

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

KATMANLI YARIİLETKENLERE DAYALI MORÖTESİ IŞIK
ALGILAYICILARININ FİZİKSEL TEMELLERİNİN
İNCELENMESİ VE TASARIMI

ERTAN BALABAN
DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

GEBZE
2013

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

KATMANLI YARIİLETKENLERE DAYALI
MORÖTESİ IŞIK ALGILAYICILARININ
FİZİKSEL TEMELLERİNİN İNCELENMESİ
VE TASARIMI

ERTAN BALABAN
DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

DANIŞMANI
PROF. DR. RAUF SÜLEYMANLI

GEBZE
2013



**GEBZE YÜKSEK
TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA JÜRİ ONAY FORMU

GYTE Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun
.....23.12.2013..... tarih ve ...2013/...67... sayılı kararıyla oluşturulan
jüri tarafından 27./12./2013 tarihinde tez savunma sınavı yapılan
.....Ertan BALABAN.....'ın tez çalışması
.....FİZİK.....Anabilim Dalında DOKTORA tezi olarak kabul
edilmiştir.

JÜRİ

ÜYE

(TEZ DANIŞMANI) :

Rauf Süleymanlı P.ly

ÜYE

: Prof. Dr. Mithasun Seyitsoy M. Seyitsoy

ÜYE

: FAİK MİKAILZADE E. Mikailzade

ÜYE

: Prof. Dr. Sait Ezer Son S. Ezer

ÜYE

: Prof. Dr. Ferid Sadekli S. Sadekli

ONAY

GYTE Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun
..... tarih ve/..... sayılı kararı.

İMZA/MÜHÜR

ÖZET

Morötesi fotoalgılayıcılar ticari ve askeri uygulamaları nedeniyle ilgi çekmektedirler. Morötesi ışığın yüksek soğrulma katsayısı nedeniyle morötesi algılayıcı tasarımında yüzey yeniden birleşmesi ve sığ $p-n$ eklem üretilmesi gibi sorunlarla başa çıkılmalıdır. Bazı fiziksel ve teknolojik sorunlar nedeniyle morötesi algılayıcı yapmaya uygun yeni malzemeleri araştırmak oldukça zordur. Morötesi fotoalgılayıcı yapımında kullanılan tüm yarıiletkenler için ortak ve hayati önemde bir sorun yüzey yeniden birleşmesidir. Bu halde morötesi fotoalgılayıcılar için uygun malzeme seçiminde yüzey kalitesi önemli bir faktördür. Katmanlı yarıiletkenler üst üste yığılmış ve zayıf Van-der-Waals bağları ile birbirlerine bağlanmış kristal katmanları ile ayırt edilirler. Bunun bir sonucu olarak pratikte bu kristallerin yüzeyleri serbest bağlar içermeyip kimyasal tepkimelere girmeye isteksizdirler. Schottky diyotlarında uzay-yük bölgesi yarıiletken yüzeye oldukça yakındır ve fazladan bu diyotlar çoğunluk yük taşıyıcısı cihazlarıdır. Bununla beraber $p-n$ eklemlere göre üretimleri kolaydır. Böylece, bir çoğunluk yük taşıyıcısı cihazı olması ve yüzeye yakın uzay-yük bölgesine sahip olması bu diyotları kısa dalgaboylarına duyarlı ve hızlı tepki verebilen bir cihaz yapar. Schottky diyotların bu avantajları ile TlGaSe₂ kristallerinin sahip olduğu kaliteli yüzeyi göz önüne alındığında TlGaSe₂ Schottky fotoalgılayıcıları morötesi fotoalgılayıcılar için iyi bir adaydır. Bu tez çalışmasında TlGaSe₂ katmanlı yarıiletkenlerinden üretilmiş morötesi fotoalgılayıcılar tanıtılmış ve bunların elektro-optik özellikleri incelenmiştir.

Anahtar kelimeler: Katmanlı Yarıiletkenler, Morötesi Fotoalgılayıcılar, Metal – Yarıiletken Kontaklar.

SUMMARY

UV photodetectors received much attention due to their commercial and military applications. Due to the high absorption coefficient of the light in the UV region one must overcome the depression of the surface recombinations and fabrication of very shallow $p-n$ junctions when designing UV photodetectors. Some physical and technological drawbacks make the investigations of the new type of semiconductors for UV photo detectors a challenging problem. One of the most crucial problem, that is common to all type of semiconductor materials used for the UV photodetectors, is the surface recombination. So the quality of the surface becomes an important consideration through selecting a semiconductor material for UV photodetectors. Layered semiconductors are characterized by their crystal layers stacked over one another by weak Van-der-Waals bonding. As a consequence, the surfaces of these crystals are practically free of dangling bonds and very inert to chemical reactions. The space-charge region of the Schottky diodes is very close to the semiconductor surface and additionally these diodes are majority carriers devices. And also compared to $p-n$ junctions their fabrication technology is simpler. Therefore, being a majority carrier device combined with surface located space-charge region make them high sensitive to short wavelengths and a fast responsive device. Combined the advantages of Schottky diodes with the surface quality of TlGaSe₂ semiconductors make TlGaSe₂ Schottky photodiodes a potential candidate for UV applications. In this thesis UV photodetectors fabricated from TlGaSe₂ layered semiconductors are presented and their electro-optical properties are investigated.

Keywords: Layered Semiconductors, UV Photodetectors, Metal – Semiconductor Contacts

TEŞEKKÜR

Doktora çalışması sürecinde katkılarıyla beni yönlendiren, bilgi ve deneyimlerinden faydalandığım danışmanım ve Gebze Yüksek Teknoloji Ens. Fizik Bölümü öğretim üyesi ve başkanı Prof.Dr. Rauf Süleymanlı'ya teşekkürlerimi sunarım. Aynı bölümden, her zaman yardım aldığım öğretim üyesi Prof.Dr. MirHasan Seyitsoy'a ve öğretim yardımcısı Yasin Şale'ye tesekkürü bir borç bilirim.

Çalışmalarım sırasında büyük desteklerini gördüğüm Tübitak'tan Dr. Humbat Nasibov, Doç.Dr. Alp Osman Kodolbaş, Dr. Alişher Kholmatov, Onur M. Çapan, Dadaş Rıza, Prof.Dr. Fikret Hacızade, Dr. Andrei Pavlyuchenko, Hicri Muzaç, Koray Kalkan ve Metehan Akgül'e teşekkür ederim.

Desteğini benden hiçbir zaman esirgemeyen eşime ve arkadaşlarıma teşekkürü bir borç bilirim.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	iv
SUMMARY	v
TEŞEKKÜR	vi
İÇİNDEKİLER	vii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	x
ŞEKİLLER DİZİNİ	xii
TABLolar DİZİNİ	xxiii
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER	11
2.1. Metal–Yarıiletken Kontaklar	13
2.1.1. Katıların Yüzey Özellikleri	15
2.1.2. Katıların İçinde ve Yüzeyinde Elektron Durumları	16
2.1.3. İş Fonksiyon	16
2.1.4. Engel Oluşumu	17
2.1.5. Ters Kutuplama	24
2.1.6. İleri Yönde Kutuplama	25
2.1.7. Omik Kontaklar	26
2.2. Metal–Yalıtkan–Yarıiletken (MIS) Yapılar	28
2.2.1. MIS Kondansatör	29
2.2.1.1. Arayüz Tuzakları	31
2.2.1.2. Yük İletimi	32
2.2.2. MIS Tünel Cihazları	33
2.3. Fotoiletkenlik	36
2.3.1. Kusurlu Kristallerde Enerji Seviyeleri	37
2.3.2. Elektronik Geçişler	39
2.3.2.1. Soğurma ve Uyarma	40
2.3.2.2. Tuzaklama ve Yakalama	40
2.3.2.3. Yeniden Birleşme	41

2.3.3. Fotoiletkenliğin Genel Mekanizmaları	41
2.3.4. Yaşam Süresi	43
2.3.5. Fotoduyarlık	44
2.3.6. Yakalama Kesiti	45
2.3.7. Tuzaklamanın Olmadığı Durumda Yeniden Birleşme	46
2.3.8. Tuzaklama ve Yeniden Birleşme Merkezleri Arasında Demarkasyon	48
2.3.9. Tuzaklamanın Etkileri	50
2.4. Fotoalgılayıcılar	52
2.4.1. Fotoalgılayıcıların Çalışma Parametreleri	53
2.4.2. Genel Algılayıcı Malzemeleri	55
2.4.3. Fotoalgılayıcı Eşdeğer Devresi ve Kullanımı	57
2.5. Katmanlı Kristaller	62
2.5.1. TlGaSe ₂ Kristallerinin Özellikleri	63
2.5.2. TlGaSe ₂ Kristallerinin Büyütülmesi	64
3. DENEYSEL YÖNTEM	65
3.1. Deneyde Kullanılan Cihazlar	65
3.2. Numunelerin Hazırlanması	72
3.3. Yapılan Deneyler	73
3.3.1. Akım–Voltaj Ölçümleri	73
3.3.2. Fotoiletkenlik Ölçümleri	75
3.3.3. Fotovoltaik Ölçümleri	75
4. DENEYSEL SONUÇLAR	77
4.1. Deneylerde Kullanılan Numuneler	77
4.2. TlGaSe ₂ Numuneleri Üzerinde Yapılan Deneyler	78
4.2.1. Akım–Voltaj Ölçümleri	78
4.2.2. Fotoiletkenlik Ölçümleri	98
4.2.3. Fotovoltaik Ölçümleri	107
4.3. İç Elektrik Alanının TlGaSe ₂ Yarıiletkenlerinin Elektro–Optik Özelliklerine Etkisi	113
4.3.1. İç Elektrik Alanının Akım–Voltaj Ölçümlerine Etkisi	115
4.3.1.1. İç Elektrik Alanının Kontak Tipine Etkisi	124
4.3.1.2. İç Elektrik Alanının Anahtarlama Etkisi	124

4.3.2. İç Elektrik Alanının Fotoiletkenliğe Etkisi	124
4.3.3. İç Elektrik Alanının Fotovoltaja Etkisi	133
4.3.3.1. İç Elektrik Alanının Fotovoltajın İşaretine Etkisi	137
4.3.4. İç Elektrik Alanının Etkilerine Dair Sonuçlar ve Tartışma	139
4.4. TlGaSe ₂ Kristallerde İç Elektrik Alanının Morötesi Işık Algılayıcı Uygulamalarında Kullanılması	143
4.5. TlGaSe ₂ Kristalleri ile Ticari Bir Morötesi Fotoalgılayıcının Karşılaştırılması	151
5. SONUÇLAR	157
KAYNAKLAR	159
ÖZGEÇMİŞ	163

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

<u>Simgeler ve</u> <u>Kısaltmalar</u>	<u>Açıklamalar</u>
λ	: Dalga boyu
ϕ_m	: Metallerin iş fonksiyonu
ϕ_s	: Yarıiletkenlerin iş fonksiyon
χ_s	: Elektron yakınlığı
ψ	: Elektrostatik potansiyel
σ	: İletkenlik
μ_n	: Elektronun mobilitesi
μ_p	: Boşluk mobilitesi
μ^*_b	: Efektif mobilite
τ_n	: Elektronun serbest yaşam süresi
τ_p	: Boşluğun serbest yaşam süresi
Φ	: Işık akısı
η	: Kuantum etkinlik
C_p	: Parazitik kapasitans
D	: Algılayıcılık
E_C	: İletkenlik bandı tavan enerjisi
E_g	: Bant aralığı enerjisi
E_g^d	: Direkt bant aralığı
E_g^i	: İndirekt bant aralığı
E_{Fm}	: Metallerin Fermi enerjisi
E_{Fs}	: Yarıiletkenlerin Fermi enerjisi
E_V	: Valans bandı taban enerjisi
$f_n(E)$: Elektronlar için Fermi fonksiyonu
$f_p(E)$: Boşluklar için Fermi fonksiyonu
$g(E)$: Durum yoğunluğu fonksiyonu
h	: Planck sabiti
I_o	: Doyma akımı
I_{ph}	: Fotoakım

I_s	:	Ters doyma akımı
k	:	Dalga vektörü
k_B	:	Boltzman sabiti
R_i	:	Cevap katsayısı
T_c	:	Oranlı faz geçiş sıcaklığı
T_i	:	Oransız faz geçiş sıcaklığı
V_{bi}	:	Engel potansiyeli
V_F	:	Diyot ileri yön kutuplama voltajı
V_{th}	:	Anahtarlama eşik voltajı
MIS	:	Metal–yalıtkan–yarıiletken
MY	:	Metal–Yarıiletken
NEP	:	Gürültüye eşdeğer güç
NIR	:	Yakın kızılötesi
SNR	:	işaret–gürültü oranı

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil No:	Sayfa
1.1: Elektromanyetik ışıma spektrumu.	3
2.1: Bazı yarıiletkenlerin soğurma katsayısı.	12
2.2: Schottky ve omik kontaklar için tipik akım–voltaj karakteristiği.	14
2.3: Kontak edilmemiş metal ve n-tipi yarıiletkenin bant diyagramları.	18
2.4: Kısadevre edilmemiş metal ve n-tipi yarıiletkenin bant diyagramları.	19
2.5: Metalde tekil katman ve yarıiletkende fakirleşmiş bölge oluşumu.	19
2.6: a) Yük yoğunluğu, b) elektrik alan şiddeti ve c) elektrostatik potansiyelin mesafeye göre değişimi.	20
2.7: Kontak sonrası metal ve yarıiletkenin bant diyagramları.	22
2.8: Termal denge durumunda metal ve yarıiletkenin bant diyagramları ve elektron dağılımları.	22
2.9: Farklı sıcaklıklarda Fermi–Dirac dağılım fonksiyonu.	23
2.10: Has bir yarıiletken için temsili durum yoğunluğu, Fermi–Dirac dağılım fonksiyonu ve yük dağılımı.	24
2.11: MY kontağın ters kutuplanması sonucu enerji bant diyagramları ve elektron dağılımı.	25
2.12: MY kontağın ters kutuplanması sonucu enerji bant diyagramları ve elektron dağılımı.	26
2.13: n-tipi yarıiletken ve metal arasında omik kontak.	27
2.14: p-tipi yarıiletken ve metal arasında schottky kontak.	28
2.15: Metal–Yalıtkan–Yarıiletken kondansatör.	29
2.16: İdeal MIS kondansatörünün enerji–bant diyagramı. a) n-tipi ve b) p-tipi yarıiletken için	30
2.17: p-tipi (üst) ve n-tipi (alt) ideal MIS kondansatör için çeşitli kutuplama voltajları altında enerji–bant diyagramı. a) yığan b) fakirleştiren ve c) eviren durum.	30
2.18: Akseptör ve donör durumları ve nötral seviye ile temsil edilen arayüzey durumları.	32

2.19:	İletkenlik mekanizmalarının enerji–bant diyagramları. a) doğrudan tünelleme, b) Fowler–Nordheim tünelleme, c) termoiyonik emisyon ve d) Frenkel–Poole emisyonu.	33
2.20:	Yalıtkan tabakasının kalınlığına bağlı olarak görülen tünelleme mekanizmaları. a) Fowler–Nordheim tünellemesi. b) Doğrudan tünelleme. c) MIS tünel diyotu.	34
2.21:	Akım kontrollü S-tipi akım–voltaj karakteristiği.	35
2.22:	Fotoiletkenlerde sıkça görülen elektron geçişleri.	39
2.23:	Bir yalıtkan için Fermi ve demarkasyon seviyeleri.	49
2.24:	Bir yarıiletken için Fermi ve demarkasyon seviyeleri.	50
2.25:	Tuzaklama ve yeniden birleşme merkezleri ile ışık ve karanlıktaki Fermi seviyesi arasındaki ilişki.	52
2.26:	Fotoalgılayıcı eşdeğer devresi.	57
2.27:	Kutuplanmış fotodiyot devresi.	59
2.28:	Fotodiyot için 4 kuadrantta akım voltaj ilişkisi.	60
2.29:	TlGaSe ₂ kristallerinin yapısı.	62
2.30:	Bridgman yönteminde kullanılan fırın (1- Ana ısıtıcı 2- Ek ısıtıcı 3- Sentez edilen malzemeyi içeren kuartz ampül 4-Isı sensörü 5-Sıcaklık kontrol ünitesi 6- Elektromotor).	64
3.1:	Ölçümlerde kullanılan deney düzeneği.	65
3.2:	Kreostat.	66
3.3:	Vakum pompası ve göstergesi.	67
3.4:	Sıcaklık kontrol ünitesi.	68
3.5:	Kreostat tutucusu ve numune.	69
3.6:	Lamba.	70
3.7:	Lambanın spektrumu.	70
3.8:	Monokromatör.	71
3.9:	Elektrometre.	71
3.10:	Voltaj kontrollü I–V ve fotoiletkenlik ölçme düzeneği.	74
3.11:	Fotovoltaik ölçme düzeneği.	76
4.1:	Dört kontaklı F ve U numunelerinin genel görünüşü.	78

- 4.2: Arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi. 79
- 4.3: Arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi. 79
- 4.4: Arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V ile +10V altında ölçülmüş iletkenliklerinin oranının sıcaklıkla değişimi. 80
- 4.5: Arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve bazı sıcaklık değerlerinde ölçülmüş S-tipi I–V eğrileri. 81
- 4.6: Arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 630 nm ışıkta ve bazı sıcaklık değerlerinde ölçülmüş S-tipi I–V eğrileri. 81
- 4.7: Önden aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi. 82
- 4.8: Önden aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi. 82
- 4.9: Önden aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V ile +10V altında ölçülmüş iletkenliklerinin oranının sıcaklıkla değişimi. 83
- 4.10: Önden aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve bazı sıcaklık değerlerinde ölçülmüş S-tipi I–V eğrileri. 84
- 4.11: Önden aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 630 nm ışıkta ve bazı sıcaklık değerlerinde ölçülmüş S-tipi I–V eğrileri. 84
- 4.12: İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi. 85
- 4.13: İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi. 86

- 4.14: İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V ile +10V altında ölçülmüş iletkenliklerinin oranının sıcaklıkla değişimi. 86
- 4.15: İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin karanlıkta ve bazı sıcaklık değerlerinde ölçülmüş S-tipi I–V eğrileri. 87
- 4.16: İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin 630 nm ışıkta ve bazı sıcaklık değerlerinde ölçülmüş S-tipi I–V eğrileri. 88
- 4.17: Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi. 88
- 4.18: Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi. 89
- 4.19: Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V ile +10V altında ölçülmüş iletkenliklerinin oranının sıcaklıkla değişimi. 89
- 4.20: Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin karanlıkta ve bazı sıcaklık değerlerinde ölçülmüş S-tipi I–V eğrileri. 91
- 4.21: Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin 630 nm ışıkta ve bazı sıcaklık değerlerinde ölçülmüş S-tipi I–V eğrileri. 91
- 4.22: Altın kontağı aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi. 92
- 4.23: Altın kontağı aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi. 92
- 4.24: Altın kontağı aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V ile +10V altında ölçülmüş iletkenliklerinin oranının sıcaklıkla değişimi. 93
- 4.25: Altın kontağı aydınlatılan U Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi. 94

4.26:	Altın kontağı aydınlatılan U Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçölmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi.	94
4.27:	Altın kontağı aydınlatılan U Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V ile +10V altında ölçölmüş iletkenliklerinin oranının sıcaklıkla değişimi.	95
4.28:	Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçölmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi.	96
4.29:	Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçölmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi.	96
4.30:	Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V ile +10V altında ölçölmüş iletkenliklerinin oranının sıcaklıkla değişimi.	97
4.31:	Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin karanlıkta ve bazı sıcaklık değerlerinde ölçölmüş S-tipi I–V eğrileri.	97
4.32:	Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin 760 nm ışıkta ve bazı sıcaklık değerlerinde ölçölmüş S-tipi I–V eğrileri.	98
4.33:	Arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm’de +15V altında ölçölen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.	99
4.34:	Arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm’de -15V altında ölçölen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.	99
4.35:	Altın kontağı aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm’de +15V altında ölçölen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.	100
4.36:	Altın kontağı aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm’de -15V altında ölçölen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.	101

4.37: İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de +15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.	101
4.38: İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de -15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.	102
4.39: Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de +15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.	102
4.40: Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de -15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.	103
4.41: Önden aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm’de +15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.	104
4.42: Önden aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm’de -15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.	104
4.43: Altın kontağı aydınlatılan U Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de +15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.	105
4.44: Altın kontağı aydınlatılan U Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de -15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.	106
4.45: Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de +15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.	106
4.46: Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de -15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.	107
4.47: Arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm’de ölçülen normalize fotovoltajlarının sıcaklığa olan bağımlılıkları.	108

4.48:	Önden aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm’de ölçülen normalize fotovoltajlarının sıcaklığa olan bağımlılıkları.	109
4.49:	İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de ölçülen normalize fotovoltajlarının sıcaklığa olan bağımlılıkları.	109
4.50:	Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de ölçülen normalize fotovoltajlarının sıcaklığa olan bağımlılıkları.	110
4.51:	Önden aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm’de ölçülen normalize fotovoltajlarının sıcaklığa olan bağımlılıkları.	111
4.52:	Altın kontağı aydınlatılan U Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de ölçülen normalize fotovoltajlarının sıcaklığa olan bağımlılıkları.	112
4.53:	Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de ölçülen normalize fotovoltajlarının sıcaklığa olan bağımlılıkları.	112
4.54:	Arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi.	116
4.55:	Arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi.	117
4.56:	İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi.	118
4.57:	İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi.	118

- 4.58: Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi. 119
- 4.59: Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi. 120
- 4.60: Ön kontağı aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi. 120
- 4.61: Ön kontağı aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi. 121
- 4.62: Altın kontağı aydınlatılan U Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi. 122
- 4.63: Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi. 122
- 4.64: Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi. 123
- 4.65: Y Au–Cu dik numunesinin 80K karanlıkta ve elektrik alanlı/alansız soğutma sonrası ölçülmüş I–V eğrileri. 123
- 4.66: F Au–In paralel numunesinin 80–130K karanlıkta ve elektrik alanlı/alansız soğutma sonrası ölçülmüş I–V eğrileri. 125

- 4.67: Y Au–Cu dik numunesinin 80–110K \pm 15V uygulanarak elektrik alanı altında soğutma sonrası ölçülmüş I–V eğrileri. 126
- 4.68: Y Au–Cu dik numunesinin karanlıkta ölçülmüş S-tipi I–V eğrileri. 127
- 4.69: Y Au–Cu dik numunesinin 760 nm ışıktta ölçülmüş S-tipi I–V eğrileri. 127
- 4.70: Arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve +15V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi. 128
- 4.71: Arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve -15V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi. 128
- 4.72: İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve +15V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi. 129
- 4.73: İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve -15V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi. 129
- 4.74: Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve +15V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi. 130
- 4.75: Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve -15V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi. 130
- 4.76: Önden aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve +15V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi. 131

- 4.77: Önden aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve -15V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi. 132
- 4.78: Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve +15V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi. 132
- 4.79: Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve -15V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi. 133
- 4.80: Arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm ışık altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış fotovoltajının uygulanmamış fotovoltajına olan oranının sıcaklıkla değişimi. 134
- 4.81: İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış fotovoltajının uygulanmamış fotovoltajına olan oranının sıcaklıkla değişimi. 134
- 4.82: Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış fotovoltajının uygulanmamış fotovoltajına olan oranının sıcaklıkla değişimi. 135
- 4.83: Önden aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm ışık altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış fotovoltajının uygulanmamış fotovoltajına olan oranının sıcaklıkla değişimi. 135
- 4.84: Altın kontağı aydınlatılan U Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış fotovoltajının uygulanmamış fotovoltajına olan oranının sıcaklıkla değişimi. 136

- 4.85: Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış fotovoltajının uygulanmamış fotovoltajına olan oranının sıcaklıkla değişimi. 137
- 4.86: 0V ve $\pm 15V$ voltaj uygulanarak oluşturulan elektrik alanı altında soğutulan Y Au–Cu dik numunesinin 80K’de ki ölçülmüş fotovoltajik spektrumları. 138
- 4.87: 0V ve $\pm 15V$ voltaj uygulanarak oluşturulan elektrik alanı altında soğutulan Y Au–Cu dik numunesinin 310 nm’deki ölçülmüş fotovoltajının sıcaklıkla değişimi. 138
- 4.88: 0V ve $\pm 15V$ uygulanarak soğutulan Y Au–Cu dik numunesinin 608 nm’deki fotovoltajının sıcaklıkla değişimi. 139
- 4.89: Scitec Instruments şirketi tarafından üretilmiş TW30SX model Schottky engel fotoalgılayıcı. 151
- 4.90: TW30SX’in 250–320K arası karanlıkta ölçülmüş akım–voltaj eğrileri. 152
- 4.91: Altın kontağı aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 250–290K arasında elektrik alanı altında soğutma işleminden sonra ölçülmüş I–V eğrileri. 152
- 4.92: TW30SX ile altın kontağı aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin 250–290K arasında 2V ters kutuplama voltajı altında ölçülmüş karanlık akımları. 153
- 4.93: TW30SX’in 250–320K arasında, 300–400 nm dalgaboyu aralığında ölçülmüş, bölünmemiş fotovoltajik spektrumları. 154
- 4.94: Altın kontağı aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin 250–300K arasında elektrik alanı altında soğutma işleminden sonra ölçülmüş, bölünmemiş fotovoltajik spektrumları. 154
- 4.95: TW30SX’in 250–320K arasında, 300–400 nm dalgaboyu aralığında ölçülmüş, bölünmemiş fotoiletkenlik spektrumları. 155
- 4.96: Altın kontağı aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin 250–300K arasında elektrik alanı altında soğutma işleminden sonra ölçülmüş, bölünmemiş fotoiletkenlik spektrumları. 155

TABLÖLAR DİZİNİ

<u>Tablo No:</u>	<u>Sayfa</u>
2.1: Bazı yariletkenlerin band aralığı enerjileri ve eşdeğer dalgaboyları	56

1. GİRİŞ

Son 60 yılda yarıiletken tümleştirme teknolojisinde büyük ilerlemeler kaydedilmiştir. Shockley, Brattain ve Bardeen'in geliştirdikleri noktasal kontaklı (point contact) ve Germanium'dan yapılan ilk transistörün, ilk zamanlar mevcut teknolojide bir ilerleme olarak algılanmış; buluşun sadece elektronik cihazların boyutunda küçülmeye neden olacağı düşünülmüştü. Fakat bu yeni teknolojinin bir ilerleme değil, bir sıçrama olduğu kısa bir süre sonra anlaşılacaktı [Schopman, 1981]. İlk transistörün geliştirilmesinden kısa bir süre sonra, bu yeni buluşun seri üretime elverişli olması sayesinde maliyetler düşmüş, o zamana kadar elektronik sanayisinin vazgeçilmez bir bileşeni olarak görülen vakum tüpleri yerini hızlı bir şekilde transistöre bırakmışlardır. Bugün üretilen hemen hemen hiç bir elektronik cihazda vakum tüplerine rastlamak mümkün değildir. Yarıiletken endüstrisindeki gelişme, daha önce hiç bir endüstride olmadığı kadar hızlı olmuştur. Geline noktada milyonlarca yarıiletken cihazı tek bir yongada bir araya getirmek mümkün olmaktadır. Rekabetçi piyasa koşulları nedeniyle ulaşılan teknolojik düzey ve bunun doğrudan sonucu artan üretim kapasitesi sayesinde yarıiletken sanayisinde üretim maliyetleri düşmeye devam etmektedir.

