

T.C.
GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

TIGaSe₂ KRİSTALİNİN İLETKENLİK
GEÇİŞLERİNDEKİ HAFIZA ETKİLERİ

Yasin ŞAHİN
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

GEBZE
2006

T.C.
GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

TIGaSe₂ KRİSTALİNİN İLETKENLİK
GEÇİŞLERİNDEKİ HAFIZA ETKİLERİ

Yasin ŞAHİN
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI
Doç. Dr. Mir Hasan SEYİDOV

GEBZE
2006

ÖZET

TEZ BAŞLIĞI: TlGaSe₂ kristalinin iletkenlik geçişlerindeki hafıza etkileri.

YAZAR ADI: Yasin ŞAHİN

Düzensiz fazdaki TlGaSe₂ ferroelektrik-yarıiletken kristalindeki karanlık akım ve ısı uyarılmış akımda ısı bekleme etkisi araştırıldı. Düzensiz fazda kristalin birkaç saat beklemesiyle iletkenliğin bu iki tipinde fark edilir bir değişim gösterildi. Beklememin başlıca etkisi gevşeme zamanının gittikçe azalmasına yol açan kusurların, yakalama tesir kesitinin önemli bir olay olmasıyla ilişkili sonuçlar elde edildi.

SUMMARY

THESIS TITLE: Memory effect in transport phenomenon in TlGaSe₂

THESIS AUTHOR: Yasin ŞAHİN

Effect of thermal annealing on dark conductivity and thermally stimulated conductivity in ferroelectric-semiconductor TlGaSe₂ with incommensurate phase is investigated. It is shown that both type of conductivities are drastically changed after some hours annealing of the crystal within the incommensurate phase. Obtained results lead to the correlation that the main effect of annealing is the great effect of impurities capture cross sections leading to the dramatic increasing of the relaxation times.

TEŞEKKÜR

Bu tez çalıőması sűresince hiçbir yardımını esirgemeyen tez danıőmanım sayın Doç. Dr. M. Hasan Seyidov'a ve Prof. Dr. Rauf Sűleymanov'a en içten teőekkűrlerimi sunarım.

Deneysel alıőmaları beraber yaptığım arkadaőım Emre Coőkun'a teőekkűrű bir borç bilirim.

Ve hiçbir desteęini esirgemeyen aileme teőekkűr ederim.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	iv
SUMMARY	v
TEŞEKKÜR	vi
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	vii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ	xi
TABLolar DİZİNİ	xiii
RESİMLER DİZİNİ	xiv
1. GİRİŞ	1
2. TlGaSe ₂ KRİSTALİ	3
3. FAZ GEÇİŞİ	4
3.1. Yerdeğişimli Geçişler	5
3.2. Simetrik (Paraelektrik) Faz	6
3.3. Düzensiz Faz	6
3.4. TlGaSe ₂ Kristalinin Faz Geçişleri	8
3.5. Ferroelektrik Kristaller	9
3.6. Ferroelektrik Domain	10
3.7. Ferroelektrik Kristallerin Sınıflandırılması	12
4. DENEYSEL ÖLÇÜMLER	14
4.1. Karanlık Akımı	14
4.2. Isıl Uyarılmış Akım	15
4.2.1. IUA' ın Kinetikleri	15
5. KRİSTAL KUSURLARI	21
5.1. Noktasal Kusurlar	21
5.2. Çizgisel Kusurlar (Dislokasyonlar)	21
5.3. Düzlemsel Kusurlar	22
5.3.1. Kusurların Etkileri	23
5.3.1.1. Donor veya Akseptör	23

5.3.1.2. Tuzak	23
5.3.1.3. Rekombinasyon Merkezi	23
5.3.1.4. Optik Yakalama Merkezi	24
5.3.1.5. Saçılma Merkezi	24
5.3.2. Katkıların Etkileri	25
6. HAFIZA OLAYI	27
6.1. Hafıza Olayı Ölçümü	29
6.2. Hafıza Olayının Zamana Bağlılığı:	29
6.3. Hafıza Etkisinin Silinmesi	31
7. DENEYSEL KURULUM	32
7.1. Deneyde Kullanılan Cihazlar	32
7.1.1. Piko ampermetre	32
7.1.2. Lakeshore	33
7.1.3. Güç Kaynağı	34
7.1.4. Pompa	34
7.1.5. Kreostat	35
7.1.6. Bilgisayar	36
7.1.7. Işık Kaynağı	36
7.1.8. Sensör	37
7.2. Cihazların Bağlantı Şeması	38
8. DENEY	39
8.1. Deneyin Yapılışı	39
8.2. Değerlendirmeler	43
9. SONUÇ	57
KAYNAKLAR	58
ÖZGEÇMİŞ	60

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

IUA	: Isıl Uyarılmış Akım
\mathbf{k}_i	: Düzensiz faz için dalga vektörü
\mathbf{k}_c	: Ferroelektrik faz için dalga vektörü
δ	: Oransızlık parametresi
T	: Sıcaklık
a	: Örgü parametresi
E_D	: Donor enerji seviyesi
E_A	: Akseptör enerji seviyesi
R_C	: Rekombinasyon merkezi
E_c	: İletim bandının enerji seviyesi
E_v	: Yalıtım bandının enerji seviyesi
E_t	: Tuzak enerji seviyesi
E_F	: Fermi enerji seviyesi
N	: Tuzak yoğunluğu
S_t	: Tuzağın tesir kesiti
n	: Tuzaklardaki elektron yoğunluğu
v_e	: Elektronun ısı hızı
n_c	: Serbest elektron yoğunluğu
v	: Kaçma teşebbüsü frekansı
k	: Boltzman sabiti
N_C	: İletim bandındaki etkin durum yoğunluğu
m_e^*	: Elektronun etkin kütlesi
τ	: Yaşam ömrü
β	: Isıtma hızı
T_0	: Ölçüme başlanan sıcaklık
σ	: Isıl uyarılmış iletkenlik
n_0	: Tuzaklardaki elektronların ilk yoğunluğu
μ	: Mobilite
n_t	: Elektronların toplam sayısı
P	: Kaçma olasılığı
Δn_c	: Serbest taşıyıcı yoğunluğunun değişimi

S_r	: Rekombinasyon merkezinin tesir kesiti
N_r	: Rekombinasyon merkezinin etkin durum yoğunluğu
T_m	: Akım pikinin maksimum olduğu sıcaklık değeri
Q	: IUA sonucu ortaya çıkan taşıyıcı yüklerin yük değeri
A	: Kristalin alanı
L	: Kristalin kalınlığı
G	: Fotoiletkenlik kazancı
I	: Akım
T_h	: Pik şiddetinin yarıya düştüğü yüksek sıcaklık
T_l	: Pik şiddetinin yarıya düştüğü düşük sıcaklık
ϵ	: Dielektrik sabiti

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
2.1: TlGaSe ₂ kristalinin (1 $\bar{1}$ 0) düzlemindeki yapısal bir projeksiyonu	3
3.1: (a) İki atomlu bir kristal için düzlemsel bir model, (b) modelin faz geçişi sonrası düzensiz yapıdaki durumu	5
3.2: Serbest enerji polarizasyonun bir fonksiyonu a) simetrik (paraelektrik) fazdaki materyal b) ferroelektrik fazdaki materyal	6
3.3: Faz değişimi sonucu oluşan yeni model ve yer değiştirme dalgası	7
3.4: Fazlar ve faz geçişleri ile sıcaklık arasındaki ilişki	8
3.5: İdeal ferroelektriklerde histerisiz grafiği	9
3.6: PZT kristalinin polarizasyon-elektrik alan eğrisi	10
3.7: Yüzey yük yoğunluğu ara yüzeydeki yığın polarizasyonu ile üretilir.	11
3.8: Kübik ferroelektrik bir kristalin ideal domain yapısı	12
4.1: Yarıiletkenlerde iletkenliğin sıcaklığa bağlılığı	15
4.2: Tek seviyeli bir sistemin enerji bant grafiği	16
5.1 : Donor katkılı yarıiletken kristalin enerji grafiği	25
5.2: Donor ve akseptör katkılı yarıiletken kristalin enerji grafiği	26
6.1: Tiyoüre de elektriksel geçirgenlik-sıcaklık ölçümünde gözlenen hafıza olay	28
6.2: Hafıza olayında sıcaklığın zamanla değişimi	29
6.3. Bekleme sıcaklığında bekleme süresine göre dielektriksel değişim(Sn ₂ P ₂ Se ₂).30	
6.4. Hafıza olayı silme prosedürü	31
7.1: Sensörün lakeshore' a bağlantı şeması	38
7.2: Cihazların Bağlantı Şeması	38
8.1: 4'lü kontak, bu kontak tipinde ampermetre bağlı kontak yüzeye belli bir uzaklıkla monte edilir.	39
8.2: 2'li kontak siyah kısımlar altın veya gümüş ile kaplanmış	40
8.3: Omik kontakın I-V karakteristiği	42
8.4: Bekleme öncesi karanlık akım grafiği	43
8.5: Karanlık akım grafiğinde akımın logaritması sıcaklığın 1000/T olarak alınan değerlerin grafiği.	44

8.6: Bekleme sonrası karanlık akım.	45
8.7: Bekleme sonrası karanlık akım. Akımın logaritması sıcaklık $1000/T$ olarak alınarak kurulmuştur. (Arrhenius grafiği)	45
8.8 : 113K'de 5 saat bekleme sonrası farklı ısıtma hızlarından karanlık akım grafikleri: 1. eğri 1 Kmin^{-1} ısıtma hızıyla, 2. eğri ise 5 Kmin^{-1} ısıtma hızıyla elde edilmiştir.	46
8.9: Işıklı uyarılma sonrası elde edilen grafik	47
8.10: IUA grafiği	48
8.11: Deneysel TlGaSe_2 kristalinde eğim ayarlama yöntemi sonucu ortaya çıkan 5 ayrı pik.	48
8.12: Düzensiz fazda bekleme sonrasında alınan grafik için eğim ayarlama yöntemi sonucu ortaya çıkan 5 ayrı pik.	50
8.13: Bekleme öncesi ve bekleme sonrası ısı uyarılmış akım grafikleri.	51
8.14: Bekleme sonrası IUA grafiği için İlk artış metodu sonucu bulunan grafik. Eğim $-E/k$ değerine eşittir.	51
8.15: Şekil 8.6 daki karanlık akım grafiğinin Arrhenius grafiği.	56

TABLolar DİZİNİ

<u>Tablo</u>	<u>Sayfa</u>
8.1: IUA Grafiğinin Sonuçları	49
8.2: Bekleme Sonrası IUA Grafiğinin Sonuçları	52

RESİMLER DİZİNİ

<u>Resim</u>	<u>Sayfa</u>
7.1: Piko ampermetre	32
7.2: Lakeshore	33
7.3: Güç Kaynağı	34
7.4: Pompa	35
7.5: Kreostat	36
7.6: Işık Kaynağı	37

1.GİRİŞ

Bazı maddelerin sıcaklık değişimlerine verdikleri tepkilerden kaynaklanan, sıcaklığa bağlı kendiliğinden bir elektriksel moment eski zamanlardan beri bilinmekteydi. On sekizinci ve on dokuzuncu yüzyıllarda yapılan deneylerle de pyroelektrik olayın biçimsel özelliklerine ulaşılmaya çalışılıyordu. Bu çalışmalar neticesinde 1880 yılında J. Curie ve P. Curie uyguladıkları gerilimin etkisiyle elektriksel kutuplanmanın meydana gelmesini yani piezoelektriği keşfettiler. Curie bu keşfinde ısıl gerilimle oluşan pyroelektrik olay yüzünden tekdüze ve düzensiz yük gelişimi arasındaki farkı kavradı.

Bu keşiflerin yapıldığı tarihler 1800'lü yıllar olmasına rağmen ferroelektriksel prensipler uzun sayılabilecek bir süre anlaşılamadı. Daha sonra 1920'lerde Valasek sodyum potasyum tartarat tetrahidrat ($NaKC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$)'da dış elektrik alan uygulanmasıyla polarizasyonun ters çevrilebileceğini keşfetti. Yine Valasek (1920,1921) alan-polarizasyon eğrisinde histerisis olan demirin doğal ferromagnetik özelliklerine benzer bir şekilde uyan bu kristalin, dielektrik özelliklerini gösterdiği deneylerde ferroelektrik olayın farkına vardı. Sonraki yıllarda yapılan deneylerde ferroelektrik olay hakkında gözlemler yapılmasına karşın 1933'te Kurchatov'un yaklaşımına kadar teorik bir yorumlaması yapılamadı [M. E. Lines and A.M. Glass].

Lazerlerin bulunmasıyla birlikte, ikinci harmonikler için optiksel frekanslarda büyük lineer olmayan kutuplanmaya, elektro optik modülasyona, parametrik osilatörlü materyallere ihtiyaç duyuldu. Bunlara ek olarak ferroelektriklerin kristal anizotropisi genellikle büyük optiksel çift kırınım vermekteydi. Bu gelişmelerin bulunma aşaması 1960'ların ikinci yarısını buldu.

Ferroelektrik ve bu fiziksel özelliğin gözlemlendiği kristaller hakkında yapılan çalışmalar sayesinde günümüzde bu özellik hakkında bilinenler sürekli artmaktadır. Bu yapılan çalışmalar içinde 1970'lerin ikinci yarısında bulunan olaylardan biri bu çalışmanın da konusunu oluşturan hafıza etkileridir. Bu olay şimdiye kadar çeşitli

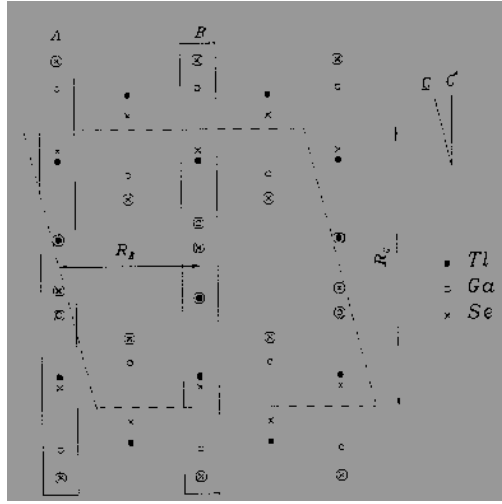
kristallerde gözlenmiştir. 1980'lerde düzensiz faz da önemli kristal özelliklerinden biri olmuştur.

Bir süre düzensiz fazda bekletilen kristal bu bekleme sıcaklığını hatırlamakta ve sonra kristal sıcaklığı düşük sıcaklıklardan yüksek sıcaklıklara artırılırken bu bekleme bölgesinde değişik veriler gözlemektedir. Bu olaya sebep olarak düzensiz fazda kristal iletkenliğine kusur yoğunluk dalgasının etkisi gösterilmektedir.

Bu çalışmada da $TlGaSe_2$ ferroelektrik-yarıiletken kristali ile çalışılmıştır. Düşük sıcaklıkta ferroelektrik yüksek sıcaklıkta yarıiletken özellik gösteren bu kristalde karanlık akım ve ısı uyarılmış akım deneyleri yapılmıştır. düzensiz fazda bekleyerek yine aynı deneyler yapılmış ve kristalde hafıza etkisi olup olmadığı düzensiz fazda beklemenin iletkenlik üstündeki etkileri araştırılmıştır. Ve bekleme sonrasında hem karanlık akım için hem de ısı uyarılmış akım için alınan değerlerin farklı çıktığı gözlenmiştir.

2. TlGaSe₂ KRİSTALİ

Kimyasal formülü ABX₂ (X halojen iken A ve B atomları metal olurlar) olan TlGaSe₂ kristali üçlü yarıiletken chalcogenide bir üyesidir. Bu aile yarıiletken olmasından [Guseinov G D, Tamazanzade A N et al1967], geniş sıcaklığa bağlı dielektrik sabite sahip olmasından [Aliiev R A, Allakhverdiev K R et al1984], yapısal faz geçişleri gerçirmesinden [Abdullaev G B, Allakhverdiev K R et al 1977] ve fotoiletkenliği olmasından[Offergeld G R 1963] dolayı ilginçtir. Bu ailenin üzerinde en çok çalışma yapılan kristalleri TlGaSe₂ ve TlInS₂ kristalleridir.



Şekil 2.1 TlGaSe₂ kristalinin (1 $\bar{1}$ 0) düzlemindeki yapısal bir projeksiyonu

TlGaSe₂ kristali katmanlardan oluşan tabakalı bir kristaldir. Tabakalar c doğrultusu ile 100°'lik bir açıya sahiptir. Tabakaların birbirleri arasındaki bağ Van der Waals, tabaka içindeki atomlar arasındaki bağlar hem iyonik hem de kovalenttir. Her bir tabaka birbirine 90° açı ile yönlenmiştir.

Kristal oda sıcaklığında paraelektrik fazda yarıiletken bir materyaldir ve kristal simetrisi monoklinik ve uzay grubu C_{2h}⁶'dır. Kristal oda sıcaklığından düşük sıcaklıklara doğru inerken iki sıcaklık noktasında faz geçişine sahiptir. Kristal direk bant geçişine sahiptir ve bant aralığı 300K' de 2.11 eV tur [Nuh Sadi Yüksek 2004].

3. FAZ GEÇİŞİ

Kristallerin sıcaklık veya basınçları değıştikçe bir kristal yapısından diğesine geçiş yapmaları oldukça yaygındır. Mutlak sıfırda kararlı olan bir A yapısı, olabilecek tüm kristal yapıları arasında en düşük iç enerjiye sahip olanıdır. Bu A yapısının hangisi olacağı basınçla değışebilir, çünkü atomik hacim küçüldüğünde sıkı paketlenmiş yapılar ve hatta metalik yapı daha elverişli duruma geçebilir. Örneğın, hidrojen ve ksenon yüksek basınç altında metalik karaktere geçerler.

