malzemenin belirli özelliklerinin kontrollü bir ısıtma süreci ile belirli bir düşük sıcaklıktan itibaren ısıtılması ile ölçülmesini içeren bir takım süreçleri kapsamaktadır. Bu işlemlerin bazılarında araştırılan etki, malzemenin ısıtılmadan hemen önce ışık uygulanmasından sonra ortaya çıkarılır. Bu yöntemlerden en çok bilinenleri ısıl uyarılmış akım, ısıl ışıltama, ısıl uyarılmış elektron yayınlama, derin seviye geçici spektroskopisi ve ısıl uyarılmış depolarizasyon akımı ölçümleri olarak sıralanabilirler.

Isıl uyarma işlemlerinde ölçüm sonucu, ölçülen niceliğin sıcaklığın bir fonksiyonu olarak elde edildiği bir ısıtma eğrisidir. Farklı ısıl uyarma işlemlerinde kullanılan denklemler benzer olduklarından, farklı IUI'de elde edilen ısıtılma eğrileri aynı matematiksel metodlarla analiz edilebilmektedir.



Şekil 2.6: p ve n tipi malzemelerdeki elektron ve hol tuzakları için yakalama ve yayınlama süreçleri.

Tuzak enerjisi ve Fermi seviyesi  $E_t$  ve  $E_F$ 'dir.  $E_i$  ve  $E_v$  iletkenlik bandı ve valans bandı kenarlarıdır.  $c_n$  ve  $c_p$  elektron ve hol yakalama ve  $e_n$  ve  $e_p$  ise elektron ve holun tuzaktan kurtulma oranını belirtmektedir.

Isıl uyarılmış işlemlerde malzeme kontrollü bir şekilde ısıtılırken belirli bir fiziksel büyüklük sürekli olarak kaydedilir. Eğer değişen parametreler ölçülüp malzemenin sıcaklığının veya zamanının bir fonksiyonu olarak kaydedilirse sonuç olarak elde edilen eğri malzemedeki gerçekleşen süreçler hakkında bilgi verebilir. Bu metodların her birinde, malzemenin sıcaklığı düşük bir  $T_0$  sıcaklığından belirli bir oranda arttırılır ve malzeme ile ilgili fiziksel bir büyüklük kaydedilir. Ölçümün sonucu ise ölçülen

IUI'de mekanizmalar farklı olsa da elde edilen grafikler ilginç bir şekilde benzerdir. Tipik bir ısıl değişim grafiği bir veya daha fazla pik veya basamak şekilli grafik içerir ve bunlar belirli bir ısıl olarak aktive olmuş bir mikroskopik süreç ile ilişkilidir. Mikroskopik süreçlerle ilgili parametreleri piklerin sayısı, şekli ve pozisyonundan ve bütün eğrinin ısıtma hızına ısıtma öncesindeki uyarılmasına ve bunun gibi işlemlere olan bağlılığından elde edilebilir. [20].

## 2.6. Isıl Uyarılmış Akım

Isıl uyarılmış akım kristallerdeki tuzakların aktivasyon enerjilerini Ölçüm ise şu şekilde gerçekleştirilmektedir: kristal ilk olarak her hangi bir dış etki altında olmaksızın bir ilk sıcaklığa indirilir. Bu sıcaklıkta uyarılmasının ardından sabit voltaj altında lineer bir ısıtma hızı ile kristal ısıtılır ve sıcaklık ile beraber akım verileri kaydedilir. Elde edilen akım- sıcaklık eğrisi, değişen sıcaklıkla tuzak seviyelerinde bulunan yük taşıyıcılarının akıma olan etkisini içermektedir.

### 2.6.1. Isıl Uyarılmış Akım-Teorik Yaklaşım

Bir derin seviye durumunun dinamik elektronik davranışını tanımlayan elektron ve holün her birinin yakalanma ve salınması şeklinde isimlendirilen dört temel süreç vardır.  $v$  termal hızı ile hareket eden birim hacim içinde  $n$  serbest elektronun varlığında bir tuzak birim zamanda birim yüzeyinde  $nv$  elektron akısına maruz kalır

Bir  $T$  sıcaklığında  $E$  enerji derinlikli bir tuzaktan iletim bandına bir elektronun çıkabilme olasılığı  $P$ ,

$$P = v \exp(-E/kT) \quad (2.4)$$

ile ifade edilir. İfadedeki  $\nu$  kaçma frekansı ve  $k$  Boltzmann sabitidir. Yarıiletkenlerde  $\nu$  şu ifade ile tanımlanır;

$$\nu = N_c v_e S_t \quad (2.5)$$

Burada  $S_t$  yakalama tesir kesiti  $N_c$  ve  $v_e$  sırası ile elektronun iletim bandındaki durumlarının etkin yoğunluğu ve termal hızıdır.  $N_c$  ve  $v_e$

$$N_c(T) = 2 \left( \frac{kT m_e^*}{2\pi\eta^2} \right)^{2/3} \quad (2.6)$$

ve

$$v_e(T) = \sqrt{\frac{3kT}{m_e^*}} \quad (2.7)$$

ile verilir ve  $m_e^*$  elektronun etkin yoğunluğudur.

Doldurulmuş tuzakların yoğunluğu ( $n$ ) ağırlıklı olarak tuzak merkezlerine geçiş veya bu merkezlerden salınmaya bağlı olarak değişir. Bu mümkün geçişlerin teorik açıklamaları şu şekildedir [20]:

Uyarma: Tuzak merkezinden iletim bandına geçiş doldurulmuş tuzakların yoğunluğunu etkiler. Tuzaklanmış elektronların sayısı  $n$  yoğunluğuna bağlıdır ve aşağıdaki şekilde verilir.

$$\frac{dn}{dt} \propto -n \exp(-E/kT) \quad (2.8)$$

Yeniden Tuzaklanma: Uyarmaya bağlı geçişin yanı sıra yeniden tuzaklanma olasılığını da göz önünde tutmalıyız. Yeniden tuzaklanma olasılığı  $n_c$  hem iletim bandındaki serbest elektronların yoğunluğuna ve hem de boş tuzakların yoğunluğuna ( $N - n$ ) bağlıdır.

N-tuzakların toplam yoğunluğu.

$$\frac{dn}{dt} \propto n_c S_t v_e (N - n) \quad (2.9)$$

Toplam elektron yoğunluğu değişim oranı ise Eşitlik 2.5 ve Eşitlik 2.6'nın birlikte yazılması ile aşağıdaki denklem elde edilir

$$\frac{dn}{dt} = v_e S_t n_c (N - n) - v n \exp(-E/kT) \quad (2.10)$$

İletim bandına uyarılmış bir elektron tuzaklanabilir veya bir hol ile direk veya rekombinasyon merkezinde birleşebilir. Rekombinasyon hızı  $n_c/\tau$  ve burada  $\tau$  rekombinasyon yaşam ömrünü ifade etmektedir [37]. Bu durumda serbest elektron yoğunluğu  $n_c$ 'nin değişim hızı

$$\frac{dn_c}{dt} = -\frac{n_c}{\tau} - \frac{dn}{dt} \quad (2.11)$$

şeklindeki bir denklemlerle verilir. Bu noktada Eşitlik 2.7'in ve Eşitlik 2.8'in çözülmesi gerekmektedir ve iki çözüm için iki temel varsayım önerilmiştir.

(i) Yavaş Yeniden Tuzaklanma: Randall ve Wilkins [38, 39] tarafından önerilen bu durumda bir yük taşıyıcısının yeniden tuzaklanması rekombinasyon hızına göre ihmal edilebilir seviyelerdedir ve iletim bandına çıkan elektron hızlı bir şekilde bir hol ile rekombine olur. Bu varsayım birinci derece kinetik olarak isimlendirilir ve aşağıdaki eşitsizliklerle ifade edilir

$$\frac{n_c}{\tau} \gg v_e S_t n_c (N - n) \quad (2.12)$$

ve aşağıdaki denklemde bu oran belirtilmiştir.

$$\left| \frac{dn_c}{dt} \right| \ll \left| \frac{dn}{dt} \right| \quad (2.13)$$

Eşitlik 2.9 ve Eşitlik 2.10 denklemlerini kullanarak Eşitlik 2.7

$$\frac{dn}{dt} \approx -nv \exp(-E/kT) \quad (2.14)$$

ve

$$\frac{dn}{dt} \approx -\frac{n_c}{\tau} \quad (2.15)$$

şeklinde bir denkleme d6n6şür.

Eşitlik 2.11'i lineer  $T = T_0 + \beta t$  ısıtma fonksiyonu kullanıldığını kabul edip integre edersek

$$n = n_0 \exp \left\{ - \int_{T_0}^T \frac{\nu}{\beta} \exp(-E/kT) dT \right\} \quad (2.16)$$

şeklinde bir denklem elde ederiz. Burada  $n_0, T_0$  başlangıç sıcaklığındaki ilk tuzaklanmış elektron yoğunluğudur. Eşitlik 2.12 ve Eşitlik 2.13 denklemlerini Eşitlik 2.11 denkleminde yerlerine koyarsak

$$n_c = n_0 \tau \nu \exp \left\{ - \frac{E}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\nu}{\beta} \exp(-E/kT) dT \right\} \quad (2.17)$$

denklemini elde ederiz.

Isıl uyarılmış iletkenlik  $\sigma$  ise aşağıdaki denklemde ifade edilmiştir.

$$\sigma = n_c e \mu = n_0 \tau v e \mu \exp \left\{ -\frac{E}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{v}{\beta} \exp(-E/kT) dT \right\} \quad (2.18)$$

Burada  $\tau$  serbest elektronun yaşam süresi,  $\mu$  elektron mobilitesi  $\beta$  ısıtma hızı ve  $T_0$  de başlangıç sıcaklığıdır..Böylece ısı uyarılmış akım aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$I = n_0 \tau v e \mu \left( \frac{V}{L} \right) A \exp \left\{ -\frac{E}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{v}{\beta} \exp(-E/kT) dT \right\} \quad (2.19)$$

Eşitlik 2.16'daki  $V$  uygulanan voltajı belirtmektedir,  $A$  ve  $L$  ise örneğin yüzey alanı ve uzunluğudur.