Günümüzde yarıiletken teknolojisini ilerleten en önemli güdüleyici amaçlar maliyetleri düşürmek, cihaz performanslarını (örneğin çalışma hızlarını) arttırmak, özelliklerini (örneğin doğrusalılıklarını) iyileştirmek veya yeni özellikler eklemek olarak sıralanabilir. Bu amaçları gerçekleştirmek için araştırmacılar çoğunlukla ya üretim teknolojileri yada malzemeler üzerinde çalışmaktadırlar. Elektronik cihazlar insanların için vazgeçilmez bir hal aldıklarından, ülkelerin araştırma geliştirmeye ayırdıkları bütçelerinin büyük bir kısmı yarıiletken teknolojilerinin geliştirilmesine dair olmaktadır. Fakat yapılan tüm yatırımlara ve teknolojik ilerlemeye rağmen mevcut yarıiletken teknolojisinde çeşitli sorunlarla karşılaşmaktadır. Örneğin transistörler selefleri vakum tüpleri ile karşılaştırıldığında distorsiyon seviyeleri daha yüksek, cihaz kapasiteleri uygulanan voltaja daha bağımlı, parametre (örneğin kazançları ve eşik voltajları) farklılıkları elemandan elemana daha değişken ve sıcaklığa daha bağımlı olmaktadır [Barbour, 1998]. Fakat bu olumsuzluklara rağmen yarıiletken cihazlar daha az yer tutmaları, maliyetlerinin düşük olması, tümleştirmeye uygun olmaları, düşük ısı tüketmeleri, düşük voltajlarda çalışmaları ve fiziksel olarak daha dayanıklı olmaları gibi bir

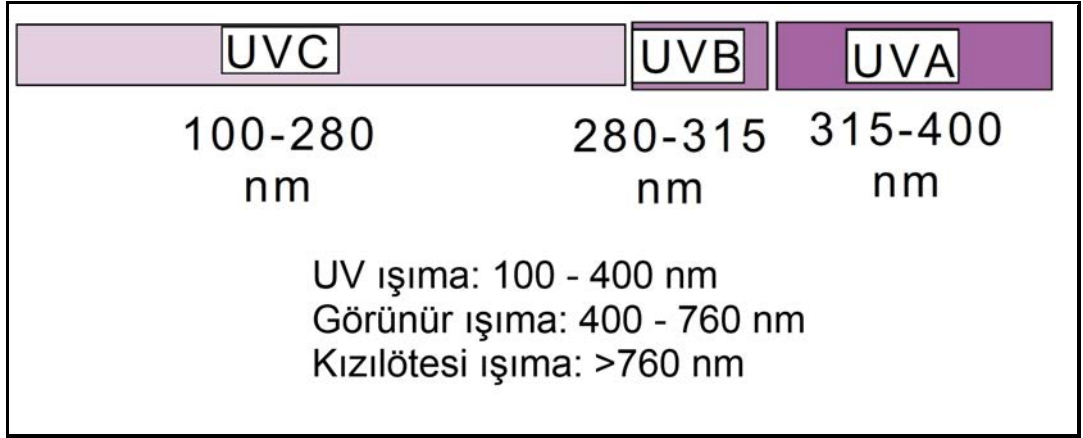
çok avantajlarından dolayı bugün elektronik sanayisi için vazgeçilmezdirler.

Günümüzde üretilmekte olan yarıiletken cihazlara bakıldığında diyotlara, rezistif cihazlara, kapastif cihazlara, alan etkili transistörlere (FET), çift kutuplu transistörlere (BJT), tristörlere, ışık kaynakları ve ışık algılayıcıları gibi fotonik cihazlara ve başkaca fiziksel büyüklükleri ölçmede kullanılan algılayıcılara rastlamak mümkündür. Bu yarıiletken cihazlara ayrılan araştırma ve geliştirme bütçeleri genelde elektronik pazarı, yani tüketici talepleri ve ihtiyaçları tarafından belirlenmektedir.

Son yıllarda özellikle tıp alanındaki ve tüketici elektroniğindeki gelişmeler ve bundan kaynaklı talepler nedeniyle fotonik ürünlerine olan talepler artmıştır. Bu ürünler içerisinde uygulama yelpazesinin genişliği nedeniyle ışık algılayıcıları özel bir öneme sahiptir. Işık algılayıcıları, ışığı veya daha genel bir ifade ile elektromagnetik enerjiyi ölçülebilir bir büyüklüğe (örneğin akım veya voltaj) çevirerek algılanmasını sağlayan cihazlardır. Uygulamada bir çok algılayıcı tipine rastlamak mümkündür. Algılayıcıları ölçme yöntemleri, üretim yöntemleri veya elektromagnetik spektrumda duyarlı oldukları bölgeyi göz önüne alarak sınıflandırmak mümkündür. Mevcut ışık algılayıcılar göz önüne alındığında örnek bir sınıflandırma fotoelektrik algılayıcılar ve ısı algılayıcıları olabilir [Saleh and Teich, 2007]. Isı algılayıcıları, foton enerjisini ısı enerjisine çevirirler. Fotoelektrik algılayıcıların çalışma ilkesi ise fotoelektrik olayına dayanır: algılayıcı tarafından soğrulan fotonlar elektronları daha yüksek enerji seviyelerine çıkarmak suretiyle onları yük taşıyan serbest parçacıklara dönüştürür. Bu serbest parçacıklar (elektronlar) elektrik alanı etkisi altında ölçülebilir bir akıma dönüştürülürler.

Morötesi ışık algılayıcıları, ışık algılayıcıları ailesinin özel bir alt sınıfı olup morötesi bölgedeki ışığa duyarlılıkları ile diğer ışık algılayıcılarından ayırt edilirler. Bu tez çalışmasının konusu katmanlı yapıya sahip kristallerden üretilmiş morötesi ışık algılayıcılarıdır. 100–400 nm. dalgaboyu aralığındaki ışığa özel bir isim verilerek morötesi bölge denilmektedir. Son yıllarda morötesi ışığın algılanması ile ilgili çalışmalar önem kazanmaya başlamıştır. Bunun en önemli nedenlerinden biri sanayileşme ile beraber incelen ozon tabakasının, giderek atmosferden geçip yeryüzüne gelen morötesi ışığı engelleyememesidir. Tıp alanında yapılan çalışmalar, bu ışığın insan sağlığı üzerinde çoğu zararlı olmak üzere bir çok etkisi olduğunu göstermiştir. İnsan vücudunda D vitamini sentezi için morötesi ışık gereklidir. Ayrıca raşitizm, sedef ve egzama gibi

bazı hastalıklarda morötesi ışımadan faydalanılmaktadır. Ancak toplanan istatistiki veriler deri kanserlerinin önemli bir nedeninin morötesi ışınım olduğunu göstermektedir [Gao et al., 2009]. Ayrıca Dünya Sağlık Örgütü (WHO) verilerine göre katarakta bağlı körlüklerin %20'sine güneşten kaynaklı morötesi ışımaya neden olmaktadır. Dolayısıyla ülkeler, sağlık harcamalarını düşürmek için insanları güneş ışığının zararlarına dair bilinçlendirmeye çalışmakta; bu amaçla bazı ülkelerde hava durumu bültenlerinde, WHO'nun oluşturduğu bir endekse göre morötesi ışımaya dair tahminler yayınlanmaktadır [Web 2, 2013]. İnsan sağlığını çok yakından ilgilendiren bu nedenlerden ötürü morötesi ışığa duyarlı algılayıcılara olan ilgi son yıllarda artmıştır.



Şekil 1.1: Elektromanyetik ışımaya spektrumu.

Morötesi ışık, atmosferdeki soğrulmasına ve biyolojik etkileri göz önüne alınarak sınıflandırılmaktadır. Literatürde çeşitli sınıflandırmalara rastlamak mümkündür. En yaygın kullanılan sınıflandırmalardan birine göre 315–400 nm. dalgaboyu aralığını UVA, 280–315 nm. dalgaboyu aralığını UVB ve 100–280 nm. dalgaboyu aralığını UVC olarak adlandırılmaktadır. Şekil 1.1 [Shur and Zukauskas, 2003] elektromanyetik ve onun bir alt kümesi olan morötesi ışığın spektrumunu göstermektedir. Güneşin yaydığı ışığın yaklaşık olarak %9'luk kısmının dalga boyu morötesi bölgededir. Güneş ışınları atmosferden geçerken UVC'nin tamamı, UVB'nin ise %90'a yakın kısmı ozon tabakası, su buharı, oksijen ve karbondioksit aracılığıyla soğrulur. UVA bölgesine denk gelen ışık atmosferden çok az etkilenmektedir. Dolayısıyla yeryüzüne ulaşan morötesi ışığın büyük bir kısmı UVA, küçük bir kısmı UVB'den oluşmaktadır. Işıma miktarı coğrafi konuma ve atmosferik şartlara göre değişkenlik göstermektedir.

Atmosferde rastlanabilecek en düşük dalgaboylu morötesi ışımaya 200 nm. civarındadır. 200 nm.'den daha düşük ışımaya ölçebilmek için cihazları vakum ortamında tutmak gerekir. Bu nedenle 200 nm. dalga boyunun altındaki ışımaya vakum morötesi ışımaya (VUV)'da denilmektedir.

Günümüzde morötesi ışık algılayıcıları en yaygın olarak astrofizik ve astronomide kullanılmaktadır. Buna ek olarak bu tip ışık kaynaklarının biyoteknolojide çeşitli uygulamaları vardır. Tıbbi araştırmalarda hücrelerin işaretlenip gözlemlenmesi araştırmacılara önemli veriler sağlamaktadır. Bu konuda, özellikle 1970 yılında Yeşil Flüoresan Proteinin (GFP) keşfi önemli ilerlemeler kaydedilmesini sağlamıştır. Bu protein molekülü başka proteinlere veya yapılara bitleştirilerek üzerine morötesi ışık düşürülür. Morötesi ışık ile uyarılan GFP molekülleri belirli bir aralıkta ışımaya yaparlar. Böylece hücrelerin biyokimyasal özelliklerini bozmadan gözlem yapmak mümkündür. Günümüzde farklı dalga boylarında ışımaya yapan bir çok GFP molekülü vardır. GFP moleküllerinin uyarılması ile oluşan ışımaya diğer ışımalarından ayırt edilmesi biyoteknolojik açıdan önemlidir. Bu noktada morötesi bölgedeki ışımaya algılamak için morötesi algılayıcılar kullanılır. Bu algılayıcıların biyolojik uygulamalarına bir diğer örnek yakın bölge morötesi (NUV) soğrulma spektrumuna bakarak su kalitesi ve kirlenmesinin ölçülmesidir. Burada yakın bölge morötesi fotonlarının temiz suda iyi iletilmesi özelliğinden faydalanılır. Bunlar gibi bilimsel amaçlı uygulamalardan farklı olarak ticarileşmiş uygulamalara rastlamak mümkündür. Morötesi algılayıcılar, arka planın sıcak olduğu durumlarda alev algılayıcı olarak kullanılmaktadırlar. Dolayısıyla bu algılayıcıları yanmanın kontrol edilmek istendiği uygulamalarda kullanmak mümkündür. Örneğin OH⁻ ve CH⁻ köklerinin sırasıyla 306 nm. ve 430 nm.'de yaptıkları flüoresan ışımaya bakılarak doğal gaz veya petrolün yanmasına dair bilgi edinmek mümkündür. Son yıllarda gerek çevresel gereksede artan maliyetlerden dolayı büyük bir önem kazanmış olan katı hal aydınlatma uygulamalarında morötesi ışık kaynaklarına ve algılayıcılarına rastlamak mümkündür. Genelde fosfor tabanlı olan bu tip aydınlatma uygulamalarında morötesi ışık, uyarıcı kaynak olarak kullanılmaktadır. Bir başka önemli olabilecek uygulama ise sayısal veri depolama alanındadır. Morötesi lazerlerin ve algılayıcıların geliştirilmesi ile bilgi depolayıcılarının mevcut kapasitesini arttırmanın mümkün olacağı düşünülmektedir [Razeghi and Rogalski, 1996].

Morötesi ışımaya dair literatüre geçen ilk kayıt, 1801 yılında J.W. Ritter'in bazı

kimyasal tepkimelerin, gözle görülmeyen ve dalgaboyu mordan daha kısa olan bir ışıma nedeni ile daha hızlı olduğunu gözlediğini bildirmesidir. Daha sonra, 1804 yılında T. Young, bu ışımının görünür ışık gibi girişim yaptığını göstermiştir. Neticede daha 19. yüzyılın başında, morötesi ışımının görünür bölgedeki ışımayla aynı elektromanyetik özellikleri gösterdiği anlaşılmıştır [Decoster and Harari, 2002]. Morötesi ışığı algılama ile ilgili olarak yapılan ilk çalışmalar 19. yüzyılın son çeyreğinde başlamıştır. İlk zamanlar vakumlama teknolojisinin yetersiz olmasından ve görünür bölgede kullanılan optik araçların morötesi bölgede kullanmaya çok elverişli olmamasından dolayı araştırmalar kısıtlı olmuştur. 2. Dünya Savaşı sonrasında uzay ile ilgili araştırmaların hız kazanmasının bir sonucu olarak atmosfer dışına araç göndermenin mümkün olmasıyla atmosferden kaynaklı etkiler azaltılabildiğinden spektroskopik tekniklerde ilerleme olmuş, yeni uygulama alanları doğmuştur. Bu yeni uygulama alanları daha iyi cihazların yapılmasını sağlamış; cihazlardaki bu gelişmede morötesi ışıma ile ilgili yapılan çalışmalarda ilerlemeye yol açmıştır.

Morötesi ışınımı algılama yöntemleri genel olarak görünür ışınımı algılama yöntemlerine benzerlik gösterir. Dalgaboyu görünür bölgeye yaklaştıkça benzerlikler artmaktadır. Morötesi ışıma ile ilgili araştırmaların başladığı tarihten günümüze kadar çeşitli algılama yöntemleri kullanılmıştır. Spektrumun ilgilenilen bölgesine göre algılama yöntemleri değişebilmektedir. Kullanılan en eski ve basit yöntemlerden birisi fotoğraf filmi yöntemidir. Bu yöntem morötesi bölgeden yakın kızılötesi (NIR) bölgeye kadar uygulanabilmektedir. Yöntemde, gelen fotonlar film üzerindeki gümüş tuzu kristallerini, geliştirme banyosunda (development process) ayrıştırılabilir gümüş haline sokmaktadır. Yöntemin çalışabilmesi için fotonların enerjisinin belirli bir seviyenin üzerinde olması gerekmektedir. Dolayısıyla görünür ışığa (390–760 nm. aralığı) duyarlı bir film morötesi ışıkta duyarlı olacaktır. Fotoğraf filmi yöntemi ucuz ve basit olmasına karşın elektronik algılayıcılar kadar duyarlı değildir. Ayrıca gümüş tuzu filmleri yüksek dalga boylu ışımayada duyarlı olduğundan, bu yöntemde sadece morötesi ışıma algılanmak isteniyorsa filtre kullanmak gereklidir. Kullanılan bir diğer yöntem ise gazların foto iyonlaşmasına (photoionization) dayanmaktadır. Bu yöntem, özellikle bazı sınıflandırmalarda uzak morötesi (FUV) olarak adlandırılan 100–200 nm. aralığındaki ışımayı algılamakta kullanılmaktadır. Bu yöntemin en basit halinde kapalı bir odacıkta tutulan gazın üzerine düşen morötesi ışık iyonlaşmaya neden olmaktadır. Olu-

şan iyon sayısı düşen foton sayısı ile orantılı olduğundan uygulanan bir elektrik alanı altında iyonların oluşturduğu akım ölçülerek gelen ışığın şiddeti ölçülebilir. Örneğin iyonlaşma enerjisi 9.15 eV olan NO 135 nm. dalgaboyunun altındaki morötesi ışığı algılamakta kullanılabilir. Bu bileşiğin 121.6 nm.'de ölçülen kuantum etkinliği %81'dir [Waynant and Ediger, 2000]. En genel halde morötesi algılayıcıları foton algılayıcılar ve termal algılayıcılar olarak iki sınıfa ayırmak mümkündür. Foton algılayıcılarda, gelen fotonlar malzeme içinde elektronlarla etkileşime girerek soğrulurlar. Bu soğrulma sonrasında elektronların enerji dağılımı değişir. Bu değişimi uygun bir yöntemle, bir elektronik sinyal olarak (akım veya voltaj) ölçmek mümkündür. Foton algılayıcıları, gelen fotonun enerjisine bağlı olarak, gelen foton sayısı ile orantılı olarak bir elektrik sinyali üretirler. Termal algılayıcılarda ise algılayıcının maruz kaldığı ışığa, algılayıcının sıcaklığını artırır. Çıkış sinyali olarak okunan büyüklük ise malzemenin sıcaklığına bağlı fiziksel bir büyüklüktür. Örneğin pyroelectric algılayıcılarda iç elektriksel polarizasyona dair bir değişim ölçülürken bolometrelerde elektrik direncine dair bir değişim ölçülür. Foton algılayıcıların termal algılayıcılara göre duyarlılığı çok daha yüksek olduğu için uygulamalarda daha çok tercih edilirler. Yukarıdaki ayrıştırmaya benzer olarak morötesi algılayıcıları fotoğrafik ve fotoelektrik algılayıcılar olarak ayrıştırmakta mümkündür. Fotoğrafik yöntemin bazı dezavantajları vardır. Duyarlılıkları fotoelektrik algılayıcılara göre çok daha düşüktür. Fiziksel sistemlerde yapılan ölçümlerde kullanılan algılayıcılar için önemli bir parametre olan dinamik aralık, sistemde ölçülebilir anlamlı en yüksek değerdeki sinyalin, sistemde ölçülebilir anlamlı en düşük sinyale oranı olarak tanımlanmaktadır. Fotoğrafik algılayıcıların, fotoelektrik algılayıcılara kıyasla dinamik aralıkları çok daha düşüktür. Fotoğrafik algılayıcıların belirli bir dalga boyundaki ışık akısına verdikleri cevap doğrusal değildir. Ayrıca spektrumları daha geniş olduğundan, görünür ışığa kör algılayıcı uygulamaları için uygun olmayabilirler. Diğer yandan fotoelektrik algılayıcıların doğrusallıkları ve kararlılıkları çok daha iyidir. Bu tip algılayıcılar genelde çok daha hassastırlar. Uygulamalara yönelik olarak geliştirilmiş çeşitli fotoelektrik algılayıcılar bulunmaktadır. Bu tez çalışmasında yariletken fotoalgılayıcılar konu edilmiştir.

Yariletken fotoalgılayıcılarda fotonlar yariletkenin içerisinde soğrularak elektron–boşluk çiftleri oluştururlar. Bu oluşturulan elektron–boşluk çiftleri iç veya dış elektrik alanı tarafından ayrıştırılırlar. Yariletken algılayıcıların fotovoltaiik olan modellerinde,

elektron–boşluk çiftleri iç elektrik alanı tarafından ayrıştırılır. İç elektrik alanı oluşturmak için p–n eklem, Schottky eklem veya metal–yalıtkan–yariletken (MIS) kapasitör teknolojileri kullanılır. Bu algılayıcıların elektrotları kısadevre edilirse veya bir akımölçere bağlanırsa, algılayıcının aktif bölgesine düşen ışığın şiddeti ile orantılı değişen bir akım ölçülür. Genel olarak morötesi yariletken bir fotoalgılayıcıdan beklenenler şunlardır:

- Optik dalgaboylarına duyarsız, yani görünür ışığa kör olmalar,
- Kuantum etkinliklerinin yüksek olması,
- Çalıştıkları dinamik aralığın büyük olması,
- Karanlık akımlarının ve gürültülerinin düşük olması

Yariletken algılayıcılar, fotoçarpıcı tüpler (photomultiplier tube–PMT) ile kıyaslandığında düşük şiddetteki ışımayı algılamakta daha başarısızdırlar. PMT’ler tek bir fotonu bile algılayabilirler. Fakat yariletken foto algılayıcıların kuantum etkinlikleri PMT veya çığ foto algılayıcı (Avalanche photodiode–APD) gibi tek bir foton veya çok düşük şiddetteki ışımayı algılamak için tasarlanmış sistemlere kıyasla çok daha yüksektir. Fotoiletken algılayıcılarda bir iç elektrik alanı yoktur. Bu algılayıcılara, dirençleri ışımaya duyarlı elektronik cihazlar olarak bakmak mümkündür. Gelen fotonun enerjisi $h\nu$, fotoiletken algılayıcının yapıldığı yariletkenin bant aralığı enerjisi E_g ’den daha büyük ise soğurulacak ve bir elektron–boşluk çifti oluşacaktır. Bu şekilde oluşan elektron boşluk çiftleri fotoiletken algılayıcının iletkenliğini değiştirecektir.

Tarihsel olarak, morötesi algılayıcılarda kullanılan ilk yariletken malzemeler silikon, GaP, GaAsP gibi dar bant aralığına sahip malzemelerdi. Gerçekte bu malzemeleri doğrudan morötesi ışık algılayıcısı olarak kullanmak mümkün değildir. Bu malzemelerden yapılmış olan algılayıcılar, doğrudan gün ışığına maruz bırakıldığında, görünür bölgedeki ışıma tarafından doyurulacaktırlar (saturation). Dolayısıyla, ürettikleri elektriksel sinyale bakıp morötesi ışıma hakkında bir fikre varmak güçtür. Bilindiği gibi kuantum etkinlik, soğrulan bir fotona karşı bir elektron–boşluk çifti oluşma olasılığı olarak tanımlanmaktadır. Fotoalgılayıcılarda kullanılan yariletkenlerin kuantum etkinliği, bant aralığı enerjilerinin üzerinde enerjiye sahip fotonlar için daha yüksektir fakat spektrumları bant aralığı enerjisi civarındadır. Morötesi ışığın enerjisi, yukarıda

bahsedilen yarıiletkenlerin bant aralığı enerjisinden çok daha büyük olup soğrulan ışığın büyük bir miktarı yarıiletkeni ısıtmaya yarar. Dolayısıyla bu kısa dalga boylarında, dar enerji bant aralığına sahip yarıiletkenlerden yapılmış fotoalgılayıcıların kuantum etkinlikleri düşüktür. Böyle durumlarda bir çözüm olarak filtre kullanılabilir. Bu tip filtreler fosfor tabanlı olabilirler. Yüksek geçiren filtre gibi çalışan fosfor tabanlı filtrelerde morötesi ışımaya soğrulduktan sonra yarıiletkene doğru ve yarıiletkenin bant aralığına yakın bir enerjide yeniden ışımaya yaparlar [Goldberg, 1999]. Bu tip filtrelerin kullanılması algılayıcı maaliyetlerini arttırmaktadır. Ayrıca filtrelerin zamanla performansları düşmektedir.

Dar bant aralığı enerjisine sahip yarıiletkenlerdeki bu sorunlardan dolayı, daha sonraları silikon karbit (SiC), elmas veya galyum nitrid (GaN) ve AlGaN alaşımları kullanılmaya başlanmıştır. Kullanılan bu malzemeler içerisinde en ilginç olanı $Al_xGa_{1-x}N$ alaşımıdır. Bu alaşım, direkt bant aralığına sahip olup bant aralığı enerjisi 3.42 eV'tan ($\lambda=362$ nm)($x=0$) 62 eV'a ($\lambda=200$ nm)($x=1$) kadar ayarlanabilmektedir. Böylece bu algılayıcılar spektrumun UVB (3.87 eV veya $\lambda=320$ nm) ve UVC (4.43 eV veya $\lambda=280$ nm) kesim dalga boylarını kapsamaktadırlar. Ayrıca, bu algılayıcılar, görünür ışığı kesmek için bir filtreye ihtiyaç duymazlar. Bu alaşımlar direkt bant aralığına sahip olduklarından optoelektronik özellikleri silikon karbite kıyasla çok daha iyidir. Bu cihazlar jet motorlarında, fırınlarda, çevresel görüntüleme ve füze algılama sistemlerinde kullanım olanağı bulmaktadırlar. AlGaN tabanlı hem fotovoltaiik hemde fotoiletken cihazlar tasarlanmıştır. Fotoiletken cihazların kazançları büyük fakat cevap süreleri yavaştır. Ayrıca fotoiletken cihazlar kutuplama olmaksızın çalışamazlar. Dolayısıyla kutuplamadan kaynaklı olarak oluşan karanlık akım fazladan gürültüye neden olacaktır. Elmas, morötesi ve yüksek enerjili parçacık algılayıcı yapımı için çok uygun bir malzeme olmasına rağmen teknolojik sebeplerden dolayı kullanımında zorluklar vardır [Decoster and Harari, 2002]. Fakat yavaş yavaş ticarileşmiş, elmastan yapılmış morötesi fotoalgılayıcılar üretilmektedir [Mainwood, 2000]. Bütün olumsuzluklarına rağmen, sahip olduğu teknolojik olgunluk nedeniyle silikon, hala açık ara en çok kullanılan morötesi fotoalgılayıcı malzemesidir. 1.1 eV bant aralığına sahip olan silikonun spektrumu üniform değildir ve kızıl ötesi bölgeye kadar uzanmaktadır. Bu nedenle ışık kaynağı ile algılayıcı arasına filtre konulması gerekir. Bu filtreler fotoalgılayıcının maaliyetini arttırmaktadırlar. Silikon fotoalgılayıcılar genelde p-n eklem

olarak yapılmaktadırlar. Yüksek enerjili ışığa yüzeyde çok fazla soğrulduğundan p–n eklem teknolojisiyle yapılan algılayıcılarda eklem, yüzeye yakın olmalıdır [Decoster and Harari, 2002]. Kayda değer bir başarısı olan p–n eklem fotoalgılayıcı Korde ve diğerleri tarafından geliştirilmiştir [Korde and Geist, 1987]. Silikon p–n eklem fotoalgılayıcılarda yüzeyde bulunan SiO₂ tabakası zamanla morötesi ışık ve nem yüzünden yoğun tuzak merkezleri oluşturmaya başlar. Bu nedenle zamanla performansları düşer. SiC’ten yapılan fotoalgılayıcılar silikondan yapılanlara nazaran çok daha dayanıklıdır. Bu algılayıcıların bazıları 300 °C’ye kadar olan sıcaklıklara kadar, performansında fazla bir değişiklik olmadan çalışabilmektedir. 6H–SiC fotoalgılayıcılar 200–400 nm aralığındaki dalbaboşları için uygundur [Razeghi and Rogalski, 1996].

Özetle günümüzde morötesi ışığı algılamada kullanılan fotoalgılayıcı malzemesi olarak silikon hala açık ara öndedir. Diğer aday malzemeler, özellikle geniş bantlı yarıiletkenler olup, bunlar ile ilgili teknoloji hala ulgunlaşmış düzeyde değildir. Geniş bantlı yarıiletkenlerin en büyük avantajı, görünür ışığa kör olmalarıdır. Böylece, optik filtre gibi hem maliyeti arttıran hemde kuantum etkinliği düşüren bir ara elemana ihtiyaç yoktur. Bir diğer avantaj ise karanlık akımlarının silikona kıyasla daha düşük olmasıdır. Böylece, örneğin düşük gürültünün çok önemli olduğu uygulamalarda (örneğin ışık yoğunluğunun çok küçük olduğu astrofizik uygulamalarında) herhangi bir soğutmaya (örneğin termoelektrik soğutucu) ihtiyaç duymadan çalışabilirler. Ayrıca silikon fotoalgılayıcıların ömürleri, morötesi ışık uygulamalarında çok kısa olmakta, bu algılayıcılar hızlı bir şekilde yaşlanmaktadırlar.