Başka bir B yapısı A ya göre daha alçak frekansta bir yumuşak fonon spektrumuna sahip olabilir. Sıcaklık artırdıkça B yapısındaki fonon durumları A'daki fononlara daha çok sayıda uyarılır. Entropi doluluk oranı ile artacağı için B yapısının entropisi A ya göre daha yüksek olur.

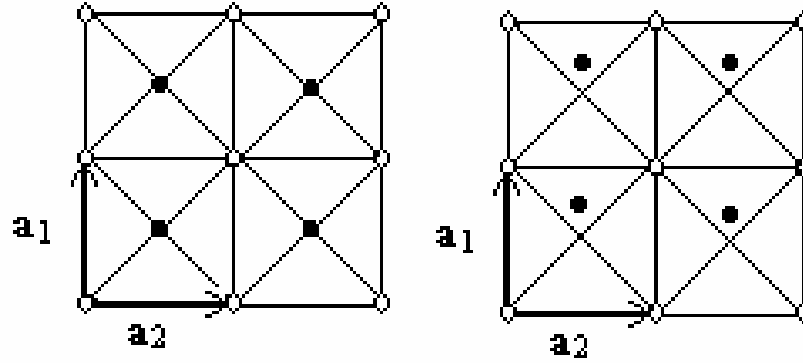
O halde, sıcaklığın artışına göre kararlı yapı bir A yapısından B yapısına dönüşebilir. T sıcaklığındaki kararlı yapı $F=U-TS$ serbest enerjisinin minimumu ile tayin edilir. A dan B ye bir geçiş olması için öyle bir T_c sıcaklığı olmalıdır ki; $F_A(T_c)=F_B(T_c)$ olsun.

Bazen birçok yapı mutlak sıfırda aynı iç enerjiye sahip olabilirler. Ancak bu yapıların fonon spektrumları tamamen farklı olabilir. Fonon enerjileri komşu atomların sayısı ve dağılımlarına bağlıdır. Bu büyüklüklerdeki değışim yapının değışmesine bağlıdır.

Bazı yapısal faz geçişlerinde numunenin makroskopik fiziksel özellikleri çok az değışme gösterir. Ancak, geçiş uygulanan bir gerilmeye bağlı ise kristalin mekanik şekil değışimi geçiş sıcaklığı yakınında çok daha kolay olur, çünkü iki fazın görelı oranı gerilme altında değışecektir. Bazı yapısal faz geçişleri makroskopik elektrik özelliklerinde çarpıcı değışmelere neden olurlar.

Ferroelektrik geçişler yapısal faz geçişlerinin bir alt grubunu oluştururlar. Bir alt grup kristalde kalıcı bir dielektrik polarizasyonu oluşmasıyla göze çarpar.

Ferroelektrik maddeler hem teorik ve hem de teknik açıdan önemlidirler, çünkü genellikle dielektrik sabiti değerleri sıcaklığa kuvvetle ve anormal bir biçim de bağımlıdır. Bunlar arasında piezo-elektrik etki, piro-elektrik etki, elektro-optik etkiler sayılabilir.



Şekil 3.1 : (a) İki atomlu bir kristal için düzlemsel bir model, (b) modelin faz geçişi sonrası düzensiz yapıdaki durumu

Şekildeki gibi bir kristal yapısı için belirli bir sıcaklıkta faz geçişi olduğu kabul edilsin. O sıcaklıktan sonra kristalin alt örgülerinde (sublattices) a_1 vektörüne göre bir kayma gözlenir. Bu kayma şekil 3.1 (b) gösterilmiştir. Bu iki düzen arasındaki simetri parametreleri karşılaştırılırsa farklı olduğu gözlenir [B.A. Strukov, A.P. Levanyuk 1998]. Dolayısıyla geçiş sonrası oluşan yapı tamamıyla yeni bir düzendir.

3.1. Yerdeğişimli Geçişler

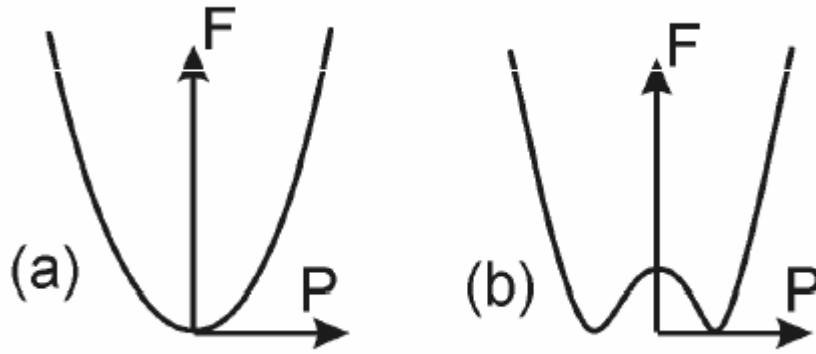
Ferroelektrik yerdeğişimli geçiş veya daha genel bir yerdeğişimli geçiş anlamakta iki bakış açısı yararlıdır. Birincisinde, bir polarizasyon yıkımından söz edilir, yani kritik bir durumda polarizasyonun veya onun bir Fourier bileşeninin aşırı büyümesi söz konusudur. Diğer bir bakış açısında enine bir optik fonon yoğunlaşmasından söz edilir. Burada yoğunlaşma terimi, onslu genliğe sahip ve zamandan bağımsız bir yer değiştirme için Bose-Einstein istatistiği anlamında kullanılmıştır. Bu, enine optik fonon frekansının Brillouin bölgesi içinde bir yerde sıfır olduğunda gerçekleşir. Boyuna optik fononlar, aynı dalga boyuna sahip enine

optik fononlardan daima daha büyük frekansa sahip oldukları için boyuna optik fonon yoğunlaşması söz konusu değildir.

Polarizasyon yıkımı olayında iyonik yerdeğişirmelerin yol açtığı yerel elektrik alan geri getirici elastik kuvvetten daha büyük olur ve iyon konumlarında asimetrik bir kaymaya neden olur. Daha yukarı mertebeden geri getirici kuvvetlerin etkisiyle bu yerdeğiştirme sonlu kalır.

3.2. Simetrik (Paraelektrik) Faz

Geçiş sıcaklığı denilen bir sıcaklık değeri üstünde genellikle ferroelektrik durum kaybolur. Bunun nedeni ısı enerjisinin, aynı doğrultuda yönelime sahip olan elektrik dipollerinin yönelimlerini bozmasıdır. Geçiş sıcaklığı üstünde kristalin paraelektrik olduğu söylenir. Paraelektrik terimi, mıknatıslanmadaki paramagnetizmaya benzediği için kullanılır, yani sıcaklık arttığında dielektrik sabitte ani bir düşüş gözlenir. $TlGaSe_2$ kristali simetrik fazda yarıiletken özellik gösterir.



şekil 3.2 serbest enerji polarizasyonun bir fonksiyonu a) simetrik (paraelektrik) fazdaki materyal b) ferroelektrik fazdaki materyal

3.3. Düzensiz Faz

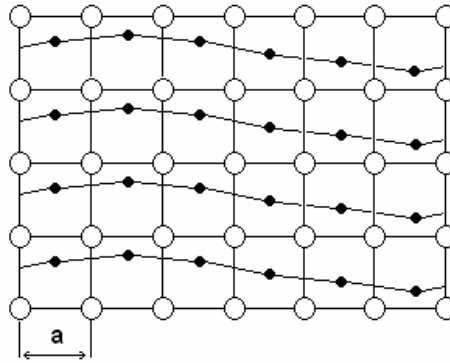
Düzensiz fazın ilk olarak gözlenmesi bundan yaklaşık elli yıl kadar önce, nadir bulunan metaller üzerinde yapılan deneyler sonucundadır. Daha sonraları bu özellik birçok materyalde gözlenmeye başlanmıştır. Bunların içinde magnetik

materyaller, metalik alaşımlar, grafitin bazı bileşikleri, quasi bir ve iki boyutlu kristaller, kristal yüzeylerindeki monolayerlar, sıvı kristaller, ferroelektrik malzemeler ve son zamanlarda da yüksek sıcaklıktaki süper iletken malzemeler örnek olarak verilebilir. Düzensiz faz özelliği gösteren materyaller modülasyon özelliklerine göre katagorize edilebilirler. Buna bağlı olarak modülasyonlar beş farklı başlık altında kategorize edilebilir. Bunlar oryantasyon, yer değiştirme, interface, composition(bileşim) ve intergrowth olarak tanımlanabilir. Materyaller bu özelliklerden birine sahip olduğu gibi iki ve daha fazla modülasyon özelliğine de sahip olabilirler.

Aynı zaman düzensiz faz (incommensurate) özelliği gösteren materyaller yapılarına göre de sınıflandırılmaktadırlar.

Yapısal faz geçişlerinin büyük çoğunluğu yüksek sıcaklık fazının brilloum bölgesinde özel bir noktada dalga vektörü ile uzanan bir karakteristik bozunmaya karşın bir kristal kararsızlığı ile yükseltgenir. Bununla birlikte son yıllarda karşılıklı lattice vektörünün rasyonel fraksiyonu olarak ifade edilebilen bir dalga vektörüyle başlangıç bozulmasının ilişkilendirildiği yapısal faz değişimindeki gelişme ilgi çekici olmaktadır. Bu sonuçlar kesinlikle düzgün fazdaki bir kristalin durumuna benzememektedir ve bu durum düzensiz (incommensurate) faz olarak açıklanır [Axe J D 1976]. Bu fazda kristal diğer kristal yapılarına benzemeyen bir yapı alır. Kristalin geçtiği bu yeni duruma süper yapı (superstructure) denir.

Bu yapı faz geçişine uğradıktan sonra şekildeki gibi bir düzen gösterebilir.

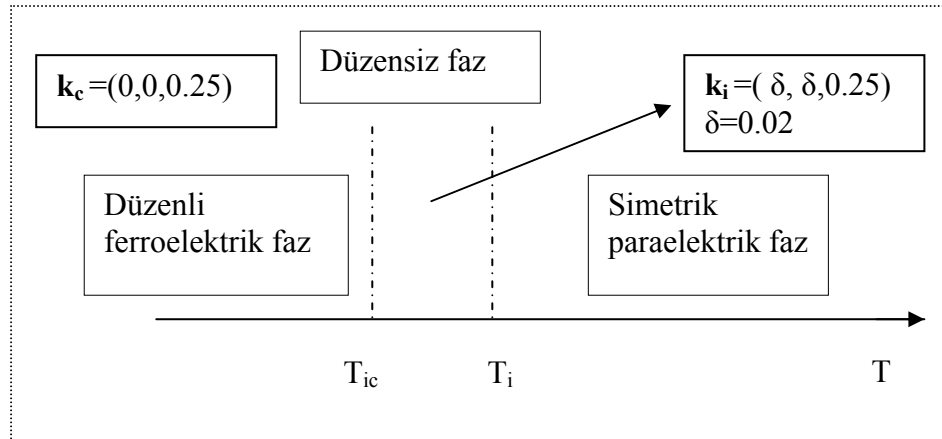


Şekil 3.3: Faz değişimi sonucu oluşan yeni model ve yer değiştirme dalgası

Kristal faz geçişine uğradıktan sonra oluşan yer değiştirme dalgası ve yeni yapı şekil 3.3' de gösterilmiştir. Düzensiz faz tanım olarak yer değiştirme dalgasının dalga boyunun kristal parametresine oranının irrasyonel sayı olmasıdır ($\lambda / a =$ irrasyonel).

3.4. TIGaSe₂ Kristalinin Faz Geçişleri

Bazı ferroelektrik kristallerde çeşitli faz yapıları gözlenmektedir. Aşağıdaki şekilde sıcaklık ile faz yapıları hakkında bilgi vardır. Bu faz geçişlerinden ilki 120K civarındaki sıcaklıkta (T_i) gerçekleşir. Kristal yine soğutulmaya devam edilerek ikinci faz geçiş noktasına ulaşılır. Bu nokta 110K civarındaki sıcaklık (T_c) bölgesidir ve bu sıcaklık altında kristal ferroelektrik özellikler göstermeye başlar. Bu iki faz geçiş noktası yani 120K ve 110K arasında ise kristalde düzensiz faz gözlenmektedir.



Şekil 3.4: Fazlar ve faz geçişleri ile sıcaklık arasındaki ilişki

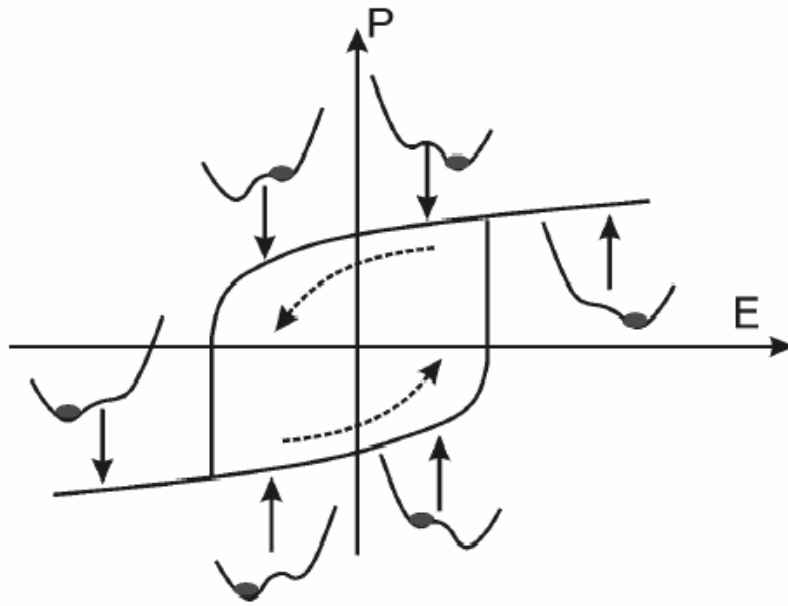
Bu yapıda kristalde yapısal değişiklikler gözlenir, yani atomlarda yer değiştirmeleri gözlenir. Bu yapı 110K' ne kadar sürer ve bu sıcaklıkta kristal ikinci faz geçişini gerçekleştirerek ferroelektrik yapıya geçer [B.A. Strukov, A.P. Levanyuk 1998].

3.5. Ferroelektrik Kristaller

Doğada 7 singony vardır. Ve yine doğada 32 nokta grup simetri bulunur bunlardan 11 tanesi merkezi simetriye sahipken 21 tanesi ise bu simetri özelliğine sahip değildir. Bu 21 yapıdan sadece 10 tanesi ferroelektriktir.

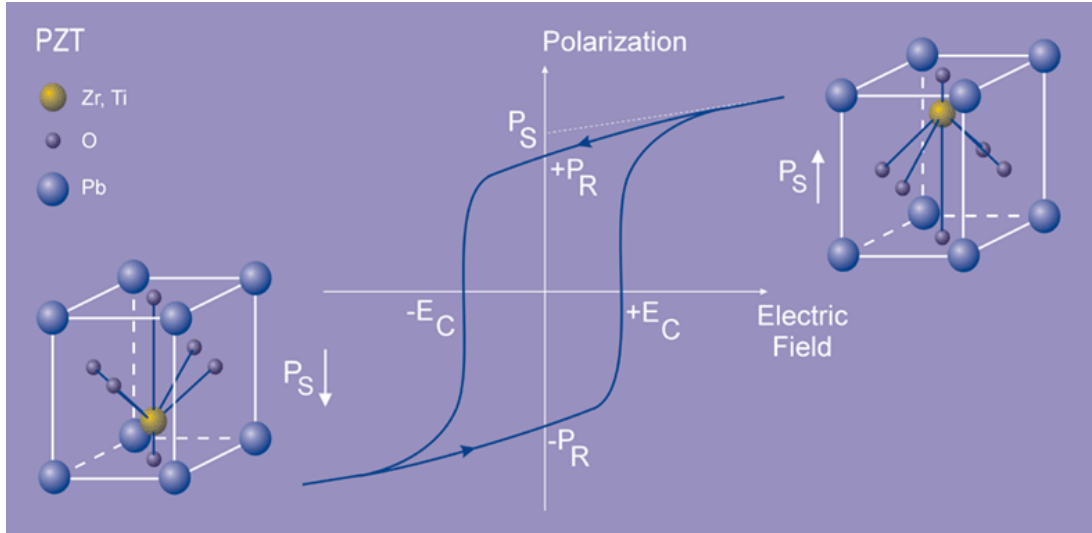
Ferroelektrik bir kristal dış elektrik alan olmadığı durumda bile elektrik dipol momenti gösterir. Ferroelektrik durumdaki kristalde pozitif yük merkezi ile negatif yük merkezi çakışık değildir.

Ferroelektrik durumda elektrik dipol momentinin elektrik alana karşı grafiği çizildiğinde bir histerezis eğrisi gözlenir. Normal dielektrik durumdaki bir kristale uygulanan elektrik alan önce yavaşça artırılıp sonra azaltıldığında gözle görünür bir histerezis oluşmaz.



Şekil 3.5 ideal ferroelektriklerde histerezis grafiği

Bazı kristallerde uygulanan elektrik alan dielektrik bozulma sınırına kadarki maksimum değerine çıkarılsa bile elektrik dipol momentinde artış olmaz. Oysa bu tür kristallerde sıcaklık değiştiğinde kalıcı momentin değiştiği gözlenir. Bu tür kristallere piroelektrik kristal denir.