(ii) Hızlı Yeniden Tuzaklanma: Haering ve Adams (1960) [40] tarafından öne sürülen durumda ise tuzaklanmış elektronlar ve iletim elektronları arasındaki termal denge durumu için gerekli olan zaman recombinyasyon yapma zamanından çok daha kısadır. Eğer elektronların toplam sayısını

$$n_t = n + n_c \quad (2.20)$$

ve

$$N \gg N_c \exp(-E/kT) \quad (2.21)$$

olduğunu varsayarsak hızlı yeniden tuzaklanma işlemi için elektronların toplam sayısının değişim hızı

$$\frac{dn_t}{dt} = -\frac{n_c}{\tau} = -\frac{n_t}{\tau} \left( \frac{N_c}{N} \right) \exp \left( -\frac{E}{kT} \right) \quad (2.22)$$

şeklindeki bir denklem olacaktır. Denklemdeki  $n$  ve  $n_c$  sırası ile tuzaklardaki ve iletim bandındaki elektronların yoğunluğu  $N$  ve  $N_c$  ise yine sırası ile yoğunluk ve tuzaklanma ve iletim durumlarının etkin yoğunluğudur.  $\tau$  rekombinasyon yaşam süresidir. Eşitlik 2.11'in çözümü

$$n = n_0 \exp \left\{ -\frac{1}{\beta} \int_{T_0}^T \frac{N_c}{N\tau} \exp(-E/kT) dT \right\} \quad (2.23)$$

denklemdir ve ısıl uyarılmış akım ifadesi aşağıdaki gibi elde edilmektedir.

$$I = \left( \frac{V}{L} \right) A \frac{N_c \mu}{N} e n_0 \exp \left\{ -\frac{E}{kT} - \frac{N_c}{N\beta\tau} \int_{T_0}^T \exp(-E/kT) dT \right\} \quad (2.24)$$

## 2.6.2. Tuzak Parametrelerini Belirlemede Kullanılan Yöntemler

### 2.6.2.1. Farklı Isıtılma Hızları Yöntemi

Tuzaklanan elektronun enerji seviyesi iletim bandından E enerjisi kadar düşük ise bu tuzaktan kurtulmak için elektron en az bu E enerjisini kazanmalıdır.

P, E enerjili bir tuzakta bulunan elektronun T sıcaklığında bu tuzaktan kurtulma ihtimalidir.

$$P = s \exp(-E/kT) \quad (2.25)$$

Eğer tuzak bir potansiyel kutusu olarak kabul edilirse, s elektronun bu kutunun duvarları ile çarpışma sıklığı ile yansıma katsayısının çarpımı olarak ifade edilebilir. Bu sebeble s değerinin kristalin titreşim frekansından daha düşük mertebelerde olması öngörülür [38].

Bir elektronunun (hol) E enerjili ve yakalama tesir kesiti (elektron veya hol için)  $S_t$  olan bir tuzaktan kurtulabilme olasılığı

$$P = S_t N_c v \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (2.26)$$

İfadedeki  $N_c$  iletim (valans) bandındaki durumların etkin yoğunluğudur ve  $S_t$  yakalama tesir kesitidir. Eğer iletkenlik bandına uyarılıp serbest hale gelen elektronların boşalmış tuzaklar tarafından yeniden yakalanma ihtimalini gözardı edersek, ısıtılma sırasında tuzaklanmış elektronların değişim hızı

$$\frac{dn_t}{dt} = -n_t P \quad (2.27)$$

şeklindeki denklem ile verilir. Eşitlik 2.25'in çözümü

$$n_t = n_{t_0} \exp(-Pt) \quad (2.28)$$

Serbest taşıyıcı yoğunluğu  $n$ 'in değişimi özellikle çok küse süreler için aşağıdaki ifadeyi gözönünde tutarak bir yaklaşımda bulunabiliriz.

$$\Delta n = -\frac{dn_t}{dt} \tau \quad (2.29)$$

Bu ifadedeki yaşam süresi  $\tau = (v S_r N_r)^{-1}$  genellikle sabit kabul edilir ve bu durum özellikle rekombinasyon merkezlerindeki hollerin yoğunluğu için  $\Delta n \ll N_r$  şartı altında geçerli olur. Yukarıdaki yaşam süresi ifadesindeki  $S_r$  rekombinasyon merkezlerinin yakalama tesir kesiti,  $N_r$  rekombinasyon merkezlerinin sayısıdır.

Buradaki  $\Delta n$ , sabit bir  $\beta$  oranı ile arttırılan sıcaklık ile elektron tuzaklarından kurtulabilmiş olan serbest elektronların yoğunluğu,  $\beta dt = dT$  sıcaklık değişimi, ve  $\tau$  tuzaktan kurtulmuş bir elektronun yaşam süresidir.

Tuzakların boşalma oranı aşağıdaki ifade ile verilir,

$$\frac{dn_t}{dt} = -n_{t_0} P \exp\left(-\int \frac{P}{\beta} dT\right) \quad (2.30)$$

Bu denklem yeniden tuzaklanmanın ihmal edilebilir olduğu durum için geçerlidir. Verilen bir E tuzak derinliği (aktivasyon enerjisi) için  $\Delta n$ 'nin maksimum değerine karşılık gelen  $T_m$  sıcaklığı

$$\frac{d(\ln \Delta n)}{dT} = 0 \quad (2.31)$$

denkleminin çözümü ile elde edilir.  $\tau$ ,  $N_c$ ,  $S$ , ve  $\nu$  ifadelerinin sıcaklıktan bağımsız oldukları kabul edilirse

$$E = kT_m \ln\left(\frac{N_c \nu S k T_m^2}{\beta E}\right) \quad (2.32)$$

Gerekli hesaplamalar ile Eşitlik 2.32 aşağıdaki şekilde yeniden yazılabilir;

$$\ln\left(\frac{T_m^2}{\beta}\right) = \frac{E}{kT_m} - \ln\left(\frac{\nu k}{E}\right) \quad (2.33)$$

$\ln(T_m^2/\beta)$  ifadesinin  $1/T_m$ 'nin fonksiyonu olarak grafiği çizilirse, grafikten elde edilen düz çizginin eğimi  $E/k$  olarak elde edilir [33].

### 2.6.2.2. Eğri Fitleme Yöntemi

(i) Yavaş Yeniden Tuzaklanma: Birinci derece kinetiğe uyan tuzaklar için IUA eğrisi Eşitlik 2.16 ile ifade edilmişti. Eğer  $\nu$  değeri  $T$  sıcaklığından ve  $\mu$ 'nün

değişmesinden bağımsız olduğu ve  $\tau$  değerinin de IUA ölçümünün yapıldığı sıcaklık aralığında ihmal edilebilir olduğu kabul edilirse Eşitlik 2.16

$$I = \left( \left( \frac{V}{L} \right) A \right) A_0 \exp \left\{ -t + B' \int_{t_0}^t \exp(-t) t^{-2} dt \right\} \quad (2.34)$$

şeklinde yeniden yazılabilir. Burada  $t = E/kT$  ve

$$A_0 = n_0 \tau e \quad \text{ve} \quad \mu B' = \frac{v E_t}{\beta k} \quad (2.35)$$

ile verilmektedir.  $n_0$  tuzakların başlangıç yoğunluğudur. Eşitlik 2.22 ifadesinin integrali alınırsa yakınsak bir sonsuz seri elde etmiş oluruz

$$I = \left( \frac{V}{L} \right) A A_0 \exp \left[ -t - B' \left\{ \exp(-t) t^{-2} - 2 \exp(-t) t^{-3} + 3 \times \right. \right. \\ \left. \left. 2 \exp(-t) t^{-4} \dots \right\}_{t_0}^t \right] \quad (2.36)$$

$t$  değerinin pratikte büyük olmasından dolayı bir yaklaşımda bulunarak sonsuz seriyi aşağıdaki şekilde yeniden yazabiliriz.

$$I \approx \left( \left( \frac{V}{L} \right) A \right) A_0 \exp \left[ -t - B' \exp(-t) t^{-2} \right] \quad (2.37)$$

$$I \approx I_0 + \left( \left( \frac{V}{L} \right) A \right) A_0 \exp \left[ -t - B' \exp(-t) t^{-2} \right] \quad (2.38)$$

$I_0$ ,  $t_0$ 'daki değerdir. Eşitlik 2.26'nın diferansiyeli alınıp sığra eştenirse eğrinin maksimumu elde edilir. Eğri

$$t = t_m = \frac{E_t}{k T_m} \quad (2.39)$$

değerinde maksimum değer almaktadır. Böylece ifade

$$B' = \exp(t_m) \frac{t_m^3}{t_m + 2} \quad (2.40)$$

Şeklinde bir denkleme dönüşmektedir.

(ii) Hızlı Yeniden Tuzaklanma: 2.21 ifadesine ikinci derece kinetikler için  $t = \frac{E}{kT}$  ifadesini yerleştirirsek denklem [41]

$$I = \left(\frac{V}{L}\right) AC \exp \left[ -t + D \int_{t_0}^t \exp(-t) t^{-7/2} dt \right] \quad (2.41)$$

haline gelir. İfadedeki

$$C = \frac{N_c e \mu n_0}{N} \quad ve \quad D = \frac{N_c E^{5/2}}{N \beta T^{3/2} k^{5/2} \tau} \quad (2.42)$$

olarak verilmiştir. Eşitlik 2.30'daki kısmi integral alınıp yaklaşım yapılırsa

$$I \approx C \exp \left[ -t - D \exp(-t) t^{-7/2} \right] \quad (2.43)$$

$t^*$  değerini bulmak için Eşitlik 2.29 denkleminin diferensiyeli alınıp sıfıra eşitlenirse  $D^*$  aşağıdaki denklemdeki gibi elde edilir.

$$D^* = \frac{\exp(t^*) t^{*9/2}}{t^* + 3.5} \quad (2.44)$$

$D^*$ ,  $D$  ifadesinin limit değeridir.

Pikleri aynı anda analiz edebilmek için fit fonksiyonu aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$I(T) = \sum_{i=1}^n I_i(T) \quad (2.45)$$

$I_i(T)$  ifadesi yavaş ve hızlı tuzaklanma için elde edilen Eşitlik 2.26 ve Eşitlik 2.29 denklemleri ile hesaplanan her bir pikin akıma katkısını ve  $n$  de hesaplanan tuzakların sayısını belirtmektedir.

IUA eğrisi fitlenip ve piklerden  $E_t$  ve  $T_m$  değerleri elde edilince, Eşitlik 2.28 ve Eşitlik 2.30 denklemleri hızlı ve yavaş yeniden tuzaklanma süreçleri için  $B'$  ve  $D^*$  hesaplanabilir. Aynı zamanda birinci derece kinetikler için kaçış frekansı  $\nu$  değerini Eşitlik 2.23'ün yardımı ile hesaplanabilir. Böylece  $\nu$  ifadesini aşağıdaki denklemde yerine koyarak tuzakların tesir kesiti değeri elde edilebilir.

$$S_t = \frac{\nu}{N_c v_{th}} \quad (2.46)$$

Burada  $N_c$  iletim bandındaki durumların etkin yoğunluğu ve  $v_{th}$  serbest elektronun termal hızıdır.  $N_c$  ifadesi aşağıdaki gibidir.

$$N_c = 2 \left( \frac{2\pi m_h^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (2.47)$$

Tuzakların yoğunluğu aşağıdaki ifade verilir.

$$N_t = \frac{Q}{ALeG} \quad (2.48)$$

Burada Q IUA ölçümü sırasında salınan toplam yüküdür ve IUA piklerinin altındaki alandan hesaplanabilir. e ise elektrik yüküdür ve G fotoiletkenlik kazanımıdır ve absorblanan her fotonun uyardığı elektron sayısıdır [21].

$$G = \frac{\tau}{t_{tr}} = \frac{\tau\mu V}{L^2} \quad (2.49)$$

Burada  $\tau$  taşıyıcı yaşam süresi  $t_{tr}$  taşıyıcıların elektrodlar arası taşınım süresi ve  $\mu$  taşıyıcı mobilitesidir.