Yukarıda anlatılanlardan çıkarılabilecek başlıca sonuç, morötesi ışığı algılamakta kullanılan fotoalgılayıcılar için uygun malzeme arayışı devam etmektedir. Yapılan bu tez çalışmasında, katmanlı yapıya sahip yarıiletkenlerinde morötesi ışığı algılamada uygun malzemeler olabileceği gösterilmeye çalışılmıştır. Bu yarıiletkenlerden fotoalgılayıcı yapılması için gerekli olan teknoloji görece daha basit olduğundan fotoalgılayıcı üretim maliyetlerinin düşürülebileceği düşünülmektedir.

Yapılan tez çalışmasının ilk kısmında kuramsal temeller verilmeye çalışılmıştır. Tez çalışması sürecinde üretilmiş olan fotoalgılayıcılar metal–yarıiletken kontak temelli olduğundan ilk olarak bu kontakların fiziğine dair kısaca bilgi verilmiştir. Fotoalgılayıcıların fiziksel parametrelerini oldukça önemli bir biçimde etkileyen yüzey sorunları ile ilgili kısaca bilgi verildikten sonra, Schottky engelleri ile ilgili bilgiler

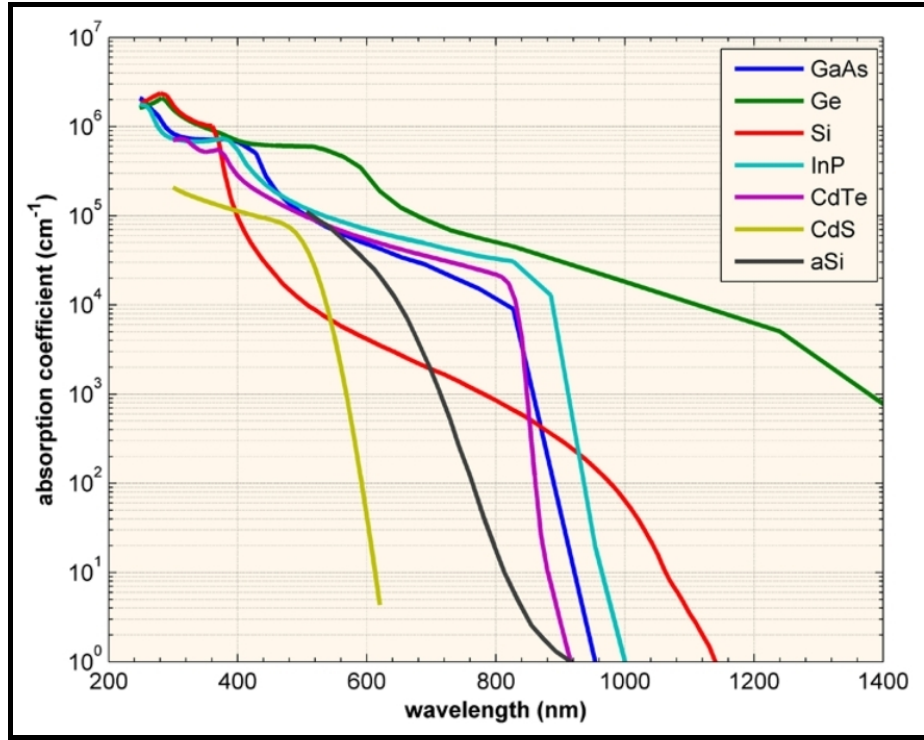
verilmiştir. Daha sonra ise fotoiletkenlik ile ilgili kavramlar açıklanmış, fotoiletkenliğin mekanizmasına dair özet bilgi verilmiştir. Bunu takiben, günümüzde kullanılan fotoalgılayıcılar ile ilgili özet bilgi vermeye çalışılmış, uygulamada başvurulan fotoalgılayıcı modellerinden birisi tanıtılmıştır. Bu bölümün son kısmında ise katmanlı bir yarıiletken olan TlGaSe_2 ferroelektrik kristaline dair kısaca bilgi verilmiştir. Tez çalışmasının üçüncü bölümünde, yapılmış olan deneylere dair düzenek kısaca anlatılmıştır. Deneyde kullanılan cihazlara dair bilgi verildikten sonra numunelerin hazırlanma süreci anlatılmış, deneylerde kullanılan ölçüm yöntemlerinden bahsedilmiştir. Dördüncü bölümde ise deneylerde elde edilen bulgular açıklanmış, bu bulgular neden olan fiziksel olgular araştırılmış ve tartışılmıştır. Son bölümde ise elde edilen sonuçlar özetlenmiştir.

2. KURAMSAL TEMELLER

Mutlak sıfırda yalıtkan olan, fakat sahip oldukları enerji bant aralığının özelliği nedeniyle sıcaklıkla uyarıldıklarında, ergime sıcaklıklarının altında gözlemlenebilir bir iletkenliğe sahip olan katılara yarıiletken denilmektedir. Yarıiletkenler ile yalıtkanlar arasına kesin bir ayırım koymak güç olmasına rağmen kabaca, çoğu önemli yarıiletkende enerji bant aralığının 2 eV'tan az olduğu söylenebilir. Oda sıcaklığında yarıiletkenlerin direnci tipik olarak 10^{-3} ve 10^9 ohm-cm arasındadır. Yarıiletkenlerin önemli bir özelliği, metallere farklı olarak dirençlerinin sıcaklık artışıyla düşmesidir [Ashcroft and Mermin, 1976]. Metaller, karakteristik olarak kısmen dolu bir valans bandına sahiptirler. Elektrik iletkenliği bu bantlardan kaynaklanır. Diğer taraftan yalıtkanların valans bantları tamamiyle elektronlarla doludur. Yarıiletkenler metaller ve yalıtkanlar arasında bir yerde durmaktadırlar. Düşük sıcaklıklarda, yarıiletkenlerin valans bantları tamamiyle dolu olup, bir sonraki, daha yüksek enerjiye sahip bantla aralarında bir aralık bulunur. Yarıiletkenlerde, valans bandından daha yüksek enerjiye sahip bu banda iletkenlik bandı adı verilmektedir. Yarıiletkenlerin bir diğer önemli özelliğinde farklı tip ve konsantrasyonda safsızlık atomları ile katkılanarak iletkenliklerini ayarlamanın mümkün olmasıdır. Ayrıca bu safsızlık atomları iyonlaşmış yükler bakımından fakirleşmiş bir bölge oluşturduğunda geriye kalan yükler nedeniyle bir elektrik alanı ve bazende potansiyel engeli oluşmasına neden olurlar. Katkılanmış atomdan elektron alan yarıiletkenlere n-tipi ve bu durumda katkı atomuna donör denilmektedir. Bu tip yarıiletkenlerde çoğunluk yük taşıyıcısı elektronlardır. Tersine, katkılanmış atoma elektron veren yarıiletkenlere p-tipi ve bu durumda katkı atomuna akseptör denilmektedir. Bu tip yarıiletkenlerde ise çoğunluk yük taşıyıcısı boşluklardır [Sze and Ng, 2007].

Bir önceki bölümde bahsedildiği gibi, yarıiletkenlerden fotoalgılayıcı yapmanın çeşitli yolları vardır. Bunlardan en basit olanı, bir yarıiletkene iki omik kontak yapmak suretiyle elde edilen fotoiletken algılayıcıdır. Fotoiletken algılayıcının temel çalışma ilkesi, üzerine düşen ışığın yoğunluğu ile orantılı olarak iletkenliğinin artmasıdır. Fotoiletkenlerin üretiminin görece kolay olmasına karşın, kullanılabilmesi için harici bir kutuplama voltajına ihtiyaç duymaları ve kuantum etkinliklerinin düşük olması, bu algılayıcıların kullanım alanlarını daraltmaktadır. Günümüzde üretilen fotoalgılayıcıların baskın bir çoğunluğu, gelen fotonlarla üretilmiş olan elektron-boşluk çiftlerinin

bir iç elektrik alanı ile ayrıştırılması ilkesine dayanır. Bu tip algılayıcıların üretimi fotoiletkenlere kıyasla daha zor olmasına karşın, kuantum etkinliği daha yüksek olduğundan ve istenildiğinde dışarıdan bir kutuplama voltajı uygulamadan kullanılacaklarından karanlık akımları ve gürültüleri daha düşük olduğundan oldukça geniş bir uygulama alanına sahiptirler. Bu tip algılayıcılara fotoiletken algılayıcılara kıyasla yukarıda bahsedilen üstünlüğü sağlayan iç elektrik alanı bir engel yardımı ile oluşturulur. Bu engel ya p-n eklem şeklinde veya Schottky engel şeklinde olabilir. p-n



Şekil 2.1: Bazı yarıiletkenlerin soğurma katsayısı.

eklem için kullanılan yarıiletkenin hem p-tipi hemde n-tipi olarak katkılanabilmesi gerekir. p-n eklemün üretilmesi Schottky engeline göre dah karmaşık bir teknoloji gerektirir. Ayrıca morötesi fotoalgılayıcı üretimi açısından bakınca, p-n eklem şeklinde üretilmiş fotoalgılayıcılarında eklem bölgesinin, yani fakirleşmiş bölgenin yüzeye çok yakın olması gerkir. Çünkü morötesi ışığın soğrulma katsayısı çok yüksek olup fotoalgılayıcıda elektrik alanının oluşturulduğu bölge olan eklem bölgesi yüzeyden uzaklaştıkça, bu bölgeye ulaşan morötesi dalgaboyuna sahip fotonların sayısı azalmaktadır. Şekil 2.1 [Web 1, 2013]bazı yarıiletkenler için soğurma katsayısının dalgaboyuna olan bağımlılığını logaritmik ölçekte göstermektedir. Soğurma katsayısının morötesi ışık

için yüksek olması, p–n eklem üretiminde bazı teknolojik zorluklara neden olmaktadır. Schottky engelli fotoalgılayıcıların diğer fotoalgılayıcılara göre:

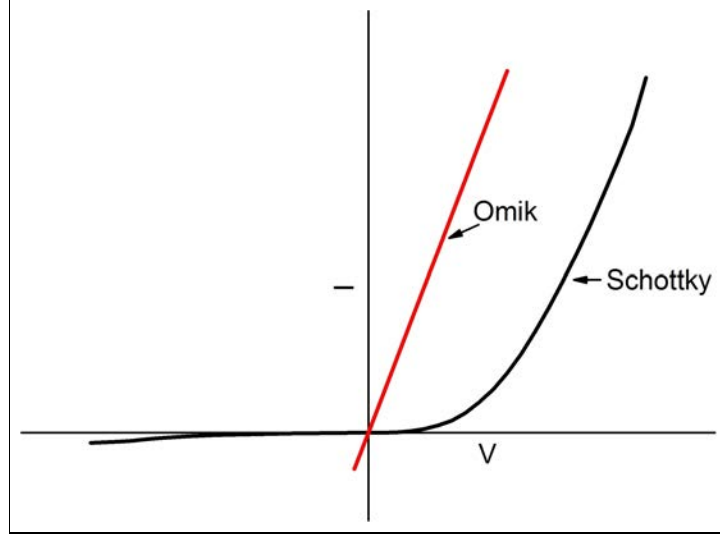
- Bütün yarıiletkenleri hem p-tipi hemde n-tipi olarak hazırlamak, dolayısıyla p–n eklem yapmak mümkün değildir. Bu tip yarıiletkenlerde Schottky engeli kullanılabilir.
- UV ve görünür bölgede optik algılayıcı yapmak için kullanılan yarıiletkenlerin yasak enerji aralığı (bandgap energy) üzerinde enerjiye sahip fotonlar için soğurma katsayısı oldukça yüksektir. Bu durum, yüzeyde yeniden birleşme (elektron ve boşlukların yeniden birleşmesi, recombination) olasılığını artırır. Bunun bir sonucu olarak kuantum etkinlik azalır. MY eklemlerde fakirleşmiş bölge yüzeyin hemen altında olduğundan yüzeyde yeniden birleşme olasılığı çok daha düşüktür.
- p–n ve p-i-n fotoalgılayıcılarının hızı kısmen fakirleşmiş bölgenin hemen dışında üretilen foto–taşıyıcıların yavaş difüzyon akımına bağlıdır. Bu istenmeyen soğurmayı engellemenin bir yolu eklem katmanlarından birini daha ince yapmaktır. Fakat eklem katmanlarından birini daha ince yapmak fotoalgılayıcının hızını düşürmektedir. Schottky engelli fotoalgılayıcılarda böyle bir sorun yoktur. Bu fotoalgılayıcılar çoğunluk yük taşıyıcısı temelli cihazlar olduğundan cevap süreleri (response time) kısa, band genişlikleri (bandwidth) büyüktür. Halihazırda cevap süresi pikosaniyeler mertebesinde ve band genişlikleri $\sim 100\text{GHz}$. civarında olan Schottky engel temelli fotoalgılayıcılar mevcuttur [Saleh and Teich, 2007].

gibi avantajları bunlar arasında saymak mümkündür.

2.1. Metal–Yarıiletken Kontaklar

Metaller ve yarıiletkenler arasında omik ve doğrultucu olmak üzere iki tip kontak vardır. Bu iki kontakta örnek olacak bir akım–voltaj karakteristiği şekil 2.2’de gösterilmiştir. İdeal omik kontaklarda, akım, potansiyel farkına doğrusal olarak bağlıdır, voltajın kutuplama yönünden bağımsız olarak akım her iki yönde en küçük voltaj düşümü olacak şekilde akar ve voltaja bağlı akım fonksiyonunun eğimi sonsuzdur. Omik kontaklar, temelde yarıiletken cihazlar ile dış dünya arasındaki bağlantıyı kurmak için

yapılırlar. Doğrultucu kontaklarda ise akım, voltajın kutuplanma yönüne göre akar. Yani asimetrik bir akım–voltaj ilişkisi söz konusudur. Voltajın kutuplanmasına göre akımın bir yönde akması engellenir. Metal–Yarıiletken (MY) kontakların doğrultma



Şekil 2.2: Schottky ve omik kontaklar için tipik akım–voltaj karakteristiği.

özelliği Ferdinand Braun tarafından 1874 yılında keşfedilmiştir. Braun, çalışmalarında kristal ve metallerin kontak edilmesiyle oluşturulan yapılarda iletimin asimetrik olduğunu rapor etmiştir. G.W. Pickard, silikona noktasal kontak yapılması ile oluşturulan bir doğrultucunun patentini 1906 yılında almıştır. 1907 yılında George W. Pierce, farklı birçok metalin saçırma yöntemi ile farklı birçok yarıiletkenle kontak edilmesi ile üretilmiş diyotların doğrultma özelliklerine dair çalışmalarını yayınlamıştır. İlk MY diyotlar 1920'li yıllarda radyo vericilerinde kullanılmıştır. Bu diyotlar noktasal kontaklarla yapıydı. Bu yöntemle üretilen diyotların en büyük dezavantajlarından biri karakteristiklerinin çok değişken olmasıydı. İlk geniş alanlı doğrultucu 1926 yılında bakır oksit bir yarıiletkenin termal buharlaştırma yöntemiyle bakır bir alttaş üzerinde büyütülmesiyle üretilmiştir. Daha sonraları selenyum gibi yarıiletkenler buharlaştırılarak ince bir tabaka olarak metal yüzeylere kontak yapılarak MY doğrultucu diyotlar üretilmiştir. Bu yöntemle yüksek güçlü elektrik işaretlerini doğrultmaya uygun diyotları üretmek mümkün olmuştur. 1925–1940 arasında laboratuarlarda, ultra yüksek frekans (UHF) bandındaki mikrodalgaları algılayacak MY diyotlar üretilmiştir. Schottky engeli temelinde dayanan ilk elektronik cihazlarda kararlı ve tekrar edilebilir kontaklar üretmek

oldukça zordu. Fakat 1950 ve 60'larda yüksek vakum altında termal buharlaştırma yöntemlerindeki ilerlemeler ile bu sorunların üstesinden gelinebilmiştir. Yarıiletken fiziğindeki hem doğrultucu hem de omik kontak olarak öneminden dolayı MY kontaklar ile ilgili çalışmalar günümüzde de devam etmektedir [Rhoderick and Williams, 1988].

MY yapıların doğrultma özelliğini anlamaya dair yapılan ilk çalışmalar Schottky, Strömer ve Waibel'in, akım akması durumunda potansiyel düşümünün kontak noktasında olduğunu göstermeleriyle olmuştur. Daha sonra Wilson ve diğerleri bu yapılarıdaki doğrultma özelliğini elektronların bir engelden Kuantum Mekaniksel tünelleme ile geçmesinin bir sonucu olarak ortaya çıktığını ileri sürerek açıklamaya çalışmışlardır. 1938 yılında Schottky ve Mott birbirlerinden bağımsız olarak doğrultmanın, elektronların bir engeli difüzyon ve sürüklenme ile geçmeleri ile açıklanabileceğini ifade etmişlerdir. Mott'a göre engelin oluşmasının nedeni metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarının farklı olmasıdır. 1942 yılında Bethe termiyonik emisyon teorisini ortaya koymuştur. Bu teoriye göre MY kontaklarda akım, Schottky ve Mott'un öne sürdükleri gibi elektronların yarıiletken içerisinde sürüklenmeleri ve difüzyonları ile belirlenmiyor, elektronların metal içine yayılması ile belirleniyordu [Rhoderick and Williams, 1988].

2.1.1. Katıların Yüzey Özellikleri

Katı kristallerin içinde atomlar, her bir atoma etki eden net kuvvet sıfır olacak şekilde iyi dizilmişlerdir. Fakat yüzeyde komşu atomlarının eksik olmasından dolayı durum farklıdır. İlk olarak, yüzeyde atomların dengede durdukları konumlar içerideki atomların dengede durdukları konumlardan farklıdır. İkincisi, yüzeyin kimyası ile içerinin kimyası birbirlerinden farklıdır. Normal koşullarda (atmosferik) kristallerde bir yüzey kesilirse kısa bir süre sonra kesilen yüzeyde etraftaki atomlarla bağlar kurulur (contamination). Bu kurulan bağlar çoğunlukla atmosferde bol miktarda bulunan karbon, hidrojen ve oksijen ile kurulur. Çoğunlukla, bu gerçek yüzeyler (kirli) temiz yüzeylerin aksine düzensizdirler. Yani kristal bir düzenden bahsetmek zordur. Yüzeye paralel veya dik bir periyodiklik yoktur. Sonuç olarak katıların yüzeyleri içlerinden farklıdır. Bunun bir sonucu olarakta, genelde yüzeydeki elektron dağılımı ve enerji seviyeleri farklıdır. Metal ve yarıiletken arayüzeylerin oluşumunda bu yüzeylerin önemli

bir rolü vardır [Rhoderick and Williams, 1988].

2.1.2. Katıların İçinde ve Yüzeyinde Elektron Durumları

Katı kristallerde elektronlar, atomların dizilişinden kaynaklı olarak periyodik bir potansiyele maruz kalırlar. Bunun bir sonucu olarak elektronların izin verilen enerji seviyelerinde aralıklar (gap) oluşur. Katıların yüzeyinde periyodik potansiyel birden bire kesilir. Bunun sonucu olarak band aralığının oluşmasına neden olan koşul ortadan kalkar. Bunun anlamı, dalga fonksiyonunun k dalga vektörünün sanal değerlerine karşılık gelen yüzey durumlarının oluşmasıdır. Bu yüzey durumları içeriye doğru gittikçe (yani yüzeyden uzaklaştıkça) üstel olarak azalır. Genelde (fakat her zaman değil) enerjileri band aralığındadır. Yüzey durumlarına deneylerde düzenli olarak rastlanılır ve çoğunlukla valans ve iletim bandıyla çakışan iki boyutlu bandlar oluştururlar. Bu üst üste binen yüzeylere kristal boyunca değil, yüzeyde rastlanılır. Yüzey durumları, band aralığı içinde ayırık veya sürekli enerji durumları olarak görünürler. Ayrıca yüzeyde valans ve iletim bantlarının durum yoğunluğu azdır [Rhoderick and Williams, 1988].

2.1.3. İş Fonksiyonu

Bir elektronu Fermi seviyesinden (dolu olan ve taban seviyesine göre en yüksek enerjiye sahip seviye) vakum seviyesine çıkarmak için gerekli enerjiye iş fonksiyonu denir. İş fonksiyonu hacimsel etkilere ve yüzey etkilerine bağlıdır. Kristalin periyodik potansiyelinden kaynaklı olarak elektronun sahip olduğu enerji ve elektronun diğer elektronlarla etkileşimi hacimsel etkiler kategorisine girmektedir. Yüzey etkileri ise yüzeyde muhtemel bir dipol katmanının oluşmasına karşı düşer. Genelde metallerin yüzeyindeki atomların yük dağılımları simetrik değildir. Bu nedenle pozitif ve negatif yüklerin merkezi çakışmaz. Bunun sonucu olarak bir dipol tabakası oluşur. Bu dipol tabakasının bir sonucu olarakta yüzey ile metalin iç kısmı arasında bir potansiyel farkı vardır. Bu potansiyel farkı iş fonksiyonunun bir kısmını oluşturur. Literatürde, genel olarak MY kontakların teorisinde metallerin iş fonksiyonu ϕ_m ile, yarıiletkenlerin iş fonksiyonu ise ϕ_s ile gösterilir. Açıkta ki yüzey elektron yük dağılımındaki değişiklikler dipol tabakasını ve dolayısıyla ϕ_m iş fonksiyonunu değiştirir. Aynı kristalin farklı

yüzeylerinin farklı dipol tabakaları olabileceğinden farklı iş fonksiyonları olabilir. Örneğin tungustenin (110), (100) ve (111) yüzeylerinin iş fonksiyonları sırasıyla 5.25, 4.63 ve 4.47 eV olarak rapor edilmiştir. Yarıiletkenlerin yüzeyine dair önemli bir parametre χ_s ile gösterilen elektron yakınlığıdır. Elektron yakınlığı, vakum seviyesi ile iletkenlik bandının tabanı arasındaki enerji farkı olarak tanımlanmaktadır. Elektron yakınlığı, iş fonksiyonundakine benzer olarak yüzey dipollerine bağlıdır. Eğer bantlar düz ise (yani yarıiletken içerisinde elektrik alanı yoksa) ξ Fermi seviyesi ile iletkenlik bandının tabanı arasındaki enerji farkı olmak üzere elektron yakınlığı ile iş fonksiyonu arasındaki ilişki

$$\phi_s = \chi_s + \xi \quad (2.1)$$

ile verilir. Bir elektronu valans bandından koparmak için gerekli minimum enerji iyonlaşma enerjisi olarak tanımlanır, I ile gösterilir ve

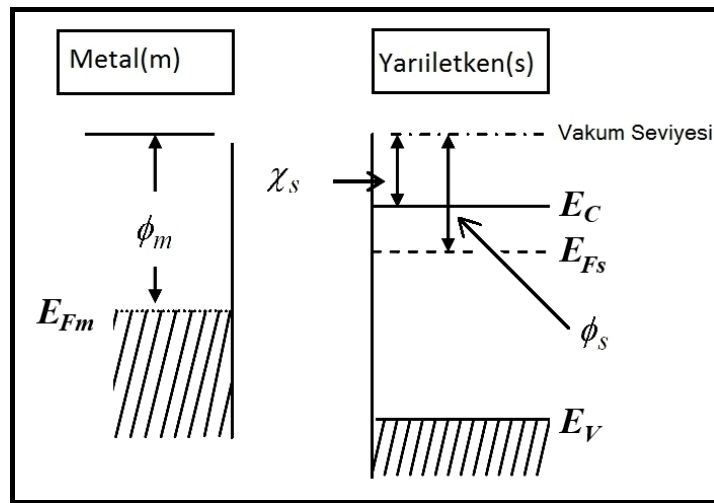
$$I = \chi_s + E_g \quad (2.2)$$

ile verilir.

2.1.4. Engel Oluşumu

MY kontakların doğrultma özelliği, metal ile yarıiletken arasında oluşan bir elektrostatik engelin oluşmasının sonucudur. Bu elektrostatik engel, iki malzemenin farklı iş fonksiyonlarına sahip olmasından dolayı oluşur. Oluşan engel, akım iletimini kontrol eder. MY kontaklarda engel oluşumu incelenmesinde ilk olarak yüzey durumlarının ve diğer kusurların göz ardı edildiği ideal durumu ele alacağız. Şekil 2.3'de [Rhoderick and Williams, 1988] birbiriyle kontak edilmemiş, bir n-tipi yarıiletken ile yüksek iş fonksiyonuna sahip bir metalin elektronik enerjileri gösterilmektedir. Şekilde metalin Fermi seviyesi E_{Fm} ve metalin iş fonksiyonu ϕ_m ile gösterilmiştir. Yarıiletkenin Fermi seviyesi iletim bandına yakın olduğundan, yarıiletken n-tipindedir. Şekilde ϕ_s yarıiletkenin iş fonksiyonu, χ_s ise elektron yakınlığıdır. Metal ile yarıiletken şekil 2.4'de [Rhoderick and Williams, 1988] gösterildiği gibi birbirlerine bir kablo ile

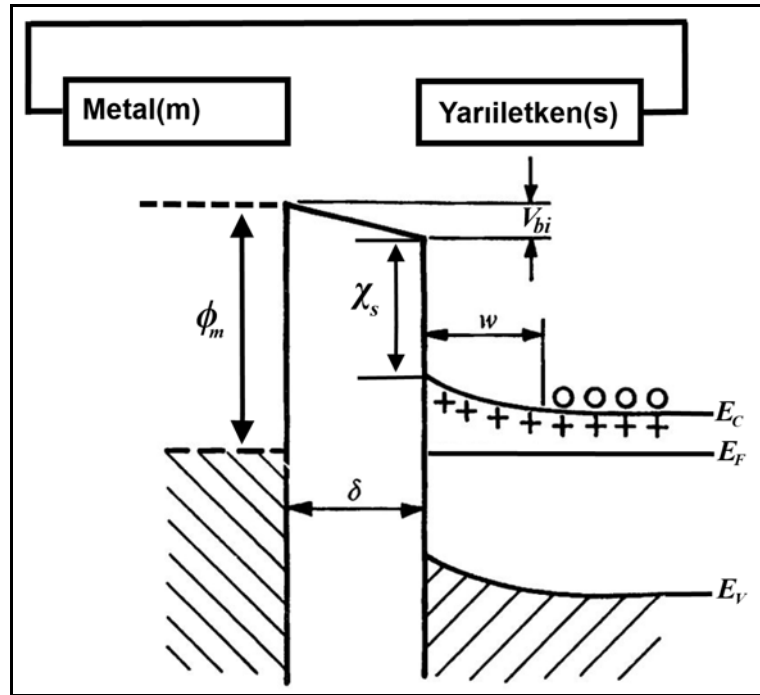
bağlanırsa, yarıiletkenin Fermi seviyesi yukarıda olduğundan, yarıiletkenden metale doğru bir elektron transferi olacak ve Fermi seviyeleri eşitlenecektir. Böylece yarıiletken pozitif, metal negatif yüklenecektir. Metallerde elektron yoğunluğu $\sim 10^{22}/cm^3$ civarında olduğundan ve yarıiletkenlerde dejenere olmamış durumda genelde çok daha düşük (tipik olarak $\sim 10^{15}-10^{16}/cm^3$) olduğundan metalin Fermi seviyesi görece değişmezken, yarıiletkeninki değişir. Yine bu elektron yoğunlukları arasındaki büyük farktan dolayı şekil 2.5'te gösterildiği gibi metal yüzeyinde negatif yüklerden oluşmuş bir tekil katman (monolayer) oluşurken yarıiletkende fakirleşmiş bir bölge oluşacaktır. Oluşan yük dağılımından dolayı yarıiletkenden metale doğru bir elektrik alanı oluşacaktır [Sze and Ng, 2007]. Oluşan elektrik alanının şiddeti, yarıiletkenden metale transfer olan elektron miktarı ile orantılıdır. Oluşan bu elektrik alanının bir sonucu olarak şekil 2.4'te V_{bi} ile gösterilen bir potansiyel farkı oluşacaktır. Yarıiletkenin değişen Fermi seviyesine göre yarıiletkenin valans ve iletim bantları şekil 2.4'te gösterildiği gibi hizalanacak, bantların enerji seviyeleri düşecektir. Bantların enerji seviyelerinin düşmesinin fiziksel nedeni, yarıiletkenden metale doğru olan elektron akışından sonra, yarıiletken tarafında elektron yoğunluğu azaldığından, bir elektronu sonsuzdan buraya getirmek için gerekli enerji daha az olacak; yani yarıiletken tarafta bantların enerjileri düşecektir. Fermi seviyeleri eşitlendikten sonra metal ve yarıiletkendeki net yük miktarları bir dengeye geleceğinden elektrik alanı sabit olacak ve V_{bi} potansiyel düşümü δ 'ya doğrusal bağlı olacaktır. Fakirleşmiş bölgeden dolayı yarıiletkenin içerisinde bantlar bükülecektir. Fakirleşmiş bölgenin dışında, nötral bölgede iletkenlik ve



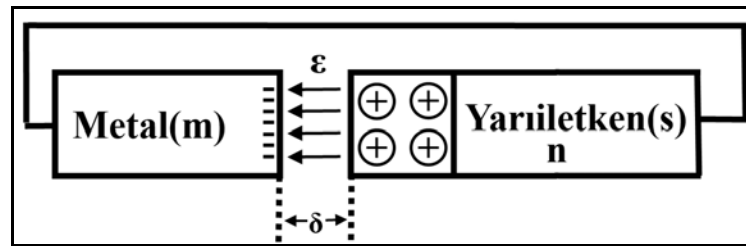
Şekil 2.3: Kontak edilmemiş metal ve n-tipi yarıiletkenin bant diyagramları.

valans bantları yine düzdür.