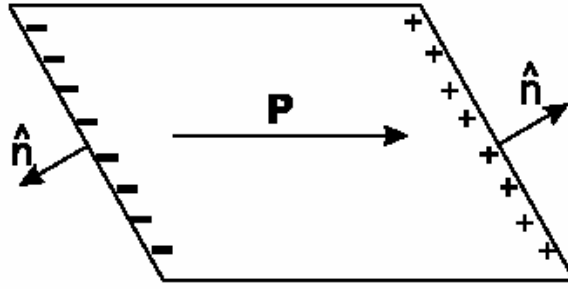


Şekil 3.6 PZT kristalinin polarizasyon-elektrik alan eğrisi

3.6. Ferroelektrik Domain

Ferroelektrik özelliğe sahip kristaller ferroelektrik fazda iken kendiliğinden oluşan polarizasyonun alabileceği en az iki denk yönelim olur. Kristal polarizasyonundaki her bir yönelim farklı bölgelerindeki W_E 'yi minimize etmek amacıyla aynı polarizasyonun her bir değeri yüzeyleri bölgelere ayırılır. Kristal üstünde oluşan sınırları belli bu bölgelere domain adı verilir. Sınırların ayırdığı domainler domain duvarı olarak isimlendirilir. Domainlerin oluşması kristalde birçok nedenden olabilir. Düzgün olmayan zorlama, mikroskobik kusurlar, ısısal ve elektriksel uygulamalar bunlardan bazılarıdır. Fakat ideal bir kristaldeki enerjisel durumlar domainleri beklenen bir özellik olarak karşımıza çıkarır.

Makroskobik yığın polarizasyonu pozitif ve negatif yüklerin yer değiştirmelerinden ortaya çıkar.



Şekil 3.7: yüzey yük yoğunluğu ara yüzeydeki yığın polarizasyonu ile üretilir.

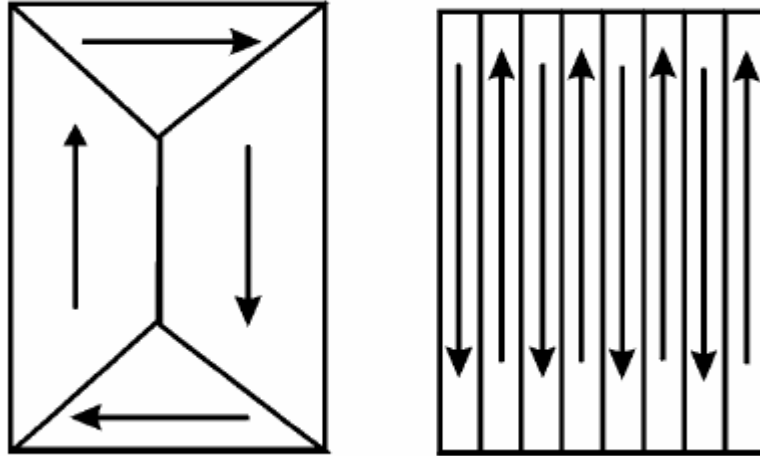
Basit bir geometrik işlem ile yüzey yük yoğunluğu gösterilebilir. Böylece;

$$\sigma = \vec{P} \cdot \hat{n} \quad (3.1)$$

denklem 4.1'deki n sınırlara normal vektördür. Komşu domainler de polarizasyon farklı yönde oluşur. Bu yüzey yükleri kendi kedilerine hem içeriye hem dışarıya elektrik alan üretirler ve bu alan tıpkı bir kapasitör gibi enerji depolar.

Uygulanan elektrik alana bağlı olarak domain sınırlarının biçim ve büyüklüğü değişir. Ferroelektriklerde domain duvarının hareketi basit değildir. Örnek olarak BaTiO_3 kristalinde “ 180° duvar” denilen sınırın, bir elektrik alanda kendi domaininden oluşturduğu küçük domainlerin birleşmesiyle ilerlediği bilinmektedir. “ 180° duvar” terimi polarizasyon yönleri birbirine antiparalel olan domainler arasındaki sınır için kullanılır.

Domainler optiksel çift kırınım, elektron mikroskobu, kimyasal kaşıma, x-ray topografi, U.V. fotoemisyon gibi yöntemlerle araştırılmaktadır.



Şekil 3.8: kübik ferroelektrik bir kristalin ideal domain yapısı

3.7. Ferroelektrik Kristallerin Sınıflandırılması

Ferroelektrik yapıda olduğu bilinen kristaller ve bunların Curie noktası denilen, yani alçak sıcaklıktaki polarize durumdan yüksek sıcaklıktaki polarize olmayan duruma geçişin olduğu, T_c geçiş sıcaklıkları verilmiştir. Isısal hareket ferroelektrik durumu yok edici yönde etki yapar. Bir kısım ferroelektrik kristallerin Curie noktası yoktur, çünkü ferroelektrik fazın kaybolmasından dahah önce ergime başlar.

Ferroelektrik kristaller başlıca iki gruba ayrılırlar: düzenli- düzensiz geçişli ve yerdeğişimli. Eğer paraelektrik fazda atomlar polar olmayan bir nokta etrafında salınım yapıyorsa, yerdeğişimli bir geçiş sonucunda bu salınımlar polar bir nokta etrafında olur.

Eğer paraelektrik fazdaki yerdeğiştirmeler bir çift-kuyu veya çok-kuyu düzenindeki noktalar etrafında ise, düzenli-düzensiz geçiş sonucunda yerdeğiştirmeler bu kuyuların düzenli bir alt kümesi etrafında olur.

Son zamanlarda geçiş karakterini en düşük frekanslı (yumuşak) optik fonon kipleri frekansının dinamiğine bağlı olarak tanımlama eğilimi görülmüştür. Eğer geçiş noktasında kristal içinde yumuşak bir kip ilerleyebiliyorsa geçiş yerdeğişimli

olur. Yumuşak kip ilerlemeyip sönüyorsa gerçekte bir fonon yok demektir, sadece bu düzenli-düzensiz sistemin kuyuları arasında büyük genlikli bir sıçrama olur. Birçok ferroelektrik maddede bu iki uç durum arasındaki yumuşak fononlar oluşur.

Düzenli- düzensiz sınıftaki ferroelektrikler arasında hidrojen bağlı, yani ferroelektrik özelliklerin protonların hareketine bağımlı olduğu kristaller yer alır [Kaşif Onaran 1999].

4. DENEYSEL ÖLÇÜMLER

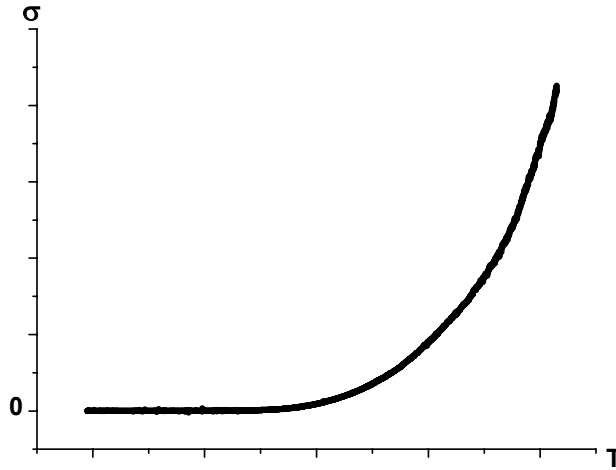
4.1. Karanlık Akımı

Karanlık akım kristalin özelliklerini belirleme açısından önemli bir ölçüm yöntemidir. Bu yöntemde kristal belli koşullar altında gereken miktarda soğutulur. Daha sonra ise kristale gerilim uygulanır ve sıcaklık belli artış miktarlarıyla artırılır ve akım ölçümü yapılır. Böylece kristalde meydana gelen iletkenlik olayları incelenebilir. İlk olarak kristalin iletkenlik açısından nasıl bir kristal olduğu yani iletken mi, yalıtkan mı yoksa yarıiletken mi olduğu kolayca anlaşılabilir. Bununla birlikte kristalin bant yapısı ile ilgilide bilgilere ulaşmamızı sağlayan bir ölçüm yöntemidir. Bu çalışmada kullanılan TlGaSe_2 gibi yarıiletken özellik gösteren bir kristalin katkılı mı yoksa katkısız mı olduğunu, katkılıysa ne tür bir katkıya sahip olduğunun anlaşılmasını sağlayan bir ölçüm yöntemidir.

TlGaSe_2 kristali paraelektrik fazda yarıiletken olduğundan bu kristal için karanlık akımda iletkenlik bağıntısı

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(\frac{\Delta E_g}{kT}\right) \quad (4.1)$$

4.1 denkleminde verilmektedir. Burada σ iletkenlik, ΔE_g tuzakların veya kristalin aktivasyon enerjisi, T sıcaklık, k da Boltzman sabitidir. Bu denkleme göre iletkenlik sıcaklığa exponansiyel olarak bağlıdır. Bu durum şekil 4.1'deki gibi gösterilebilir.



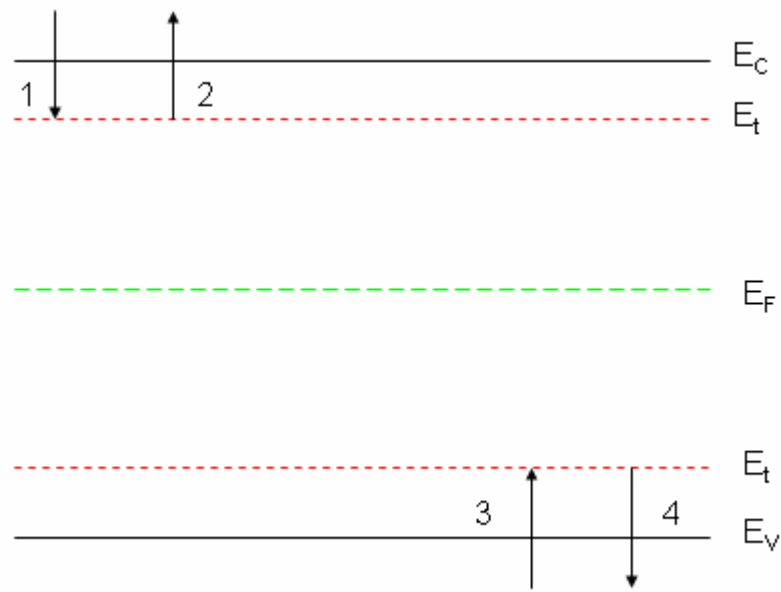
Şekil 4.1: Yarıiletkenlerde iletkenliğin sıcaklığa bağlılığı

4.2. Isıl Uyarılmış Akım

Isıl uyarılmış akım (İUA) yine yarıiletken kristallerde tuzakların enerji seviyelerini ve tuzak parametrelerini araştırmak için önemli yöntemlerden biridir. Isıl uyarılmış akım verilerine ulaşmak için önce kristal gerekli sıcaklıklara kadar soğutulur bu soğutma işleminden sonra daha önceden belirlenen şiddette ışık yine belirli bir süre kristale uygulanır. Bu ışık uygulamasından kısa bir süre sonra belli bir voltaj altında ısıtmaya başlanır ve ısıtma işlemi boyunca akım ölçümü yapılır. Böylece akımın sıcaklığa bağlılığını veren bir grafik elde edilir bu grafikteki eğriden karanlık akım grafiğindeki eğri çıkartılarak ısıl uyarılmış akım eğrisi elde edilir. Genelde belli miktarda pikten oluşan bu eğri bize kristalin tuzak enerji seviyelerini verir.

4.2.1. İUA' ın Kinetikleri

İUA' ın kinetiklerinin açıklanabilmesi için şekil 4.2' de gösterilen mümkün geçişlerin açıklanması gerekir. Eğer sadece elektronların elektron tuzakları tarafından yakalanacağı göz önüne alınacak olursa tuzakların malzeme içinde hareketli olduğu ve elektronların durgun olduğu kolayca kabul edilebilir. Elektron tuzaklarının yoğunlunu N_t , yakalama tesir kesitini S_t , önceden dolmuş tuzakların yoğunluğunu n ve tuzakların hızlarını v_e (iletim bandındaki elektronların ısıl hızları)



Şekil 4.2: Tek seviyeli bir sistemin enerji bant grafiği

ile gösterilsin. $(N - n)$ boş tuzak, birim zamanda değeri $(N - n) S_t v_e$ olan hacmi tarayarak hareket eder. Bununla birlikte elektron yakalama hızı, n_c serbest elektron yoğunluğu olmak üzere, $n_c (N - n) S_t v_e$ dir.

Enerji seviyesi E_t olan bir tuzaktan bir elektronun ısıl uyarılması (geçiş 2) kaçma teşebbüsü frekansına ν ve ısıl uyarılma olasılığına $\exp(-E_t/kT)$ bağlıdır. Burada k Boltzman sabitidir. Bu iki terimin çarpımı, birim zamanda elektronun ısıl olarak iletim bandına uyarılma olasılığını verir. Böylece uyarılma hızı $n\nu \exp(-E_t/kT)$ ile verilir.

Tuzaklanmış elektronların zamana göre değişimi tuzaklanma hızı ve tuzaktan kurtulma hızına bağlı olarak aşağıdaki şekilde verilir

$$\frac{dn}{dt} = n_c (N - n) S_t v_e - n\nu \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right) \quad (4.2)$$

Kaçma frekansı için aşağıdaki bağıntı yazılabilir:

$$\nu = N_c S_t v_e \quad (4.3)$$

Bu eşitlikte N_c iletim bandındaki etkin durum yoğunluğunu göstermektedir. N_c ve v_e için

$$N_c(T) = 2 \left(\frac{kT m_e^*}{2\pi \hbar^2} \right)^{2/3} \quad (4.4)$$

ve

$$v_e(T) = \left(\frac{3kT}{m_e^*} \right)^{1/2} \quad (4.5)$$

eşitlikleri yazılabilir. m_e^* iletim bandındaki elektron için etkin kütleyi göstermektedir. Kaçma teşebbüsü frekansının sıcaklığa bağımlılığı aşağıdaki şekilde yazılabilir [Tayyar Cafer 2000].

$$v(T) = B T^{2-b} \quad (4.6)$$

BU eşitlikteki B ve b birer sabittir ve b ' nin değeri $0 \leq b \leq 4$ aralığında değişir. 4.3, 4.4 ve 4.6 eşitlikleri kullanılarak yakalama tesir kesiti için sıcaklığa bağımlı eşitliği aşağıdaki şekilde bulunur:

$$S_t(T) = \frac{B(2\pi \hbar^2)^{3/2}}{2\sqrt{3} m^* k^2} T^{-b} = C T^{-b} \quad (4.7)$$

C etkin kütleye bağlı bir parametredir.

Taşıyıcıların iletim bandına eklenebileceği veya banttın uzaklaşabileceği iki yol vardır. (1) Bir tuzak seviyesi taşıyıcıların iletim bandına ekleyebilir veya uzaklaşmasını sağlayabilir. (2) Rekombinasyon yolu taşıyıcıları rekombinasyon yapmalarını sağlayacak şekilde uzaklaştırır. Rekombinasyonun hızı n_c / τ dur. τ rekombinasyon yaşam ömrünü göstermektedir [Halperin, A.A. Braner 1960].

Serbest ve tuzaklanmış taşıyıcıların değişimini ifade eden hız eşitliği aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$\frac{dn}{dt} = n_c (N - n) S_t \nu_e - n N_c S_t \nu_e \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right) \quad (4.8)$$

ve

$$\frac{dn_c}{dt} = -\frac{dn}{dt} - \frac{n_c}{\tau} \quad (4.9)$$

Bu eşitliklerde S_t , ν_e ve N_c ' nin sıcaklığa bağımlılığı göz ardı edildi.

3.7 ve 3.8 eşitliklerinin çözümü ilk olarak Randall ve Wilkins tarafından ortaya çıkarılan iki temel kabule göre yapılır [B.G. Markey 1993]: (1) taşıyıcıların yeniden tuzaklanma hızı rekombinasyon hızı ile kıyaslanınca göz ardı edilebilir olması (birinci kinetik) ve (2) sistem dengeye yakındır. Yani serbest elektronların değişim hızının, tuzaktan kurtulma ve rekombinasyon hızları ile kıyaslandığı zaman küçük olmasıdır. Birinci kinetik için yapılan bu kabuller aşağıdaki şekilde tarif edilebilir.

$$\frac{n_c}{\tau} \gg n_c (N - n) S_t \nu_e \quad (4.10)$$

ve

$$\left| \frac{dn_c}{dt} \right| \ll \left| \frac{dn}{dt} \right| \quad (4.11)$$

Bu yaklaşımlar 4.8 ve 4.9 eşitliklerine uygulanırsa;

$$\frac{dn}{dt} \approx -n \nu \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right) \quad (4.12)$$

ve

$$\frac{dn}{dt} \approx -\frac{n_c}{\tau} \quad (4.13)$$

$T = T_0 + \beta t$ ilişkisi kullanılarak integrali;

$$n = n_0 \exp \left\{ - \int_{T_0}^T \frac{\nu}{\beta} \exp \left(- \frac{E_t}{kT} \right) dT \right\} \quad (4.14)$$

n_0 ilk tuzaklanmış elektron yoğunluğu ve T sıcaklıktır.

Eşitlik 4.13 ve 4.14, 4.12 de kullanılırsa;

$$n_c = n_0 \tau \nu \exp \left\{ - \frac{E_t}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\nu}{\beta} \exp \left(- \frac{E_t}{kT} \right) dT \right\} \quad (4.15)$$

$$\sigma = n_c e \mu = n_0 \tau e \mu \nu \exp \left\{ - \frac{E_t}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{\nu}{\beta} \exp \left(- \frac{E_t}{kT} \right) dT \right\} \quad (4.16)$$

σ ısı uyarılmış iletkenliği, n_0 dolu tuzakların ilk yoğunluğunu, τ bir serbest elektronun yaşam ömrünü, μ elektron mobilitesini, β ısıtma hızını, T_0 ısıtmaya başlanan sıcaklığı, ν bir tuzaklanmış elektronun kaçma teşebbüs frekansını ve k Boltzman sabitini göstermektedir.