### 2.6.2.3. İlk Artış Metodu

Metod ilk olarak Garlick ve Gibson [42] tarafından önerildi. Rekombinasyon kinetiklerinden bağımsız olduğu için IUA eğrilerinin analizinde tercih edilen bir yöntemdir. Sıcaklığın artması ile tuzakların aktif olmaya üstel başlayacağından dolayı birinci ve ikinci derece kinetik için elde edilen Eşitlik 2.16 ve Eşitlik 2.21'deki integraller çok küçük değerler alacaktır. Bu yüzden integrallerde bulunan üstel terimler ölçümün gerçekleştirildiği sıcaklık aralığında yaklaşık bir değerini alırlar. Böyle bir durumda akım ifadesi

$$I = C \exp(-E_t/kT) \quad (2.50)$$

şeklinde verilir. İfadedeki C bir katsayıdır. IUA eğrisinin akım yükselişinin olduğu kısım analiz edilirse,  $\ln(I)$  değerlerinin  $1/T$  fonksiyonu olarak grafiği oluşturulursa eğimi  $(-E_t/k)$  olan düz bir çizgi elde edilir. Bu yöntemi kullanabilmek için analizi yapılacak olan piklerin ilk artış kısmında başka piklerin etkisinin olmaması gereklidir yani farklı piklerin üst üste binmemesi gereklidir.

$$I(T) = \frac{dn}{dt} = s \cdot n \cdot \exp(-E/kt) \quad (2.51)$$

Buradaki  $n$  ( $\text{sm}^{-3}$ ) tuzaklanmış elektronların yoğunluğu  $E$ (eV) aktivasyon enerjisi,  $s$ ( $\text{s}^{-1}$ ) frekans faktörü,  $k$  ( $eV/K$ ) Boltzmann sabiti,  $t$ (s) zaman ve  $T$ (K) sıcaklıktır. Sıcaklık ve zaman ısıtma zamanı ile birbirine bağlıdır ve genelde(sıklıkla) lineer bir ısıtma fonksiyonu kullanılır  $k$  burada  $T=T_0+Pt$  şeklindeki bir denklem kullanılmış olur. Bu diferensiyel denklemin çözümü ise

Burada  $n_0$  ısıtma sürecinin başında tuzaklanmış elektronların ilk yoğunluğudur. Bu ifade pik şeklinde bir eğri özelliği sergiler. Pik, aşağıdaki denklem ile ifade edilen bir çarpan kadar asimetriktir;

#### 2.6.2.4. Pik Şekli Yöntemi

Pik şekli yönteminde tuzakların aktivasyon enerjisinin  $\tau$ ,  $\delta$  ve  $w$  gibi üç parametre ile ilişkili olduğu göz önüne alınır. Bu parametreler Şekil 2.7’de gösterilmiştir ve sırayla  $\tau = T_m - T_l$ ,  $\delta = T_h - T_m$  ve  $w = T_h - T_l$  şeklinde açık olarak yazılabilir.  $T_m$  maksimum akıma karşılık gelen sıcaklık değeri,  $T_l$  ve  $T_h$  ise maksimum akımın yarı yüksekliğine karşılık gelen sıcaklıklardır [20].

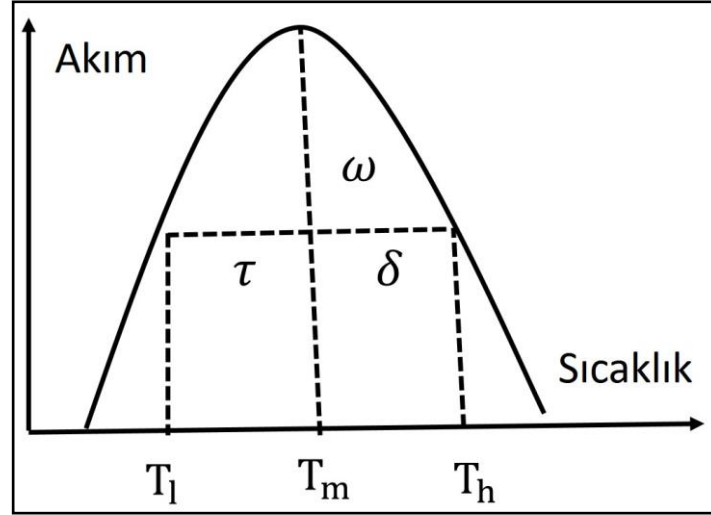
$$\mu_g = \delta/\omega \quad (2.52)$$

Burada  $\delta = T_2 - T_1$  ve  $\omega = T_m - T_2$ ’ dir ve  $T_m$  pikin maksimum değeri aldığı sıcaklık ve  $T_1$  ve  $T_2$  sırası ile bu sıcaklık değerinden daha düşük ve daha yüksek sıcaklıklardır. Tipik bir birinci derece pikin şekil faktörü yaklaşık olarak 0,42’dir.

Garlick ve Gibson bu çalışmayı uyarılmış bir elektronun merkezdeki bir hol ile rekombine olabildiği veya boş olan elektron tuzaklarından biriyle yeniden tuzaklanabildiği kabulüne göre gerçekleştirdi. Bu durumda yeniden tuzaklanma bir önceki durumdakine göre daha etkili olduğunu kabul edip aşağıdaki ifadeyi elde ettiler;

$$I(T) = s' \cdot n^2 \exp(-E/kt) \quad (2.53)$$

Bu ikinci derece eğri 0.52’lik yapı faktörü ile neredeyse simetriktir.



Şekil 2.7: Pik şekli yönteminde kullanılan parametrelerin gösterimi.

$$E_\tau = [1.51 + 3.0(\mu_g - 0.42)]kT_m^2/\tau - [1.58 + 4.2(\mu_g - 0.42)]2kT_m \quad (2.54)$$

$$E_\delta = [0.976 + 7.3(\mu_g - 0.42)]kT_m^2/\delta \quad (2.55)$$

$$E_w = [2.52 + 10.2(\mu_g - 0.42)]kT_m^2/w - 2kT_m \quad (2.56)$$

Bu ifadelerdeki  $\mu_g = \delta/w$  'dir. 1960 yılında Halperin ve Braner  $\mu_g$  değerini kinetiklerin derecesini belirlenmesinde kullanılmasını önerdi.  $\mu_g$  değerleri Chen ve Kirsh tarafından birinci derece kinetik için 0.42 ve ikinci derece kinetik için ise 0.52 olarak önerildi. Bu yöntem elde edilen eğride farklı pikler bulunması halinde kullanılamaz. Böyle bir durumda bu yöntemi kullanabilmek için söz konusu pikin yakınındaki diğer piklerden temizlenmesi gerekir.

## 2.7. FİGAS-Foto İndüklenmiş Geçici Akım Spektroskopisi

FİGAS-Foto İndüklenmiş Geçici Akım Spektroskopisi (PICTS-Photo-Induced Current Transient Spectroscopy) TSC yönteminin yüksek sıcaklıklarda karanlık akımın artışından dolayı düşük performans ve düşük hassasiyet gibi dezavantajları vardır. Bu zayıflıklar tuzaklardan kaynaklanan akım transientlerinin analizine tekrarlı DLTS oran penceresi tekniği uygulanarak aşılabılır. Böyle bir ölçümü

gerçekleştirebilmek için taranan sıcaklık aralığında tuzakların tekraren doldurulması gereklidir. Malzemenin, enerjisi band aralığından büyük olan fotonlara sahip ışıkla uyarılması ile tuzakları doldurmak için gerekli taşıyıcılar oluşturulur. Tuzak bölgeleri tarafından yakalanan elektronlar ve holler uygulanan ışığın kapatılmasının ardından termal salınma ile serbest kalır ve bu yükler bir geçici akım oluşturur.

### 2.7.1. FİGAS-Denklem Dinamikleri

FİGAS ölçümlerini iki aşamada ele alınabilir. Bunlar tuzak seviyelerinin doldurulması, bu sürecin hemen ardından gerçekleşen termal yayınlama (salınma) ve tuzak yoğunluklarının değerlendirilmesi şeklindedir.

(i) Işık uygulayarak tuzakları doldurma: Bir yarıiletkene, band aralığı enerjisinden daha büyük enerjili fotonlarla oluşturulan bir  $\Phi_0$  foton akısı ile ışık uygulanması ile oranları bazı parametrelere bağlı serbest elektron hol çiftleri oluşturulur. Bu parametreler; optik absorpsiyon katsayısı  $\propto (h\nu)$ , yüzeyden etkin uzaklık  $x$  ve yüzey yansıtıcılığı  $R$ 'dir.

$$G(x) = (1 - R) \propto (h\nu)\Phi_0 \exp\{-\alpha (h\nu)x\} \quad (2.57)$$

Direk band aralığına sahip yarıiletkenlerde  $\alpha \sim 10^4 \text{ sm}^{-1}$ 'dir. Bu katsayı direk olmayan band aralığına sahip yarıiletkenlerde ise daha küçüktür.

Yüzeyinde omik kontak bulunan bir kristalde elektrik alan düşüktür ve kararlı durum fazlalık yük taşıyıcılarının yoğunluğu  $(\Delta n, \Delta p)$ , oluşturma, rekombinasyon ve difüzyon süreçleri arasındaki denge ile belirlenir [11].

Kararlı durumda bu ifade

$$G(x) - \frac{\Delta n(x)}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} = 0 \quad (2.58)$$

şeklindedir. Yüksek özdirence sahip malzemelerde arka plan dengeli durum (kararlı durum) taşıyıcı yoğunlukları  $(n_0, p_0)$  genellikle fazlalık yük taşıyıcı yoğunluğundan daha azdır. Uygulanan ışık eşit sayıda elektron ve hol  $(\Delta n = \Delta p)$  oluşturduğundan dolayı toplam taşıyıcı yoğunlukları eşit olur  $(n = p)$ . Benzer bir denklem holler için

de yazılabilir. Bu denklemlerde  $n = p$  olduğu zaman, difüzyon ambipolar difüzyon uzunluğu ve difüzyon sabiti ile karakterize edilir ve etkin taşıyıcı yaşam süreleri ( $\tau_n, \tau_p$ ) her bir taşıyıcı tipinin yoğunluğuna bağlıdır ve bu yüzden de yüzeyden olan uzaklıkla değişir. Yaşam süreleri aynı zamanda malzemenin malzemeye değişen ışımaz geçiş süreçleri farklılaşabilir.