Yarıiletkende fakirleşmiş bölgede yük dağılımı, elektrik alan şiddeti ve elektrostatik potansiyelin mesafeye göre değişimini bulmak için kullanılan yaklaşımlardan birine göre, fakirleşmiş bölgenin dışında kalan bölgenin nötral olduğu ve fakirleşmiş bölgedeki yük yoğunluğunun şekil 2.6.a)'daki gibi olduğu varsayılır. Fakirleşmiş bölgede yük yoğunluğu qN_d olacaktır; konuma göre yük yoğunluğunun fakirleşmiş bölgede şekil 2.6.a)'daki [Rhoderick and Williams, 1988] gibi değiştiğini varsayalım. Herhangi bir besleme uygulanmadığında nötral bölgede herhangi bir elektrik alanı yoktur, aksi halde bir akım akardı. Elektrik alanı ile yük yoğunluğu arasındaki ilişki Gauss Yasası



Şekil 2.4: Kısadevre edilmemiş metal ve n-tipi yarıiletkenin bant diyagramları.



Şekil 2.5: Metalde tekil katman ve yarıiletkende fakirleşmiş bölge oluşumu.

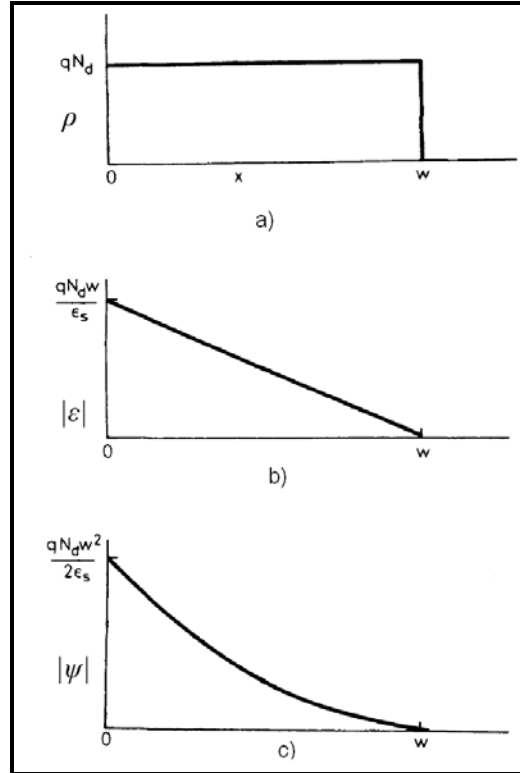
ile verilir. Böylece:

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial x} = \frac{qN_d}{\epsilon_s} \quad (2.3)$$

Burada, şu gözlem hemen yapılabilir: ϵ ile gösterilen elektrik alanının genliği şekil 2.6.b)'de gösterildiği gibi metale yaklaştıkça artmakta ve temas noktasında $qN_d w / \epsilon_s$ olmaktadır. ψ ile gösterilen elektrostatik potansiyelin nötral bölgede sıfır olduğunu kabul edersek böylece $\psi(w) = 0$ olacaktır. Bu durumda fakirleşmiş bölge içerisinde herhangi bir x noktasında elektrostatik potansiyel:

$$\psi(x) = \int_x^w \epsilon dx = - \int_x^w \frac{qN_d(w-x)}{\epsilon_s} dx = - \frac{qN_d}{2\epsilon_s} (w-x)^2 \quad (2.4)$$

olacaktır. $\psi(x)$ fakirleşmiş bölge boyunca negatif, $-q\psi(x)$ potansiyel enerjisi ise pozitif olacak ve bantlar yukarıya doğru bükülecektir. $\psi(x)$ 'nin genliği, metale yaklaştıkça karesel olarak artar ve temas noktasında $qN_d w^2 / 2\epsilon_s$ değerine sahiptir



Şekil 2.6: a) Yük yoğunluğu, b) elektrik alan şiddeti ve c) elektrostatik potansiyelin mesafeye göre değişimi.

[Rhoderick and Williams, 1988].

Yukarıda bantların bükülmesine dair yapılan inceleme fakirleşmiş bölge yaklaşımına dayanmaktadır. Şekil 2.4'te gösterildiği gibi fakirleşmiş bölgede ve yarıiletken ile metal arasında potansiyel düşümü vardır. Yarıiletkenin fakirleşmiş bölgesindeki potansiyel düşümü, dolayısıyla bantların bükülmesi sabit varsayılabilir. Fakat yarıiletken ile metal arasındaki V_{bi} potansiyel düşümü Şekil 2.4'te gösterilen, metal ile yarıiletken arasındaki mesafe olan δ 'ya doğrusal olarak bağlıdır. Bunun bir sonucu olarak δ aralığı azaltıldığında, yani metal ile yarıiletken birbirlerine yaklaştığında V_{bi} potansiyel düşümü azalacaktır. Şekil 2.7'da [Rhoderick and Williams, 1988] tam temas olduktan sonraki durum gösterilmiştir. Burada ilk dikkat edilecek noktalardan biri, yarıiletkenin vakum seviyesinde bantlara göre hizalandığıdır. Bu süreklilik için gereklidir. Tam temas noktasında ϕ_m , yarıiletkenin nötral bölgesinde ϕ_s tarafından belirlendiğinden ve $\phi_m > \phi_s$ olduğundan yarıiletkenin vakum seviyesi, yarıiletkenin bantlarına paralel olacaktır. Şekilde gösterilen

$$qV_{bi} = \phi_{bn} - (E_C - E_F) \quad (2.5)$$

ilişkisi vardır. Engel yüksekliği, metalin iş fonksiyonu ve elektron yakınlığına bağlı olduğundan şimdiye kadar incelenen modele göre yukarıda verilen potansiyel değişimi $E_C - E_F$ farkına, bu fark ise katkı seviyesine bağlıdır. Katkı seviyesi artırıldığında, Fermi seviyesi iletkenlik bandına yaklaşacağından $E_C - E_F$ farkı azalacak, dolayısıyla bu potansiyel değişimi artacaktır. Şekil 2.8'da metal ve yarıiletken taraflarda temsili olarak enerjiye bağlı elektron dağılımları gösterilmiştir. Bu dağılım durum yoğunluğu ile Fermi fonksiyonunun çarpımı ile elde edilir. Bilindiği gibi Fermi fonksiyonu belli bir E enerjisinde dolu olan durumların, izin verilen durumlara olan oranını olasılık dağılımı cinsinden veren fonksiyon olup $f(E)$ ile gösterilir. Elektron için Fermi-Dirac dağılımı:

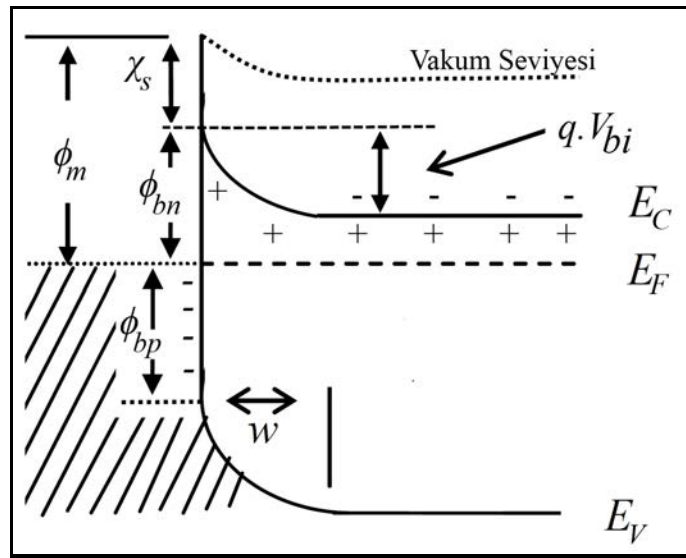
$$f_n(E) = \frac{1}{\exp[(E - E_F/k_B T)] + 1} \quad (2.6)$$

ile verilir. Şekil 2.9 bu dağılımın enerjiye göre değişimini farklı sıcaklıklarda göster-

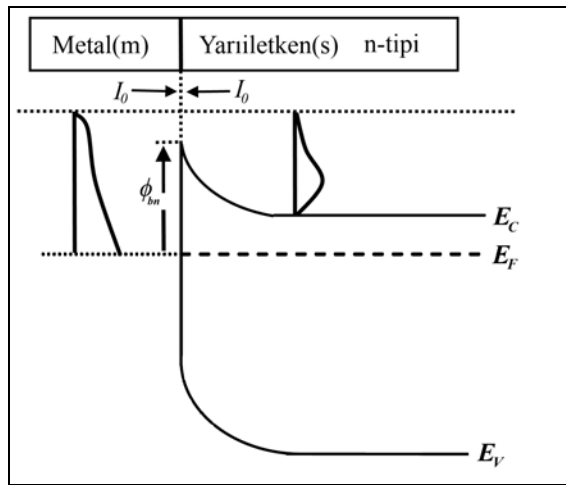
mektedir. Denklem 2.6'ya benzer olarak boşluklar (hole) için Fermi-Dirac dağılımı:

$$f_p(E) = 1 - f_n(E) \quad (2.7)$$

ile verilir. Bilindiği gibi bir yarıiletkende serbest elektronlar, iletim bandının taban enerjisi olan E_C enerjisi seviyesinden daha büyük enerjideki elektronlardır. Yarıiletkenlere dair fenomenlerin analizinde ve açıklanmasında iletim bandındaki elektron yoğunluğunu hesaplamak önemlidir. OK'de elektronlar Fermi seviyesinin üzerinde bu-



Şekil 2.7: Kontak sonrası metal ve yarıiletkenin bant diyagramları.



Şekil 2.8: Termal denge durumunda metal ve yarıiletkenin bant diyagramları ve elektron dağılımları.

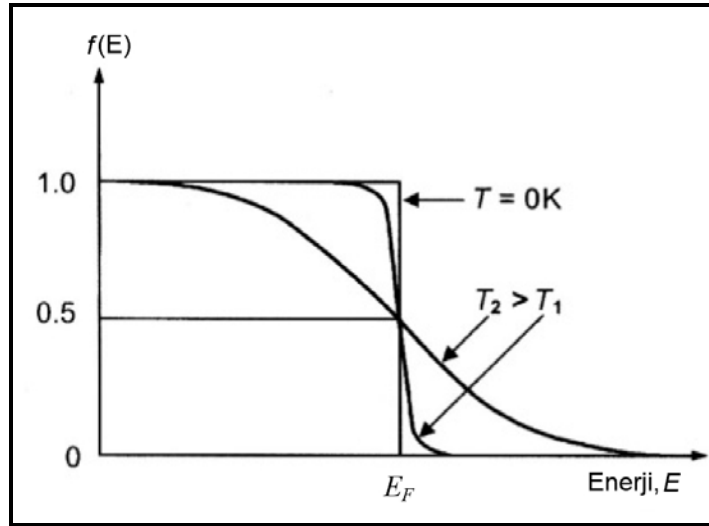
lunmazlar. Sıcaklık arttırıldıkça Fermi seviyesinin üzerindeki durumların doldurulma olasılığı artar. Elektronların toplam yoğunluğu:

- i) Birim hacim ve enerjideki durum yoğunluğuna ve
- ii) E enerjisindeki bir durumun dolu olma olasılığına bağlıdır.

$g(E)$ enerjiye bağlı durum yoğunluğu fonksiyonu olmak üzere iletim bandındaki toplam elektron sayısı

$$n = \int_{E_C}^{\infty} g_n(E) f_n(E) dE \quad (2.8)$$

ile verilir. Dolayısıyla iletim bandındaki toplam elektron sayısını belirleyebilmek için durum yoğunluğu fonksiyonu $g(E)$ 'yi belirlemek gerekir. Şekil 2.10'da örnek bir durum yoğunluğu fonksiyonu, Fermi–Dirac dağılım fonksiyonu ve bunların çarpımı sonucu bulunan yük dağılımı gösterilmektedir [Yacobi, 2004].



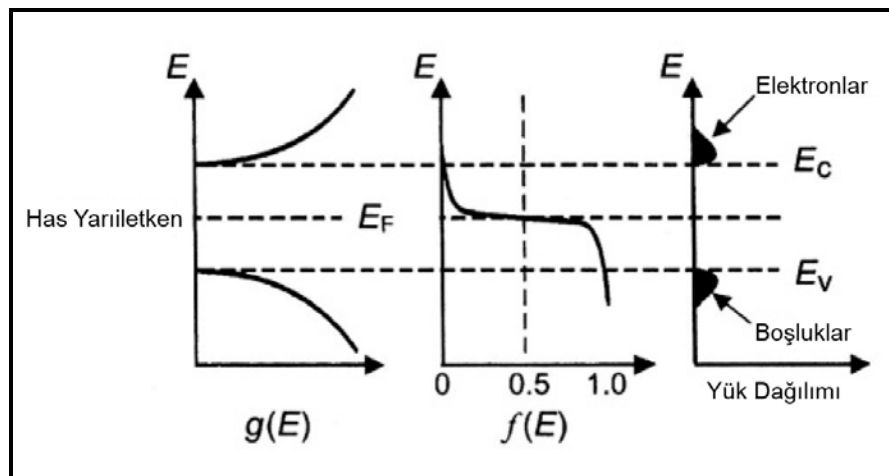
Şekil 2.9: Farklı sıcaklıklarda Fermi–Dirac dağılım fonksiyonu.

Şekil 2.8'ye dikkat edilirse, yarıiletken tarafında, elektron dağılımı iletim bandına yaklaştıkça sifira yakınsamaktadır. Fakat metal tarafındaki elektron dağılımı için aynı şey söz konusu değildir. Bunun nedeni metalin durum yoğunluğunun yüksek olması ile ilgilidir. Elektron dağılımından anlaşılacağı üzere metal tarafında engel yük-

sekliğinin üzerinde elektronlar bulunacaktır. Metal ve yarıiletken kontak edildiğinde Fermi seviyeleri, iki tarafında elektron dağılımının tepeleri eşitlenecek şekilde hizalanacaktır. Termal denge durumunda, engelin üzerinde metal ve yarıiletkendeki elektron sayıları eşit olacaktır. Başka bir deyişle metal tarafından yarıiletken tarafına geçen elektron sayısı, yarıiletken tarafından metal tarafına geçen elektron sayısına eşit olacaktır.

2.1.5. Ters Kutuplama

Ters kutuplamada yarıiletken tarafa pozitif, metal tarafa negatif voltaj uygulanmaktadır. Bu durumda fakirleşmiş bölge genişler, şekil 2.7 da V_{bi} ile gösterilen potansiyel farkı V_R ters kutuplama voltajı kadar büyür ve yarıiletkenin nötral kısmının enerji seviyeleri düşer. Enerji seviyelerinin düşmesinin fiziksel nedeni, yarıiletken metale göre daha pozitif bir voltaj uygulandığında yarıiletken içerisinde elektron yoğunluğu düşeceğinden bantların enerji seviyeleri düşecektir. Bunun bir sonucu olarak iletim bandındaki dolu durumların enerji seviyeleri düşer. Metal tarafında ϕ_{bn} ile gösterilen bariyerde ise herhangi bir değişme olmayacak, buradaki elektron dağılımı aynı kalacaktır. Bunun bir sonucu olarak metalden yarıiletkene doğru bir elektron akışı olacak, dolayısıyla yarıiletkenden metale doğru, Şekil 2.11’de I_o ile gösterilen ve literatürde doyma akımı olarak adlandırılan bir akım akacaktır. Bu akımın değeri engel yüksekliği ϕ_{bn} ile ters orantılıdır. Dolayısıyla buradan şu sonuç çıkarılabilir: I_o doyma akımı



Şekil 2.10: Has bir yarıiletken için temsili durum yoğunluğu, Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu ve yük dağılımı.

düşürülmek isteniyorsa ϕ_{bn} arttırılmalıdır.

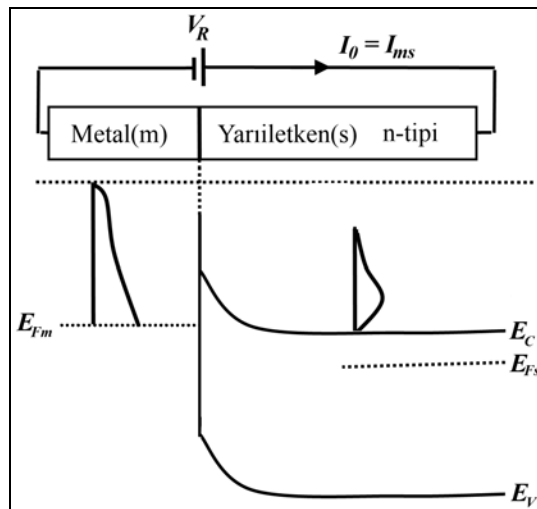
2.1.6. İleri Yönde Kutuplama

İleri yönde kutuplamada metal tarafa pozitif, yarıiletken tarafa negatif voltaj uygulanır. Bu durumda şekil 2.7 da V_{bi} ile gösterilen potansiyel farkı V_F ile gösterilen ileri yönde kutuplama voltajı kadar azalır ve yarıiletkenin nötral bölgesinin enerji seviyeleri yükselir. Bunun bir sonucu olarak iletim bandındaki dolu durumların enerji seviyeleri artar. Yani yarıiletken tarafında potansiyel enerji engelini aşacak elektronların sayısı artar. Böylece yarıiletkenden metale doğru bir elektron akışı olur. Metalden yarıiletkene doğru olan elektron akışından kaynaklı akım $I_{ms} = I_0$ ile gösterilirse, yarıiletkenden metale doğru olan elektron akışından kaynaklı akım I_{sm} ile gösterilirse Şekil 2.12’de gösterildiği gibi ileri doğru kutuplanmış MY kontaktaki net akım $I = I_{sm} - I_{ms}$ olacaktır. $I_{sm} = I_0 e^{qV/kT}$ olduğundan

$$I = I_{sm} - I_{ms} = I_0 (e^{qV/kT} - 1) \quad (2.9)$$

olacaktır. Sonuç olarak elektron hareketinin net yönü yarıiletkenden metale doğru ve akımın net yönü metalden yarıiletkene doğrudur.

Yukarıdaki tartışmadan, I_0 ile gösterilen doyma akımı büyüdükçe, MY kontağın



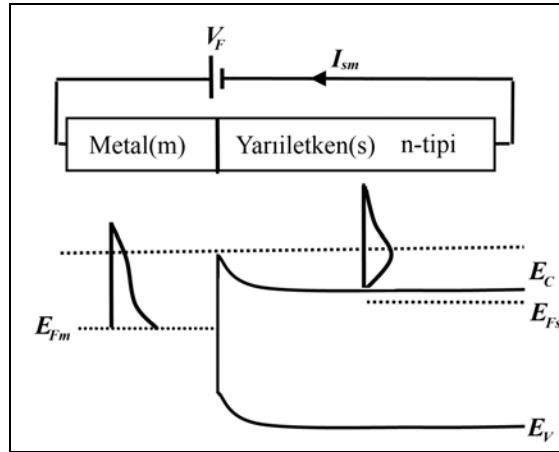
Şekil 2.11: MY kontağın ters kutuplanması sonucu enerji bant diyagramları ve elektron dağılımı.

doğrultan kontakta omik kontakta doğru kayacağı söylenebilir. Eğer doğrultan bir kontak yapılmak isteniyor ise I_o doyma akımının düşük olması gerektiği açıktır. Doyma akımında $\phi_m - \chi$ 'ye bağlı olduğundan metalin iş fonksiyonu ve yarıiletkenin elektron yakınlığı MY kontakın doğrultan veya omik tipten olmasında belirleyici olacaktır.

2.1.7. Omik Kontaklar

n-tipi yarıiletkenlerde $\phi_m > \phi_s$ durumunda Schottky engel oluşur. ϕ_m küçülüp ϕ_s 'e yaklaştıkça kontak Schottky'den omik kontakta dönmeye başlar. $\phi_m < \phi_s$ olduğu durumda elektron transferi metalden yarıiletkene doğru olacaktır. Yarıiletkendeki elektron yoğunluğu arttığından sonsuzdaki bir elektronu buraya getirmek için gerekli enerji artacak, yani yarıiletkenin bant enerjileri artacak, Fermi seviyesi yukarı çekilecektir. ϕ_{bn} küçük olduğundan metalin engel seviyesinin üzerinde, yüksek enerjili seviyeleri dolu olacaktır ve dolayısıyla elektriksel iletim uygulanan kutuplama voltajına bağlı olarak her iki yönde olacaktır. Yani böyle bir durumda oluşan kontak omik özelliklere sahip olacaktır. Şekil 2.13'de $\phi_m < \phi_s$ olduğu durumda metal ve yarıiletkenin enerji bant diyagramları gösterilmektedir.

Yukarıda n-tipi kontaklar için yapılan tartışmanın çok benzeri p-tipi yarıiletkenler içinde yapılabilir. p-tipi yarıiletkenler ile metaller arasındaki kontaklar $\phi_m < \phi_s$ olduğu durumda elektronlar metalden yarıiletkene doğru akacak, kontak noktasında fakirleşmiş bir bölge oluşacaktır. Yarıiletken tarafında elektron yoğunluğu arttığından bantların enerji seviyeleride artacaktır. Şekil 2.14'de bu durum gösterilmektedir. Bun-

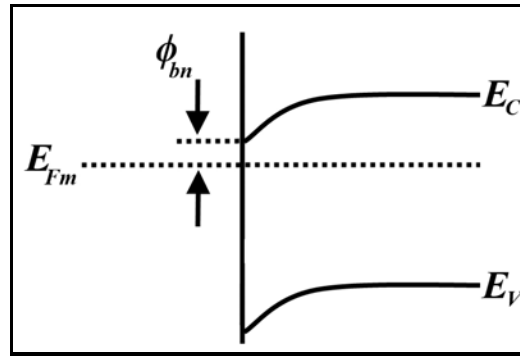


Şekil 2.12: MY kontakın ters kutuplanması sonucu enerji bant diyagramları ve elektron dağılımı.

ların sonucunda boşluklar için bir engel (ϕ_{bp}) oluşacaktır. Boşlukların istatistiksel dağılımından, metal ve yarıiletken tarafta enerji engelini aşmaya yeterli boşluklar olacaktır. Burada şunu belirtmekte fayda vardır. Metalin Fermi seviyesi üzerindeki elektron dağılımı, Fermi seviyesi altında bir boşluk dağılımı oluşturur. Bu MY kontağa, metal kısmı pozitif olacak şekilde kutuplama voltajı uygulanırsa yarıiletkenden metale doğru bir elektron hareketi olacak, bunun sonucunda bant enerjileri artacak ve yarıiletkenin valans bandından başlayan boşlukların enerji seviyeleri düşecektir. Böylece metalden yarıiletkenne I_o doyma akımı akacaktır. Yani MY kontak ters kutuplanmış olacaktır. Tersine, MY kontağa yarıiletken kısım pozitif olacak şekilde kutuplama voltajı uygulanırsa metalden yarıiletkenne doğru elektron akışı olacak, bunun sonucunda bant enerjileri azalacak ve yarıiletkenin valans bandından başlayan boşlukların enerji seviyeleri artacaktır. Böylece yarıiletkenden metale doğru bir akım akacaktır. Yani MY kontaktı yönde kutuplanmış olacaktır. $\phi_m < \phi_s$ için p-tipi yarıiletkende $\phi_{bp} = E_g - \phi_{bn}$ olacaktır. Yine n-tipindeki duruma benzer olarak ϕ_{bp} I_o ile ters orantılı olacaktır. Bu tip MY kontaklarda akım, boşlukların ϕ_{bp} 'yi aşması ile olur. Eğer doğrultan kontak yapılmak isteniyor ise ϕ_{bp} yüksek tutulmalıdır. Böyle bir durumda $E_g = \phi_{bp} + \phi_{bn}$ olduğundan p-tipi doğrultucu yarıiletken kontaklarda ϕ_{bn} düşüktür. p-tipi yarıiletkenlerde $\phi_m > \phi_s$ durumunda oluşan kontaklar omik özelliktedir.