Eğer işlemler ikinci kinetiğe göre yapılacak olursa eşitlikler aşağıdaki gibi gelişir.

Bu teoriye göre taşıyıcıların yeniden tuzaklanma hızının rekombinasyon hızından çok büyük olduğu kabul edilir. $(N - n) S v_e \gg 1 / \tau$ koşulu sağlanmak zorundadır. Elektronların toplam sayısı $n_t = n + n_c$ olarak belirlenirse 4.8 ve 4.9 eşitliklerinden

$$\frac{dn_t}{dt} \approx - \frac{n_c}{\tau} \quad (4.17)$$

Eşitlik 4.8 kullanılarak;

$$\frac{dn_t}{dt} = - \left[\frac{\left(\frac{dn_i}{dt} + n_i N_c \nu_e S_t \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right) \right)}{(N-n) S_t \nu_e \tau} \right] \quad (4.18)$$

$$\frac{dn_t}{dt} = -\frac{n_c}{\tau} = -\frac{n_t N_c}{\tau N} \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right) \quad (4.19)$$

Eşitlik 4.18'nin çözümü aşağıdaki gibi olur.

$$n = n_0 \exp \left[-\frac{1}{\beta} \int_{T_0}^T \frac{N_c \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right)}{N \tau} dT \right] \quad (4.20)$$

ve sonuç olarak iletkenlik;

$$\sigma = n_c e \mu = \frac{N_c}{N} \mu e n_0 \exp \left[-\frac{E_t}{kT} - \frac{1}{N \beta \tau} \int_{T_0}^T N_c \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right) dT \right] \quad (4.21)$$

olur.

5. KRİSTAL KUSURLARI

Kristal, uzayda atomların, iyonların veya moleküllerin düzenli ve periyodik olarak dizilmesiyle oluşan bir katıdır. Fakat bu mükemmel yapı gerçekte mümkün değildir. Gerçek kristal safsızlıklar veya yapısal bozukluklar içerir. Kristal kusurları noktasal, çizgisel ve yüzeysel olmak üzere üç türe ayrılırlar [Kaşif Onaran1999].

5.1. Noktasal Kusurlar

Noktasal kusurlar iki gruba ayrılırlar: safsızlıklar (katkılar) ve doğal noktasal kusurlar.

Katkı atomları kristalin elektrik, optik, manyetik, ısıl ve termal özelliklerinin değişimlerine neden olur.

Doğal noktasal kusur ise eksik veya yer değiştirmiş atomlardan dolayı oluşan kusurlardır. En basit noktasal kusur eksik atomdur.

İyonsal yapılarda kararlı yapı için net elektriksel yükün sıfır olması zorunludur. Bu yapılarda zıt işaretli iyon çifti eksik olursa Schottky Kusuru, yer değiştirmiş iyon Frenkel Kusuru oluşturur.

Noktasal kusurların mekanik özelliklere etkisi fazla olmamakla beraber elektriksel özelliklere katkısı fazladır.

5.2. Çizgisel Kusurlar (Dislokasyonlar)

Çizgisel kusurlar kristallerde atomsal dizilişin bir çizgi boyunca bozulması sonucu oluşur. Çoğunlukla katılma sürecinde oluşmakla beraber plastik şekil değiştirme sırasında sayıları artar.

İki tür dislokasyon vardır: Kenar dislokasyonu ve vida dislokasyonu.

Kenar dislokasyonu kısmen eksik bir atom düzlemi olarak tanımlanabilir. Yarım atom düzlemi, kafes yapıya girmiş bir bıçak gibi düşünülebilir. Dislokasyon

çizgisinin bulunduğu bölge mekanik özellikleri büyük ölçüde etkiler. Kenar dislokasyonunun oluşturduğu kusurun büyüklüğü Burger Çevrimi uygulayarak saptanır.

Vida dislokasyonu kristalde bir düzlem boyunca kısmen kayma şeklinde ötelenme sonucu meydana gelir. Bağlı kayma bölgesi boyunca üst ve alttaki atomlar denge konumlarında bir miktar kaymış olup birbirlerini tam karşılamazlar. Vida dislokasyonlarının oluşturduğu kusurun büyüklüğü de Burger Çevrimi yöntemi ile belirlenir.

Gerçekte kristallerde karışık tür dislokasyonlar vardır yani dislokasyon hem kenar hem de vida dislokasyonunu içerir.

5.3. Düzlemsel Kusurlar

Kristallerin yüzeyleri ile çok kristalli yapılarda kristal bireyleri arasındaki tane sınırları iki boyutlu kusur sayılır.

Bir kristal bireyinin yüzeyinde bulunan atomlarla içinde bulunan atomlar birbirinden farklıdır. Yüzey atomlarının yalnız bir taraflarında kusur vardır. Bundan dolayı yüzey atomlarının enerjileri daha yüksek ve içindekilere göre daha zayıf bağlıdır.

Kristal yapı malzemeler sıvı halden katılaştıkça aynı anda birçok kristal çekirdeği oluşmaya başlar ve bunlar kütleyi doldururlar sonuçta çok kristalli yapı elde edilir. Çok kristalli bir malzemede kristal bireylerine tane denir. Tanelerdeki kristal doğrultular rasgele dağılmışlardır. Tanelerin biçimi, büyüklüğü komşuları tarafından sınırlanır. birbirlerine değdikleri yerde büyümesi tamamen durur. Kristal bireyleri olan atomlar komşu tanelerin bireyleri ile uyum sağlayamazlar, dolayısıyla rasgele düzensiz halde dağılmış durumda kalırlar. Taneler arasındaki bu düzensiz bölgeye tane sınırı denir. Tane sınırları kimyasal etkilere karşı daha duyarlıdır.

5.3.1. Kusurların Etkileri

Yukarıda bahsedilen kusurlar yarıiletkenlerin optik ve elektronik özellikleri üzerinde önemli bir rol oynar. Bu roller aşağıdaki gibi özetlenebilir.

5.3.1.1. Donor veya Akseptör

Yarıiletkenlerde elektron veren katkı atomuna verici veya donor denir. Donor kusuru yasak bant içinde izin verilmiş enerji düzeyinin oluşmasını sağlayabilir. Yarıiletkenlerde elektron alan (veya hol veren) katkı atomuna alıcı veya Akseptör denir. Aynı şekilde akseptör kusuru da yasak bant içinde izin verilmiş enerji düzeyi oluşmasını sağlayabilir [Tayyar Cafer, 2000]. Bu kusurların bulunması serbest yüklerin yoğunluğunu dolayısıyla malzemenin iletkenliğini etkiler. Donor ve akseptör kusurlarının önemli parametreleri yoğunlukları ve iyonizasyon enerjileridir.

5.3.1.2. Tuzak

Tuzak, elektron (elektron tuzağı) veya hol (hol tuzağı) yakalayan kusurlardır. Oldukça küçük ısı iyonlaşma enerjileri vardır. Bantlara yakın yerlerde enerji düzeyi oluştururlar. Dolayısıyla yakalanan taşıyıcı yük zıt tip taşıyıcı yük yakalanmadan (rekombinasyon) yakınındaki banda uyarılır. Bu kusurların tipik etkileri fotoiletkenlik için bir gecikme zamanı oluşturmasıdır, yani taşıyıcı yüklerin yaşam ömürleri daha uzun olmasını sağlamasıdır. Tuzakların önemli parametreleri yoğunlukları ve tuzaklanan taşıyıcı yükler için iyonizasyon enerjileridir.

5.3.1.3. Rekombinasyon Merkezi

Hem elektron hem de hol yakalayabilen ve iyonlaşma enerjisi büyük olduğu için yakalanan taşıyıcıların rekombinasyon olasılıklarının iyonizasyondan çok daha büyük olan bir kusurdur. Rekombinasyon merkezinin bulunması serbest yüklerin yaşam ömürlerini kısaltır. Önemli parametreleri yoğunlukları ve elektronlar ve holler için yakalama tesir kesitidir.

Rekombinasyon gerçekleştiği zaman ortaya çıkan enerji ya foton (yayılma işlemi) ya fonon (yayılmama işlem) ya da serbest taşıyıcıların uyarılması (Auger İşlemi) olarak ortaya çıkar.

Rekombinasyon merkezleri çeşitli dikkat çekici olaylar dolayısı ile bazı özel isimlerle ilişkilendirilebilir.

1) Duyarlılık Merkezleri; azınlık taşıyıcıları için büyük yakalama tesir kesitine fakat çoğunluk taşıyıcıları için çok daha küçük yakalama tesir kesitine sahip merkezlerdir. Dolayısıyla oğunluk taşıyıcıların yaşam ömürlerini ve fotoiletkenlik değerinin büyümesini sağlar.

2) ldrme Merkezleri; oğunluk taşıyıcıları için çok büyük yakalama tesir kesitine sahip merkezlerdir. Dolayısıyla oğunluk taşıyıcıların yaşam ömürlerinde ve fotoiletkenlik değerinde büyük bir düşüşe neden olur.

3) Zehirli Merkezler; taşıyıcılar için büyük yayılmama yakalama tesir kesitine sahiptir. Dolayısıyla bu merkezler diğer merkezlerle yayılma yakalama tesir kesiti için yarışır sonuçta lüminesans veriminin azalmasına neden olur.

5.3.1.4. Optik Yakalama Merkezi

Kusurla ilişkili bir elektron kusurdan iletkenlik bandına, yalıtkanlık bandından kusura veya kusurun temel durumundan uyarılmış durumuna ışıksal olarak uyarılabilir. Kusur bu yolla yarıiletkenin has olmayan optik soğurmasına katkıda bulunur. nemli parametreleri optik tesir kesiti ve ışıksal uyarılma için uygun kusur yoğunluğudur.

5.3.1.5. Saçılma Merkezi

Kusurlar mükemmel örgünün periyodikliği bozmasından dolayı serbest taşıyıcıların mobilitesini belirleyen saçılma merkezleri gibi davranır. nemli parametreleri saçılma tesir kesitleri ve kusur yoğunluğudur. Eğer kusurlar yüklü ise

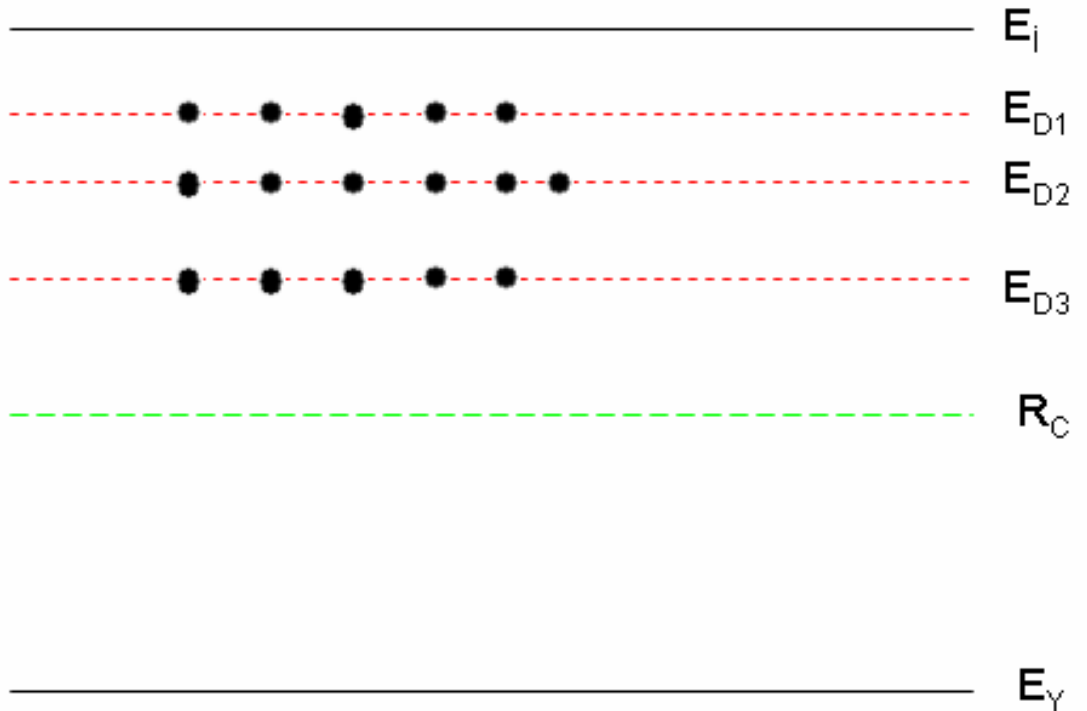
saçılma için büyük coulombik tesir kesitine sahiptir ve mobilite için önemli rol oynar.

Bütün bu tanımlamalar fonksiyoneldir yani bir kusur donör, elektron tuzağı, holler için rekombinasyon merkezi, optik soğurma merkezi ve saçılma merkezinin etkilerini gösterebilir. Aynı farklı durumlar için farklı etkilerde gösterebilir.

5.3.2. Katkıların Etkileri

Yarıiletken kristalin tek tip katkılı olması ile iki tip katkılı olması, deneyde gözlenen sonuçları önemli ölçüde etkiler.

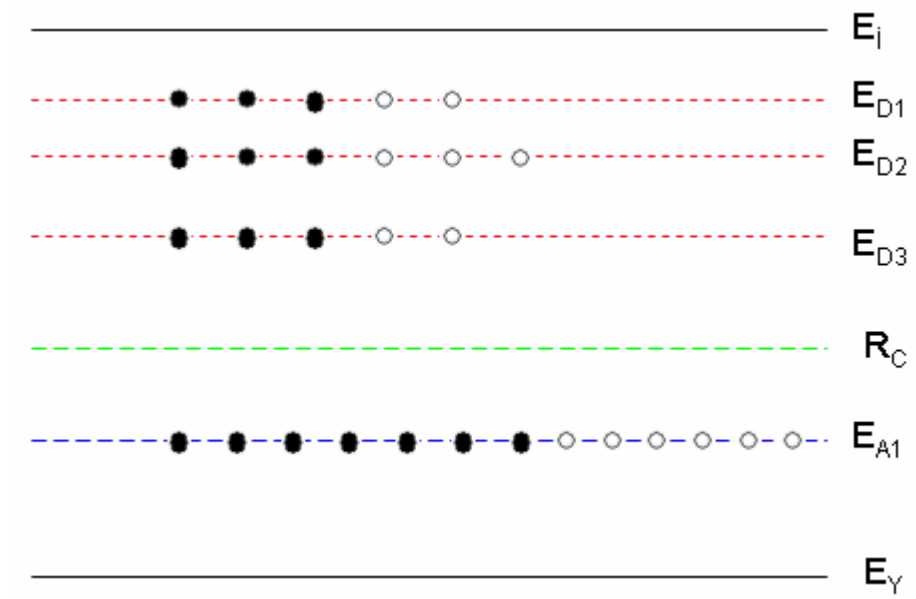
Kristalin tek tip katkılı olduğunu katkı atomlarının da donörler olduğunu kabul edelim. Bu durumda kristalin enerji grafiği şekil 5.1'deki gibi olur.



Şekil 5.1: Donör katkılı yarıiletken kristalin enerji grafiği

Bu grafik düşük sıcaklıkta donörlerin fazlalık elektronlarına sahip olduklarına yani izin verilen enerji durumlarında boş durumun olmadığını göstermektedir. Kristal ışıkla uyarıldığı zaman uyarılan elektronların donör enerji seviyelerini doldurması mümkün olamaz. Bu durumda grafiğin karanlık akım grafiğinden bir farkı olmaz.

Eğer kristal her iki tip taşıyıcıya sahip olursa enerji grafiği şekil 5.2'deki gibi olur.



Şekil 5.2: Donör ve akseptör katkılı yarıiletken kristalin enerji grafiği

Bu durumda farklı tip taşıyıcılar rekombinasyon merkezinde yok olacakları için izin verilen enerji seviyelerinde boş durumlar bulunacaktır. Kristal ışıkla uyarıldığı zaman uyarılan elektronlar boş durumları doldururlar ısıtılma sonucu elde edilen grafik karanlık akım grafiğinden farklı olacaktır.

6. HAFIZA OLAYI

Kusurların etkisi yönlenmiş fiziksel sistemler için önemli bir problem olarak 25 yılı aşkın bir süredir araştırılmaktadır. 1975 yılında McMillan yük-yoğunluk dalgasında (CDW) kusurlar noktasından olayı incelemiş [McMillan W L (1975)] ve sonraki yıllarda Mashiyama, Tanisaki ve Hamano tarafından (1982)[Mashiyama H, S. Tanisaki et al 1982] da deneylerde gözlenmiştir. Kusurların yapısal faz geçişlerine etkisi Levanyuk, Osipov, Sigov ve Sobyenin çalışmalarıyla bahsedilmeye başlanmıştır[Lavanyuk, A. P., V. V. Osipov et al1979]. Ve yine 80'lerde düzensiz fazın bazı materyallerde gözlenmesiyle beraber düzensiz faza bağlı olarak görülen hafıza etkileri ortaya çıkmıştır. Hafıza olayı ilk olarak 1983 yılında modüle edilmiş sistemlerde Jamet ve Lederer tarafından gözlenmiştir[Jamet J. P. And P. Lederer 1983]. Bu olay ferromagnetik materyallerde gözlenen iki kararlı magnetizasyona benzer bir şekilde olmaktadır. Özellikle 80'lerin ikinci yarısında çok popüler olan hafıza olayı günümüze kadar birçok kristalde gözlenmiştir.