Taşıyıcılar yaklaşık olarak  $(\alpha^{-1} + L)$  mesafesince yayılmıştır ve bu mesafe malzemenin karakterize edilebilecek kısmını kontrol eder. Lokal elektron ve hol yoğunlukları eşit olmasına rağmen taşıyıcı yoğunlukları eşit dağılımlı değildir.  $L$  ve  $\tau$  değerlerine göre aynı foton akısı malzemenin malzemeye değişebilir.  $\Delta n$  ve  $\Delta p$  değerleri artan foton akısı ile artar ve Eşitlik 2.58'deki difüzyonu ihmal ederek yaklaşık olarak kestirebilir. Böylelikle Eşitlik 2.57'deki  $G(x)$ 'i kullanarak  $\Delta n(x) \approx G(x)/\tau_n$  elde ederiz [11].

Uygulanan ışığın etkisi ile oluşturulan fazlalık elektron ve holler derin seviyeler tarafından aşağıdaki denklemlerdeki oranlarda yakalanır.

$$c_n = \sigma_n \langle v_n \rangle \Delta n \quad (\Delta n \gg n_0) \quad (2.59)$$

$$c_p = \sigma_p \langle v_p \rangle \Delta p \quad (\Delta p \gg p_0) \quad (2.60)$$

Bu oranlar dolaylı olarak  $\Delta n$  ve  $\Delta p$ 'nin etki derinliği bağıllığı üzerinden  $x$  uzunluğuna dolaylı olarak bağlıdır. Tuzakların doluluk oranlarını önemli oranda değiştirebilmek için  $\Phi_0$ 'ın,  $c_n$  ve  $c_p$  oranlarının tuzaklardan kaçma oranlarını aşmasını sağlayacak şekilde yeterince büyük olması gerekir. Doluluk oranını belirten ifade

$$n_t^f(\infty) = \frac{\sigma_n \langle v_n \rangle \Delta n}{\sigma_n \langle v_n \rangle \Delta n + \sigma_p \langle v_p \rangle \Delta p} \cdot N_t \quad e_n, e_p \ll c_n, c_p \quad (2.61)$$

ve  $\Delta n = \Delta p$  durumuna ulaşılnca yukarıdaki ifade aşağıdaki şekle dönüşür;

$$\frac{n_t^f(\infty)}{N_t} = \frac{\sigma_n \langle v_n \rangle}{\sigma_n \langle v_n \rangle + \sigma_p \langle v_p \rangle} \approx \left(1 + \frac{\sigma_n}{\sigma_p}\right)^{-1} \quad (2.62)$$

Yukarıdaki ifade kararlı durumu belirtir ve bu duruma yaklaşık olarak  $(c_n + c_p)^{-1}$  zamanı ile ulaşılır.

Bu koşullarda kararlı durum doluluk oranları  $\Phi_0$ 'dan bağımsız olarak ve sadece  $(\sigma_n/\sigma_p)$  ifadesine bağlı olarak bir doyum noktasına ulaşır; fakat artan akı ile oranların da artması ile kararlı duruma ulaşmak için gerekli süre azalır.

(ii) Termal yayınlama: Tuzakların bir önceki bölümde anlatıldığı gibi doldurulmasından sonra ışık kapatılır ve böylelikle bandlardaki fazlalık taşıyıcı sayısı, taşıyıcı yaşam sürelerine bağlı olarak hızlı bir şekilde azalır. Bu fotoakım ortadan kalkınca, tuzaklanmış taşıyıcıların derin durumlardan yavaşça termal olarak yayınması ile geçici bir akım meydana gelir. Sonuçta omik kontaklı bir malzemede ortaya çıkan geçici akım

$$\Delta J_c(t) = -eE\tau_n\mu_n e_n n_t(0) \exp(-e_n t) \quad (2.63)$$

Her bir ışık atımının kararlı duruma ulaşmaya yetecek kadar bir süre uygulandığını kabul edersek  $n_t(0)$ 'ın  $n_t^f(\infty)$  ile Eşitlik 2.63'deki gibi verilmiştir.

### 3. DENEYSEL DETAYLAR

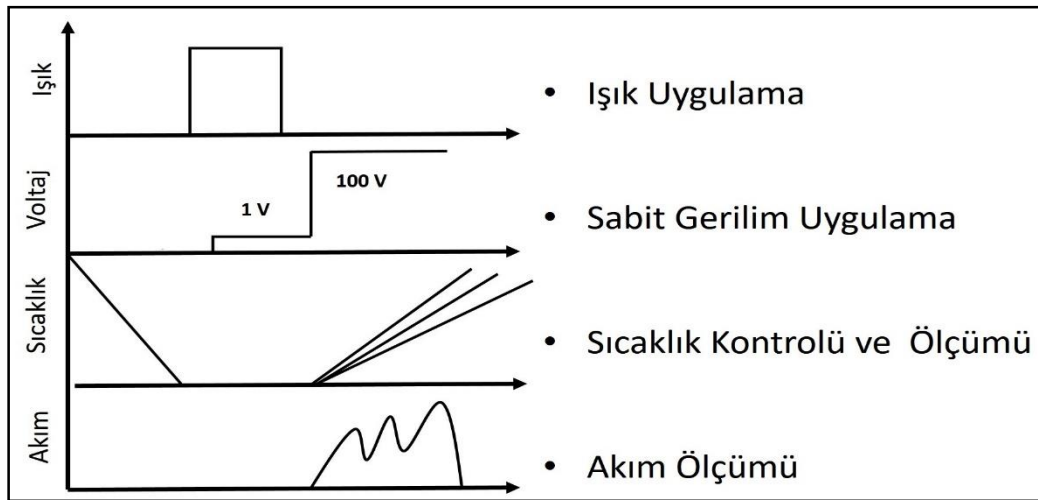
Bu bölümde ölçümlerin gerçekleştirilebilmesini sağlayan cihazlar ve yapılan ölçümlerin aşamaları tanıtılacaktır.

İncelenen kristallerinin yapısal analizine yönelik inceleme Philips XL 30 SFEG model taramalı elektron mikroskobu ile EDAX model elemental analiz dedektörü yardımı ile gerçekleştirilmiştir.

#### 3.1. Isıl Uyarılmış Akım Ölçümleri

Isıl uyarılmış akım (IUA) ve pyro-akım (PA) ölçümleri soğutma Sumitomo Cryogenics model bir Helyum pompası kapalı sistem kroyastad ile sağlanmaktadır. Deneysel İlmvac model bir vakum pompası ile  $10^{-3}$  mbar mertebelerindeki basınç altında gerçekleştirilmiştir. Kullanılan helyum pompası ile kroyastad ölçüm odacığının sıcaklığı 15 K değerine kadar inilebilmektedir. IUA ölçümleri 15 -300 K sıcaklık aralığında gerçekleştirilmiştir. IUA ölçümleri 100 V gerilim uygulanarak gerçekleştirilmiştir. Ön gerilim gerilim değeri ise 1 V olarak belirlenmiştir. Şekil 3.3 IUA deneylerinde ışık ve elektriksel gerilimin hangi sürelerle uygulandığı ve süreçlere ilişkin uygulama aşamaları şematik olarak gösterilmiştir.

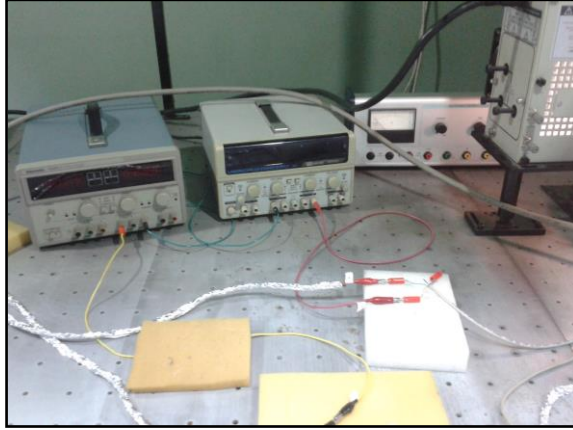
PA ölçümleri ise 5-10 kV/sm elektrik alan uygulayarak yapılmıştır.



Şekil 3.1: Isıl uyarılmış akım ölçümü süreçlerinin şematik gösterimi.

### 3.2. Deneysel Düzenek

Deney ortamı ve ölçümlerde kullanılan cihazlar aşağıdaki gibi görsel özellikleri ve şematik gösterimleri ile yer almaktadır. Deneysel akım ölçümü için Keithley 6485 model bir pikoampermetre kullanılmıştır. Isıl uyarılmış akım deneylerinde çeşitli güç kaynakları kullanılmıştır(Tektronix). Pyro-akım ölçümlerinde ise yüksek gerilim değerleri uygulayabilen bir güç kaynağı tercih edilmiştir. Sıcaklık kontrolü için ise Lakeshore 340 sıcaklık kontrol cihazı kullanılmıştır ve kristalin üzerine yerleştirildiği tutucu üzerinden sıcaklık kontrolü pt100 sensörü ile sağlanmıştır. Bilgisayar kontrollü veri toplama işlemi gpib bağlantı kablosu üzerinden düzenlediğimiz Labview programı ile sağlanmıştır.



Şekil 3.2: Isıl uyarılmış akım ve pyro-akım ölçümlerinde kullanılan güç kaynakları.



Şekil 3.3: Soldaki cihaz ısı uyarılmış akım ölçümlerinde kullanılan Thermo Oriel Xenon ışık kaynağı ve sağdaki cihaz da kapalı sistem bir helyum pompası ile soğutulan ölçümlerin gerçekleştirildiği kroyostat.



Şekil 3.4: Sıcaklık kontrolü için kullanılan Lakeshore 340 sıcaklık kontrol cihazı.



Şekil 3.5: Ölçümlerde kullanılan Ilmvac vakum pompası



Şekil 3.6: Akım ölçümleri için kullanılan Keithley 6485 pikoampermetre.

### 3.3. Kristallerin IUA Ölçümleri için Hazırlanışı ve Ölçüm Sistemi

Terbiyum katkılı örneğin boyutları  $11.0 \times 6.0 \times 1.0 \text{ mm}^3$  ve Erbiyum katkılı örneğin boyutları ise  $7.0 \times 5.0 \times 1.0 \text{ mm}^3$  şeklindedir. Terbiyum ve Erbiyum katkılı  $\text{TlInS}_2$  kristalinin alt ve üst yüzeylerinde oluşturulan kontakların yerleşimi sırası ile Şekil 4.1’de gösterilmiştir. Bu kontaklar kristal katmanlarına dik yöndeki yüzeylerde ve her yüzey için 0.999 saflıktaki 150 mg altın ve tercih edilen maskelerin kullanımı ile yaklaşık 100 nm kalınlıklı olarak elde edilmiştir. Bu işlemler model bir termal buharlaştırma cihazı kullanılmıştır ve termal buharlaştırma için tungsten bir pota tercih edilmiştir.