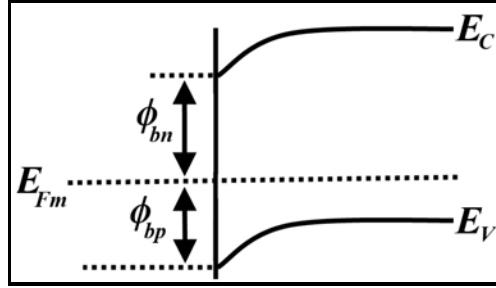
Gerek n-tipi, gerekse p-tipi için yukarıda yapılan tüm açıklamalar ideal durum içindir. Gerçekte yüzey durumlarının da içeren ϕ_{bn} ifadesi

$$\phi_{bn} = \gamma(\phi_m - \chi) + (1 - \gamma)(E_g - \phi_o) \quad (2.10)$$



Şekil 2.13: n-tipi yarıiletken ve metal arasında omik kontak.

olarak alınır. Burada $\gamma = 1$ alındığı durum, arayüzey durumlarının ihmal edildiği, yukarıda özetlenen ideal yüzey durumuna karşı düşmektedir. 2.10 eşitliğinde ϕ_o , valans



Şekil 2.14: p-tipi yarıiletken ve metal arasında schottky kontak.

bandının tepesinden ölçülen nötral seviyedir. γ , yüzeyin durum yoğunluğuna ve yüzeyde oluşan oksit tabakasının kalınlığına bağlıdır.

2.2. Metal–Yalıtkan–Yarıiletken (MIS) Yapılar

Metal–yalıtkan–yarıiletken yapılarda, akım–voltaj karakteristiği, yalıtkan tabakanın kalınlığına sıkı bir biçimde bağlıdır. Yalıtkan tabakanın yeterince kalın olduğu durumda MIS yapısı bir kondansatör gibi davranacaktır. Bu tip yapılara, ayrıca MIS kondansatörü denilmektedir. Yarıiletken cihaz uygulamalarında çoğunlukla karşılaşılan en önemli sorunlar yüzey ile ilgilidir. Bu nedenler, MIS kondansatörler ile ilgili yapılan çalışmalar, yarıiletkenlerin yüzey özelliklerini anlamada oldukça faydalı olmuşlardır [Sze and Ng, 2007].

Tarihsel olarak MIS'a dair yapılan ilk çalışmalar Moll, Pfann ve Garrett tarafından yapılmış olup, yapılan bu ilk çalışmalar varistör ile ilgili olmuştur. Varistör, kapasitansı voltajla kontrol edilebilen bir kondansatördür. Varistörün karakteristiği Frankl ve Lindner tarafından analiz edilmiştir. Literatüre geçen ilk başarılı MIS yapısı, 1960 yılında Ligenza ve Spitzer tarafından termal yolla silikon yüzeyinde büyütülmüş SiO_2 ile yapılmıştır. Bu önemli çalışma, akabinde Kahng ve Atalla tarafından ilk MOSFET'in (Metal–Oxide field–effect transistor) yapılmasının önünü açmıştır.

2.2.1. MIS Kondansatör

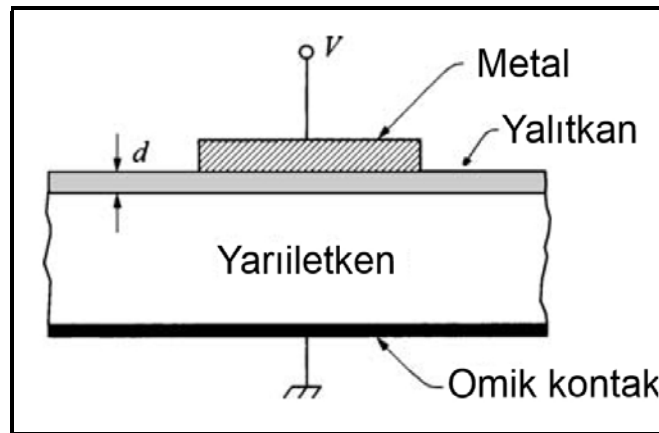
Şekil 2.15 [Sze and Ng, 2007] MIS yapısında bir kondansatörü göstermektedir. Şekil 2.16'de [Sze and Ng, 2007] herhangi bir voltaj uygulanmamış hem n-tipi hemde p-tipi yarıiletkenler için ideal MIS yapısının enerji–bant diyagramı gösterilmektedir. İdeal bir MIS kondansatörünün

- Kutuplama koşulları altında yapıda mevcut olan yükler yarıiletkende olan ve eşit miktarda fakat zıt işaretle metalde olanlardır. Yüzey tuzaklarının ve oksit yüklerinin olmadığı varsayılmaktadır.
- Yalıtkan tabakanın direnci sonsuz olup dc kutuplama koşulları altında yük iletimi yoktur [Sze and Ng, 2007].

gibi özelliklerinin olması gerekmektedir.

Şekil 2.16'deki yapıda, metalin iş fonksiyonu ϕ_m ile yarıiletkenin iş fonksiyonu ϕ_s eşit alınmış, dolayısıyla metal ve yarıiletkenin Fermi seviyeleri eşit ve E_F 'dir. Bantlar, herhangi bir voltaj uygulanmadığında düzdür [Sze and Ng, 2007].

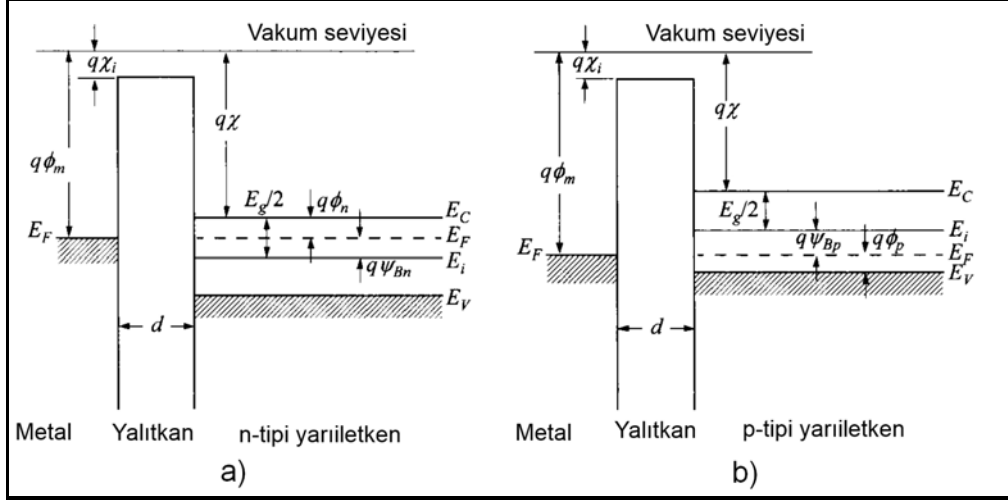
İdeal bir MIS kondansatöre voltaj uygulanıp kutuplandığında, yarıiletken tarafında temelde üç durum oluşur. Şekil 2.17'de [Sze and Ng, 2007] hem n-tipi, hemde p-tipi yarıiletken için kutuplama sonrası enerji–bant diyagramları gösterilmektedir. Üst tarafta gösterilen p-tipi yarıiletken için olan durumu gözönüne alalım. Metal kısma negatif bir voltaj uygulandığında ($V < 0$) yarıiletkenin bantları Şekil 2.17.a)' da gösterildiği gibi bükülecektir. İdeal bir MIS yapısında, yalıtkan tabaka nedeniyle hiç bir



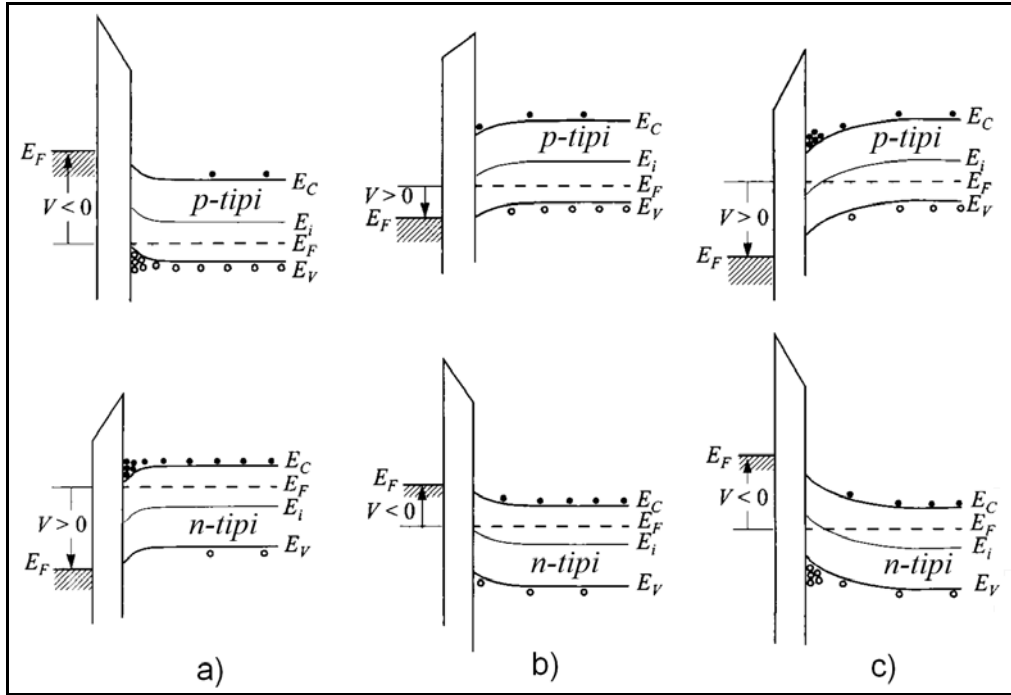
Şekil 2.15: Metal–Yalıtkan–Yarıiletken kondansatör.

akım akmayacağından, Fermi seviyesi değişmez, yani $dE_F/dx=0$ dır. Boşluklar için yük yoğunluğu

$$p = N_V \exp \frac{-(E_F - E_V)}{kT} \quad (2.11)$$



Şekil 2.16: İdeal MIS kondansatörünün enerji-bant diyagramı. a) n-tipi ve b) p-tipi yarıiletken için



Şekil 2.17: p-tipi (üst) ve n-tipi (alt) ideal MIS kondansatör için çeşitli kutuplama voltajları altında enerji-bant diyagramı. a) yığın b) fakirleştirilen ve c) eviren durum.

olduğundan, yani taşıyıcı yük yoğunluğu ($E_F - E_V$) enerji farkına üstel bağlıdır. Bu halde, Şekil 2.17.a)'da olduğu gibi yukarı doğru bükülüp Fermi seviyesine yaklaşan E_V bandından dolayı yarıiletkenin yüzeyinde çoğunluk yük taşıyıcıları, yani boşluklar birikecektir. Bu yığın durumdur. Tersine, şekil 2.17.b)'de gösterildiği gibi, küçük pozitif bir voltaj uygulandığında ($V > 0$) bantlar, daha önceki durumun tersine aşağı doğru bükülecek, ($E_F - E_V$) farkı arttığından, yarıiletkenin yüzeyinde çoğunluk yük taşıyıcıları, yani boşluklar azalacaktır. Bu fakirleşiren durumdur. Uygulanan pozitif voltaj artırıldığında ise, şekil 2.17.c)'de gösterildiği gibi bantlar aşağıya daha fazla bükülecek, öyle ki has (katkısız) yarıiletkenin Fermi seviyesi olan E_i yüzeyde, katkılı yarıiletkenin Fermi seviyesi olan E_F 'nin üzerinden geçer. Bu noktada, yüzeydeki elektron (azınlık yük taşıyıcıları) sayısı boşluk sayısından daha fazla olacak, yüzey evrilecektir. Bu eviren durumdur. Burada şunu belirtmekte fayda var: $E_i = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{3}{4}k_B T \ln(m_h^*/m_e^*)$ olduğundan, E_i has yarıiletkenin Fermi seviyesi valans ve iletim bantlarının orta noktasına yakındır fakat elektron ve boşlukların etkin kütleleri eşit olmayabileceğinden tam orta noktada olmak zorunda değildir. Yukarıda, p-tipi yarıiletken için yapılan analizin benzeri n-tipi içinde yapılabilir [Sze and Ng, 2007].

2.2.1.1. Arayüz Tuzakları

Kristal yüzeyinde periyodikliğin bozulmasından dolayı yasak bölgede arayüz tuzaklarında (arayüz durumları veya yüzey durumları da denilmektedir) yükler vardır. Hacim içerisindeki katkıları gibi, bir arayüz tuzağı nötral ise ve elektron vererek pozitif olarak yüklenebiliyor ise donör gibi düşünülebilir. Benzer şekilde bir akseptör arayüz tuzağı nötraldir ve bir elektron alarak negatif yüklenir. Gerçek fiziksel yüzeylerde hem donör hemde akseptör arayüz tuzaklarına rastlamak mümkündür. Genelde yüzey tuzaklar, toplamları D_{it} ile gösterilen bir dağılım ve adına nötral seviye denilen bir E_0 enerjisi ile temsil edilirler. E_0 enerjisi üzerindeki durumlar akseptör, altındakiler ise donör gibi davranırlar. Bu yaklaşım şekil 2.18'te [Sze and Ng, 2007] gösterilmektedir. Kondansatöre voltaj uygulandığında, arayüz tuzaklarına bağlı olarak Fermi seviyesi ya yukarı yada aşağı kayar. Bunun sonucunda arayüz tuzaklarında tutulan yük miktarında değişiklik olur. Bu yük değişimi sonucunda MIS kondansatörünün kapasitansı değişir [Sze and Ng, 2007].

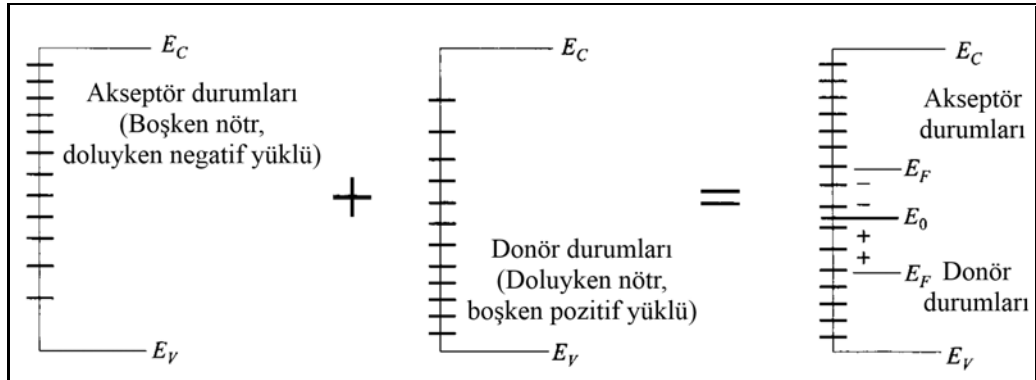
2.2.1.2. Yük İletimi

İdeal bir MIS kondansatöründe yalıtkan ince tabakanın iletkenliğinin sıfır olduğu varsayılır. Gerçek yalıtkanlarda ise elektrik alanı veya sıcaklığın yeterince yüksek olduğu durumlarda bir dereceye kadar yük iletimi görülür. Kutuplama koşulları altında bir yalıtkanındaki elektrik alanını kestirmek için

$$\mathcal{E}_i = \mathcal{E}_s \left(\frac{\epsilon_s}{\epsilon_i} \right) \approx \frac{V}{d} \quad (2.12)$$

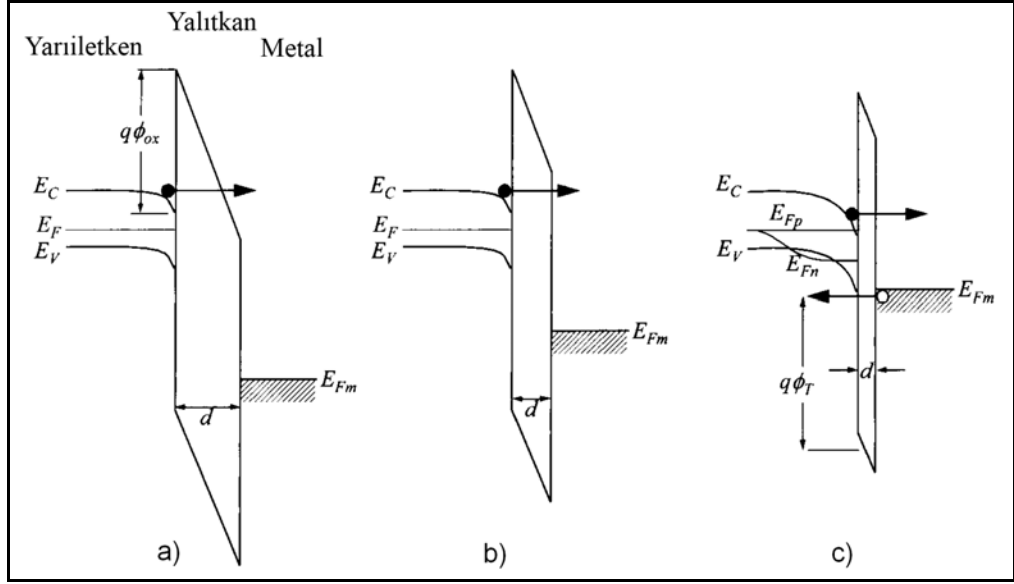
burada \mathcal{E}_i yalıtkan tabakanın içerisindeki elektrik alanı ve ϵ_i ise yalıtkan tabakanın geçirgenliğidir. Benzer şekilde \mathcal{E}_s yarıiletkenin içerisindeki elektrik alanı ve ϵ_s ise yarıiletkenin geçirgenliğidir. Yalıtkanındaki temel iletkenlik mekanizmaları tünelleme, termoiyonik emisyon, Frenkel–Poole emisyonu, omik, iyonik iletim ve uzay–yük sınırlıdır. Şekil 2.19'den [Sze and Ng, 2007] de görülebileceği gibi tünelleme doğrudan tünelleme ve Fowler–Nordheim tünelleme olarak ikiye ayrılır. Fowler–Nordheim tünellemede taşıyıcılar engel kalınlığının bir kısmından geçmektedirler. Termoiyonik emisyonda yük iletimi engel üzerinden geçerek olur. Şekil 2.19.d)'de gösterilen Frenkel–Poole emisyonu iletkenlik bandında tuzaklanmış elektronların emisyonundan kaynaklanır. Bu elektronlar tuzaklardan termal uyarımla çıkarlar [Sze and Ng, 2007].

Düşük voltaj ve yüksek sıcaklıklarda akım iletimi elektronların bir izole durumdan diğerine elektronların atlaması (hopping) ile olur. Elektronların atlamasının nedeni sıcaklıkla uyarılmadır. Bu mekanizma, sıcaklığa üstel olarak bağımlı bir omik karakter



Şekil 2.18: Akseptör ve donör durumları ve nötral seviye ile temsil edilen arayüzey durumları.

ihmal edilebilir düzeydedir ve MIS yapısı tipik bir MIS kondansatör gibi davranacaktır. Diğer taraftan, eğer yalıtkan tabaka çok ince ise metal ve yarıiletken arasındaki yük akışına gösterilecek direnç çok az olacaktır ve MIS yapısı bir Schottky engel gibi davranacaktır. Yalıtkan tabakanın bu iki uç kalınlığı arasındaki kalınlıklarda farklı tünelleme mekanizmalarına bağlı yük iletimi görülür. Şekil 2.20’de yalıtkan tabakanın kalınlığına bağlı olarak farklı tünelleme mekanizmaları gösterilmektedir. Şekil 2.20.a)’da



Şekil 2.20: Yalıtkan tabakasının kalınlığına bağlı olarak görülen tünelleme mekanizmaları. a) Fowler–Nordheim tünellemesi. b) Doğrudan tünelleme. c) MIS tünel diyodu.

[Sze and Ng, 2007] gösterilen Fowler–Nordheim tünellemesi (1) engelin üçgen şeklinde olması ve (2) yalıtkan tabakanın sadece bir kısmında tünelleme olması ile ayırt edilir. Şekilde gösterildiği gibi elektrik alanı arttırıldıkça tünellemenin yapılacağı engel incilir. Bu engelden tünelleme ile geçildikten sonra yalıtkanın kalanı yük akışına herhangi bir direnç göstermez. Dolayısıyla yalıtkan tabaka, sadece elektrik alanını etkileyerek dolaylı bir şekilde akım iletimini etkiler [Sze and Ng, 2007].

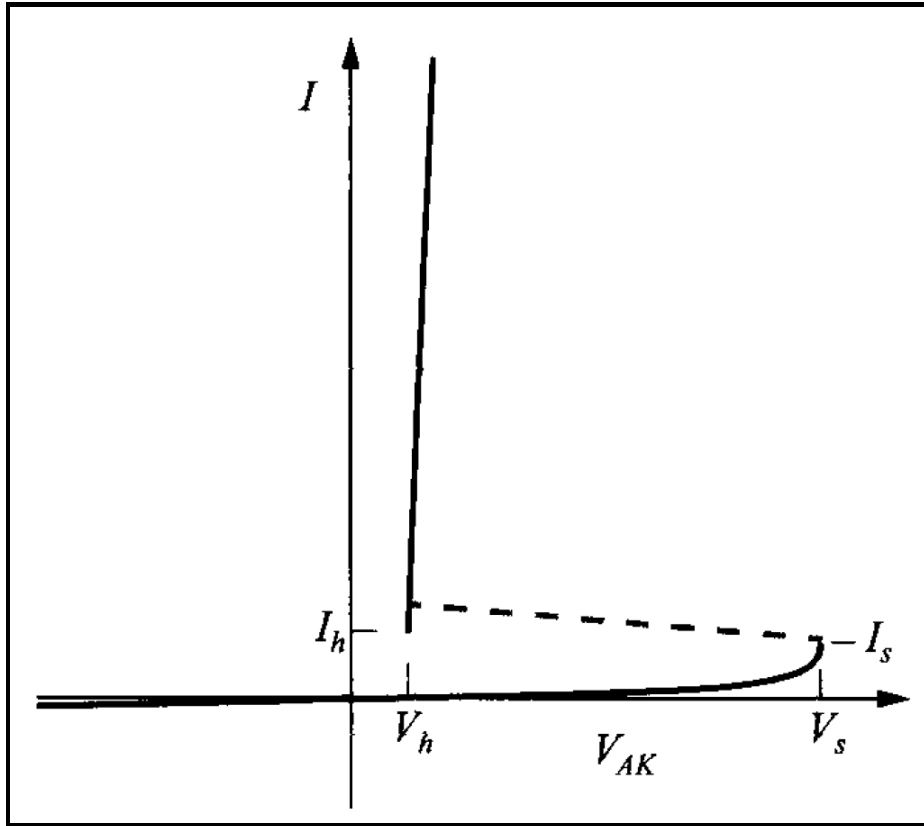
Şekil 2.20.b)’de gösterilen Doğrudan tünelleme, Fowler–Nordheim tünellemesine göre daha ince bir yalıtkan kalınlığında gözlemlenir. Bu incelikte diğer olguların, örneğin kuantum mekaniksel etkilerin gözardı edilmesi mümkün değildir. Bu nedenle akım iletimine dair denklemler daha karmaşıktır. Tünelleme akımı, yalıtkan tabakanın kalınlığına karşı aşırı duyarlılık gösterir [Sze and Ng, 2007].

Şekil 2.20.c)'de MIS tünel diyotu'nun yapısı gösterilmiştir. Bu diyotlarda yalıtkan oldukça incedir. Bu diyotlar, yarıiletken kısımda elektron ve boşluklar için Fermi seviyelerinin dengesizlikleri ($E_{Fn} \neq E_{Fp}$) ve iki tip yük taşıyıcısının (elektron ve boşluk) tünellemesi ile ayırt edilirler. Bu diyotlar için akım–voltaj ilişkisi şu şekilde verilir:

$$J = A^*T^2 \exp(-\alpha_T d \sqrt{q\phi_T}) \exp\left(\frac{-q\phi_B}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{\eta kT}\right) - 1 \right] \quad (2.13)$$

Burada $A^* = 4\pi m_i^* q k^2 / h^3$ etkin Richardson sabiti ve ϕ_B 'de Schottky engel yüksekliği, $q\phi_T$ etkin engel yüksekliği ve η idealite katsayısıdır. 2.13 denklemi, Schottky engellerin standart termoyonik emisyon denkleminin aynısıdır. Fark $\exp(-\alpha_T d \sqrt{q\phi_T})$ tünelleme olasılığı terimidir [Sze and Ng, 2007].

Dejenere yarıiletkenlerde MIS yapısındaki tünel diyotlarda negatif direnç gözlemlenebilir. Bazı MIS tünel diyotlarında ise akım kontrollü negatif direnç gözlemlenir. Bu tip yapıların akım–voltaj karakteristikleri S-tipindedir. Örnek bir S-tipi akım–voltaj karakteristiği şekil 2.21'de [Sze and Ng, 2007] gösterilmiştir.



Şekil 2.21: Akım kontrollü S-tipi akım–voltaj karakteristiği.

2.3. Fotoiletkenlik

Fotoiletkenliğe dair literatüre geçen ilk bilgi, W.Smith'in selenyumun elektriksel iletkenliğinin üzerine düşen ışıkla değiştiğini keşfetmesiyle olmuştur. Fotonlardan soğurulan enerjinin iletkenliğini arttırdığı malzemelere fotoiletken (photoconductor) denilmektedir. Bu tanıma göre her yalıtkan ve yarıiletken aynı zamanda bir fotoiletkendir. Bu malzemelerde, kristalde termal titreşimlerden kaynaklı enerji uyarılmış elektron ve boşluk çiftleri oluştururlar. Bu uyarılmış elektron ve boşluk çiftleri kristal boyunca hareket edebilirler. Yalıtkanlarda bu serbest taşıyıcıların sayısı normal yollarla ölçülemeyecek kadar küçüktür. Bazı yarıiletkenlerde ise söz konusu serbest taşıyıcıların miktarı o kadar çok olabilir ki yarıiletken neredeyse bir metal gibi davranabilir. Mevcut taşıyıcı miktarı uyarılma ve yeniden birleşme arasındaki dengeyle belirlenir. Bu arttırılmış iletkenlik, uyarılarak oluşmuş taşıyıcıların enerjilerini ışımayla (lüminesans gibi) veya ısı olarak verip uyarılmamış durumlarına dönene kadar devam eder [Bube, 1960].

Tüm yarıiletkenler ve yalıtkanlar fotoiletken tanımına uymakla beraber, iletkenliği ışığa maruz kaldığında yeterince çok miktarda artan malzemelerin sayısı kısıtlıdır. Bunun nedeni, bir malzemenin ışığa duyarlılığını belirleyen karakteristik özelliklerin kristal yapıdaki kusurlarla ilgisidir. Sadece belirli bazı malzemelerde, bu kusurlar, iletkenliği arttıran uyarılmış yük taşıyıcılarının yaşam süresinin (life time) uzun olmasına izin verirler. Dolayısıyla fotoiletkenlik ile ilgili çalışmaların merkezinde, kristal kusurlarının doğası ve sayısı vardır [Bube, 1960].

Fotoiletkenlik ile ilgili yapılan çalışmalarda Hall etkisinin keşfinin büyük bir etkisi olmuştur. 1879 yılında E.H.Hall manyetik alanın etkisi altında akım taşıyan bir malzemede potansiyel farkı oluştuğunu keşfetmiştir. Potansiyel farkının yönü, akımın hareket yönüne diktir. Hall etkisi sayesinde serbest taşıyıcıların işaret ve yoğunluğunu tespit etmek mümkün olmuştur. Fotoiletkenlik ile ilgili yapılan ilk çalışmalarda, iletkenliğe katkının elektronlardan mı yoksa iyonlardan mı geldiğini kestirmek mümkün olmamıştır. Hall etkisi sayesinde, iletkenliğe katkının elektronlardan geldiği anlaşılmıştır. Buna ek olarak Hall etkisi sayesinde taşıyıcıların mobilitesinin bir malzeme için yaklaşık olarak karakteristik bir özellik olduğu, ışığın etkisinin ise serbest yük taşıyıcısı sayısını arttırmak olduğu anlaşılmıştır [Bube, 1960].