Modüle edilmiş sistemlerde sabit veya hareketli kusurların problemi ve yük yoğunluk dalgası (CWD) sistemlerinin durumu özellikle hafıza olayı teorisine çok yakından ilişkilidir. Bu problem özellikle Fukuyama, Lee tarafından 1978'de ve Lee, Rice tarafından 1979 yılında sabit kusurların durumları için araştırılmıştır. Bu araştırmaya göre;

Seyretilimite elastik enerji ihmal edilebilir ve her bir kusur modülasyon fazını bozar. Fazdaki değişimi bir kusur bölgesinden diğer kusur bölgesine rasgele $\pm \pi$ olur.

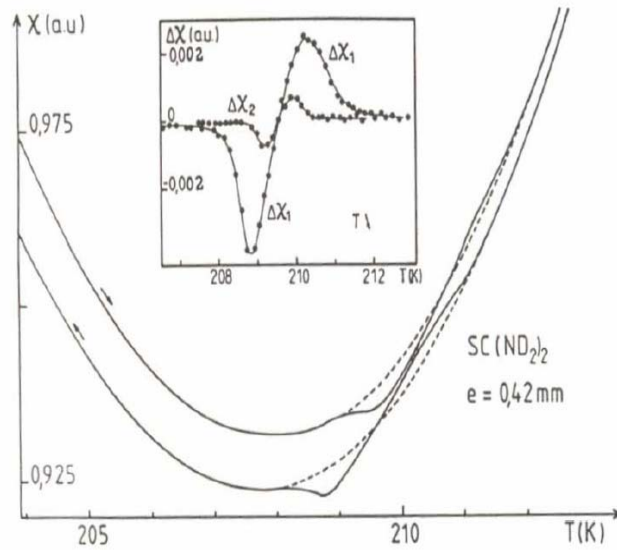
Yüksek konsantrasyon limitinde elastik enerji her bir kusur bölgesinde faz ayarlamasına mani olur. Faz averaj kusur-kusur uzaklığından biraz daha fazla bir uzaklık kadar kayabilir. Hareketli kusurlar için aynı yaklaşımlarla bu gibi problemlere bakılabilir[J. P. Jamet 1987].

Hafıza olayı kristali belli bir süre düzensiz faz içinde bekletilmesi ve kristalin sonraki iletkenlik veya optiksel ölçümlerinde bu beklemeden kaynaklanan

değişmeler olarak tanımlanır. Son zamanlarda hafıza olayının açıklanmasında kabul gören bir yaklaşım vardır. Bu yaklaşım kusur yoğunluk dalgası (DDW) modelidir. Bu modele göre hafıza olayı hareketli kusurlar tarafından modülasyon dalgasının pinning edilmesinden kaynaklanır. Isıl bekleme esnasında bu hareketli kusurlar modülasyon dalgasına difüze olurlar. Sonra kristal bekleme sıcaklığından uzaklaştığında kusurların yavaş hareketliliğinden dolayı kusur yoğunluk dalgası kalır (DDW). Sonuç olarak kusur yoğunluk dalgasının (DDW) modülasyon vektörü bekleme sıcaklığında kilitlenmeyi dener. Böylece kristalde pikin sıcaklık boyunca yerinde bir değişim gözlenir.

Kusurun yavaş hareketliliğinden dolayı sıcaklık azalsa bile modülasyon dalgalarının yoğunluğu kolayca azalmaz ve sonrasında kristal sanki daha yüksek sıcaklıklarda bulunuyormuş etkisi gösterir. Bu anormallikler elektriksel geçirgenlik, optiksel çift kırınım, direnç ölçümlerinde gözlenebilmektedir.

Şekil 6.1 de tiyoüre ($\text{SC}(\text{NO}_2)_2$) için gözlenen bir hafıza olayı verilmiştir. Burada malzeme 209K civarında 15 saat süreyle bekletilmiştir. Daha sonra ölçüm ise 3 mK/saniye ısıtma hızı ile ölçüm alınmıştır. Şekilden de anlaşılacağı üzere bekleme sıcaklığı civarında elektriksel geçirgenlikteki değişim açıkça görülmektedir.

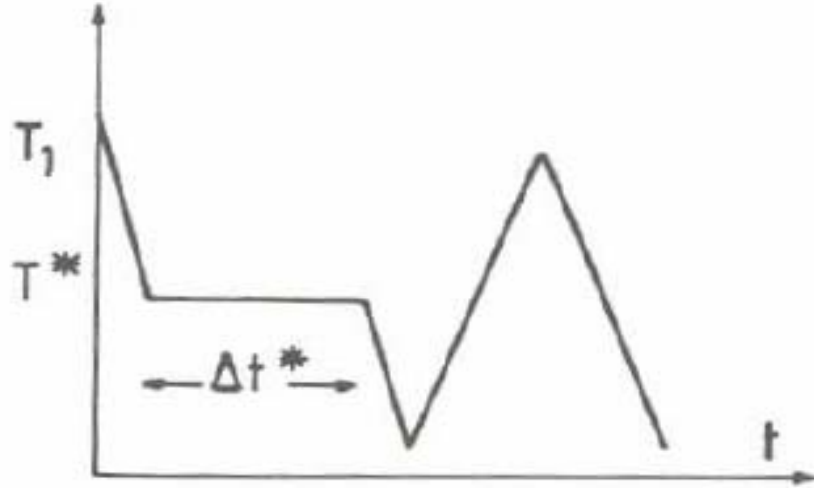


Şekil 6.1: Tiyoüre de elektriksel geçirgenlik-sıcaklık ölçümünde gözlenen hafıza olayı. [J. P. Jamet (1987)]

6.1. Hafıza Olayı Ölçümü

Hafıza olayı gözlemleyebilmek için önce kristal soğutulur. Soğutulduktan sonra kristal düzensiz fazda ki kullanılan kristalin düzensiz fazı hangi sıcaklıkta ise bu sıcaklıkta kristal dengede belli bir süre bekletilir. daha sonra kristal tekrar soğutulur. Sonra ise belli bir sıcaklık değeriyle ısıtılmaya başlanır. Kristal ısınırken ne tür bir gözlem yapılacak ise o gözleme yönelik datalar alınır.

Hafıza olayının deneysel işleyişinde sıcaklığın zamanla ilişkisi şekil 6.2'deki gibi gösterilebilir.

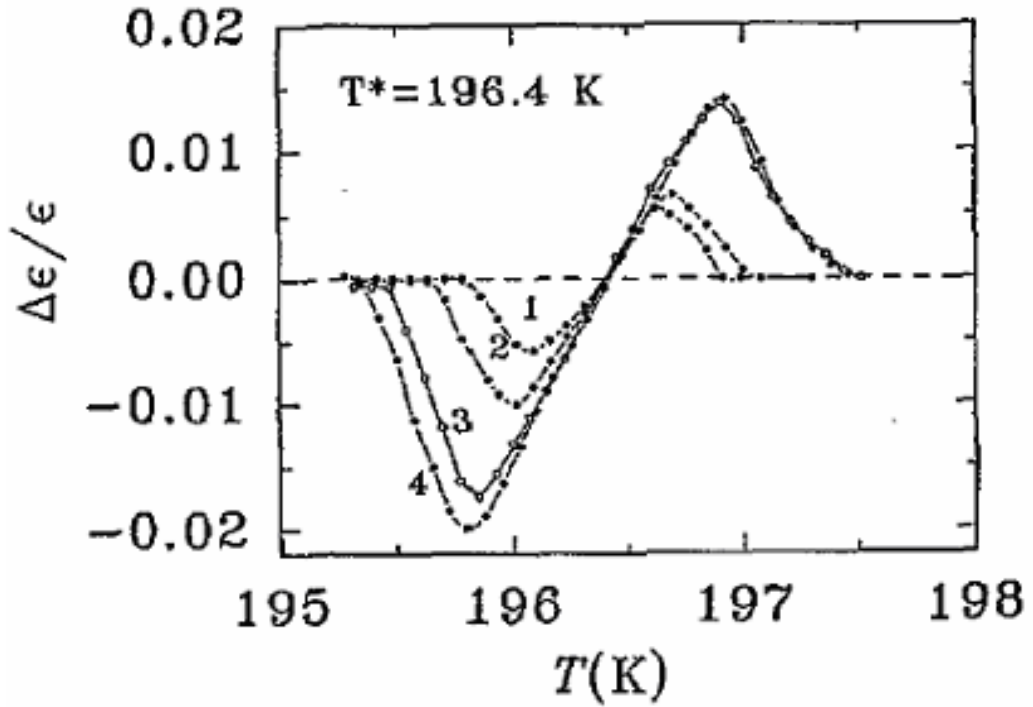


Şekil 6.2: Hafıza olayında sıcaklığın zamanla değişimi.

6.2. Hafıza Olayının Zamana Bağlılığı

T* sıcaklığında belli bir süre beklemenin hafıza etkisi oluşturduğu söylendi. Peki, bu hafıza etkisinin zamana bağlılığı nasıl olabilir? Bunu test etmenin yolu ise bekleme sıcaklığında değişik zaman aralıklarında bekleme yapmak ve ölçülen değerlerde nasıl bir değişim olduğunu gözlemektir. Yapılan deneylerin göstermiştir ki, bekleme sıcaklığındaki, bekleme süresindeki değişiklik o noktada oluşan hafıza

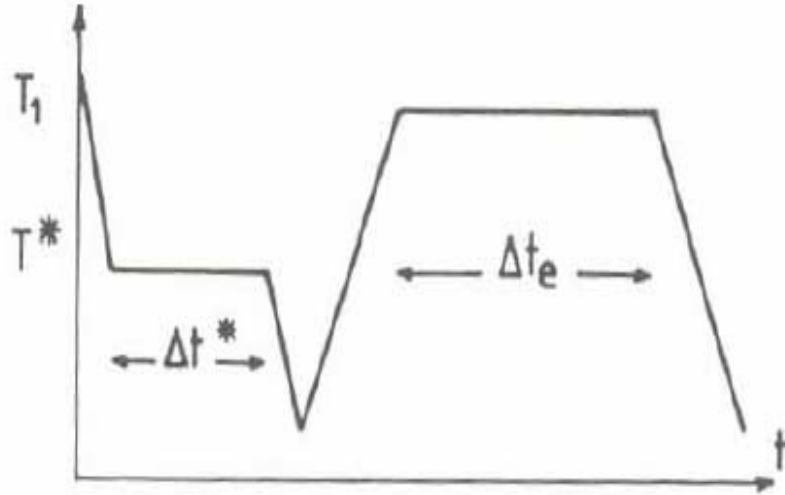
etkisinde de değişikliğe yol açmaktadır. Bu değişiklik hafıza etkisinin yoğunluğuna bağlıdır. Hafıza etkisinin yoğunlu ise DDW (kusur yoğunluk dalgası) ile ilişkilidir. DDW hareketi de sıcaklık değişimine göre atomlardan çok daha fazla yavaş olduğundan dolayı difüzyon etkisinin gözlenebilmesi için bekleme süresi önemlidir. Yani bekle süresinin artması gözlenen büyüklükteki değişim şiddetini genellikle artırmaktadır. Şekil 6.3'de $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_2$ ferroelektrik-yarıiletken malzemenin bekleme sıcaklığı çevresinden bekleme süresine bağlı olarak dielektrik değişim grafiği verilmiştir. Bu grafiğe göre 1. eğri 15 dakika, 2. eğri 45 dakika, 3. eğri 120 dakika ve 4. eğri ise 230 dakika bekleme ile elde edilmiştir.



Şekil 6.3. Bekleme sıcaklığında bekleme süresine göre dielektriksel değişim ($\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_2$).[J. P. Jamet (1987)]

6.3. Hafıza Etkisinin Silinmesi

Modüle edilmiş fazda bir T^* sıcaklığında belli bir süre bekleme ile hafıza etkisinin oluştuğu gibi acaba bu etki silinebilir mi? Tabiki hafıza etkisinin silinmesi mümkün. Sistem paraelektrik veya modüle fazda bulunması hafıza etkisinin yaşlanmasına yol açar. Bu durumda kusur dalgası başka bir dalga vektörüyle yeni bir dağınım yönünde olacaktır. Hafıza etkisinin silinmesi modüle fazda, paraelektrik faza göre daha yavaş olmaktadır. Şekil 6.4 da hafıza etkisinin silinmesi için deneysel bir prosedür gösterilmiştir. Burada T^* bekleme sonucu hafıza etkisinin oluştuğu sıcaklık, T_1 ise hafıza etkisinin silinmesi için beklenen sıcaklık olarak karşımıza çıkmaktadır.



Şekil 6.4. Hafıza olayı silme prosedürü

7. DENEYSEL KURULUM

Bu bölümde denede kullanılan cihazlardan ve kullanımlarından, cihazların bağlantı şemalarından ve deney sonucu elde edilen verilerden bahsedilecektir.

7.1. Deneyde Kullanılan Cihazlar

Deneyde kullanılan cihazlar aşağıda sıranmış ve tek tek açıklanmıştır.

- a) Piko ampermetre
- b) Lakeshore
- c) Güç Kaynağı
- ç) Pompa
- d) Kreostat
- e) Bilgisayar
- f) Işık Kaynağı
- g) Sensör

7.1.1. Piko Ampermetre

Piko ampermetre ölçülen akımlar yaklaşık olarak piko mertebesinde olduğu için kullanılmaktadır. Laboratuarda “KEITHLEY 485 AUTORANGING PICOAMMETER” model piko ampermetre kullanılmaktadır. Resim 7.1’de gösterilmiştir.



Resim 7.1: Piko ampermetre

7.1.2. Lakeshore

Lakeshore çizgisel bir sıcaklık değişimi sağlayan cihazdır. Sıcaklık değişiminin doğrusal olması, önceki kısımlarda bahsedilen karanlık akım ölçümleri ve IUA kinetiklerinin hesaplanabilmesi için gereklidir. Lakeshore cihazının çalışma prensibi şöyledir. Kristalin bulunduğu ortamın sıcaklığına göre direnci değişen sensörle bağlantısı vardır. Bu direncin değeri ve sensörün çeşidine hesaplamaları kendi içinde yapıp değişim doğrultusunda ısıtıcı üzerindeki akımı değiştirir. Lakeshore ile sıcaklık 0,1K'lik artımlar veya azalışlar olarak elde edilebilir veya sistemin belli bir sıcaklıkta dengede tutulması sağlanabilir. Laboratuarda “340 Temperature Controller” model lakeshore kullanılmaktadır. Lakeshore un resmi Resim 7.2’de gösterilmiştir



Resim 7.2: Lakeshore

7.1.3. Güç Kaynağı

Laboratuarda “Tektronix PS 280 DC Power Supply ” model güç kaynağı kullanılmaktadır ve Resim 7.3’ de görülmektedir.



Resim 7.3: Güç Kaynağı

7.1.4. Pompa

Kreostatta kristalin bulunduğu kısımdaki basıncı düşürmek için kullanılır. Deneyin düşük basınç altında yapılması gerekir. Çünkü azot sıcaklığına inildiğinde ortamda bulunan su buharı sıvı hale sonra da katı hale geçer bu durum hem kontaklardaki iletkenliği etkiler hem de kreostata zararları dokunur. Kullanılan pompa mekanik bir pompadır ve yaklaşık olarak 10^{-4} mmHg basınca kadar düşebiliyor. Bu değer deney için yeterlidir. Laboratuarda “ALCATEL” marka pompa kullanılmaktadır ve Resim 7.4’ de gösterilmiştir.



Resim7.4: Pompa

7.1.5. Kreostat

Kreostat kristalin bulunduğu yerdir. Düşük basınç altında sıcaklık değişimlerinin uygulanabilmesi için kullanılır. Laboratuarda kullanılan kreostat Resim 7.5' de gösterilmiştir. Bu Kreostat iki bölümden oluşmaktadır. (a) Sıvı azotun konulduğu azot tankı ve (b) sensörün, kristalin ve ısıtıcının bulunduğu kısım.



Resim 7.5: Kreostat

7.1.6. Bilgisayar

Verilerin toplanıp işlenmesi ve lakeshore cihazına istenilen komutları göndermek için kullanılır. Bilgisayar ile lakeshore arasındaki bağlantı IEEE 448 GBIP Interface Veri Kartı ile sağlanmaktadır.

7.1.7. Işık Kaynağı

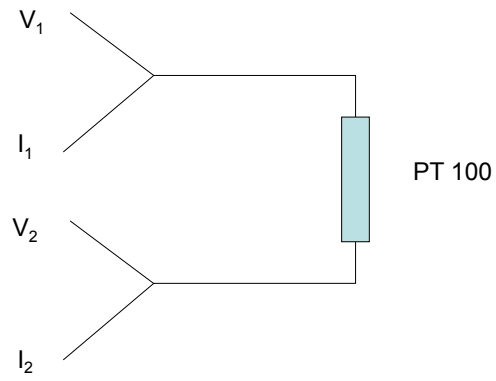
Deney için 50mW/cm^2 Tungsten Halojen Işık kaynağı kullanılır. Bu kaynak kristalin bant aralığına uygun bir filtre ile kullanılır. Laboratuarda kullanılan cihaz Resim 7.6' da gösterilmiştir.