Ölçümler sırasında uygulanacak voltajı ve akım sinyalini taşıyacak olan tellerin altın kontaklar üzerine sabitlenmesi için gümüş pasta kullanılmıştır. Kristalin üzerine yerleştirildiği tutucu ile arka yüzeyindeki kontakların ile temas edip kısa devre yapmasını engellemek için kristallerin arka yüzeyi ile tutucu arasında ince bir mika malzeme kullanılmıştır.



Şekil 3.7: Er ve Tb katkılı kristalin alt ve üst yüzeyinde kontakların yerleşimi.

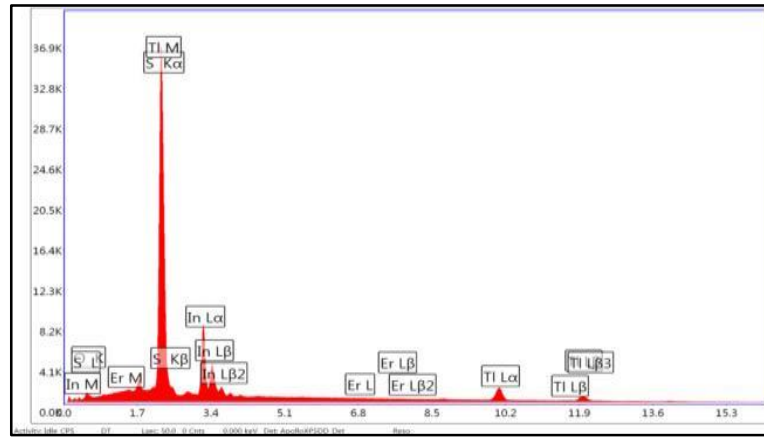
## 4. DENEY SONUÇLARI VE YORUMLAR

### 4.1. Numunelerin Yapısal Analizi

İncelenen kristallerin kimyasal bileşenleri bir taramalı elektron mikroskobu kullanılarak enerji dağılımlı X-ışını (EDX) spektroskopik analizi ile belirlenmiştir. Oda sıcaklığında gerçekleştirilen enerji dağılımlı X-ışını analizi sonucu Er ve Tb katkılı TlInS<sub>2</sub> kristallerinin kimyasal formülü ile tutarlı değerler elde edilmiştir. Erbiyum katkılı TlInS<sub>2</sub> kristalinin ölçüm sonucu elde edilen EDX grafiği Şekil 3.1’de gösterilmiştir. Er katkılı numunenin içerdiği elementlerin atomik kompozisyonu yüzde olarak (Tl: In: S) 13.05: 20.02: 56.95 ve Er katkı oranının ise %0.11 olduğu Tablo 3.1’de sunulmaktadır.

Tablo 4.1: Er katkılı TlInS<sub>2</sub> kristalinin analiz sonucu elde edilen kimyasal bileşenlerinin oranları.

Element	Ağırlıkça %	Atomik Bulunma %	Net	Hata
O K	2.27	0.98	24.83	0.11
S K	26.21	56.95	33882.01	0
In K	32.98	20.02	1538.11	0.01
Tl L	38.28	13.05	473.16	0.05
Er L	0.26	0.11	8.13	0.53

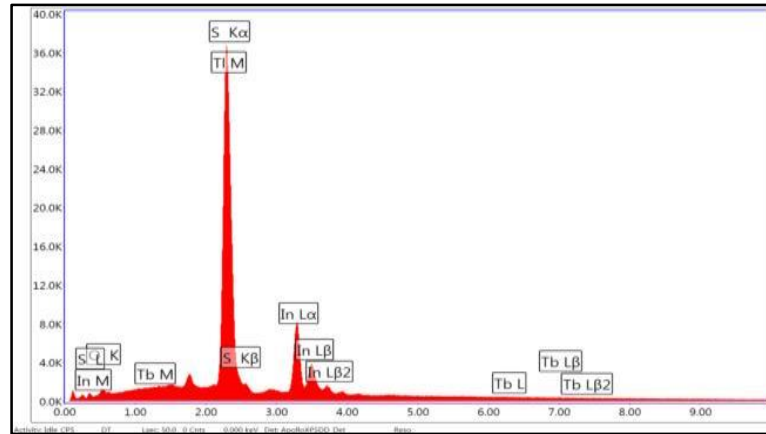


Şekil 4.1: Erbiyum katkılı TlInS<sub>2</sub> kristalinin EDX ölçümleri.

Tb katkılı kristalin EDX ölçüm sonuçları ise Şekil 4.2’de gösterilmiştir. Tablo 4.2’de de kristal yapıyı oluşturan elementlerin yapıda bulunma oranları ile beraber kirlilik olarak açıklanabilecek O oranı ise %0.54 olarak görülmektedir

Tablo 4.2: Tb katkılı TlInS<sub>2</sub> kristalinin analiz sonucu elde edilen kimyasal bileşenlerinin oranları.

Element	Ağırlıkça %	Atomik Bulunma %	Net	Hata
O K	1.13	0.54	34.42	0.09
Tl M	43.73	16.4	2827.63	0.01
S K	24.09	57.59	4045.75	0
In L	30.4	20.3	1497.53	0.01
Tb L	0.65	0.12	11.51	0.52



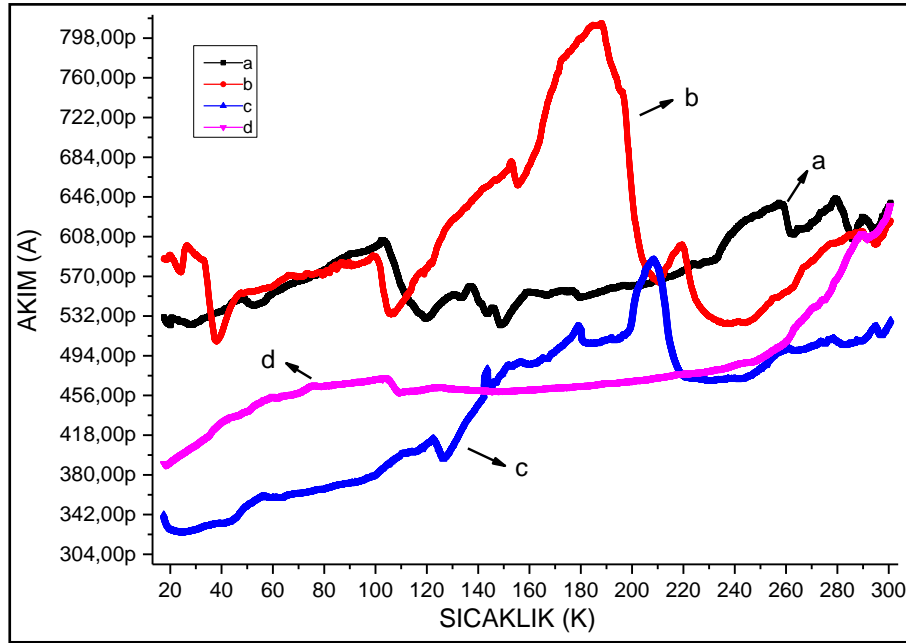
Şekil 4.2: Terbiyum katkılı TlInS<sub>2</sub> kristalinin EDX ölçümleri

## 4.2. Isıl Uyarılmış Akım Ölçümleri

Isıl uyarılmış akım ölçümleri  $10^{-3}$  mbar mertebelerindeki vakum altında kapalı döngü bir soğutma sistemi ile 15 K sıcaklığa kadar inilebildiği bilgisayar kontrollü bir deney ortamında gerçekleştirilmiştir. Karanlık akım ve ışıkla uyarma sonrası akım ölçümleri ayrıca kristal katmanlarına dik ve paralel olmak iki ayrı süreçle tamamlanmıştır.

### 4.3. Terbiyum Katkılı TlInS<sub>2</sub> Kristali İçin IUA Ölçüm Sonuçları

Tb katkılı numune için karanlık akım ölçümleri birbirlerine van der Waals bağ kuvveti ile bağlı olan katmanlara dik ve paralel olmak üzere iki farklı aşamada gerçekleştirilmiştir. Karanlık akım ölçümlerinde akımın karalı olabilmesi için 1 K/dk ısıtma hızı tercih edilmiştir. Katmanlara dik ve paralel her iki ölçümde de uygulanacak olan gerilim 100 V olarak belirlenmiştir. Deney 300-20 K sıcaklık aralığında gerçekleştirilmiştir. Şekil 4.3’de görüldüğü gibi aynı şartlar altında ölçümlerin tekrarlanmasına rağmen elde edilen grafiklerde önemli oranda farklılıklar vardır.

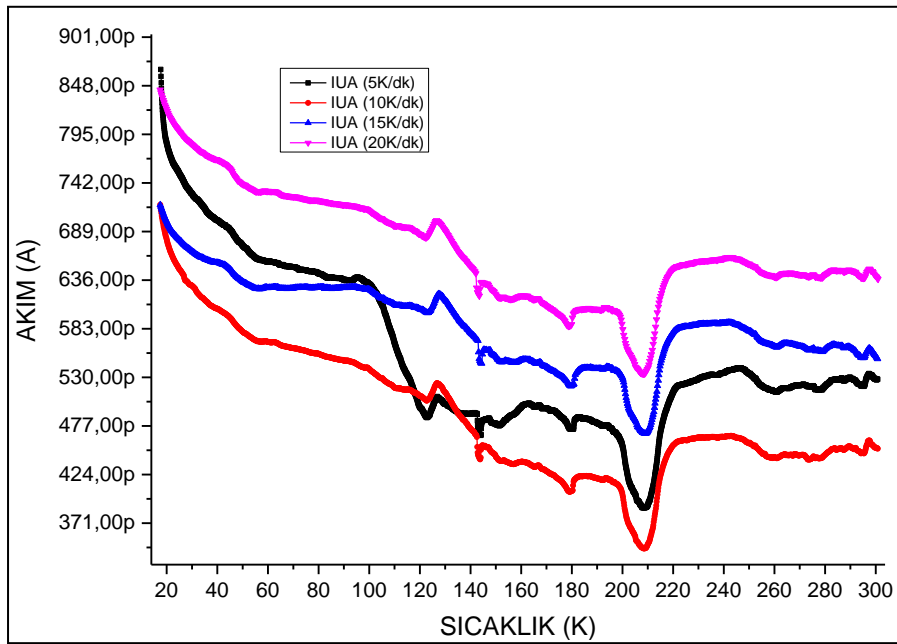


Şekil 4.3: Tb katkılı TlInS<sub>2</sub> kristali ile gerçekleştirilen katmanlara paralel aynı deneysel şartlar altında bir gün ara ile gerçekleştirilen karanlık akım ölçümleri. a ilk ölçüm olmak üzere ölçümlerin sırayla yapılması.