1920'li yıllarda Gudden ve Pohl ve çağdaşları tarafından yapılan çalışmalarda, belirli bir malzeme için ışığın soğurulmasının, lüminesans ve fotoiletkenliğin ışığın dalga boyuna olan bağımlılıklarının birbirlerine benzer oldukları anlaşılmıştır. Böylece, katılarda fotoiletkenliğin ve lüminesansın birbirlerine koşut olaylar oldukları gösterilmiştir. ZnS'in fotoiletkenlik spektrumuna katkıların etkisini inceleyerek, katkıların fotoiletkenlik spektrumunu daha uzun dalga boylarına doğru genişlettiklerini gözlemlemişlerdir. Işık altında malzemenin dielektrik sabitinin büyüdüğünü ve ZnS için Fe gibi bazı katkıların ışığa olan duyarlılığı azalttığını keşfetmişlerdir. 1931 yılında Dember, bakır oksitin ışığı soğurması sırasında, ışığın yönüne paralel olarak bir potansiyel farkı oluştuğunu rapor etmiştir. Böyle bir potansiyel farkı, homojen olarak uyarılmayan malzemelerde, ışığın etkisiyle oluşan serbest elektron ve boşlukların eşit olmayan difüzyon katsayılarından sahip olmasının bir sonucu olabilir. 1930'ların ortasına gelindiğinde tüm temel foto etkiler keşfedilmiştir. 1930'ların sonlarına doğru fotoiletkenliğe dair etkilerin hacimsel özelliklerden kaynaklandığı, buna karışın fotovoltaiğe dair etkilerin temelde yüzey ve metal–yarıiletken veya yarıiletken–yarıiletken arayüzeylerinden kaynaklandığı anlaşılmıştır [Bube, 1960].

2.3.1. Kusurlu Kristallerde Enerji Seviyeleri

Yarıiletkenlerin ve yalıtkanların en önemli özelliklerinin bir çoğu kristal kusurlarından kaynaklı olarak oluşan fazladan enerji seviyelerinin var olmasına bağlıdır. Mutlak sıfırda başlıca altı kusur vardır [Bube, 1960]:

- i) fononlar
- ii) elektron ve boşluklar
- iii) eksitonlar
- iv) eksik veya ara yerde duran atomlar
- v) araya veya bir kristal atomunun yerine geçen yabancı atomlar
- vi) dislokasyonlar. Bunlara ek olarak üç tanede geçici kusur vardır:
- vii) ışık kuantası
- viii) yüklü ışınma
- ix) yüksüz ışınma

Fononların varlığı tutulan enerji seviyelerini ve yüklerin kristal boyunca iletimini etkiler. Fakat fononlar yeni enerji seviyelerinin oluşmasına neden olmazlar. Kristale dışarıdan giren elektronlar veya boşluklar fononların varlığı yüzünden atomları kısmen daha yüksek enerji seviyelerine uyarabilirler. Elektron ve boşluklar enerji seviyelerinin doluluğunu belirlerler fakat kendi başlarına yeni enerji seviyelerinin oluşmasına yol açmazlar. Fakat elektron–boşluk çiftleri eksiton oluşturduklarında durum değişir. Bir yalıtkanda, valans bandında uyarılarak iletim bandına geçen bir elektron ile, geride valans bandında kalan boşluk arasında bir coulomb kuvveti oluşur. Birbirlerine bağlı (bound) bu elektron boşluk sistemi iletim bandının altında yeni enerji seviyelerinin oluşmasına neden olur. Birbirlerine bağlı bu elektron–boşluk sistemine eksiton denilmektedir. Eksitonlar kristal boyunca hareket edebilir, uyarılmış bir durumu bir atomdan diğerine taşıyabilir ve ısı enerjisi nedeniyle dağılırlar [Bube, 1960].

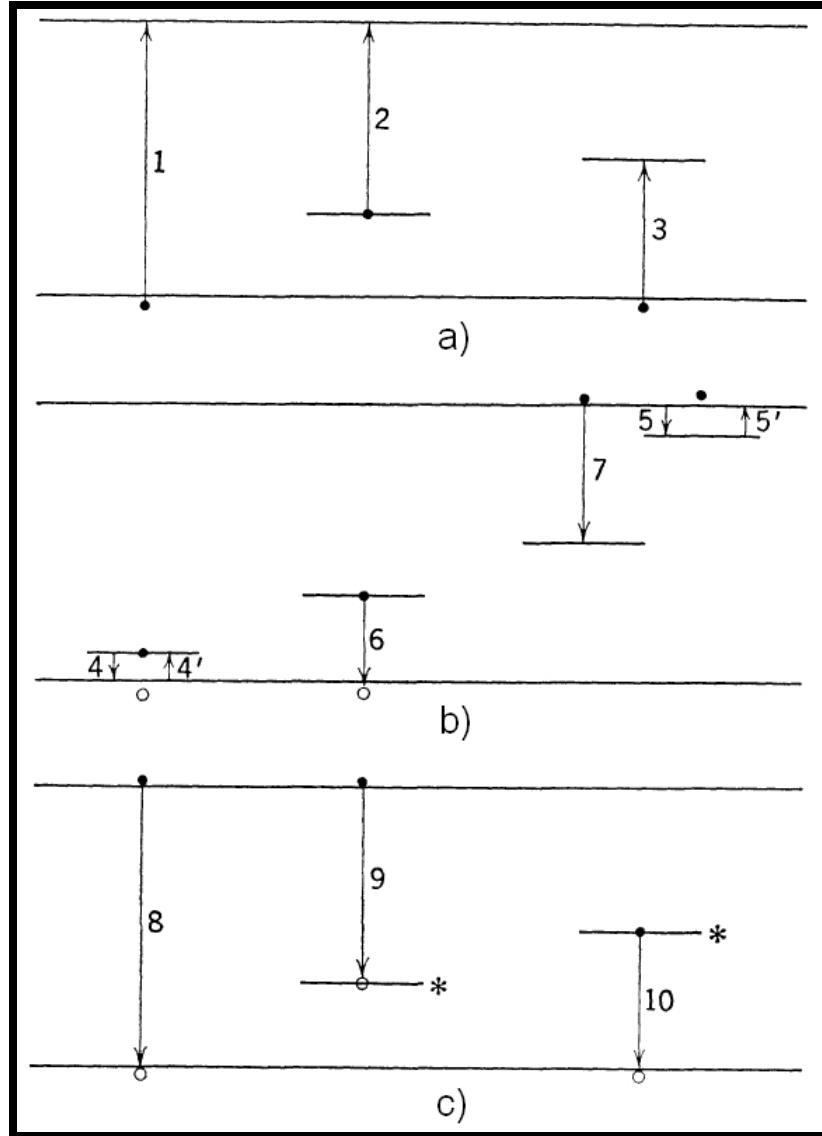
Kusurlu kristallerdeki diğer enerji seviyeleri eksik atomlar, araya giren atomlar ve dislokasyonlar ile ilintilidir. Kusurlar yasak enerji aralığında bir veya daha fazla seviyenin oluşmasına neden olabilirler. Kristal boyunca devam eden bantlardan farklı olarak kusurdan kaynaklı bu seviyeler, kusurlu bölgede bulunurlar (yerel). Kristalin periyodikliğini bozan en önemli etkenlerden birisi yüzeydir. Periyodiklikteki bozulmalar bölgesel olarak (yerel) yasak enerji aralığında seviyelerin oluşmasına neden olurlar. Kusurlardan kaynaklı oluşan enerji düzeylerini, kristale atomik düzeyde bakarak anlamak mümkündür. MX ile gösterilen divalent (iki değerlikli) bir kristalde M^{+2} iyonunu bir N^{+1} iyonu ile değiştirirsek, N^{+1} kusurunun bulunduğu bölgede pozitif yük miktarında bir azalma olacak; bu azalma yüzünden X^{-2} 'den bir elektron koparıp serbest hale getirmek için gerekli enerji miktarı azalacaktır. Böylece X^{-2} 'den bir elektron koparmak için gereken enerjideki azalma kadar, kusurun bulunduğu bu bölgede, yerel olarak valans bandının üzerinde bu enerji kadar yeni bir seviye oluşacaktır. Kusurların bir kısmı elektron vererek iletkenliğe katkı sağlarlar. Bunlara donör tipinde kusurlar denilmektedir. Katkılanmış yarı iletkenlere benzer olarak, donör tipi kusurlara n-tipi kusurda denilmektedir. Bazı kusurlar ise elektron alarak iletkenliğe katkı sağlarlar. Bu tip kusurlarada akseptör tipi kusur denilmektedir. Akseptör tipi kusurlara p-tipi kusurda denilir [Bube, 1960].

2.3.2. Elektronik Geçişler

şekil 2.22'de [Bube, 1960] fotoiletkenlerde çoğunlukla rastlanan elektronik ge-
çişler şematik olarak gösterilmiştir. Bu geçişleri:

- i) soğurma ve uyarma
- ii) tuzaklama ve yakalama ve
- iii) yeniden birleşme.

olarak ce ayırmak mümkündür.



şekil 2.22: Fotoiletkenlerde sıkça görülen elektronik geçişleri.

2.3.2.1. Soğurma ve Uyarma

Fotoiletkenliğe neden olan, soğurmada kaynaklı üç tip geçiş vardır. 1. geçiş kristalin kendi atomları tarafından olan soğurma ile olur. Soğurma sonucunda her bir foton için serbest bir elektron ve boşluk çifti oluşur. 2. geçiş yerel bir kusurdan kaynaklı soğurma yüzünden olur ve kusur civarında her bir foton için bir serbest elektron-boşluk çiftinin oluşmasına neden olur. 3. geçiş bir elektronu valans bandından, kusurlardan kaynaklı boş bir seviyeye çıkararak soğurma nedeniyle olur ve kusur civarında her bir foton için serbest bir elektron ve boşluk çiftinin oluşmasına neden olur. Burada:

- eksiton oluşmasına neden olan,
- bir kusurun taban durumu ile uyarılmış durumu,
- izin verilen bantlar arasındaki geçişleri

ihmal ettik. Çünkü bu geçişler, doğrudan serbest taşıyıcı oluşmasına katkı sağlamazlar. Geçişler için soğurulan ışığın bir minimum kesim enerjisi (cutoff) vardır. 1. tip geçiş için bu minimum enerji bant aralığı kadardır. Bu enerjiye karşılık düşen dalga boyuna soğurma kenarı (absorption edge) denir. Gerekli minimumdan daha yüksek enerjiye sahip ışık, sürekli ve oldukça sabit bir soğurmaya neden olur (durum yoğunluğu ve geçiş olasılığına bağlı olarak). Birçok gerçek kristalde soğurma için bir maksimum enerji yoktur. Fotoiletkenliğin ışığın dalga boyuna olan bağımlılığı soğurulmanın dalga boyuna olan bağımlılığına benzerdir [Bube, 1960].

2.3.2.2. Tuzaklama ve Yakalama

Yeterli enerjiye sahip foton soğurulması sonrası elektron ve boşluklar serbest hale gelince bir kusur tarafından yakalanana (capture) kadar serbest kalacaklardır (burada yeniden birleşme veya elektrotlar üzerinden kristalin dışına çıkma ihtimalleri göz ardı ediliyor). Bu yakalama merkezlerini iki grup halinde sınıflandırabiliriz:

- i) Tuzaklama merkezleri, eğer yakalanan taşıyıcının yeni bir serbest duruma termal olarak yeniden uyarılma ihtimali, zıt işaretli bir taşıyıcı ile yeniden birleşme ihti-

malinden büyükse

ii) Yeniden birleşme merkezleri, eğer yakalanan taşıyıcının zıt işaretli bir taşıyıcı ile yeniden birleşme ihtimali, yeniden uyarılarak serbest bir duruma geçme ihtimalinden büyükse.

Şekil 2.22.b) elektron tuzaklarında tuzaklamayı ve termal olarak serbest bırakılmayı (5 ve 5' geçişleri), boşluk tuzaklarında tuzaklamayı ve termal olarak serbest bırakılmayı (4 ve 4' geçişleri); ve yeniden birleşme merkezlerinde bir elektron yakalamayı (geçiş 7) ve bir boşluk yakalamayı (6'daki elektron geçişi) göstermektedir [Bube, 1960].

2.3.2.3. Yeniden Birleşme

Yeniden birleşmenin basit halleri şekil 2.22.c)'de gösterilmiştir. Geçiş 8'e göre serbest elektron serbest boşluk ile doğrudan birleşebilir. Bu geçişin olasılığı genelde küçüktür. Çoğunlukla 8'e benzer geçişler ışıma ile sonuçlanırlar. Yani kaybolan enerji, enerjisi yaklaşık olarak bant aralığına eşit bir fotonun yayımımlanmasına neden olur.

Yeniden birleşmeler, çoğunlukla yeniden birleşme merkezlerinde olurlar: bir boşluk içeren uyarılmış bir merkezin elektron yakalamasıyla (geçiş 9) veya bir elektron içeren uyarılmış bir merkezin boşluk yakalamasıyla (geçiş 10) meydana gelir. Geçiş 9 ve geçiş 10 da ışıma ile sonuçlanabilir [Bube, 1960].

2.3.3. Fotoiletkenliğin Genel Mekanizmaları

Bir yalıtkanın veya yarıiletkenin iletkenliği

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p) \quad (2.14)$$

eşitliği ile verilir. Burada n , serbest elektron yoğunluğunu, p ise serbest boşluk yoğunluğunu göstermektedir. μ_n elektronların mobilitesi ve μ_p 'de boşlukların mobilitesidir. n ve p 'nin malzeme boyunca uniform olduğu homojen malzemeleri göz önüne alalım. Bu tip malzemelerde soğurma sonrasında n ve p 'nin değerlerinin artması fotoiletkenliğe neden olur.

İletkenlik denklemi şu hale gelir:

$$\Delta\sigma = e(\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p) \quad (2.15)$$

Yalıtkanlarda Δn ve Δp 'nin değerleri, n_0 ve p_0 ile gösterilen karanlıktaki serbest yük taşıyıcı yoğunluğundan çok daha büyük olabilir. Yarıiletkenlerde ise çoğunlukla tersi doğrudur. Soğurmanın etkisiyle oluşan yük taşıyıcılarının miktarı, soğurma yokken, karanlıkta var olan yük taşıyıcılarının miktarına kıyasla çok azdır. n ve p 'nin malzeme boyunca uniform olmadığı homojen olmayan malzemelerde fotoiletkenliğe neden olan ikinci bir mekanizma ışığa ile malzeme içerisindeki engellerin direncinin azalması olabilir. Karanlıkta, yüksek iletkenliğe sahip bölgeleri, düşük iletkenliğe sahip dar bölgelerle ayrılmış bir malzemeyi ele alalım. Akımın malzeme boyunca akışı, yüksek iletkenliğe sahip bölgeler arasında bir engel gibi davranan düşük iletkenliğe sahip bölgelerin varlığı ile sınırlıdır. İletkenliğin düşük olduğu bu bölgelerde soğrulan ışık, bu engellerin direncini düşürüp, malzeme boyunca akan akımın ışığa yokken ki akımdan çok daha büyük olmasını sağlayabilir. Çoklukla engellerin etkisi efektif mobilite denilen ve μ^*_b ile gösterilen bir kavramla açıklanır. Engellere sahip bir malzeme, eğer serbest taşıyıcı yoğunluğu, yüksek iletkenlik bölgelerindekine eşit olacak şekilde homojen bir malzeme gibi düşünülürse, bu durumda ölçülen iletkenlik, sözkonusu varsayılan homojen malzemenin taşıyıcılarının mobilitelerinin μ^*_b olduğu durumdaki gibidir. Bu halde engel tipi fotoiletkenlik homojen tipi fotoiletkenliğe benzer bir biçimde:

$$\Delta\sigma = e(n\Delta\mu^*_{bn} + p\Delta\mu^*_{bp}) \quad (2.16)$$

Fotoiletkenliğe dair bir çok tartışmada şu iki basit varsayımı yapmak mümkündür:

- i) Taşıyıcılardan birinin iletkenliğe olan katkısı daha baskın olup diğerinin katkısı ihmal edilebilir.
- ii) Fotoiletkenlik olayının gerçekleştiği zamanda kristal nötral kalır ve kayda değer bir uzay yükü bölgesi oluşmaz. Yani $\Delta p = \Delta n$ olur [Bube, 1960].

2.3.4. Yaşam Süresi

Fotonla uyarılmış taşıyıcıların yaşam süresi fotoiletkenliğin en önemli parametrelerinden birisidir. Bir fotoiletkene düşen ışık saniyede birim hacimde f adet elektron - boşluk çifti oluşturuyorsa

$$f\tau_n = \Delta n \quad (2.17)$$

elektronlar için yazılabilir ve boşluklar için

$$f\tau_p = \Delta p \quad (2.18)$$

yazılabilir. Burada τ_n bir elektronun serbest yaşam süresi, τ_p bir boşluğun serbest yaşam süresi, Δn ve Δp ışığın soğrulmasından sonra sırasıyla oluşan elektron ve boşluk yoğunluklarıdır. Böylece 2.15 eşitliği

$$\Delta\sigma = fe(\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p) \quad (2.19)$$

şeklinde yazılabilir. Denklem 2.19'da yaşam süresi ile iletkenlik arasındaki bağlantı açıkça görülmektedir. Yaşam sürelerini kendi içinde sınıflandırmak mümkündür. Serbest yaşam süresi, yük taşıyıcısının iletkenliğe katkı sağladığı serbest süredir. Başka bir deyişle, uyarılmış bir elektronun iletkenlik bandında, uyarılmış bir boşluğun valans bandında geçirdiği süredir. 2.19 denklemindeki τ_n ve τ_p serbest yaşam süreleridir. Bir yük taşıyıcısının serbest yaşam süresi yeniden birleşmeyle veya taşıyıcı bir elektrik alanıyla kristalin dışına çıkarılarak sonlanabilir; tuzaklanarak ve daha sonra yeniden serbest bırakılarak sekteye uğratılabilir; elektrik alanıyla kristalin dışına çıkarılırken aynı zamanda aynı türden başka bir taşıyıcı kristalin içine sokularak herhangi bir değişiklik olmadan devam edebilir. Uyarılmış yaşam süresi taşıyıcının uyarılmış halden yeniden birleşene kadar veya kristalin dışına çıkana kadar geçen süredir. Uyarılmış yaşam süresi tuzakta kalınan süreyide kapsadığından genelde serbest yaşam süresinden daha uzundur. Çiftin yaşam süresi bir elektron - boşluk çiftinin serbest yaşam süresidir.

Elektron veya boşluktan herhangi biri yakalanırsa veya kristalin dışına çıkarsa çiftin yaşam süresi bitmiş olur. Azınlık yük taşıyıcısı yaşam süresi iletkenliğe az katkıda bulunan taşıyıcının, yani azınlık yük taşıyıcısının yaşam süresidir. p-tipi malzemelerde elektronlar, n-tipi malzemelerde boşluklar azınlık yük taşıyıcılarıdır. Çoğunlukla çiftin yaşam süresi ile azınlık yük taşıyıcısı yaşam süreleri birbirlerine eşittir. Çoğunluk yük taşıyıcısı yaşam süresi n-tipi malzemelerde elektronların, p-tipi malzemelerde ise boşlukların, yani çoğunluk yük taşıyıcısının yaşam süresidir. Yarıiletkenlerde çoğunlukla olduğu gibi eğer bir malzemede serbest yük taşıyıcılarının yoğunluğu yeniden birleşme merkezlerinin yoğunluğundan çok daha büyükse çoğunluk yük taşıyıcısı yaşam süresi ile azınlık yük taşıyıcısı yaşam süresi birbirine eşit olacaktır. Fakat yalıtkanlarda çoğunlukla olduğu gibi serbest yük taşıyıcısı yoğunluğu yeniden birleşme merkezlerinin yoğunluğundan çok daha az ise çoğunluk yük taşıyıcısı yaşam süresi azınlık yük taşıyıcısı yaşam süresinden çok daha büyük olabilir [Bube, 1960].

2.3.5. Fotoduyarlık

Fotoduyarlık, fotoiletkenlik ile uyarma yoğunluğu arasındaki ilişkiyi temsil eder. Başka bir deyişle uyarma yoğunluğunun fotoiletkenliği ne kadar değiştirdiğinin bir ölçüsüdür. Fotoduyarlık yaşam süresi ve mobiliteye bağlıdır. Pratikte oldukça yaygın kullanılan bir büyüklük, algılayıcının gürültüsüne eşit bir sinyal üretmek için gerekli ışımının miktarıdır. Fotoalgılayıcılardaki bu gürültü kontaklardan, taşıyıcı yoğunluğundaki rastgele dalgalanmalardan, maruz kalınan ışımadan veya algılayıcının etrafındaki kara cisim ışımamasından kaynaklanabilir. Bu anlamda fotoduyarlık, işaret-gürültü oranı (SNR) ile sıkı sıkıya bağlıdır [Bube, 1960].

Yaygın olarak, bir fotoiletkenin fotoduyarlığı, soğrulan her bir foton başına birim saniyede elektrottan geçen yük taşıyıcısı sayısı ile ilişkilendirilir. Bu ilişki bir oran şeklinde ifade edilip G ile gösterilir ve buna fotoiletkenin kazancı denir [Bube, 1960].

$$\frac{\Delta I}{e} = GF \quad (2.20)$$

Burada ΔI fotoiletkenlik ve F ise ışığın soğrulmasıyla birim saniyede oluşan elektron-boşluk çiftlerinin toplam sayısıdır.

Kazanç, ayrıca bir yük taşıyıcısının serbest yaşam süresinin, söz konusu yük taşıyıcısının bir elektrottan diğerine gitmesi için gereken süreye oranı olarak ifade edilebilir:

$$G = \frac{\tau_n}{t_n} + \frac{\tau_p}{t_p} \quad (2.21)$$

Burada t_n elektronların bir elektrottan diğerine geçiş süresi, t_p ise boşlukların bir elektrottan diğerine geçiş süresidir. Eğer yük taşıyıcısı bir V voltajı altında oluşturulmuş bir elektrik alanında L kadar bir mesafeyi alsaydı, geçiş süresi:

$$t = \frac{L^2}{\mu V} \quad (2.22)$$

olacaktı. Bu halde kazanç ifadesi:

$$G = (\tau_n \mu_n + \tau_p \mu_p) \frac{V}{L^2} \quad (2.23)$$

olacaktır [Bube, 1960].

2.3.6. Yakalama Kesiti

Birim hacimde serbest bir yük taşıyıcısını yakalayabilecek N adet yeniden birleşme merkezi varsa yaşam süresi:

$$\tau = (vSN)^{-1} \quad (2.24)$$

olarak yazılabilir. Burada v taşıyıcıların termal hızı olup $(\sqrt{2kT/m})$ ile verilir. S ise belirli bir yük taşıyıcısı için yeniden birleşme merkezinin kesitidir. Bir merkezin yakalama kesiti yakınındaki potansiyel değişimi tarafından belirlenmektedir. En büyük yakalama kesitleri serbest yüklere en çok coulomb çekme kuvveti uygulayan yakalama kesitleridir. Bir merkeze yeterince yaklaşan bir serbest taşıyıcının yakalanacağını varsayalım. Böyle bir durumda bağlanma enerjisi kT 'ye eşit veya daha büyük olacak-

tır. Bu halde S 'nin değeri yaklaşık olarak hesaplanabilir:

$$\frac{e^2}{r\epsilon} = kT \quad (2.25)$$

veya oda sıcaklığında

$$\pi r^2 = S = \frac{10^{-10}}{\epsilon^2} \quad \text{cm}^2 \quad (2.26)$$

Bir merkezin, çekme kuvveti yerine itme kuvveti uygulamasıda olasıdır. Böyle bir durumda yakalama kesiti çok küçük olacaktır. Yeniden birleşme merkezlerinin yoğunluğu N çok saf kristaller için 10^{12} cm^{-3} civarında ve çok kusurlu kristaller içinde 10^{19} cm^{-3} civarında olabilmektedir. Bu değerler denklem 2.24'de yerine konulursa 10^{-14} sn.'den 10^3 sn. kadar değişen serbest yaşam süreleri elde edilir [Bube, 1960].

2.3.7. Tuzaklamamanın Olmadığı Durumda Yeniden Birleşme

Tuzaklama merkezleri olmayan bir fotoiletkeni göz önüne alalım. Sürekli halde, üretilen serbest yük taşıyıcısı miktarı ile yeniden birleşen serbest yük taşıyıcısı miktarı birbirine eşittir. Karanlık için

$$\sum_i g_i = n_0 v \sum_i S_i N_i \quad (2.27)$$

yazılabilir. Burada n_0 karanlıktaki serbest elektronların sayısı, g_i , i -tipi merkezlerde termal enerji yoluyla üretilen taşıyıcıların oranı, S_i yeniden birleşme kesit alanı ve N_i i -tipi yeniden birleşme merkezlerinin yoğunluğudur. Eğer f optik üretim oranında fazladan bir Δn serbest elektron üretirsek

$$f + \sum_i g_i = (n_0 + \Delta n) v \sum_i S_i N_i \quad (2.28)$$

yazılabilir. Şimdi, örneğin has yarıiletkenler veya yalıtkanlar için sadece tek tip bir yeniden birleşme merkezini ele alalım ve hem optik hemde termal üretimin bu merkezler

tarafından yapıldığını varsayalım. Böylece

$$f + g = (n_0 + \Delta n)vSN \quad (2.29)$$

$N = n_0 + \Delta n$ koşulu altında

$$f + g = (n_0 + \Delta n)^2 vS \quad (2.30)$$

bu denklem düzenlenirse, buradan

$$(n_0 + \Delta n) = \left(\frac{f + g}{vS} \right)^{1/2} \quad (2.31)$$

böylece yaşam süresi

$$\tau = [vS(n_0 + \Delta n)]^{-1} \quad (2.32)$$

şeklinde yazılabilir. Şimdi yalıtkanlar için ($n_0 \ll \Delta n$ ve $g \ll f$ hali) ve yarıiletkenler için ($n_0 \gg \Delta n$ hali) 2.31 ve 2.32 denklemleri yeniden yazalım. Yalıtkanlar için

$$\Delta n = \left(\frac{f}{vS} \right)^{1/2} \quad (2.33)$$

olduğundan yaşam süresi şu şekilde yazılabilir:

$$\tau = (vS\Delta n)^{-1} = (vSf)^{-1/2} \quad (2.34)$$

Fotoiletkenlik ışık şiddetinin kareköküyle ters orantılı olarak değişmekte ve yaşam süresi fotoiletkenlikle ters orantılı olarak değişmektedir. Tuzaklamayı hesaba katmayan ve yukarıdaki denklemler ile ifade edilen bu basit model bir çok deneysel sonucu açıklayacak yeterlilikte değildir.