Resim 7.6: Işık Kaynağı

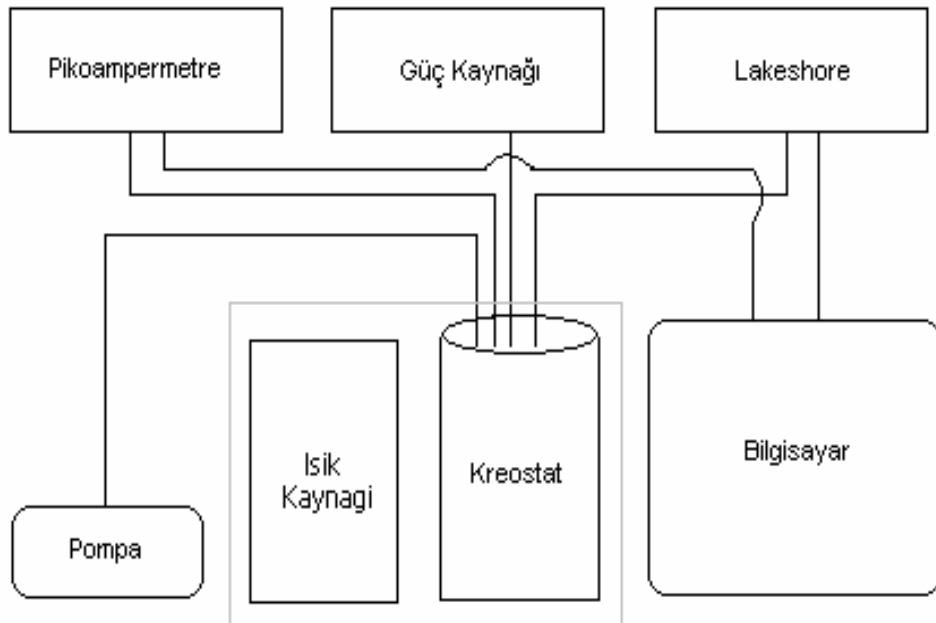
7.1.8. Sensör

Sensör sıcaklık değişimini ölçmemize yarayan cihazdır. Kreostatın içinde, kristalin bulunduğu bakır metalin üzerine konulur. Laboratuarda sensör olarak PT100 (Platinyum) kullanılmaktadır. Platinyum kullanılmasının nedeni direncinin ohmik özellik göstermesidir. Sensör bağlantısı sadece lakeshore ladır ve Şekil 7.1' de gösterilmiştir.



Şekil 7.1: Sensörün lakeshore' a bağlantı şeması.

7.2. Cihazların Bağlantı Şeması

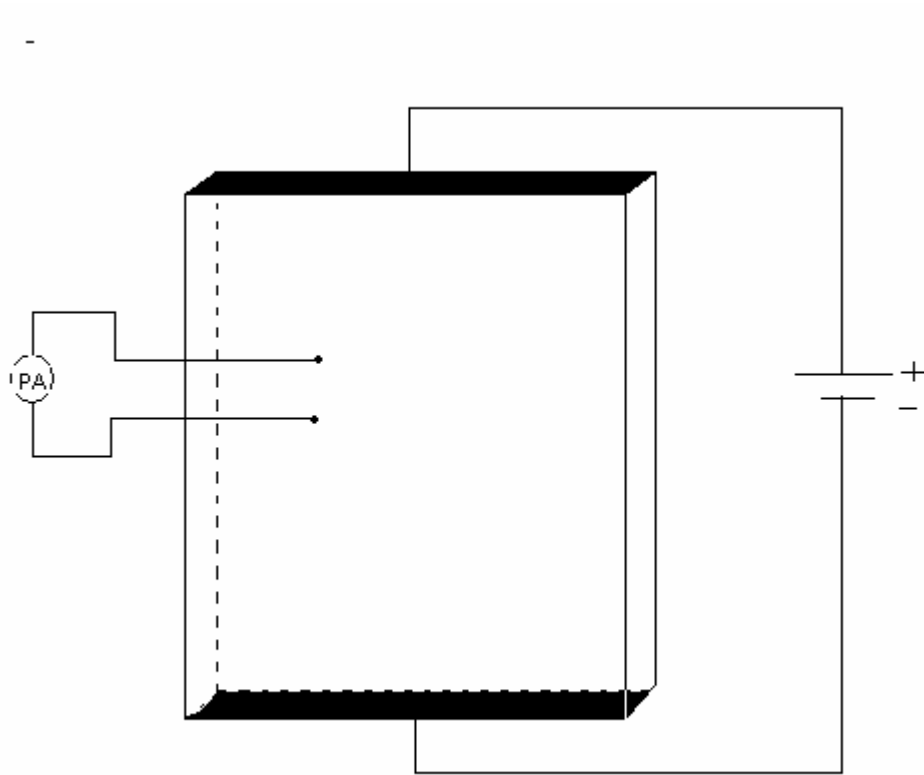


Şekil 7.2: Cihazların Bağlantı Şeması

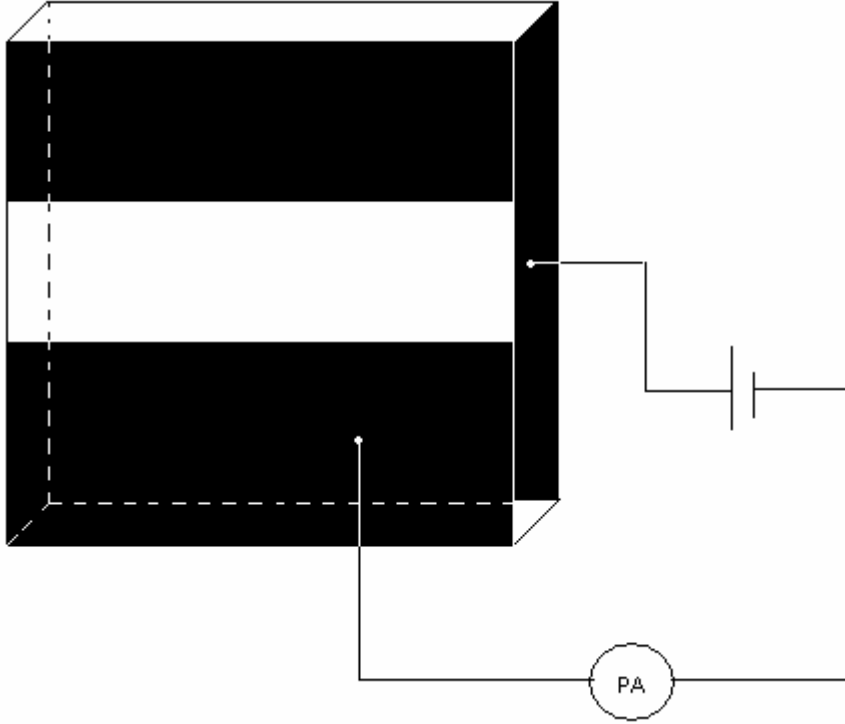
8.DENEY

8.1. Deneyin yapılışı

Deney için önce kristal kreostat içine yerleştirilmeden kristalin yüzeylerine kontaklar yapılır ve bu kontaklar farklı amaçlar için değişik tiplerde olabilir. Genelde kontak için altın veya gümüş pasta kullanılır. Bu çalışmada yapılan kontaklar gümüş ile yapılmıştır. Şekil (8.1) ve (8.2)'de iki kontak türü gösterilmiştir.



Şekil 8.1: 4'lü kontak, bu kontak tipinde ampermetre kontak yüzeye belli bir uzaklıkla monte edilir.



Şekil 8.2: 2'li kontak siyah kısımlar altın veya gümüş ile kaplanmış

Bu çalışmada yapılan deneylerde 2'li kontak kullanılmıştır. 4'lü kantağın tek farkı ampermetre bağlantıları aynı düzlem üstünde ve uzaklıkları belli bir mesafe de ise öz direnç ölçümü yapılabilmesidir. Bu çalışmada yapılan deneylerde sadece akım değeri yeterli olacağından kristale 2'li kontak yapılmıştır. Bu yapılan kontaklar aynı zamanda bizim istediğimiz elektriksel özellikleri sağlamalıdır. Yapılan bu işlem sonucu metal-yarıiletken bir kontak oluşur. Bu oluşan kontak iki şekilde olabilir. Bunlardan biri ohmik kontak iken diğeri Schottky kantağıdır. Bu deneylerde kullanılan kontak türü ise omik kontak türüdür.

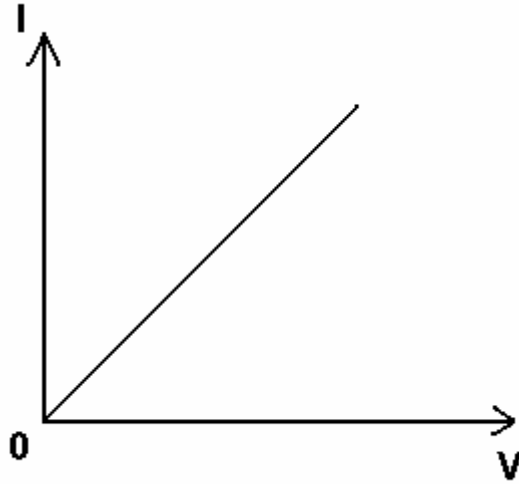
Yarıiletkenin yüzey bölgesindeki elektron konsantrasyonu, iç bölgesindeki konsantrasyonundan daha azdır ve bu nedenle yüzey bölgesinin direnci daha büyüktür. n-tipi yarıiletkenin yüzey bölgesindeki bu tür tabaka engel tabakası olarak adlandırılır. Bantların yeteri kadar büyük eğimlerinde, engel tabakası, doğrultucu kontaktların temelini oluşturmaktadır. Metal-yarıiletken doğrultucu kontaktlar Schottky kontaktlar olarak adlandırılır.

Metalin çıkış işi n-tipi yarıiletken termodinamik çıkış işinden daha küçük olduğu durumda yarıiletkenin kontak bölgesinden enerji bandı aşağıya eğilmektedir. Bu halde yarıiletkenin yüzey bölgesinde elektron konsantrasyonu daha büyük yani direnci daha küçük olur (iç bölgelere göre). Yarıiletkenin yüzey bölgesinde meydana gelen küçük dirençli tabaka antiengel tabakası olarak tanımlanır. Bu şekilde oluşan kontak omik bir kontak türüdür.

Metal ve p-tipi yarıiletken kontaklar göz önüne alındığında, metalin çıkış işi yarıiletkenin çıkış işinden küçük olduğu durumlarda elektronun metalden yarıiletkene kolayca geçişi neticesinde p-tipi yarıiletkenin kontak bölgesinde pozitif yüklü taşıyıcıların konsantrasyonu azalmaktadır. Bu olay tabakanın direnci büyümektedir. Bu tür kontaklar doğrultucu özellik göstermektedir. Bu tip kontaklarda Schottky kontak türüdür.

P-tipi yarıiletkenlerde omik kontak oluşumu, metalin çıkış işi yarıiletkenin termodinamik çıkış işinden daha büyük olduğu durumlarda karşımıza çıkmaktadır. Elektronların p-tipi yarıiletkenden metale geçişleri neticesinde, yarıiletkenin yüzey bölgesinde pozitif yüklerin konsantrasyonu artmakta ve direnç azalmaktadır. Böylece bu yapı doğrultucu olmayan ya da omik kontak özelliği göstermektedir.

Deneylerde kullanılan kristale yapılan kontak omik kontak türüdür. Yapılan kontakın omik kontak olup olmadığı I-V karakteristiğine bakarak anlaşılır. Şekil (8.3) de omik kontakın I-V karakteristiği gösterilmiştir.



Şekil 8.3: Omik kontağın I-V karakteristiği

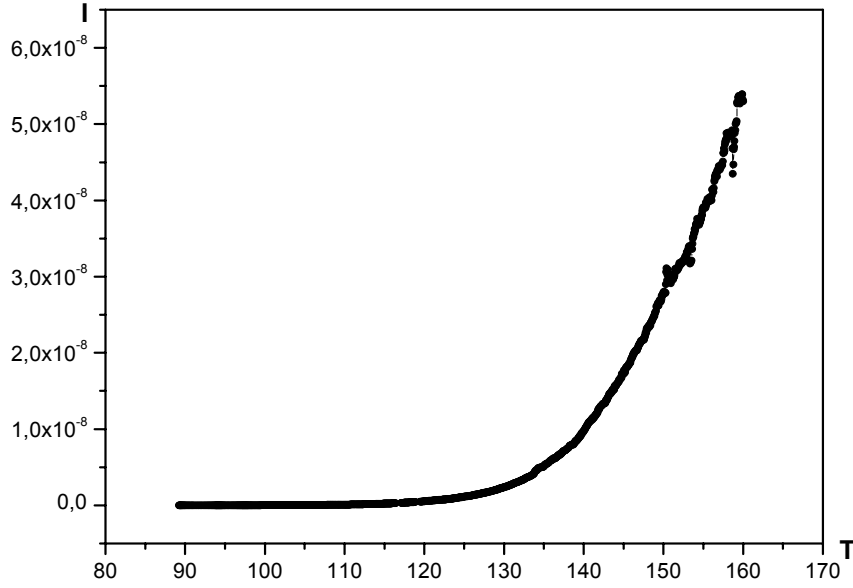
Deneyde yapılan ölçümler plakalara dik doğrultu boyunca alınmıştır. Seçilen kristalin direnci oldukça büyüktür. Bunun nedeni deneyde ortaya çıkacak değişimlerin gözlemlenmesidir.

Deneyde ilk olarak karanlık akım ölçümü yapıldı. Kristalin bulunduğu ortamdaki sıcaklık yaklaşık olarak 85K sularına indirildi. Kristal bu sıcaklıktan 0.1 K/dak.'lık bir hız ile ve 10V'luk bir potansiyel altında ısıtıldı. Bu işlem sıcaklık yaklaşık olarak 130K civarına gelinceye kadar sürdü. Alınan ölçüm akım-sıcaklık grafiğidir. Kristal herhangi bir potansiyel uygulamadan tekrar 85K sularına indirildi. Bu sıcaklıkta ışık kaynağı ile 20dak. Uyarılan kristal kısa bir süre beklendikten sonra 5 K / dak.'lık bir hız ile ve 10V potansiyel altında ısıtıldı. 130K civarına kadar devam eden işlem boyunca sıcaklık-akım grafiği alındı. Alınan karanlık akım ve ısı uyarılmış akım eğrileri aşağıda gösterilmiştir.

Karanlık akım ve ısı uyarılmış akımın normal ölçümleri dışında kristal sıcaklığı 85K'ne kadar indirilmiş normal karanlık akım ve ısı uyarılmış akım ölçümler alındıktan sonra kristal düzensiz faz içinde 5 saat bekletilmiştir. Bu beklemeden sonra tekrar karanlık akım ve ısı uyarılmış akım ölçümler alınarak düzensiz fazda beklemeden önceki ve sonraki değerler incelenmiştir.

8.2. Değerlendirmeler

90-180K aralığında TlGaSe₂ kristalinin tabakalarına dik yönde elde edilen akımın sıcaklığa bağılılığı gösterilmiştir. Bu elde edilen akımın sıcaklığa bağılılığını veren ölçümler karanlık akım eğrisidir ve bu eğri kristalde bulunan kusurların aktivasyon enerjisinin yaklaşık değerini vermektedir.



Şekil 8.4: Bekleme öncesi karanlık akım grafiği

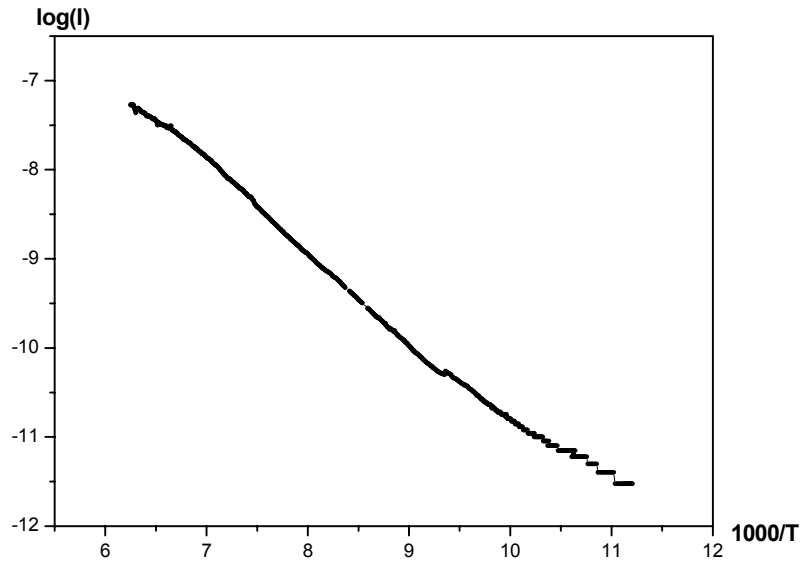
Şekil (8.4) den elde edilen verilerle bu değer yaklaşık $\Delta E \approx 0,2eV$ olarak bulunmuştur. Bulunması ise akım değerlerinin logaritması ve sıcaklık değerlerinin $1000/T$ şeklinde işleme tabi tutulması ile olur. Bu işlem ise yarıiletkenin iletkenlik bağıntısından çıkmaktadır.

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(\frac{E_g}{kT}\right) \quad (9.1)$$

$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 + \ln\left(e^{\frac{E_g}{kT}}\right) \quad (9.2)$$

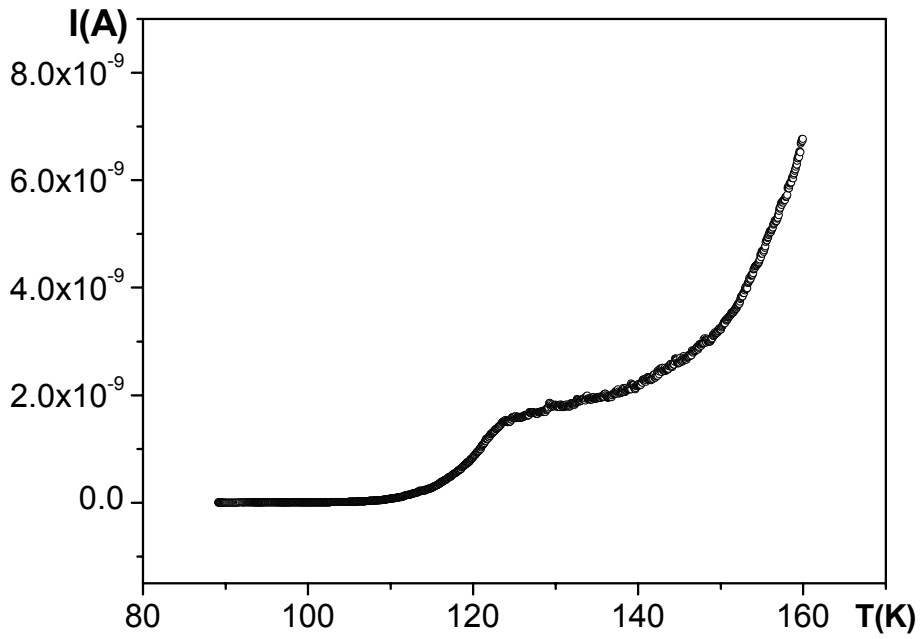
$$\ln \sigma = \text{sabit.} \left(\frac{E_g}{k} \right) \left(\frac{1}{T} \right) \quad (9.3)$$

Ve sonrasında şekil (8.5) ortaya çıkar ve bu şekildeki eğrinin eğimi bize bu iletkenlik geçiş noktasındaki aktivasyon enerjisini vermektedir.