Işıkla uyarma için 20 K bir T<sub>0</sub> sıcaklığına kadar soğutulan kristalin 1200 saniye ışıkla uyarılır ve bir süre beklenilip (tuzak seviyelerinin dolması için) sabit 100 V gerilim altında sabit bir sıcaklık artışı ile akım kaydedilir. Işık uygulanırken 1 V değerinde bir gerilim uygulanır. Bunun nedeni ise ışıkla uyarma sonucu oluşturulan yük taşıyıcılarının bir yük tipinde olanlarının kristalin ön yüzeyine uygulanan voltajın işaretine bağlı olarak oluşur oluşmaz yüzeyden bu kontak yolu ile hemen toplanır ve diğer yük tipindeki serbest yük taşıyıcıları ise kristal boyunca sürüklenmiş olur (30).

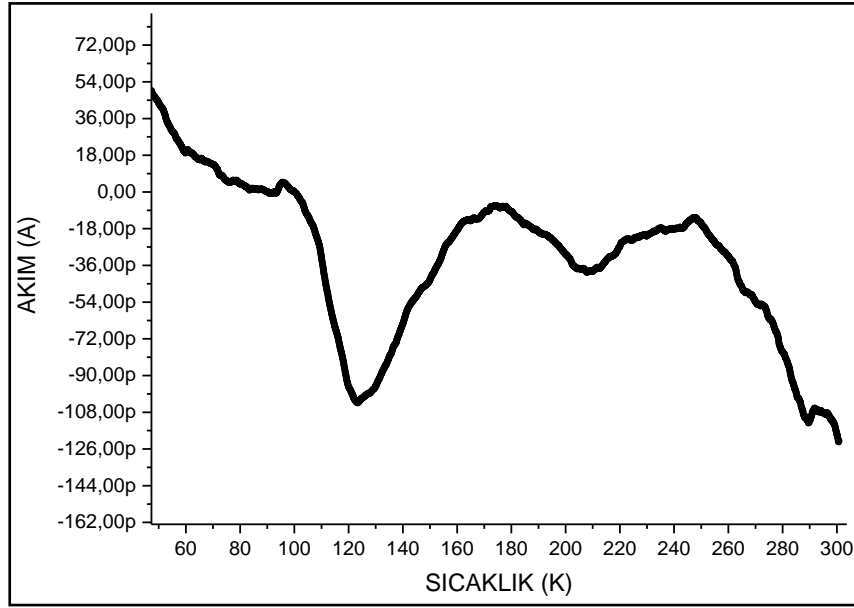
Bu şekilde yüzeye uygulanan negatif ve pozitif ön gerilim voltajı ile band aralığında hangi tip tuzak (hol veya elektron) tipinin etkin olduğu belirlenebilir. Şekil 4.4'de seçilen bir karanlık akım eğrisine göre oluşturulmuş IUA grafikleri gösterilmiştir. İk numunede de etkin tuzakların hol tuzakları olduğu saptanmıştır.

Ölçümün tamamlanmasının hemen ardından gerilim uygulanan proplar kısa devre olması sağlanır ve diğer bir ölçüme kadar bu şekilde kalması yeniden üretilebilir sonuçlar elde edebilmek için önemlidir. Kristallerin ferroelektrik özelliklerinde dolayı gerilim uygulanmasından kaynaklanan polarizasyon etkilerinin giderilebilmesi ölçümlerin tekrarlanabilirliği açısından önemlidir.



Şekil 4.4: Tb katkılu numunenin katmanlara paralel gerçekleştirilen IUA grafiği.

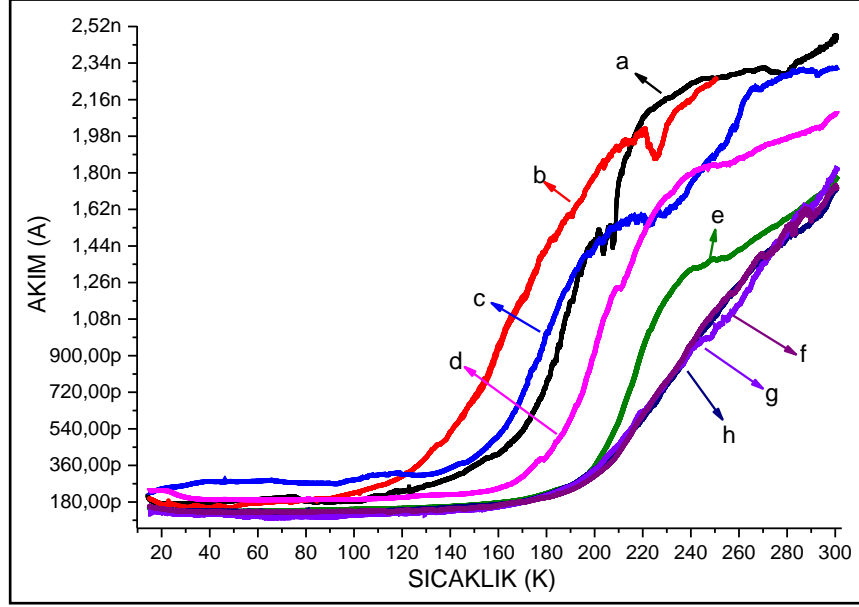
Şekil 4.4'den seçilen d eğrisi ile oluşturulan IUA eğrisi ise şekil 4.5'de gösterilmiştir. Her iki grafikte de görüldüğü gibi tekrarlayan ölçümler sonucu farklı grafikler elde edilmiştir. Eğri fitleme çalışmaları tutarlı sonuçlar vermemiştir. Bu nedenle tuzakların aktif olduğu sıcaklıklar, aktivasyon enerjileri, tuzak yoğunlukları yakalama tesir kesitleri gibi tuzak parametreleri hesaplanamamıştır.



Şekil 4.5: Tb katkılı numunenin 15 K/dk ısıtma hızı ile ölçülen IUA eğrisi.

Katmanlara dik yönde gerçekleştirilen karanlık akım ölçümleri için de  $T_0$  sıcaklığı olarak 20 K olarak belirlenmiştir. Deney, sıcaklık artışını yine 1 K/dk olarak belirleyip kristalin ışık gören yüzeyindeki (üst yüzey) kontaklardan artı işaretli 100 V gerilim uygulayarak gerçekleştirilmiştir. Tekraren yapılan ölçümler sonucu elde edilen karanlık akım eğrileri Şekil 4.6'da gösterilmiştir. a eğrisi elde edilen ilk karanlık akım ölçümüdür ve ölçümler 12 saat arayla tekrarlanmıştır. Son üç eğri f, g ve h yeniden üretilebilirlik açısından tutarlıdır.

Işıkla uyarma ise kristalin  $T_0$  sıcaklığında xenon lamba ile 1200 saniye kadar uayrılması ile gerçekleştirilmiştir. Daha sonra ise ışık kapatılmış ve 200 saniye kadar fotoiletkenliğin etkisinin azalması ve tuzakların doldurulması beklenilmiştir. Sıcaklık artış hızları sırası ile 5, 10, 15 ve 20 K/dk olarak belirlenerek ve 100 V gerilim uygulayarak IUA ölçümleri tamamlanmıştır. Tuzakların hol tuzağı olduğu kristalin ön yüzeyindeki (ışık uygulanan yüzey) kontaklara pozitif işaretli gerilim uygulandığında elde edilen grafiğin negatif işaretli eğri ile kıyaslanarak belirlenmiştir. Şekil 4.7'de farklı ısıtma hızlarına göre elde edilmiş grafik sunulmuştur. Farklı ısıtma hızlarına bağlı olarak elde edilen geniş piki artan ısıtma hızına bağlı olarak daha yüksek sıcaklığa kaydığı görülmektedir.

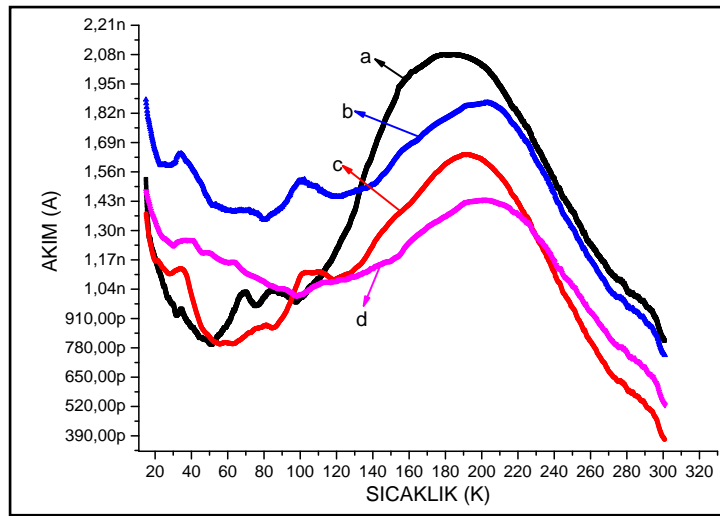


Şekil 4.6: Tb katkılı numunenin katmanlara dik 1 K/dk ısıtma hızı ile 100 V gerilim ile aynı ölçüm şartlar altında elde edilmiş karanlık akım eğrileri.

35 K sıcaklığındaki pik katkısız  $TlInS_2$  kristallerinde gözlenen bir tuzak seviyesidir [43]. 180 -200 K sıcaklık aralığında geniş bir pik gözlenmektedir.

Işıkla uyarma sonucu elde edilen grafik Şekil 4.7’de gösterilmiştir katkısız kristallerde gözlenen 35 K’deki pik önceki çalışmalarda tutarlı olarak elde edilmiştir.

Belirli bir ısıl uyarma işleminin içerdiği kinetik parametrelerle ilgili verilerin çoğu eğrilerin şeklinden elde edilebilir.

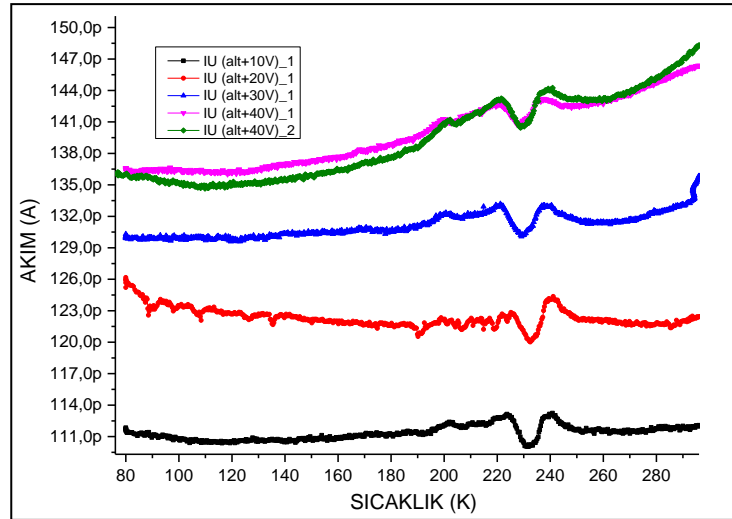


Şekil 4.7: Tb katkılı kristalin ışık uygulandıktan sonra elde edilen akım grafiği. a eğrisi 5 K/dk, b eğrisi 10 K/dk, c eğrisi 15 K/dk ve d eğrisi de 20 K/dk ısıtma hızları ile elde edilen akım eğrileri.