Yukarıda bahsedilen modele göre fotoiletkenlik kazancı

$$G = (\mu_n + \mu_p)(vSf)^{-1/2} \frac{V}{L^2} \quad (2.35)$$

olacaktır. Bir yarıiletken için Δ^2 'ye neden olan terimleri ihmal edersek 2.31 ve 2.32 denklemleri

$$\Delta n = \frac{f}{2n_0vS} \quad (2.36)$$

böylece yaşam süresi yaklaşık olarak

$$\tau \approx (n_0vS)^{-1} \quad (2.37)$$

olacaktır. Fotoiletkenlik ışık şiddeti ile orantılı olarak değişir ve yaşam süresi ışık şiddetinden bağımsız olup ışıkla uyarılmamış bir yarıiletkendeki serbest taşıyıcıların yaşam süresine eşittir [Bube, 1960].

2.3.8. Tuzaklama ve Yeniden Birleşme Merkezleri Arasında Demarkasyon

Bir merkezin tuzaklama veya yeniden birleşme merkezi olması, o merkezde tutulan bir yük taşıyıcısının termal yollarla serbest kalma olasılığı ile zıt işaretli bir yük taşıyıcısı ile yeniden birleşme olasılıklarının karşılaştırılması ile anlaşılır. Bununun matematiksel ifadesi için iletkenlik bandı altında yer alan E_I enerji seviyesindeki merkezleri göz önüne alalım. Bu merkezler

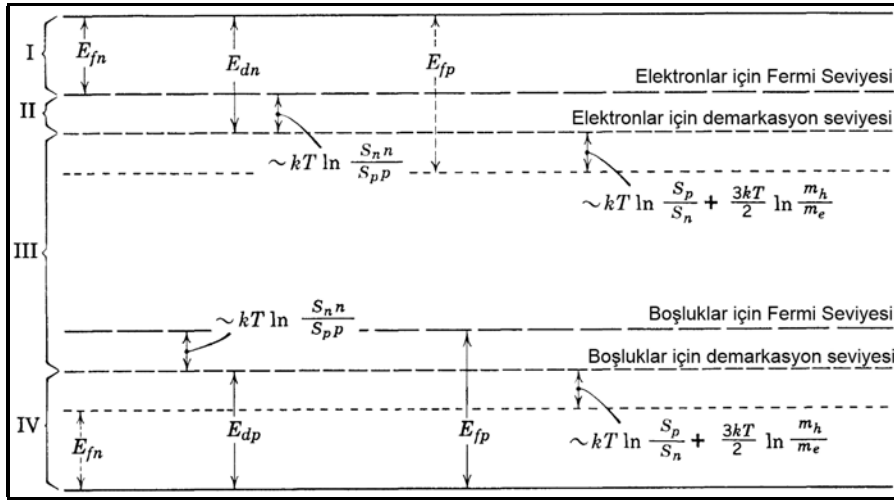
$$n_I p v S_p \ll n_I S_n v N_c \exp\left(-\frac{E_I}{kT}\right) \quad (2.38)$$

koşulu altında elektron tuzaklama merkezi gibi davranacaklardır. Benzer şekilde

$$n_I p v S_p \gg n_I S_n v N_c \exp\left(-\frac{E_I}{kT}\right) \quad (2.39)$$

koşulu altında yeniden birleşme merkezi gibi davranacaklardır. Burada n_I elektronlar tarafından tutulan merkezlerin yoğunluğu, p serbest boşluk yoğunluğu, S_n bir boşluk tarafından tutulan merkezin serbest bir elektron yakalama kesiti, S_p bir elektron tarafından tutulan merkezin serbest bir boşluk yakalama kesiti ve N_c iletkenlik bandındaki etkin durum yoğunluğudur [Bube, 1960].

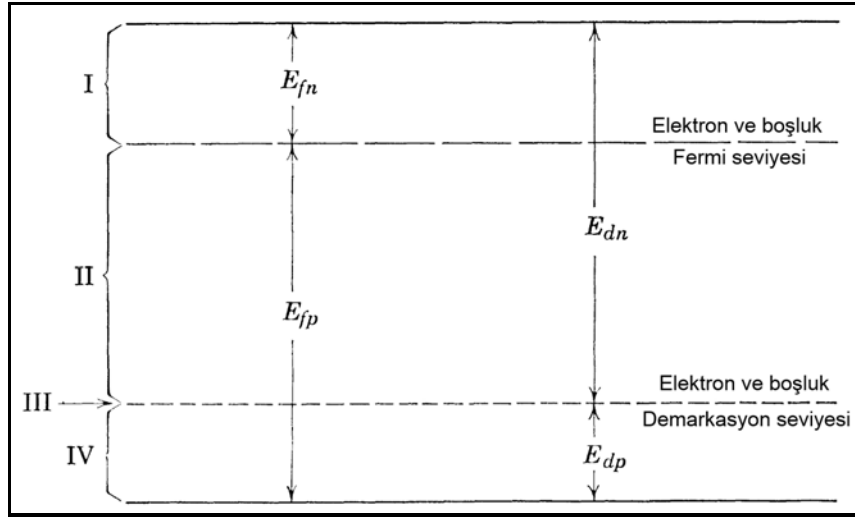
Yeniden birleşme ve tuzaklama merkezleri arasındaki sınır, yani demarkasyon merkezi, elektronun yeniden birleşme olasılığının ve termal olarak iletim bandına çıkarma olasılığının eşit olduğu yerdir. Benzer şekilde boşluklar için demarkasyon merkezi, boşluğun yeniden birleşme olasılığının ve termal olarak valans bandına geçme olasılığının eşit olduğu yerdir. Elektron demarkasyonu üzerindeki seviyelerin tutulup tutulmadığı, seviyeler ile iletim bandı arasındaki termal denge şartlarına bağlıdır. Benzer olarak, boşluk demarkasyonu altındaki seviyelerin tutulup tutulmadığı, seviyeler ile valans bandı arasındaki termal denge şartlarına bağlıdır. Elektron ve boşluk demarkasyon seviyeleri arasında kalan bölgede bulunan bir seviyenin tutulup tutulmadığı yeniden birleşme ile ilgili dinamikler tarafından belirlenir. Şekil 2.23 [Bube, 1960] bir



Şekil 2.23: Bir yalıtkan için Fermi ve demarkasyon seviyeleri.

yalıtkan için sürekli halde, Fermi ve demarkasyon seviyeleri arasındaki ilişkiyi göstermektedir. Burada ışıkla uyarılmış taşıyıcı yoğunluğu, termal olarak uyarılmış taşıyıcı yoğunluğundan çok daha fazladır. Bir yalıtkan için verilmiş olan şekil 2.23'ten anlaşılacağı gibi seviyeler, Fermi ve demarkasyon seviyeleri tarafından dört kategoriye ayrılmıştır. (I) bölgesinde bulunan seviyeler elektronlar için tuzak, (IV) bölgesinde bu-

lunan seviyeler boşluklar için tuzaktır. (III) bölgesinde bulunan seviyeler demarkasyon seviyelerine göre yeniden birleşme seviyeleridirler. (II) bölgesinde bulunan seviyeler elektron demarkasyon seviyelerinin üzerinde fakat elektron Fermi seviyesinin altındadır. Bu seviyeler iletkenlik bandı ile termal dengede olmalarına rağmen tutulan durumların yoğunluğu yüksek olup serbest boşluklar ile beraber yeniden birleşme işleminde rol alacaklardır. Genelde (II) ve (III) bölgesinde olduğu gibi etkin yeniden birleşme seviyelerini göz önüne almak yeterlidir. Şekil 2.24 [Bube, 1960] da bir yarıiletkene



Şekil 2.24: Bir yarıiletken için Fermi ve demarkasyon seviyeleri.

karşı gelen durum gösterilmektedir. Termal olarak uyarılmış serbest yük taşıyıcısı yoğunluğu optik olarak uyarılmış yük taşıyıcısı yoğunluğundan daha büyüktür. Tanım gereği tüm seviyeler, bantlarla termal denge durumundadırlar. Sadece ve sadece bir Fermi ve demarkasyon seviyesi vardır. (I) ve (IV) bölgesinin karakteristiği yalıtkanlarıki ile aynıdır. Fakat (II) bölgesi Fermi ve demarkasyon seviyeleri arasında, (III) bölgesi demarkasyon seviyesine sıkışmıştır [Bube, 1960].

2.3.9. Tuzaklamamın Etkileri

Eğer bir malzemedde, yasak bölgede hiç seviye olmasaydı, her uyarılmış taşıyıcı kesinlikle serbest bir taşıyıcı olacaktı. Eğer bir malzeme sadece yeniden birleşme merkezlerinden oluşsaydı (çoğunluk yük taşıyıcısı yaşam süresinin, azınlık yük taşıyıcısı yaşam süresinden çok daha büyük olduğu durum gibi), uyarılmış her çoğunluk yük

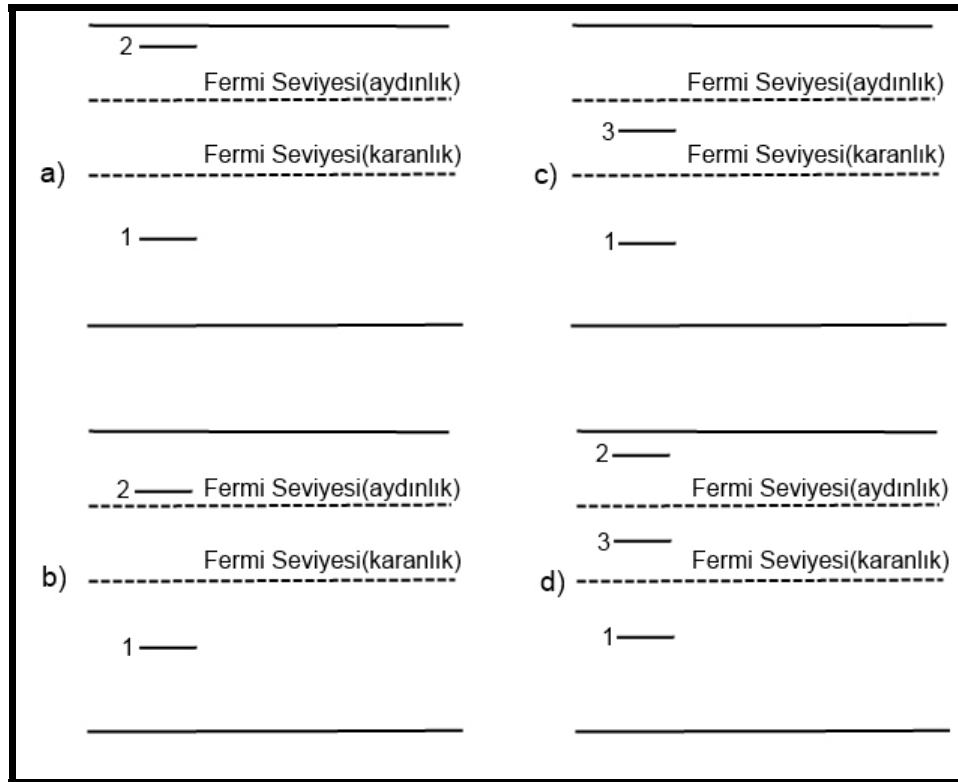
taşıyıcısının yine serbest bir yük taşıyıcısı olduğu söylenebilirdi. Fakat bir çok gerçek malzemede olduğu gibi, yeniden birleşme merkezlerinden başka tuzaklama merkezleride vardır ve bu nedenle serbest yük taşıyıcısı sayısı, uyarılmış yük taşıyıcısı sayısından küçük kalabilir [Bube, 1960].

Tuzaklamanın bir etkisinde, uyarma bittikten sonra, deneysel olarak gözlemlenen azalma zamanının (decay time), taşıyıcı yaşam süresinden uzun olmasına yol açmasıdır. Eğer tuzaklama merkezleri olmasaydı, gözlemlenen foto akım, serbest yük taşıyıcılarının azaldığı gibi azalacak ve gözlemlenen azalma zamanı, yük taşıyıcısı yaşam süresine eşit olacaktır. Serbest yük taşıyıcısı yoğunluğunun tuzak merkezi yoğunluğundan çok daha fazla olduğu durumda, tuzak merkezleri olsa bile foto akımdaki azalma taşıyıcıların yaşam süresi ile aynı olacaktır. Fakat serbest taşıyıcı yoğunluğu, tuzak merkezi yoğunluğu ile karşılaştırılabilir mertabede veya daha az ise azalma zamanında tuzaklanmış yüklerin termal olarak serbest kalmaları azalma zamanını uzatabilir. Öyle ki gözlemlenen azalma zamanı, serbest bir taşıyıcının gerçekte yeniden birleşme ile belirlenen yaşam süresinden uzun olur. Tuzaklanmış taşıyıcı yoğunluğunun serbest taşıyıcı yoğunluğundan çok daha büyük olduğu uç halde, foto akımın azalma süresinin tamamı yeniden birleşme oranı yerine, tuzakların boşalma oranı ile belirlenir. Fazladan, gözlemlenen azalma zamanını serbest bir taşıyıcının yaşam süresinden uzun yapmak için tuzakların varlığı fotoiletkenin hassasiyetini düşürebilir. Tuzaklama merkezleri ile yeniden birleşme merkezleri arasındaki farkı ortaya çıkarmak için şekil 2.25'yi ele alalım. Şekil 2.25'de [Bube, 1960] Fermi seviyesinin ışıқта ve karanlıktaki durumuna bağlı olarak yeniden birleşme ve tuzaklama merkezlerine göre dört olasılık gösterilmektedir. Şekil 2.25.a)'da 1 ile gösterilen seviyeler yeniden birleşme, 2 ile gösterilen seviyeler tuzaklama merkezleridir. Kristalin üzerine ışık düştükten sonra Fermi seviyesi yükselecek, bunun sonucu olarakta tuzak seviyelerinin doluluk oranı artacaktır. Bu ise fotoiletkeni ışığa karşı duyarsızlaştıracaktır. Fakat, eğer tuzaklama merkezleri Fermi seviyesinin çok üstünde ise, ışık altında doluluk oranı ve dolayısıyla duyarsızlaşma ihmal edilebilir ölçülerde olacaktır. Fakat, eğer şekil 2.25.b)'de olduğu gibi tuzaklama seviyesi ışık altındaki Fermi seviyesine çok yakınsa duyarsızlaşma önemli ölçüde olabilir. Yukarıda ifade edilen iki durum içinde 2 seviyesi tuzak seviyesi olup hem ışık altında, hemde karanlıkta Fermi seviyesinin üzerindedir. Fakat şekil 2.25.c)'de gösterildiği gibi karanlıktaki Fermi seviyesinin üzerinde olan fakat

ışıktaki Fermi seviyesinin altında olan 3 ile gösterilen seviyelerde olabilir. 3 seviyelerinin varlığı duyarsızlığı ciddi oranda arttırabilir fakat bu seviyelere ışık altında artık tuzak seviyesi demek çok doğru değildir. Şekil 2.25.d) ise bir önceki duruma 2 tuzak seviyelerinin eklenmiş hali gösterilmektedir. 2 seviyeleri yüzünden her hangi bir duyarsızlaşmanın olmaması olasıdır. Çünkü duyarsızlaşma için 2 seviyesinde tuzaklanmış elektronların yoğunluğu, ışık ile oluşan 3 ile gösterilen fazladan yeniden birleşme merkezleri ile karşılaştırılabilir seviyede olmalıdır [Bube, 1960].

2.4. Fotoalgılayıcılar

Yarıiletkenlerde fotonların algılanması, ışık ile uyarılma sonrasında elektron-boşluk çiftlerinin oluşması ilkesine dayanır. Bir yarıiletken, band aralığı enerjisine eşit veya daha büyük enerjiye sahip fotonlar tarafından aydınlatılırsa, soğrulan fotonlar, elektronları valans bandından koparıp, uyarılmış bir durum olan iletkenlik bandına çıkarırlar. İletkenlik bandına çıkmış olan bu elektronlar, iç veya dış elektrik alanı etkisi altında, kristal boyunca, serbest elektronlar gibi hareket edebilirler. Buna ek olarak, va-



Şekil 2.25: Tuzaklama ve yeniden birleşme merkezleri ile ışık ve karanlıktaki Fermi seviyesi arasındaki ilişki.

lans bandındaki boşluklarda, elektrik alanı altında, bir atomdan diğerine hareket edebilirler. Bu halde, fotonlar tarafından oluşturulan elektron–boşluk çiftleri fotoakımı artırırlar. Fotonlar aracılığıyla üretilen bu elektron–boşluk çiftlerinin ayrışmasına nedeni olan elektrik alanına dayanarak fotoalgılayıcıları fotoiletken algılayıcılar ve fotovolttaik algılayıcılar olarak iki büyük kategoriye ayırabiliriz. Fotoiletkenler, yarıiletken bir tabaka ile iki omik kontakta oluşurlar ve yük taşıyıcılarının toplanmasına neden olan elektrik alanı, kutuplama voltajı ile üretilir. Fotovoltaik algılayıcılarda ise p–n veya Schottky yapısında olup elektron–boşluk çiftleri iç elektrik alanı ile ayrıştırılır [Decoster and Harari, 2002].

2.4.1. Fotoalgılayıcıların Çalışma Parametreleri

Fotoalgılayıcıların davranışını belirleyen temel parametreler cevap katsayısı (response coefficient), kazanç, kuantum etkinlik (quantum efficiency), band genişliği, gürültüye eşdeğer güç (noise equivalent power–NEP) ve algılayıcılıktır (detectivity).

Bir fotoalgılayıcının R_i ile gösterilen cevap katsayısı, I_{ph} ile gösterilen fotoakımı, fotoalgılayıcıya düşen ışık gücü P_{opt} ile ilişkilendirir ve şöyle yazılır:

$$I_{ph} = R_i P_{opt} \quad (2.40)$$

Cevap katsayısı fotoalgılayıcının aktif optik yüzeyinden bağımsızdır. Yinede fotoalgılayıcıya düşen ışık gücü ve fotoiletkenlik aktif optik yüzey ile orantılıdır. Verilen bir λ dalbaboşunda, yarıiletkenin aktif yüzeyine düşen ve Φ ile gösterilen ışık akısı

$$\Phi = P_{opt} \lambda / (hc) \quad (2.41)$$

olarak verilir. Burada h Planck sabiti ve c ışık hızıdır [Decoster and Harari, 2002].

η ile gösterilen kuantum etkinlik ise bir fotonun soğrulması ile bir elektron–boşluk çiftinin oluşma olasılığı olarak tanımlanır. Fotoalgılayıcı üreticileri bu büyüklüğü genelde yüzde ile ifade etmektedirler. Optik algılayıcılar açısından bu parametrenin olabildiğince büyük olması istenen bir durumdur. Yarıiletkenin aktif bölgesine gelen tüm fotonların soğrulduğunu varsayarsak birim zamanda oluşan elektron–boşluk çift-

lerinin oranı G şu şekilde verilir:

$$G = \eta\Phi = \eta P_{opt}\lambda/(hc) \quad (2.42)$$

Kazanç, üretilen elektron–boşluk çiftlerine karşı algılanan yük taşıyıcılarının sayısı olarak tanımlanır ve g ile gösterilir. Kazanç parametresinide içeren fotoakım denklemini şöyle verilir:

$$I_{ph} = qGg = q\eta P_{opt}\lambda/(hc)g = (g\eta\lambda/(hc)g)P_{opt} \quad (2.43)$$

burada q birim yüküdür. Böylece algılayıcının cevap katsayısı:

$$R_i = qg\eta\lambda/(hc) \quad (2.44)$$

olarak elde edilir [Decoster and Harari, 2002].

Bir fotoalgılayıcının cevap hızı, kapasitif etkiler, yük taşıyıcılarının tuzaklanması veya yarıiletken içerisinde, yük taşıyıcılarının doyma hızı ile sınırlı olabilir. Tüm bu olgular, fotoalgılayıcının yüksek frekans cevabında azalmaya neden olurlar. Bazı uygulamalarda, örneğin fiber optik haberleşmede fotoalgılayıcıların frekans cevabı önemli bir parametre haline gelir [Decoster and Harari, 2002].

Fotoalgılayıcıları karakterize etmek için tanımlanan bir diğer parametrede gürültüye eşdeğer güçtür. NEP, dedektöre düşen ve işaretin gürültüye oranını (Signal to Noise Ratio–SNR) 1 yapan optik güçtür. Bu durumda fotoakım, I_{ph} , gürültü akımı I_b 'ya eşit olacaktır. Başka bir deyişle ölçülebilir en küçük optik işarettir. Bu halde NEP parametresi şu şekilde verilir:

$$NEP = I_b/R_i \quad (2.45)$$

Beyaz gürültü durumunda, gürültü akımı olan I_b , fotoalgılayıcının bant genişliğinin karekökü ile orantılı olarak artar [Decoster and Harari, 2002].

Yarıiletkenlerde gürültünün beş kaynağı vardır. Bunlar:

- i) titreşimlerden kaynaklı, yük taşıyıcılarının kristal kafesi içerisinde atomlarla olan rastgele çarpışmasından kaynaklı termal gürültü,
- ii) elektrik akımının iki parça halinde farklı kontaklar üzerinden akmasından kaynaklı ayrışma gürültüsü,
- iii) çoğunlukla gelen fotonların rastgele çarpışmasından kaynaklı shot gürültüsü,
- iv) rastgele oluşan, bantlar arası veya tuzaklama merkezleri arasındaki üretilme - yeniden birleşmelerden kaynaklı gürültü ve
- v) elektriksel kontaklar arasındaki potansiyel engellerinden kaynaklı $1/f$ gürültüsü [Decoster and Harari, 2002].

Fotoalgılayıcılar ile ilgili literatürde algılayıcılık

$$D = (NEP)^{-1} = R_i/I_b \quad (2.46)$$

olarak tanımlanır. Genel kullanımda, algılayıcılık normalize edilir. Fotoalgılayıcılara dair en önemli parametre olarak kabul edilir. Çünkü farklı teknoloji ve yöntemlerle üretilmiş fotoalgılayıcıları doğrudan kıyaslamaya olanak verir. Tanımdan anlaşılacağı üzere, algılayıcılığı yüksek olan bir fotoalgılayıcının aynı zamanda dinamik aralığı yani başka bir deyişle fotoalgılayıcıyı doymaya sokmayan en yüksek işaretin, ölçülebilir en küçük işarete oranında yüksektir [Decoster and Harari, 2002].

2.4.2. Genel Algılayıcı Malzemeleri

Günümüzde en yaygın kullanılan fotoalgılayıcı malzemesi silikondur. Genel olarak algılayıcı tasarımında ilgilenilen ve ilgilenilmeyen dalga boyları kullanılacak malzemeyi belirlemektedir. Bu dalga boylarından yola çıkarak uygun bir bant aralığı ve dolayısıyla uygun bir malzeme belirlenir. Tablo 2.1’de [Johnson, 2003] bazı yarıiletkenlerin bant aralığı enerjisi gösterilmiştir. Şekildende anlaşılacağı üzere $1.1\mu\text{m}$ ’nin üzerinde silikon neredeyse transparant davranır. Germanyum fotoalgılayıcılar ise $2\mu\text{m}$ ’nin üzerindeki ışığa oldukça iyi cevap verebilir, daha düşük dalga boylarında ise $0.6\mu\text{m}$ ’ye kadar olan ışığı algılayabilirler. Günümüzde fiber optik haberleşmede çalışılan dalga boyları $1.3 - 1.6\mu\text{m}$ aralığındadır. Germanyum diyotlar bu aralıkta çalışmalarına rağ-

Tablo 2.1: Bazı yarıiletkenlerin band aralığı enerjileri ve eşdeğer dalgaboyları

Malzeme	Bant enerjisi	Eşdeğer dalgaboyu
C	5.5	0.23
GaN	3.5	0.35
SiC	3.0	0.41
GaP	2.24	0.55
GaAs	1.43	0.87
InP	1.29	0.96
Si	1.1	1.11
$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	0.48–0.73	1.70–2.60
GaSb	0.67	1.85
Ge	0.66	1.88
PbS	0.41	3.02
PbTe	0.32	3.88

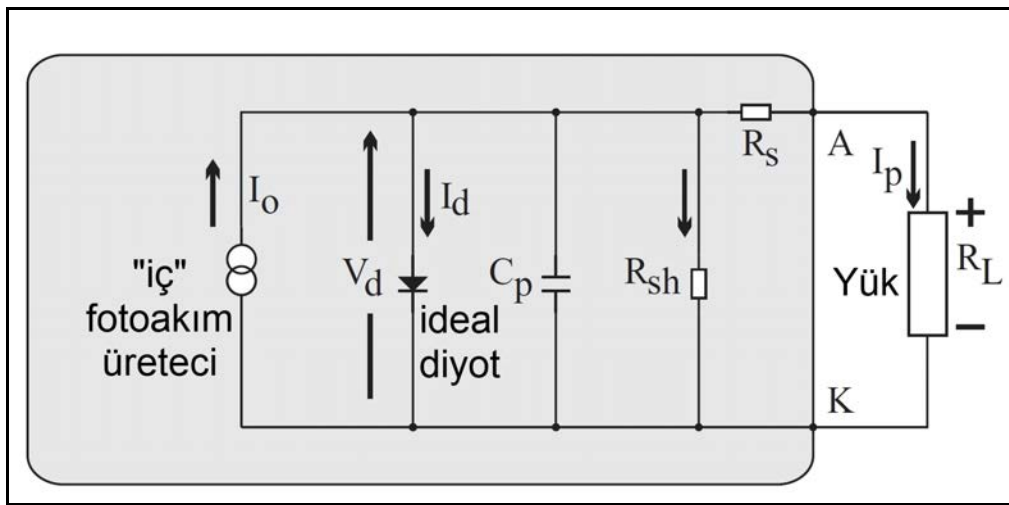
men, fiber optik haberleşmede genelde InGaAs fotoalgılayıcılar kullanılır. InGaAs fotoalgılayıcıların fiber optik haberleşmede kullanılan söz konusu dalgaboylarına cevabı daha iyidir ve ayrıca elektriksel kaçak akımları daha düşüktür. Ayrıca $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ yarıiletken yapısında x 'in değerini değiştirerek bu fotoalgılayıcıların duyarlık bölgesi değiştirilebilir. Örneğin standart cihazlarda $x=0.53$ ve bant aralığı $E_g=0.73$ eV olduğunda cevap sınırları $0.9\mu\text{m}$ ve $1.7\mu\text{m}$ olmaktadır. $x=0.83$ ve $E_g=0.48$ eV yapılarak cevap, $1.2\mu\text{m}$ ve $2.6\mu\text{m}$ aralığına kaydırılabilir. GaP diğer bir fotoalgılayıcı malzemesidir. Bu malzemedен yapılan fotoalgılayıcıların algılayabildiği ışık spektrumu insan gözüne yakındır. Bazı optik uygulamalarında birbirleri ile eşleştirilmiş ışık kaynakları ve foto algılayıcılar önemli olmaktadır. Böyle uygulamalarda GaAlAs önemli bir malzeme olabilir. Günümüzde optik malzeme pazarında en hassas olduğu tepe dalgaboyu $0.88\mu\text{m}$ olan GaAlAs fotoalgılayıcılar ile, yaydığı ışığın maksimum yoğunluğu bu dalgaboyuna denk gelen GaAlAs LED'ler bulmak mümkündür. Böyle bir durumda, büyük bir oranda optik filtrelemeye gerek kalmaz. Çoğunlukla fotoalgılayıcıların, araya girebilecek bazı dalga boylarına (örneğin görünür bölge) kör olmaları istenir. SiC fotoalgılayıcıları geniş enerji band aralığına sahip olup ışığın morötesi bölgesinde kullanmak için uygundur. Morötesi bölgede kullanılan bu tip algılayıcıların görünür ışığa kör olmaları bir çok bakımdan istenen bir özelliktir. 350nm 'nin altında ki frekanslarda çalışmak için Pyrex denilen bir malzeme fotoalgılayıcılarda pencere olarak kullanılır. Bu ve benzeri malzemeler birer optik filtre görevi görerek istenilmeyen dalgaboylarının

bastırılması (geçirilmemesi) için kullanılırlar [Johnson, 2003].