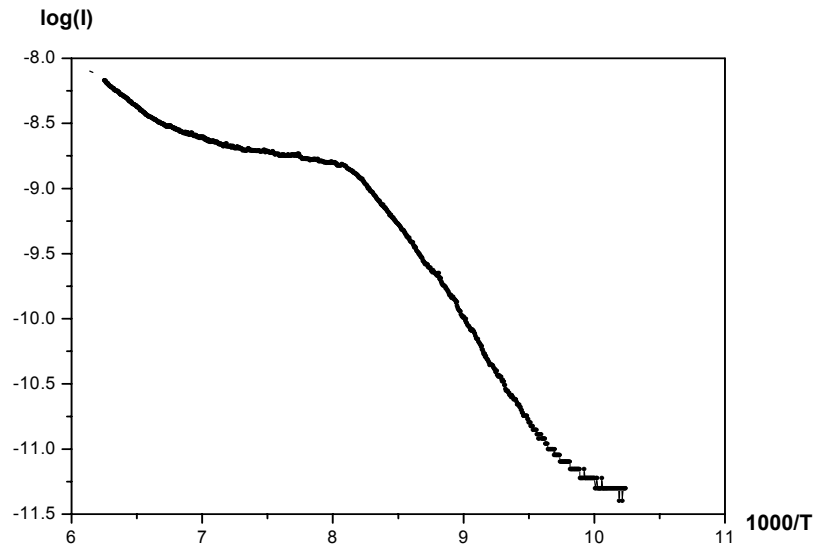
Şekil 8.5: Karanlık akım grafiğinde akımın logaritması sıcaklığın 1000/T olarak alınan değerlerin grafiği.

Burada TlGaSe₂ kristalinin tabakalarına dik yöndeki elektrik geçiş mekanizmasıyla ilgili bazı fikirler vardır. Umulan mekanizma bu yöndeki elektriksel geçişe cevap veren mekanizma olarak farz edilmiştir. Şekil (8.5)'de olağan aktivasyon mekanizması TlGaSe₂ kristalinde gerçekleştiği gösterilmiştir. Şekil(8.6)'de düzensiz fazda T=113K'de 3 saat beklemeden sonra akımın sıcaklığa bağlılığı gösterilmiştir. Burada en etkileyici olan akım sıcaklık eğrisinin i(T) yapısıdır.



Şekil 8.6: Bekleme sonrası karanlık akım grafiği

Şekil 8.6'da bekleme sonrasında 10V gerilim uygulanan ve 1Kmin ısıtma hızı ile 89-160K arasında ölçüm alınmış karanlık akım grafiği görülmektedir. Bu ölçümde bekleme sonrası $i(T)$ değişimi çok net bir şekilde görülmektedir.



Şekil 8.7: Bekleme sonrası karanlık akım. Akımın logaritması sıcaklık $1000/T$ olarak alınarak kurulmuştur. (Arrhenius grafiği)

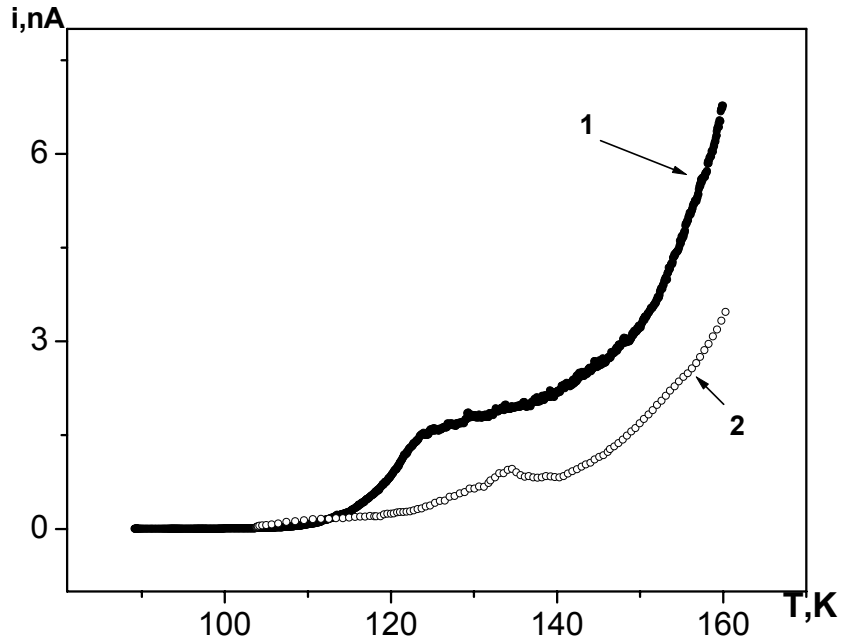
Şekil(8.7)'de;

1-düşük sıcaklık da 90-125K aralığında $\Delta E \approx 0,26eV$ enerji değerine uygun yaklaşık gösterge ortaya çıkmıştır.

2-Açık kırılma 0,24eV ve 0,28eV aktivasyon enerjileri için iki değerle 113K'de bekleme sıcaklığında absorbe edilmiştir.

3- 125-140K sıcaklık aralığında $\Delta E \approx 0,13eV$ 'ye uygunluğun gittikçe arttığı gözlemlenmiştir.

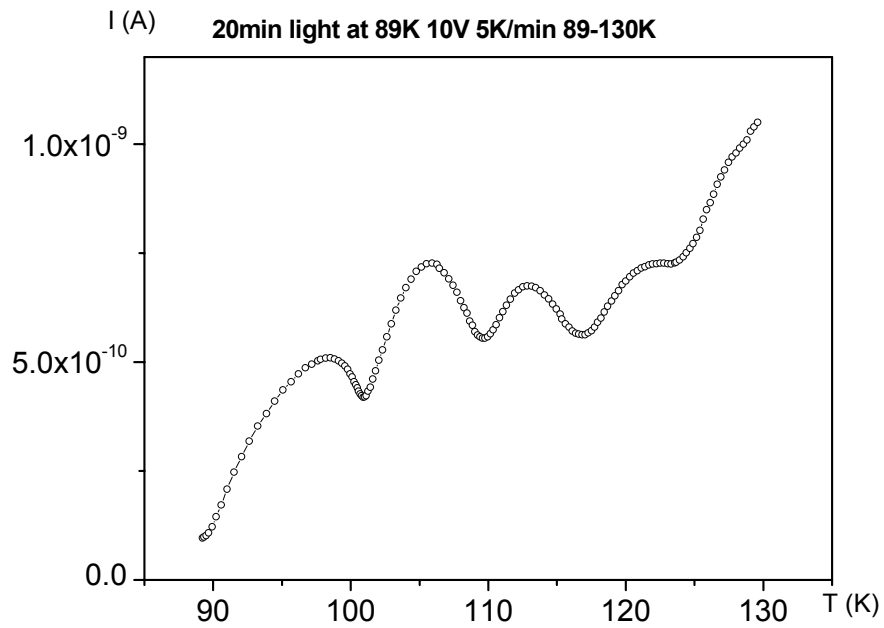
4- Karanlık akımın ısıtma hızına bağlılığı şekil 8.8 de açıkça görülmektedir. Akım bekleme sonrası durumu ısıtma hızlarında yaklaşık 120K civarına kadar denk bir şekilde gitmiş ise de 120K'den sonra 2 numara ile gösterilen $5Kmin^{-1}$ ısıtma hızına sahip eğri diğerine göre daha düşük akımlarda seyretmiştir.



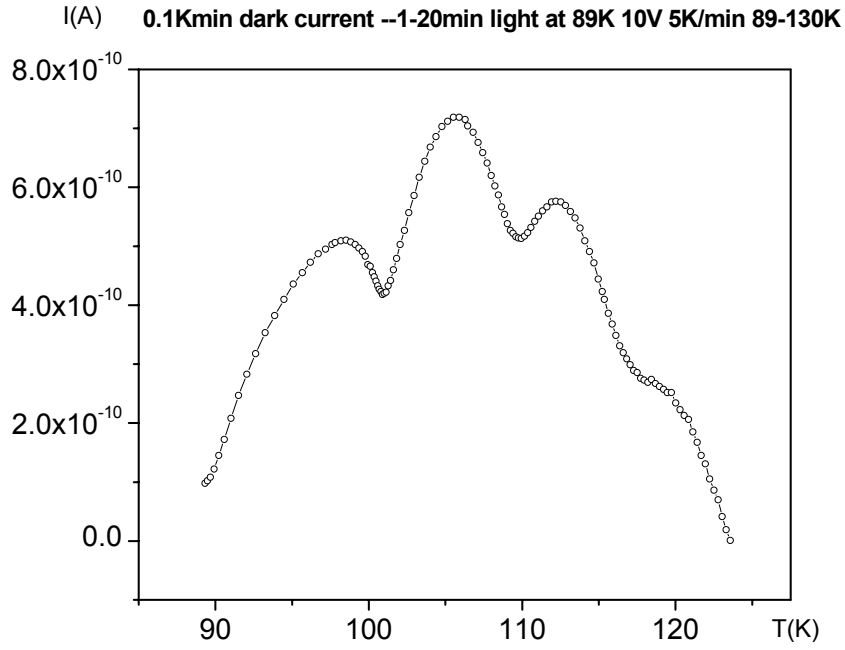
Şekil 8.8 : 113K'de 5 saat bekleme sonrası farklı ısıtma hızlarından karanlık akım grafikleri: 1. eğri $1 Kmin^{-1}$ ısıtma hızıyla, 2. eğri ise $5 Kmin^{-1}$ ısıtma hızıyla elde edilmiştir.

Şekil(8.10)'da, şekil(8,9)'deki ısı uyarılmış akım grafiğinden karanlık akım grafiği çıkılarak $TlGaSe_2$ kristalinin ısı uyarılmış akım spektrumu ortaya konmuştur. 5 farklı pik 90-125K aralığındaki spektruma karşı gelmiştir. Farklı fitting prosedürleri ısı uyarılmış akım piklerinin ortaya koyduğu kusur merkezlerinin uygunluğunu elde etmek açısından kullanılmıştır.

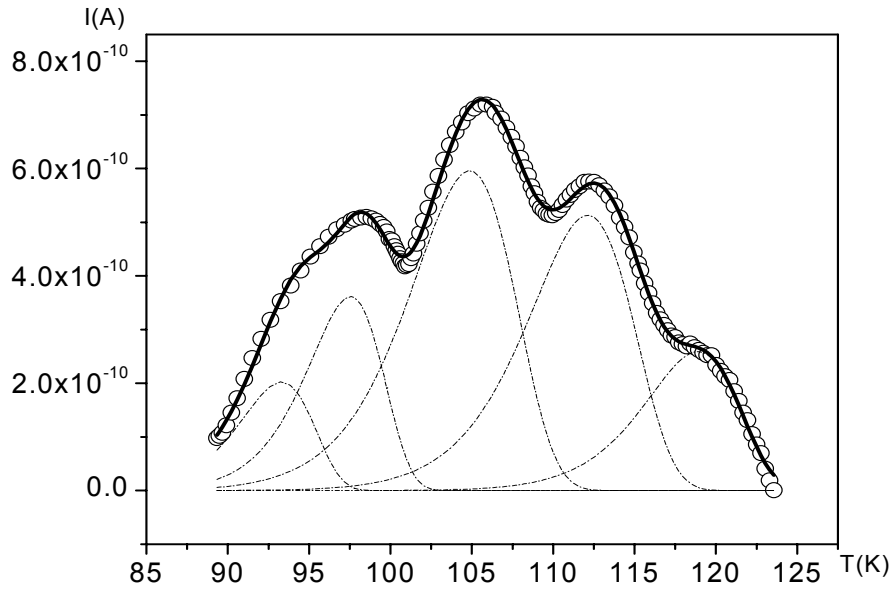
Bunlar tablo 8,1'de verilmiştir.



Şekil 8.9: Işıkla uyarılma sonrası elde edilen grafik



Şekil 8.10: IUA grafiği

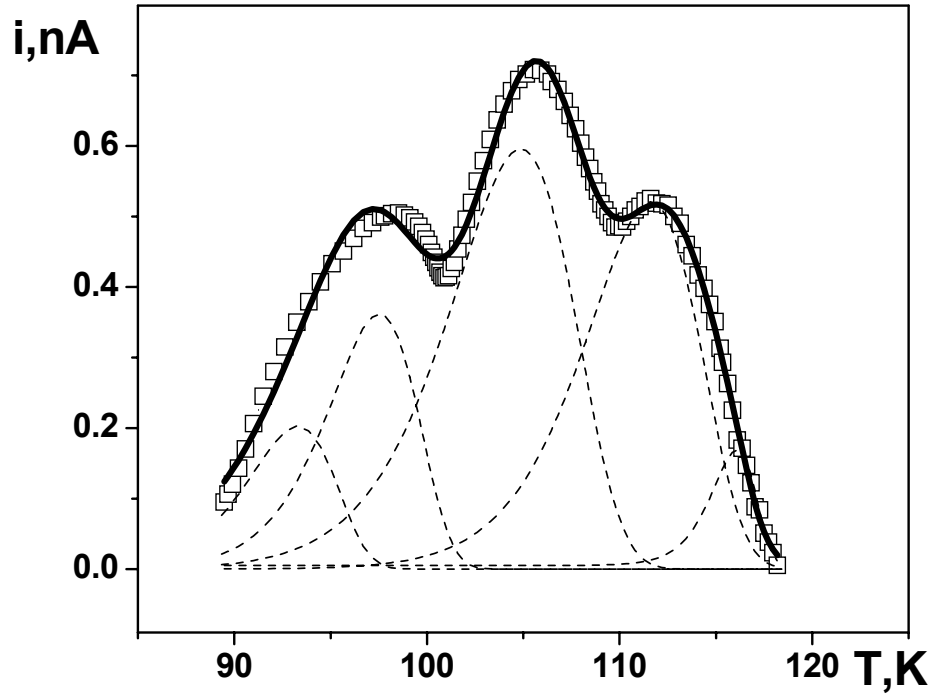


Şekil 8.11: Deneysel TlGaSe_2 kristalinde eğim ayarlama yöntemi sonucu ortaya çıkan 5 ayrı pik. İçi boş daireler deneysel değerleri, sürekli çizgi ayarlama sonucu ulaşılan değerleri, kesikli çizgiler ise ayrık pikleri göstermektedir.

Tablo 8.1: IUA Grafiğinin Sonuçları

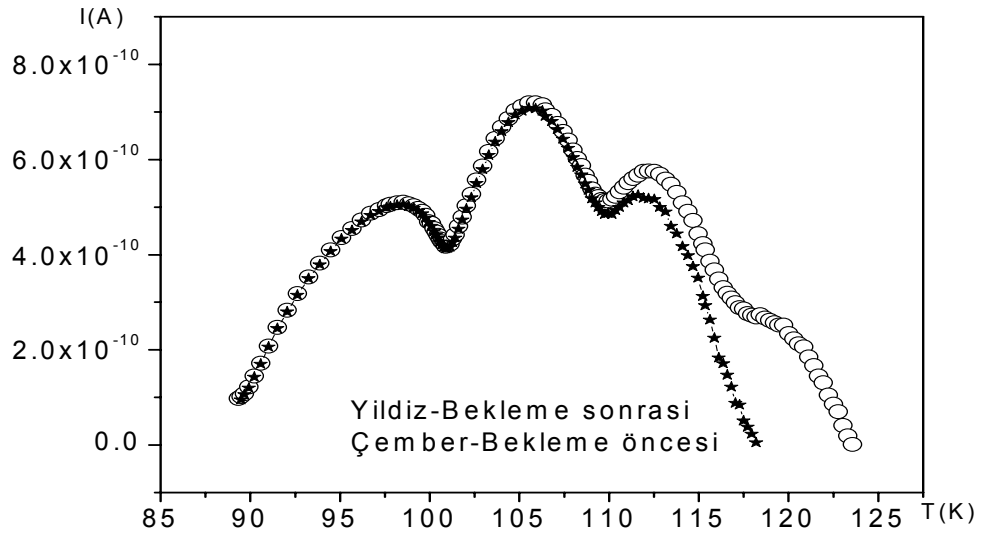
IUA Grafiğinin Sonuçları					
Pik T_m (K)	E_t (eV)			S_t (m ²)	N_t (m ⁻³)
	Eğim Ayarlama	İlk Artış	Pik Şekli		
$T_1 = 92.630$	0.3233	0.2256	0.4016	1.590E-17	6.577E17
$T_2 = 96.203$	0.3457	0.3002	0.3831	3.789E-17	1.366E18
$T_3 = 104.762$	0.2868	0.2584	0.3142	2.007E-21	3.148E18
$T_4 = 111.911$	0.3272	0.2944	0.3150	1.566E-20	2.732E18
$T_5 = 118.430$	0.4120	0.3729	0.3289	9.549E-18	1.230E18

Düzensiz faz içindeki kristalin bekleme sonrası elde edilen ısıtılmış akım spektrumu şekil (8.11)'da gösterilmiştir.