#### 4.4. Erbiyum Katkılı TlInS<sub>2</sub> Kristali İçin IUA Ölçüm Sonuçları

Erbiyum katkılı örneklerde gerçekleştirilen IUA ölçümleri elde edilen sonuçların tekrarlanabilirlik istenilen sonuçları vermemiştir. Şekil 4.8'de ışıkla uyarma sonucu elde edilen grafikte kullanılan halojen lambanın tuzak seviyelerini doldurmak için yeterli olmadığı görülmüştür. Xenon ışık kaynağı ile gerçekleştirilen aynı deneysel şartlar altında tekraren yapılan ölçümlerde elde edilen grafikler Şekil 4.9'da gösterilmiştir.

Şekil 4.8'de elde edilen grafikte 220-240 K aralığındaki bölge TlInS<sub>2</sub> kristallerinde paraelektrik faz bölgesini işaret ediyor olabilir.



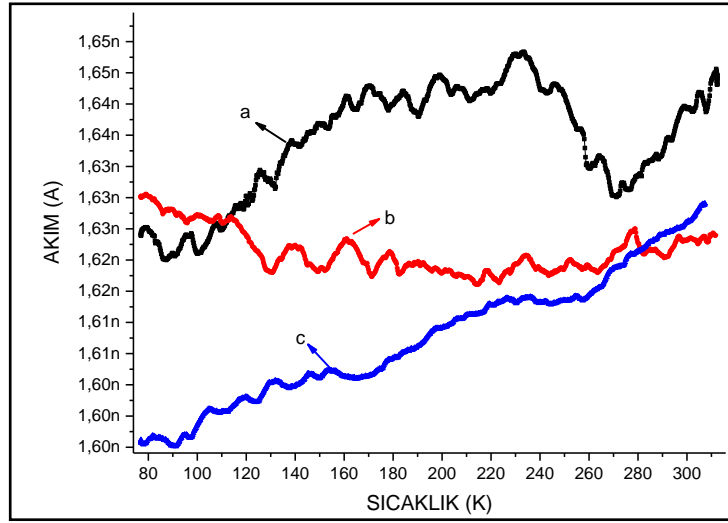
Şekil 4.8: Er katkılı numune için IUA grafiği. Isıtma hızı 20 K/dk olarak belirlenmiştir.

Belirli bir ısıl uyarma işleminin içerdiği kinetik parametrelerle ilgili verilerin çoğu eğrilerin şeklinden elde edilebilir.

Civarında başka bir pik bulunmadığı tek bir pik burada denklemindeki varsayımların geçerli olduğu kabul edilirse prensip olarak kullanılabilir en uygun yöntem E, s ve b parametrelerini sağlayacak şekilde en iyi uyumu veren fittir.

İlk artış metodunu kullanarak aktivasyon enerjisini sürecin içerdiği kinetikten bağımsız olarak doğru bir şekilde belirlenebilmesi beklenir. Bu metodun en belirgin yetersizliği düşük yoğunluklu piklere uygulanamamasıdır. Basit ilk artış metodu

maksimum yoğunluğun %5' ne uygulanabilmektedir. Bu sebeple düşük yoğunluklu piklerden sonuç alınma olasılığı düşüktür.



Şekil 4.9: Xenon ışık kaynağı kullanarak aynı ısıtma hızı (15 K/dk) gerçekleştirilen IUA grafiği. Art arda alınan ölçümlerde elde edilen akım eğrileri (a-c) önemli oranda farklıdır.

Isıl uyarılmış akım yöntemi yarıiletkenlerdeki derin durumları incelemek için kullanılan ilk ve en basit yöntemlerden biridir. Yöntem uygulanırken tuzaklar düşük sıcaklıklarda doldurulur ve malzemenin ısıtılması ile tuzaklanmış taşıyıcılar uygun banda uyarılması ile serbest yük taşıyıcılarının sayısında bir artış olur ve böylelikle akım artmış olur. Tuzaklanmış yüklerin sayısı tuzakların sayısı ile belirlenir. Sıcaklığın arttırılması ile en sonunda tuzaklanmış bütün yük taşıyıcıları salınmış olur. Bandlara uyarılan bu yük taşıyıcıları rekombine olunca akım düşer ve böylece sıcaklığın bir fonksiyonu olarak oluşturulan akım grafiğinde pik ortaya çıkmış olur. Pikin ortaya çıktığı sıcaklık tuzağın enerji seviyesi ile ilgili iken pikin altındaki alan tuzağın yoğunluğu ile orantılıdır. Isıl uyarılmış akım değişimi numunenin yüzeyindeki kontakların arasında uygulanan sabit bir voltaj altında kristalden geçen akımdaki değişim olarak ölçülür. Band aralığı enerjisinden daha büyük enerjili ( $h\nu > E_g$ ) ışık ile uyarılan kristaldeki tuzaklar düşük sıcaklıkta doldurulmuş olur.

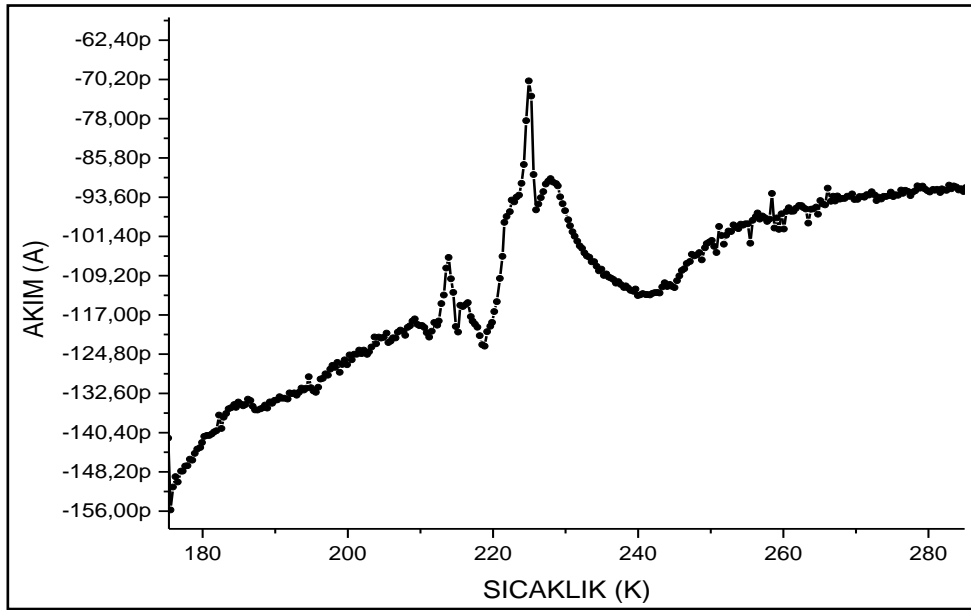
Bu ölçümlerde termal olarak salınan taşıyıcılardan kaynaklanan akım değişimlerinin tespit edilebilmesi için karanlık akım çok düşük olmalıdır. Bu sebeple IUA yöntemi en etkili şekilde yüksek öz dirençli malzemelerin karakterizasyonunda kullanılmaktadır.

İletkenlik değişimi, banddaki serbest yük taşıyıcı yoğunluğunu denge durumuna getirme eğiliminde olan taşıyıcı rekombinasyon süreçlerine bağlı olarak değişir. Sonuç olarak iletkenlik değerinin değişimi uygulanan elektrik alan ve taşıyıcı mobilitesine bağlı olduğu kadar etkin taşıyıcı yaşam süresine de bağlıdır.

#### 4.5. Pyro-Akım lçm

Pyro-akım lçmleri 300-80 K sıcaklık aralığında kristalin alt ve üst yüzeylerindeki kontaklara 5 kV gerilim farkı uygulanarak gerçekteşirilmiiştir. Bu ölçümlerde kristalin faz geçiişinin gerçekteştiği 200 K civarındaki sıcaklığın farklı ısıtma hızları uygulamamızdan dolayı 220 K'e kaydığı gözlenmiştir [44].

Akım değerindeki değişmenin elektronların tuzaklardan serbest bırakılması ile gerçekteştiği kabul edilir. Bu durumda artan sıcaklıkla beraber elektronun tuzaktan kurtulma ihtimali artar ve daha düşük enerjili tuzaklar düşük sıcaklıklarda boşalırken artan sıcaklıkla beraber daha yüksek enerjili tuzaklar boşalmaya başlar



şekil 4.10: Er katkılı kristalin alt ve üst kontaklar arasında 500 V uygulayarak ve 20 K/dk ısıtma hızı ile elde edilen pyro-akım lçmleri.

## 5. SONUÇ

Tb katkılı TlInS<sub>2</sub> kristalinin katmanlara dik yönde gerçekleştirilen IUA ölçümleri ile elde edilen Şekil 4.7’de görüldüğü gibi 140-200 K sıcaklık aralığına yayılan pik, daha önce yapılmış bir çalışmada [31] FİGAS yöntemi ile yine Tb, Er ve B katkılı TlInS<sub>2</sub> kristalleri üzerine yapılan tuzak parametrelerini belirlemeye yönelik çalışmada da gözlenmiştir. Katkısız kristallerde gözlenmeyen 147-178 K sıcaklık aralığında Tb ve Er katkılarından kaynaklanan bir tuzak seviyesi olarak belirlenmiştir. FİGAS yöntemi ile bu sıcaklık aralığında aktif hale gelen tuzak seviyesinin aktivasyon enerjisi Tablo 5.1’ de görüldüğü gibi 0.27 eV olarak hesaplanmıştır. Bu tez çalışması kapsamında yapılan IUA ölçümlerinin sonucunda ise 140-190 K sıcaklık aralığında bir pik belirlenmiş ve aktivasyon enerjisi ise 0.25 eV olarak hesaplanmıştır.

Katkısız kristallerde IUA yöntemi ile yapılan çalışmalarda 35 K’ de gözlenen pik Tb katkılı numunemizde gözlenmiştir.

Erbiyum katkılı örnekte ise ölçüm sonuçlarının aynı deneysel şartlar altında tekrarlanabilir olamamasından dolayı olumlu sonuçlar alınamamıştır.

Tuzak	Aktif Olduğu Sıcaklık Aralığı (K)	Termal Aktivasyon Enerjisi (eV)	Yakalama Tesir Kesiti ( $sm^2$ )
1.	100-120	0.21	$4.2 \times 10^{-13}$
2.	114-130	0.23	$1.3 \times 10^{-13}$
3.	147-178	0.27	$1.2 \times 10^{-14}$
4.	272-299	0.32	$1.4 \times 10^{-18}$

Tablo 5.1: FİGAS yöntemi ile yapılan çalışmada elde edilen tuzaklara yönelik parametreler.