Şekil 8.12: Düzensiz fazda bekleme sonrasında alınan grafik için eğim ayarlama yöntemi sonucu ortaya çıkan 5 ayrı pik. İçi boş daireler deneysel değerleri, sürekli çizgi ayarlama sonucu ulaşılan değerleri, kesikli çizgiler ise ayırık pikleri göstermektedir.

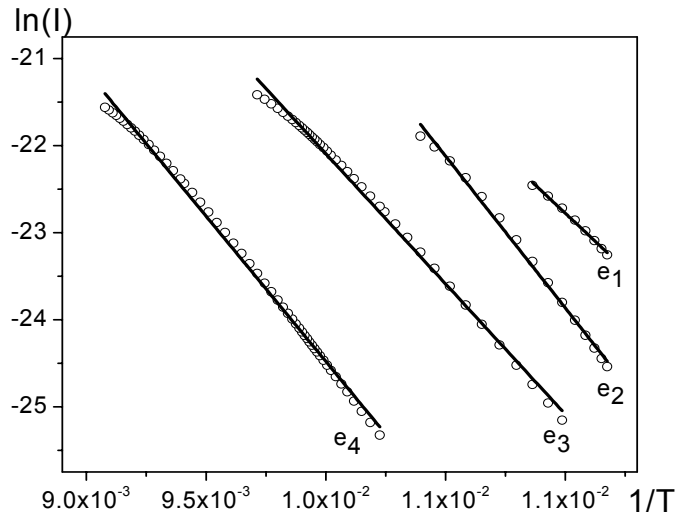
Şekle göre ana değişme spektrumun yüksek sıcaklık bölgesinde olmuştur. Tablo 1’de kusurdan dolayı meydana gelen büyük değişim $\Delta E \approx 0,28eV$ aktivasyon enerjisi gösterilerek ortaya konulmuştur. Bekleme sonrası magnitudün durumu yakalama tesir kesitinin gittikçe azaldığını ortaya koymuştur.



Şekil 8.13. Bekleme öncesi ve bekleme sonrası ısıl uyarılmış akım grafikleri

Şekil (8.13)'de bekleme öncesi ve bekleme sonrası ısıl uyarılmış akım eğrileri aynı grafik içinde verilmiştir. Bu grafikte de düzensiz fazda beklemenin iletkenliğe yaptığı etki açıkça görülmektedir.

Bekleme sonrası IUA grafiği için ilk artış metodu ile bulunan grafik şekil (8.12)'da görülmektedir.



Şekil 8.14: Bekleme sonrası IUA grafiği için İlk artış metodu sonucu bulunan grafik. Eğim $-E/k$ değerine eşittir.

Tablo 8.2: Bekleme Sonrası IUA Grafiğinin Sonuçları

Bekleme Sonrası IUA Grafiğinin Sonuçları					
Pik T_m (K)	E_t (eV)			S_t (m ²)	N_t (m ⁻³)
	Eğim Ayarlama	İlk Artış	Pik Şekli		
$T_1 = 92.630$	0.3241	0.2232	0.4016	1.770E-17	6.491E17
$T_2 = 96.203$	0.3478	0.3008	0.3831	4.882E-17	1.346E18
$T_3 = 104.762$	0.2865	0.2581	0.3142	1.9397E-21	3.084E18
$T_4 = 111.618$	0.3192	0.2878	0.3318	6.411E-20	2.793E18

Şu an bekleme sonrası kusurlara ne olduğu açıklanamamaktadır. Fakat bu açıklama düzensiz fazla modüle edilmiş yapılarla kusurların etkileşiminin detaylı bir teorik çalışmasını gerektirmektedir. Bununla birlikte beklemenin kristal içinde bir takım olaylar meydana getirdiği ve kusurların yakalama tesir kesitinin gittikçe azalmasına sebep olduğu deklere edilebilir. Temelde bu olay bekleme sonrası karanlık akım ile açıklanabilir.

Buradaki hesaplarda serbest taşıyıcılar için yalnızca bir tuzak merkezini içine alan basit kinetik denklemini temel alıyoruz.(kolaylık için)

Kinetik denkleminin formu:

$$\frac{dn}{dt} = \gamma N_e n_t \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) - \mathcal{M}^2 \quad (8.4)$$

Denklemden n-serbest elektronların konsantrasyonu, γ tuzak merkezi için yakalama katsayısı ($\gamma = \nu S$, ν -ısısal hız, S -yakalama tesir kesiti), n_t -iletkenlik

bandındaki durumlarının konsantrasyonu, ΔE - tuzakların aktivasyon enerjisi ve t-zaman. Eğer $i(T)$ 'nin deneysel ölçümlerin sıcaklığa bağlılığının zamanla değişimi sırasındaki hesaplardan alınırsa $T = \beta t$ 'ye sahip olunur. β —ısıtma hızıdır. Bu durumda kinetik denklemi aşağıdaki gibi yazılabilir [Bube R H 1992].

$$\beta \frac{dn}{dT} = \gamma N_e n_t \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) - \gamma n^2 \quad (8.5)$$

Genellikle bu denge durumunda $\frac{dn}{dT} = 0$ ve $n = \sqrt{N_e n_t} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right)$ karanlık akım ölçümlerinde kullanılan basit formüllerdir.

Denge durumunda ne γ nede β 'nin $n(T)$ bağlılığına etki etmediği basit düşünce yukarıda görülmektedir. Yalnız bir terim denklemin sol tarafında esas rolü oynadığı zaman γ ve β denge olmayan durumda $n(T)$ ve $i(T)$ 'ye bağlı olur. Burada ilk terim ikinci terimden daha büyük olduğu varsayılırsa:

$$n \ll N_e n_t \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (8.6)$$

Bu durumda $n_t \approx N_t$ alınabilir. Burada N_t tuzakların toplam sayısıdır. İhmal edilen 2. terim γn^2 ile kinetik denklem aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$\beta \frac{dn}{dT} = \gamma N_e N_t \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (8.7)$$

Denklem (7) integre edilirse;

$$n(T) = \frac{\gamma}{\beta} N_e N_t \int_0^T \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (8.8)$$

Kontrol edilen şartlarda $n(T) \ll 10^{10}$ ΔE 'nin değeri ve $n(T)$ den elde edilebilir. Fitting hesaplamasının $n(\sigma)$ deneysel verisine bağlılığı bekleme sonrası ısıl uyarılmış akım eğrisinde gözlenmiştir. Deneysel verilerin fittingle yapılmış hesaplarla eşit olduğu 0,28 eV enerji değeri elde edilerek kolayca gösterilmiştir. Sıcaklık artırımıyla denge durumuna ulaşılır ve $i(T) \sim \exp(-\frac{\Delta R}{2kT})$ 'dir. Şekil(9.15)'de görüldüğü gibi ΔE değeri yüksek sıcaklık bölgesinde ($T > 130$) $\Delta E = 0,28 eV$ 'un yaklaşık yarısına yakın 0,13 eV olarak elde edilmiştir.

Deneysel gözlem sonuçlarını oldukça tatmin edici şekilde açıklayan basit kinetik denklemleriyle sonuca varılabilir. Burada karşımıza çıkan esas soru: Niye bu basit mekanizma genel olarak diğer yarıiletken kristallerde veya bu çalışmada kullanılan kristalde beklemeden önce gözlenmemektedir ve gözlemlenen bu olayda düzensiz fazda beklemenin önemi nedir. Bu sorulara cevap verilebilmesi için kinetik denkleminin zaman değişkenleriyle analiz edilmesi gerekir.

(8.5) Denklemdaki 2. terim ihmal edilirse denklemin kolay bir sonucu elde edilir.

$$n(t) = \gamma N_0 N_e \exp(-\frac{E}{kT})t + C \quad (8.9)$$

Zamanla lineer ilk artıma göre gevşeme zamanı da gözlemlenmelidir. Denge durumuna ulaşması için gerekli olan gevşeme zamanı denklem 8.10 deki gibi gösterilebilir;

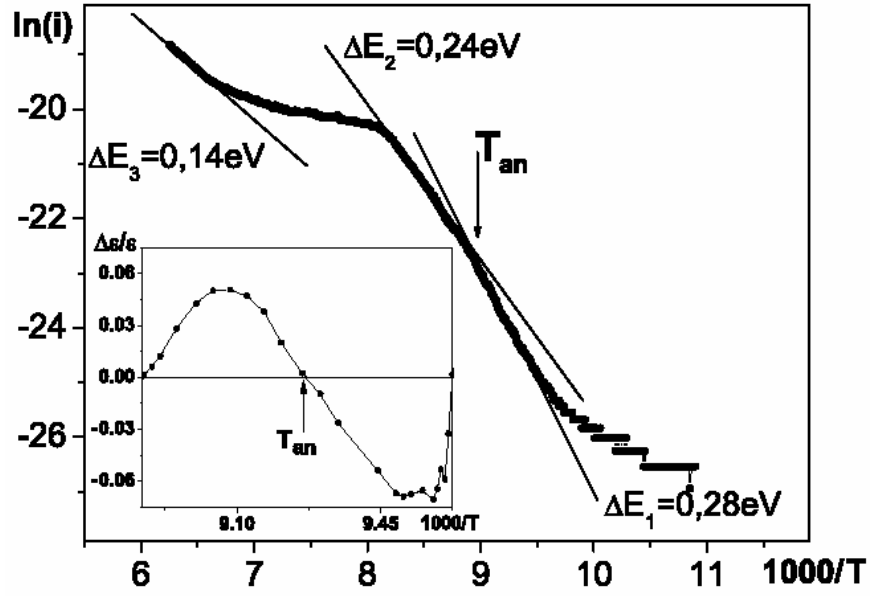
$$\tau = \frac{1}{\gamma N_0 N_t \exp(-\frac{E}{kT})} \quad (8.10)$$

Buradaki zamanın basit yorumu $E=0,28$ ve $T=100K$ $\tau = 1,6 \cdot 10^{-8} s$ değerleriyle bu durumda gösterilir. Olağan deneysel koşullarda $\beta \approx 1 K/min$ ısıtma hızıyla kaydedilememiş bu durum düşük sıcaklıkta şekil(9.15)'deki gibi ortaya çıkmıştır. $i(t)$ de ilk artış yöntemine göre kaydedilen τ 'nun değeri daha büyük olmalıdır. Isıl uyarılmış akım ölçümlerine göre $\Delta E \approx 0,28 eV$ 'deki kusur seviyesi için bekleme sonrası yakalama tesir kesiti magnitudün 4 seviyesiyle azaltılmaktadır ve $\tau = -10^{-4} s$ değerine ulaşılabilir. Bunun dışında diğer kusurların bekleme esnasında yakalama tesir kesitinin değiştiği düşünülmemektedir. Böylece N_i değeri alışımlı durumdan daha küçük olabilir. $i(t)$ bağıllığında ilk artış işleminin yapılabilmesi için gerçekçi koşulların elde edilebilir fakat bu koşullar çok spesifik koşullarda gerçekleştirilebilir. Bu spesifik koşullardan biri yarıiletkenin düzensiz fazında bekleme sonrasıdır. Diğer bir ilginç ve açık sonuç da $i(T)$ eğiminin kırılmasının bekleme sıcaklığında olmasıdır. Bu olaylar klasik hafıza olaylarının çalışma çerçevesi içinde açıklanabilir. Şekil (8.14)'de görülen dielektrik değişim grafiğinde

bekleme sıcaklığı civarındaki $\left| \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \right|$ değeri 10% olur. Bu dielektrik değişimin

beklemeye bağlı olarak bekleme sıcaklığında çıkması hafıza etkisinin klasik özelliklerinden biridir[Babaev S S, Basaran E et al 1985]. Ve bizim kristalimizin bekleme sıcaklığı civarındaki aktivasyon enerjisinin değişimine bakılır ise bununda iç grafikte gösterilen dielektriksel değişme oranıyla aynı çıktığı görülür :

$$\frac{\Delta E}{E} = -\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} = -0,2$$



Şekil 8.15: şekil 8.6 daki karanlık akım grafiğinin Arrhenius grafiği. İçerdeki ise TI GaSe₂ kristalinin hafıza etkisini gösteren dielektrik sıcaklık davranışı

E'nin değeri bekleme öncesi ($\sim 0,28$) ve sonra bekleme noktasındaki ($\sim 0,24$) tahmini ve deneysel değerler çok iyi bir şekilde uymaktadır.

Bütün bunlardan sonra kusur durumlarının iki ana değişimi düzensiz fazda beklemeden kaynaklandığı sonucuna varılabilir. Bu değişimlerden ilki yakalama tesir kesitinin gitgide azalması ve ikincisi ise genel hafıza olayı mekanizması çerçevesinde dielektrik sabitteki değişim ile aktivasyon enerjisindeki değişimin birbirine uyumlu olmasıdır.

9. SONUÇ

Karanlık akımın yeni tipi ve ısıtılmış akım TlGaSe₂ kristalinde düzensiz fazda bekleme sonrası gözlenmiştir. Yakalama tesir kesiti değerinin bekleme sonrasında açıkça azalması kusur parametrelerindeki başlıca değişimdir. Bu azalma olağan deneysel koşullarda gözlemlenemeyen olayları gözleme olasılığını ortaya çıkarmıştır.

Bunun yanında kusurların aktivasyon enerjisinin değişiminin uyumu dielektrik sabitteki hafıza etkisinin davranışı açısından yol göstericidir.

KAYNAKLAR

- [1] M. E. Lines and A.M. Glass, Principles and application of ferroelectrics and related materials.
- [2] Guseinov G D, Tamazanzade A N, Kerimova E M and Ismailov M Z 1967 Phys. Status Solidi B 22 K117
- [3] Aliev R A, Allakhverdiev K R, Baranov A I, Ivanov N R and Sardarly R M 1984 Sov. Phhys.-Solid State 26 775
- [4] Abdullaev G B, Allakhverdiev K R, Vinogradov E A, Zhizhin G N, Nani R Kh, Salaev E Yu and Sardarly R M 1977 Dokl. Akad. Nauk 3326
- [5] Offergeld G R 1963 US Patent 3 110 685
- [6] Nuh Sadi Yüksek, Thermally Stimulated Current Observation of Trapping centers in Layered thallium Dichalcogenide Semiconductors, Ortadoğu Teknik Üniversitesi, Yüksek Lisans Tezi.
- [7] B.A. Strukov, A.P. Levanyuk, Ferroelectric Phenomena in Crystals, Spinger, 1998
- [8] Axe J D 1976 Oak Ride Laboratory Report Conf-760601-p1 353-78
- [9] B.A. Strukov, A.P. Levanyuk, Ferroelectric Phenomena in Crystals, Spinger, 1998
- [10] Kaşif Onaran, Malzeme Bilimi, Bilim Teknik Yayınevi, 1999
- [11] Tayyar Cafer, Katıhal Elektroniği, Yıldız Teknik Üniversitesi Yayınları, 2000
- [12] Halperin, A.A. Braner, Phys. Rev. 117 (1960) 408
- [13] B.G. Markey, Deep Level Characterization of Seeded Physical Vapor Transport Zinc Selenide, PhD Tezi, Oklahoma, 1993.
- [14] H.F. Wilkins, Proc. Roy. Soc. (London) A184, (1945) 366
- [15] R.H. Bube, Photoconductivity of Solids, Wiley and Sons, 1960
- [16] T.A.T. Cowell and J.Woods, The evaluation of thermally stimulated curves, British Journal of Applied Physics Vol:18 (1967) 1045.
- [17] C. Manfredotti, R. Murri, A. Quirini, L. Vasanelli, Phys. Status Solidi (a) 38, (1976) 685.
- [18] McMillan W L (1975) Landau theory charge-densy waves in transition-metal dicholcogenides. Phys. Revi B12, 1187

- [19] Mashiyama H, S. Tanisaki and K. Hamano (1982) X-ray study on the thermal hysteresis of the modulation wavevector Phys. Soc. Jap. 51, 2538
- [20] Lavanyuk, A. P., V. V. Osipov, A. S. Sigov and A. A. Sobyenin (1979). Change of defect structure and the resultant anomalies in the properties of substances near phase transition points. Sov. Phys. J.E.T.P., 49,176
- [21] Jamet J. P. And P. Lederer (1983). Observation of a new memory effect in a modulated structure. J. Phys. (Paris) Len, 44, L-257.
- [22] J. P. Jamet (1987). Defect-density waves and memory effects in modulated systems. Phase Transitions, Vol 11, pp, 335-371.
- [23] Babaev S S, Basaran E, Mammadov T G, Mikailov F A, Salehli F M, eyidov M H Yu and Suleymanov R A 2005. The effect of impurities on the phase transitions in the ferroelectric semiconductors TlInS_2 and TlGaSe_2 . Phys.: Condens. Matter **17** 1985
- [24] Bube R H 1992 Photoelectronic Properties of Semiconductors (Cambridge: Cambridge University Press)

ÖZGEÇMİŞ

Yasin Şahin 23.11.1980 yılında Kayseri’de doğdu. İlk öğrenimini İstanbul’da Şair Mehmet Emin Yurdakul Ortaokulu orta öğrenimini Beşiktaş Lisesi’nde tamamladı. Lisans eğitimini Trakya Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü’nde 2002 yılında tamamladı. 2003 yılında Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Fizik Anabilimdalı’nda lisans üstü öğrenimine başladı. 2005 yılında aynı bölümde araştırma görevlisi olarak atandı. Halen bu görevi sürdürmektedir.