## KAYNAKLAR

- [1] Panich A., (2008), "Electronic Properties and Phase Transitions in Low-Dimensional Semiconductors", *Journal of Physics Condensed Matter*, 20 (29), 293202.
- [2] Ibragimov T., Aslanov I., (2002), "Peculiarities of Second-Harmonic Generation in TlInS<sub>2</sub> Crystals", *Solid State Communications*, 123 (8), 339-341.
- [3] Alekperov O., Nadzhafov A., (2009), "Polytypes of Monoclinic TlInS<sub>2</sub>", *Inorganic Materials*, 45 (1), 7-12.
- [4] Hahn H., Wellmann B., (1967), "Über ternäre Chalkogenide des Thalliums mit Gallium und Indium", *Naturwissenschaften*, 54(2), 42-42.
- [5] Kalkan N., Papadopoulos D., Anagnostopoulos, A. N., Spyridelis J., (1993), "Structural and Photoelectronic Properties of Thallium Indium Sulphide", *Materials Research Bulletin* 28 (7), 693-707.
- [6] Mangalam M. J., Rao K. N., Ranganajan N., Siddiqi M. I. A., Suryanarayana C. V., (1969), "Studies on Thin Polycrystalline Layers of Thallium Selenide", *Japanese Journal of Applied Physics*, 8 (10), 1258.
- [7] Haniyas M., Anagnostopoulos A., Kambas K., Spyridelis J., (1989), "On the Non-Linear Properties of TlInX<sub>2</sub> (X= S, Se, Te) Ternary Compounds", *Physica B: Condensed Matter*, 160 (2), 154-160.
- [8] Haniyas M. P., Anagnostopoulos A. N., Kambas K., Spyridelis J., (1992), "Electrical and Optical Properties of as-Grown TlInS<sub>2</sub>, TlGaSe<sub>2</sub> and TlGaS<sub>2</sub> Single Crystals", *Materials Research Bulletin*, 27 (1), 25-38.
- [9] Qasrawi A., Gasanly N., (2003), "Photoelectronic, Optical and Electrical Properties of TlInS<sub>2</sub> Single Crystals", *Physica Status Solidi (a)*, 199 (2), 277-283.
- [10] Özdemir S., Süleymanov R., Civan E., (1995), "Electrical Conductivity in Layered Semiconductor TlInS<sub>2</sub> with Incommensurate Phase", *Solid State Communications*, 96 (10), 757-761.
- [11] Patane A., Balkan N., (2012), "Semiconductor Research: Experimental Techniques", 150th Edition, Springer Science & Business Media.
- [12] Qasrawi A., Gasanly N., (2004), "Investigation of Carrier Scattering Mechanisms in TlInS<sub>2</sub> Single Crystals by Hall Effect Measurements", *Crystal Research and Technology*, 39 (5), 439-447.

- [13] Qasrawi A., Gasanly N., (2006), "Optical Properties of TlInS<sub>2</sub> Layered Single Crystals Near the Absorption Edge", *Journal of Materials Science*, 41 (11), 3569-3572.
- [14] El-Nahass M., Sallam M., Al-Wahab A. A., (2009), "Optical and Photoelectric Properties of TlInS<sub>2</sub> Layered Single Crystals", *Current Applied Physics*, 9 (2), 311-316.
- [15] Guseinov G. D., Mooser E., Kerimova E. M., Gamidov R. S., Alekseev I. V., Ismailov M. Z., (1969), "On Some Properties of TlInS<sub>2</sub> (Se<sub>2</sub>, Te<sub>2</sub>) Single Crystals", *Physica Status Solidi (b)*, 34 (1), 33-44.
- [16] Bakirov M. Y., Zeinalov N. M., Abdullayeva S. G., Gajiyev V. A., Gojayev E. M., (1982), "Electroabsorption in TlInS<sub>2</sub>", *Solid State Communications*, 44 (2), 205-207.
- [17] Skorikov V. M., Chmyrev V. I., Zuev V. V., Larina E. V., (2002), "Thermally Stimulated Currents in Semiconductors: Analysis of Rate Equations for a Single-Level Model and Thermally Stimulated Currents in Si< P, Au", *Inorganic Materials*, 38 (8), 751-780.
- [18] Tanaka K., Choo C. K., Sumi S., Kamitani Y., Fujii T., Satoh K., Fukuda K., Nakata R., Yoshimune M., Yoshinaga Y., (2002), "C60/Zeolite Semiconductor Electrode and the Gas Sensing", *The Journal of Physical Chemistry B*, 106 (16), 4155-4161.
- [19] Borchi E., Bruzzi M., Pirolo S., Sciortino S., (1998), "A Method of TSC Analysis of Shallow Levels Applied to Silicon", *Journal of Physics D: Applied Physics*, 31 (24), L93.
- [20] Chen R., Kirsh Y., (2013), "The Analysis of Thermally Stimulated Processes", 1st Edition, Elsevier.
- [21] Bube R. H., (1992), "Photoelectronic Properties of Semiconductors", 1st Edition, Cambridge University Press.
- [22] Seyidov M. Y., Odrinskii A. P., Suleymanov R. A., Acar E., Mammadov T. G., Alieva V. B., (2014), "Pyroelectric Properties and Structural Defects of a Layered TlInS<sub>2</sub> Crystal Doped with Lanthanum", *Physics of the Solid State*, 56 (10), 2028-2034.
- [23] Suleimanov R. A., Seidov M., Salaev F. M., Mikailov F. A., (1993), "Model of a Sequence of Structural Phase Transitions in a Layer TlInSi<sub>2</sub> Crystal", *Physics of the Solid State*, 35 (2), 177-180.

- [24] Allakhverdiev K. R., Akhmed-zade N. D., Mamedov T. G., Mamedov T. S., Seidov Y. (2000), "Peculiar Behaviors of TlInS<sub>2</sub> and TlGaSe<sub>2</sub> Layered Crystals Near Phase Transitions in Constant Electric Field", *Fizika Nizkikh Temperatur*, 26 (1), 76-83.
- [25] Suleimanov R. A., Seidov M., Salaev F. M., Mamedov T. S., (1992), "Dielectric Anomaly Observed in the Transition to an Incommensurate Phase in a Layer TlInS<sub>2</sub> Crystal", *Soviet Physics. Solid State*, 34 (6), 975-976.
- [26] Suleimanov R., Seidov M., Salaev F., (1991), "Elastic Properties of TlInS<sub>2</sub> and TlGaSe<sub>2</sub> Layer Crystals", *Soviet Physics Solid State*, 33 (6), 1010-1012.
- [27] Ilisavskii Y. V., Sternin V. M., Suleimanov R. A., Salaev F. M., Seidov M., (1991), "Ultrasonic Investigations of Phase Transitions in TlInS<sub>2</sub> and TlGaSe<sub>2</sub> Layered Crystals", *Soviet Physics: Solid state*, 33 (1), 57-60.
- [28] Babaev S. S., Mammadov T. G., Mikailov F. A., Salehli F. M., Seyidov M. Y., Suleymanov R. A., (2005), "The Effect of Impurities on the Phase Transitions in the Ferroelectric Semiconductors TlInS<sub>2</sub> and TlGaSe<sub>2</sub>", *Journal of Physics: Condensed Matter*, 17 (12), 1985.
- [29] Gadzhiev B., Seidov M. Y., Abdurakhmanov V., (1996), "Incommensurate-Incommensurate Phase Transition in the Sequence of Structural Phase Transitions in a Layered TlInS<sub>2</sub> Crystal", *Physics of the Solid State*, 38, 1-6.
- [30] Gadzhiev B., Seidov M. Y., Abdurakhmanov V., (1995), "Low-Temperature Singularities of Elastic Moduli of Layered TlInS<sub>2</sub> Crystal", *Low Temperature Physics*, 21, 950-953.
- [31] Seyidov M. Y., Suleymanov R. A., Odrinsky A. P., Nadjafov A. I., Mammadov T. G., Samadli E. G., (2011), "Photoinduced Current Transient Spectroscopy of TlInS<sub>2</sub> Layered Crystals Doped with Er, B, and Tb Impurities", *Japanese Journal of Applied Physics*, 50 (5S2), 05FC08.
- [32] McKelvey J.P., (1966), "Solid State and Semiconductor Physics", 1st Edition, Harper & Row.
- [33] Bube R. H., (1960), "Photoconductivity", 1st Edition, Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering.
- [34] Callister W. D., Rethwisch D. G., (2009), "Materials Science and Engineering: an Introduction", 8th Edition, Wiley New York.
- [35] Omar M.A., (1975), "Elementary Solid State Physics", 1st Edition, Pearson Education, India.
- [36] Kittel C., (1966), "Introduction To Solid State", 1st Edition, John Wiley & Sons.

- [37] Markey B. G., (1993), "Deep Level Characterization of Seeded Physical Vapor Transport Zinc Selenide", *Physica Status Solidi (a)*, 138 (1), 225-240.
- [38] Randall J., Wilkins M., (1945), "Phosphorescence and Electron Traps. I. The Study of Trap Distributions", *Proceedings of the Royal Society of London Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*.
- [39] Randall J., Wilkins M., (1945), "Phosphorescence and Electron Traps. II. The Interpretation of Long-Period Phosphorescence", *Proceedings of the Royal Society of London Series A: Mathematical and Physical Sciences*, 184 (999), 390-407.
- [40] Haering R. R., Adams E. N., (1960), "Theory and Application of Thermally Stimulated Currents in Photoconductors", *Physical Review*, 117 (2), 451.
- [41] Cowell T., Woods J., (1967), "The Evaluation of Thermally Stimulated Current Curves", *British Journal of Applied Physics*, 18 (8), 1045.
- [42] Nicholas K., Woods J., 1964, "The Evaluation of Electron Trapping Parameters from Conductivity Glow Curves in Cadmium Sulphide", *British Journal of Applied Physics*, 15 (7), 783.
- [43] Işık M., Göksen K., Gasanly N. M., Özkan H., (2008), "Trap Distribution in TlInS<sub>2</sub> Layered Crystals from Thermally Stimulated Current Measurements", *Journal of the Korean Physical Society*, 52 (2), 367-373.
- [44] Özdemir S., Bucurgat M., (2013), "Characteristics of Traps in TlInS<sub>2</sub> Single Crystals", *Current Applied Physics*, 13 (9), 1948-1952.

## ÖZGEÇMİŞ

Serdar GÖREN 1984 yılında Eskişehir’de doğdu. Lisans eğitimini Eskişehir Osmangazi Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik 2013 yılında başarı ile tamamladı ve aynı yıl Anadolu Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümünde yüksek lisans programına başladı. 2014 yılında Gebze Teknik Üniversitesi Fizik Bölümüne araştırma görevlisi olarak atanmıştır ve aynı yıl Gebze Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında yüksek lisans programına başlamıştır. 2014 yılından beri Gebze Teknik Üniversitesi Optoelektronik Laboratuvarında araştırmacı olarak çalışmalarına devam etmektedir.