Fotoalgılayıcıların yüzeyinde soğrulmayıp yansıtılan fotonlar, fotoalgılayıcıların performansını düşüren önemli etkenlerden birisidir. Bu yolla kaybolan enerjinin oranı Fresnel eşitliği ile hesaplanabilir. En basit durum için, yansıtma katsayısı n olan bir malzemeye havadan gelen ışık için yansıtma miktarı $((n - 1)/(n + 1))^2$ 'dir. Algılayıcılarda kullanılan yarıiletken malzemelerin çoğunlukla yansıtma katsayıları yüksektir. Örneğin silikon için $n \approx 3.5$ 'tir. Böyle bir durumda, silikon bir fotoalgılayıcının yüzeyine düşen ışığın yaklaşık olarak %31'lik kısmı yansıtılır, %69'luk kısmı ise algılayıcının içerisine girer. Böyle bir durumdan kaçınmanın yolu anti-yansıtma (antireflection-AR) kaplamalar kullanmaktır. Bir başka yolda bir kaç tane fotoalgılayıcıyı tuzak algılayıcı denile yapıda kullanmaktır. Bu tip yapılarda her bir algılayıcı, diğer bir algılayıcının yansıttığı ışığı alacak şekilde yerleştirilir. Bu algılayıcılardan elde edilen elektriksel işaretlerde (akımlar) bir elektronik devre yardımıyla toplanarak mümkün olan en yüksek verimde optik işaret algılanmış olur. Bu tip algılayıcılar genelde radyometrik ölçümlerde kullanılmaktadırlar [Johnson, 2003].

2.4.3. Fotoalgılayıcı Eşdeğer Devresi ve Kullanımı

Mühendislikte, fotoalgılayıcılar ile yapılan uygulamalarda çoğunlukla eşdeğer devreler kullanılır. Şekil 2.26'de [Johnson, 2003] basit bir fotoalgılayıcı eşdeğer devresi gösterilmiştir. Şekildende anlaşılacağı gibi bu modelde fotoalgılayıcı, mükemmel



Şekil 2.26: Fotoalgılayıcı eşdeğer devresi.

bir fotoakım kaynağı ideal bir diyota paralel olarak düşünülmüştür. Bu modelde fotoalgılama işlemi yük taşıyıcıları ve iç fotoakım I_0 'ı üretmektedir. Modele göre fotoalgılayıcının terminallerinden ölçülebilecek akım I_0 değil, I_p 'dir. Işık altında fotoalgılayıcının anodu, katoduna göre daha pozitif olacağından bu, ideal diyotu ileri yönde kutuplayacaktır. Bu halde I_d ile gösterilen bir akım diyodun üzerinden geçecektir. Şekilde R_s ile fotoalgılayıcının seri direnci, R_{sh} ile fotoalgılayıcının şönt direnci temsil edilmektedir. C_p ise kaçak kapasitansdır. Modelde gösterilen ideal diyodun bir p-n eklem diyodu olduğunu varsayarsak

$$I_p = I_o - I_d \quad (2.47)$$

bu denklemde diyot akımı yerine yazılırsa

$$I_p = I_o - I_s(e^{qV_d/kT} - 1) \quad (2.48)$$

elde edilir. Burada k Boltzmann sabiti, T mutlak sıcaklık, V_d eklem voltajı ve I_s ters doyma akımıdır. Fotoalgılayıcının terminallerinin bağlantısına göre V_d ve I_p , aynı aydınlatma gücüne karşılık çeşitli değerler alacaktır.

Açık devre durumunda, yani yükün sıfır olduğu durumda tüm akım, ideal diyot üzerinden akacaktır. Bu halde $I_p = 0$ olacaktır ve denklem 2.48

$$I_o = I_s(e^{qV_d/kT} - 1) \quad (2.49)$$

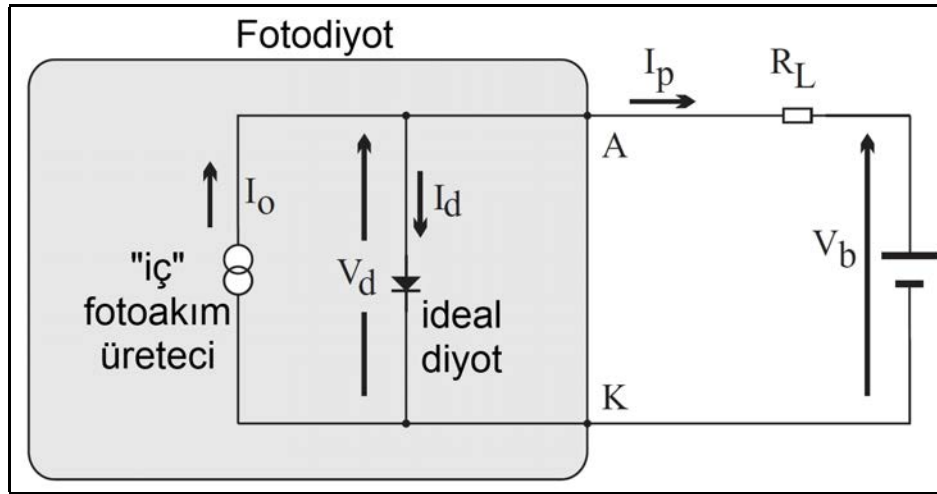
veya denklem düzenlenirse

$$V_d = \frac{kT}{q} \ln\left(1 + \frac{I_o}{I_s}\right) \quad (2.50)$$

elde edilir. Eklem voltajı ve dolayısıyla açık uç voltajı düşen ışığın logaritmik bir fonksiyonudur. k , q için gerçek değerleri kullanır ve $T = 300\text{K}$ alırsak $kT/q \approx 0.026\text{V}$ bulunur. Dolayısıyla $I_o/I_s \gg 1$ koşulunda, iç akımdaki her bir dekadlık artış eklem voltajını $\ln(10) \cdot 26\text{mV} = e \cdot 26\text{mV} \approx 60\text{mV}$ arttıracaktır [Johnson, 2003].

Yukarıda anlatılanlara alternatif olarak fotoalgılayıcının uçları kısa devre edilirse ideal diyodun uç potansiyeli $V_d = 0$ olacaktır. Bu halde diyot kutuplanmamış olduğundan üzerinden hiç bir akım akmayacaktır, yani $I_d = 0$ olacaktır. Üretilen tüm fotoakım I_o , fotoalgılayıcının terminalleri üzerinden akacaktır. Yani $I_p = I_o$ olacaktır. Bu halde, fotoalgılayıcının terminallerinde ölçülen akım düşen ışığın şiddeti ile orantılı olacaktır. Akımın çok yüksek olduğu durumlarda şekil 2.26'de R_s ile gösterilen seri ve R_{sh} ile gösterilen şönt direncin üzerinde bir voltaj düşümü olacaktır. Böyle bir durum doğrusallıkta bozulmalara yol açacaktır. Denklem 2.49 ve denklem 2.50'ye göre artan sıcaklığa bağlı olarak fotoakım düşmekte ve açık devre voltajı artmaktadır. Fakat bu deneysel olarak gözlenen bir durum değildir. Bunun nedeni ters doyma akımında sıcaklıkla üstel olarak artmasıdır. Yani $I_s \approx e^{-\frac{E_g}{kT}}$ dir [Johnson, 2003].

Genel kullanımda fotoalgılayıcılar sonlu bir yük direnci ve dışarıdan uygulanan, diyodu ileri veya ters yönde kutuplayan bir kutuplama voltajı ile birlikte kullanılırlar. Şekil 2.26'de gösterilen eşdeğer modelde seri direnç $R_s = 0$ ve şönt direnç $R_{sh} = \infty$ kabul edersek, R_L ile gösterilen yük direnci ve V_b ile gösterilen kutuplama voltajının bağlandığı bir düzenek şekil 2.27'de [Johnson, 2003] gösterilmiştir. Şekil 2.27'a göre



Şekil 2.27: Kutuplanmış fotodiyot devresi.

I_p 'yi hesaplayacak olursak

$$I_p = \frac{V_d - V_b}{R_L} \quad (2.51)$$

aynı zamanda

$$I_p = I_o - I_d = I_o - I_s(e^{qV_d/kT} - 1) \quad (2.52)$$

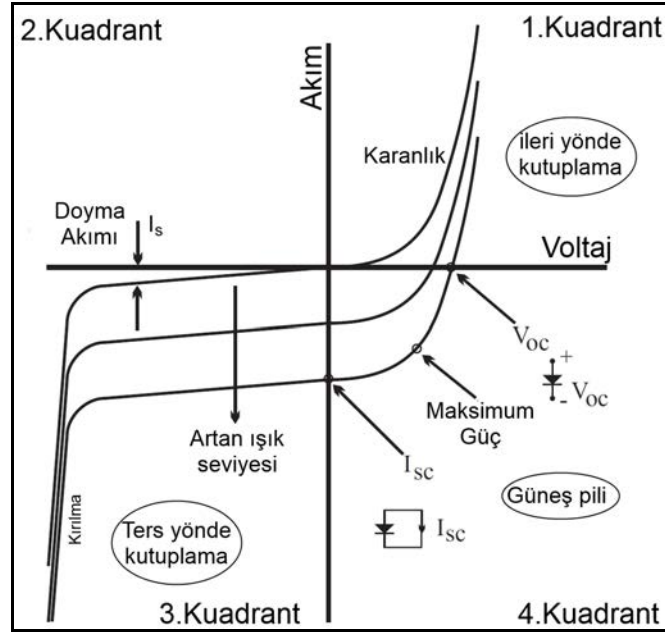
yazılabilir. $I_s = I'_s e^{-qE_g/kT}$ olduğundan, denklem 2.52'da yerine yazarsak:

$$I_p = I_o - I'_s e^{-qE_g/kT} (e^{qV_d/kT} - 1) \quad (2.53)$$

olacaktır. Denklem 2.51 ve denklem 2.53 birbirine eşitlenirse

$$F(V_d) = I_o - I'_s e^{-qE_g/kT} (e^{qV_d/kT} - 1) - \frac{V_d}{R_L} + \frac{V_b}{R_L} \quad (2.54)$$

olacaktır. Bu denklem V_d için, sayısal bir yöntem ile çözülebilir. Şekil 2.28'de [John-



Şekil 2.28: Fotodiyot için 4 kuadrantta akım voltaj ilişkisi.

son, 2003] üç farklı aydınlatma seviyesi altında, bir fotodiyot için tüm akım–voltaj karakteristikleri gösterilmiştir. Birinci kuadrant, ileri yönde kutuplanmış bir eklem di-yodun akım voltaj eğrisi gibidir. Üçüncü kuadrantta ise çok küçük bir I_s akımı ak-maktadır. Fotodiyoda düşen akım arttıkça I_s akımını gösteren eğri, aşağı doğru, negatif

akım yönünde kayar. Şekilde I_{sc} kısadevre akımını, V_{oc} ise açıkdevre voltajını göstermektedirler. Şekildende görüleceği gibi V_{oc} açık devre voltajının ışık şiddetine olan bağımlılığı doğrusal olmayan bir yapıdadır. Çok yüksek ters kutuplama voltajlarında fotodiyot uçlarından akan akım hızlı bir şekilde artar. Bu yüksek akımın fotodiyoda zarar verme olasılığı vardır. Dördüncü kuadrant ise diyottan güç çekilebilecek bölgeyi göstermektedir. Burası, fotodiyodun güneş pili olarak çalıştığı bölgedir [Johnson, 2003].

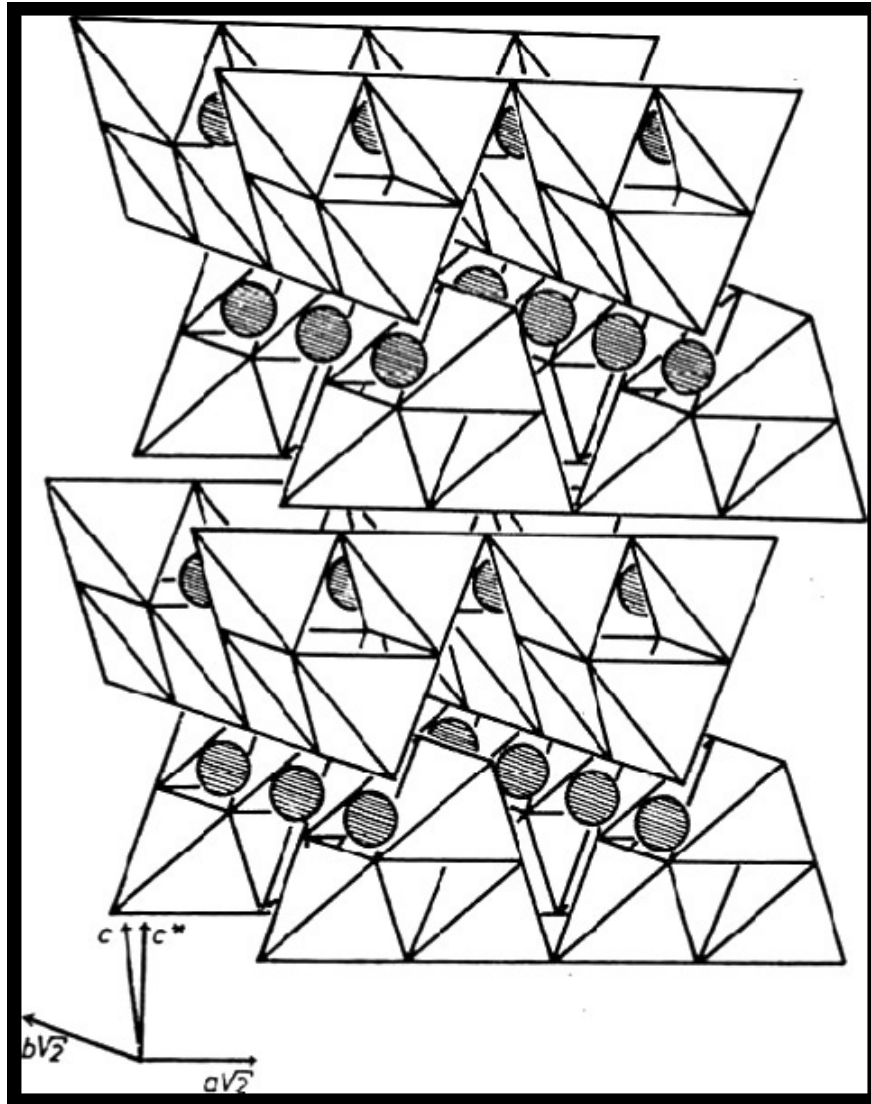
Şekil 2.26'de C_p ile gösterilen ve literatürde parazitik kapasite olarak adlandırılan kapasitenin kaynağı fakirleşmiş bölge tarafından ayrıştırılan pozitif ve negatif yüklerdir. Bu kapasitenin değeri fakirleşmiş bölgenin kalınlığına doğrudan bağlıdır. Fotoalgılayıcının aktif bölge alanındaki artışla doğru orantılı olarak artar. Kutuplama voltajındaki artışla ise azalır. Eklem kapasitesinin ters kutuplama voltajına bağıllığı cihazın katkı profili hakkında bilgi verir. Benzer şekilde $1/C^2$ 'nin voltaja göre değişimide eklem bant aralığı enerjisine dair bilgi verir. Parazitik kapasite, fotodiyot ile yapılan tasarımlarda önemli bir parametredir. Fotodiyodun bant genişliği bu kapasiteye bağlıdır. Ayrıca, fotodiyotlar genelde işlemsel kuvvetlendiriciler (operational amplifier–OpAmp) ile birlikte kullanılırlar. İşlemsel kuvvetlendiricilerin düzgün çalışabilmesi için (çalıştıkları bant aralığında kararlı kalmaları, çınlamanın olmaması veya az olmas v.s.) kompanze edilmeleri gerekebilir. Böyle durumlarda, fotodiyotun parazitik kapasitansı önemli bir parametre haline gelebilir.

Şekil 2.26'de R_{sh} ile gösterilen şönt direnci ise cihaz üretilirken ki fabrikasyon işlemleri ile eklem bölgesinin kalınlığına bağlıdır. Şönt direnci idealde sonsuz olması istenen bir büyüklüktür. Bu direncin değeri sıcaklıkla ters orantılıdır. Bu direncin değeri, mühendislikte işaret/gürültü oranı (signal to noise ratio–SNR) olarak bilinen ve bir bakıma ölçülen işaretin ne kadar anlamlı olduğuna dair bir fikir veren büyüklüğü doğrudan etkilemektedir. Şekil 2.26'de R_s ile gösterilen seri direnç ise fotodiyotun üretildiği alttaşa (substrate), omik kontaklardaki difüzyona ve fotodiyodun terminallerinden kaynaklı dirence bağlıdır. Bu direnç güneş pili uygulamalarında, üzerinde tüketilecek güç nedeniyle önemlidir. Ayrıca, normal mühendislik uygulamalarında (fotodiyodun bir geçiş empedansı kuvvetlendiricisine bağlandığı tipik uygulamalar) kuvvetlendiricinin giriş kapasitesiyle birlikte bir alçak geçiren filtre görevi göreceğinden, fotoalgılayıcının bant genişliğini düşüren bir parametredir. Yani fotodiyodun yüksek

frekans cevabını etkilemektedir [Johnson, 2003].

2.5. Katmanlı Kristaller

Uzun bir süredir düşük boyutlu, yüksek eşyönsüz (anisotropic) özellik gösteren malzemeler oldukça ilgi çekmektedir. Bu malzemelerde atomların dizilişi yüzünden elektronlar tercihen sadece bir tek veya iki yönde hareket edecek şekilde sınırlandırılırlar. Dolayısıyla bu tip sistemler indirgenmiş boyutlara sahip sistemler olarak tanımlanırlar [Panich, 2008]. Bu çalışmada, genel olarak $A^{III}B^{III}C_2^{VI}$ şeklinde gösteri-



Şekil 2.29: TlGaSe₂ kristallerinin yapısı.

len bileşiklerden olan TlGaSe₂ kristalleri anlatılmıştır. Bu kristaller katmanlı bir ya-

pıya sahiptirler. Yüksek eşyönsüzlük, yarıiletken, fotoiletken özellikleri yüzünden ve dolayısıyla optoelektronik cihaz uygulamaları için elverişli olmalarından dolayı ilgi çekmektedirler. I–V karakteristikleri doğrusal değildir; n-tipi ve S-tipi bir akım–voltaj ilişkisine sahiptirler. Hafıza etkisi, fotovoltaj etki gibi önemli özelliklere sahiptirler. Oda sıcaklığında yapılan XRD ölçümlerinde TlGaSe₂'nin katmanlı bir bileşik olduğu gösterilmiştir. TlGaSe₂ monoclinic simetriye sahip olup şekil 2.29'de yapısı gösterilmiştir.

2.5.1. TlGaSe₂ Kristallerinin Özellikleri

Katmanlı bir yapıya sahip yarıiletkenlere dair oldukça geniş bir literatür vardır. Katmanlı yarıiletkenler ailesinin özel bir üyesi olan TlGaSe₂ kristalleri, özellikle termal uyarma nedeni ile yaptıkları yapısal (structural) faz geçişleri nedeniyle ilgi çekmektedirler.

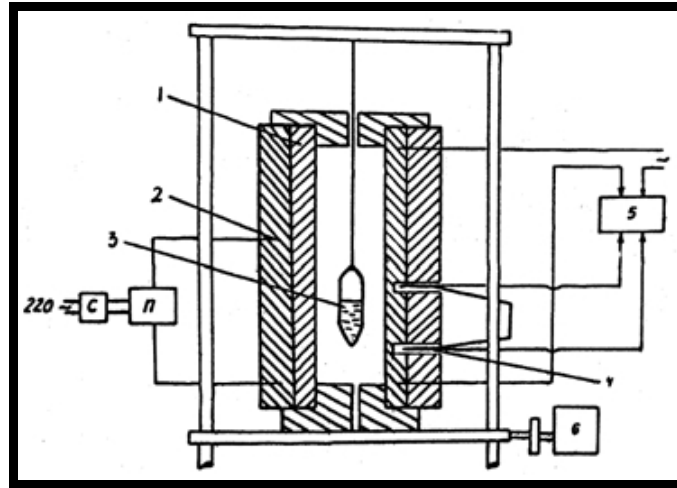
TlGaSe₂ kristallerinin katlara paralel yönde olan iletkenliğin, katlara dik yönde olan iletkenliğe oranı 90–250K sıcaklık aralığında 10⁸ kattan 10⁶ kata kadar değişmektedir

[Mustafaeva et al., 1998]. Aynı oranı [Hanas et al., 1992] 10⁵ civarında ölçmüştür. Aynı kristale dair farklı yazarlar tarafından yapılan ölçümler arasındaki bu fark büyük bir olasılıkla kontrol edilemeyen yapısal kristal kusurlarından ve safsızlıklardan, stokiometrik oranlar arasındaki farklılıklardan kaynaklanmaktadır.

Bu kristallerde katlara dik ve paralel yönde, Fermi seviyesi civarındaki yerel durumlarda sekme (hopping) iletkenliği görülür [Mustafaeva et al., 1998]. TlGaSe₂ kristalinin termal band aralığı 2.1–2.2 eV ve optik band aralığı 1.83–2.23 eV aralığında verilmektedir [Panich, 2008]. Ayrıca [Hanas et al., 1992]'a göre bu kristaller indirekt yarıiletkenler olup direkt band aralığı $E_g^d = 2.11eV$ ve indirekt band aralığı $E_g^i = 1.83eV$ tur. [Volkov et al., 1983] ve [Volkov et al., 1984] te milimetre altı dielektrik spektroskopisi ölçümlerine göre TlGaSe₂ kristallerinin ~ 107 ve ~ 120 K civarında arka arkaya yapısal faz geçişi yaptığı rapor edilmiştir. [Hochheimer et al., 1988] düşük sıcaklıktaki faz geçişinin ferroelektrik karakterde, yüksek sıcaklıktaki faz geçişinin ise paraelektrik karakterde olduğunu göstermiştir. Literatürde, bu kristallerin faz geçiş sıcaklıkları T_c 107–110 K arasında ve T_i 117–120 K arasında rapor edilmiştir.

2.5.2. TlGaSe₂ Kristallerinin Büyütülmesi

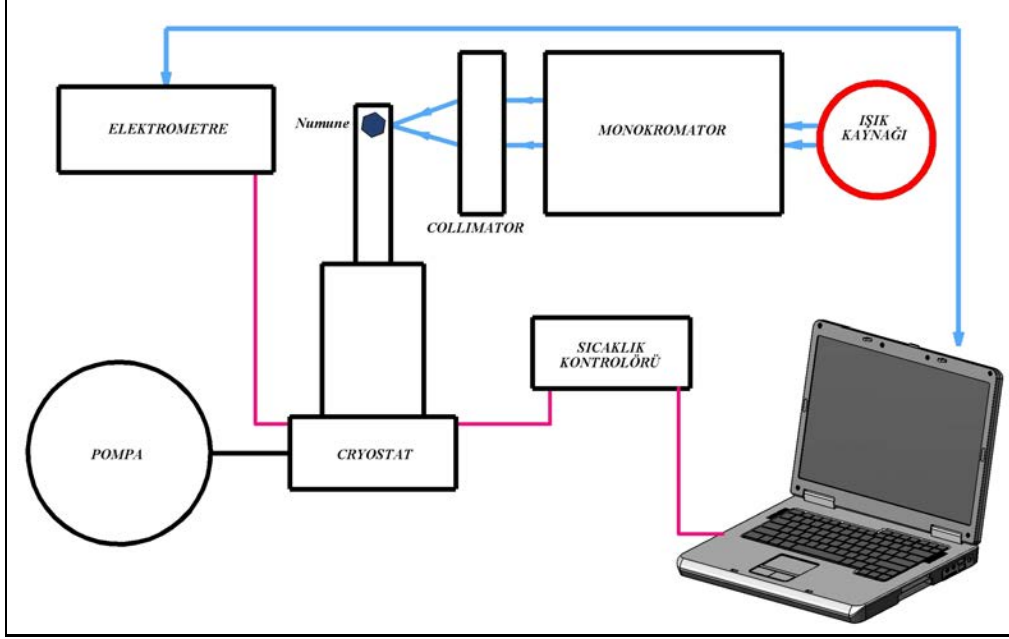
Sıvı halde bulunan bir eriyikten tek kristallerin büyütülmesi, yönelmiş kristalleşme yöntemi ile gerçekleştirilir. TlGaSe₂ kristalleri, yönelmiş kristalleşme yöntemlerinden biri olan Bridgman yöntemi ile büyütülürler. Kristal, bileşiğin yapısında bulunan elementlerden stokiometrik oranlarda alınarak sentezlenir. TlGaSe₂ kristalleri, vakumlanmış bir ortamda, düşük basınç altında (yaklaşık olarak $\sim 10^{-5}$ Torr) içinde bulunan başlangıç materyallerinin eritilerek Bridgman–Stockbarger yöntemi ile büyütülürler. Şekil 2.30'de [Yakar, 2012] Bridgman–Stockbarger yönteminde kullanılan düzenek gösterilmektedir. Başlangıçta, kullanılacak hammaddeler eşdeğer moleküler oranlarda tartılıp temiz kuartz ampullere konulmaktadır. Elementlerde oksidasyonu engellemek için vakumlama işlemi yapılmalıdır. Büyütülmek istenilen kristal ergime sıcaklığında homojenliğin sağlanması için ΔT sıcaklık alanından çekilmeden önce, bu sıcaklığın üzerinde, fırında iki gün bekletilmektedir. Kuartz ampül kontrollü bir şekilde, yavaş ve sabit bir hızda çekilerek homojen bir kristal yapı oluşturması sağlanır. Kristalin çekilme hızı 1.2mm/saat kadar olup, kristali büyütmeye işlemi yaklaşık 15 gün sürmektedir. Kristal katmanlı bir yapıda oluşur. Paralel katlar arasında ayrılmalar olabilir [Yakar, 2012].



Şekil 2.30: Bridgman yönteminde kullanılan fırın (1- Ana ısıtıcı 2- Ek ısıtıcı 3- Sentez edilen malzemeyi içeren kuartz ampül 4-Isı sensörü 5-Sıcaklık kontrol ünitesi 6- Elektromotor).

3. DENEYSEL YÖNTEM

Bu kısımda, deneyler boyunca kullanılan cihazlar, düzenekler ve ölçüm yöntemleri hakkında kısaca bilgi verilmiştir. Şekil 3.1 fotoiletkenlik, fotovoltaj ve akım-



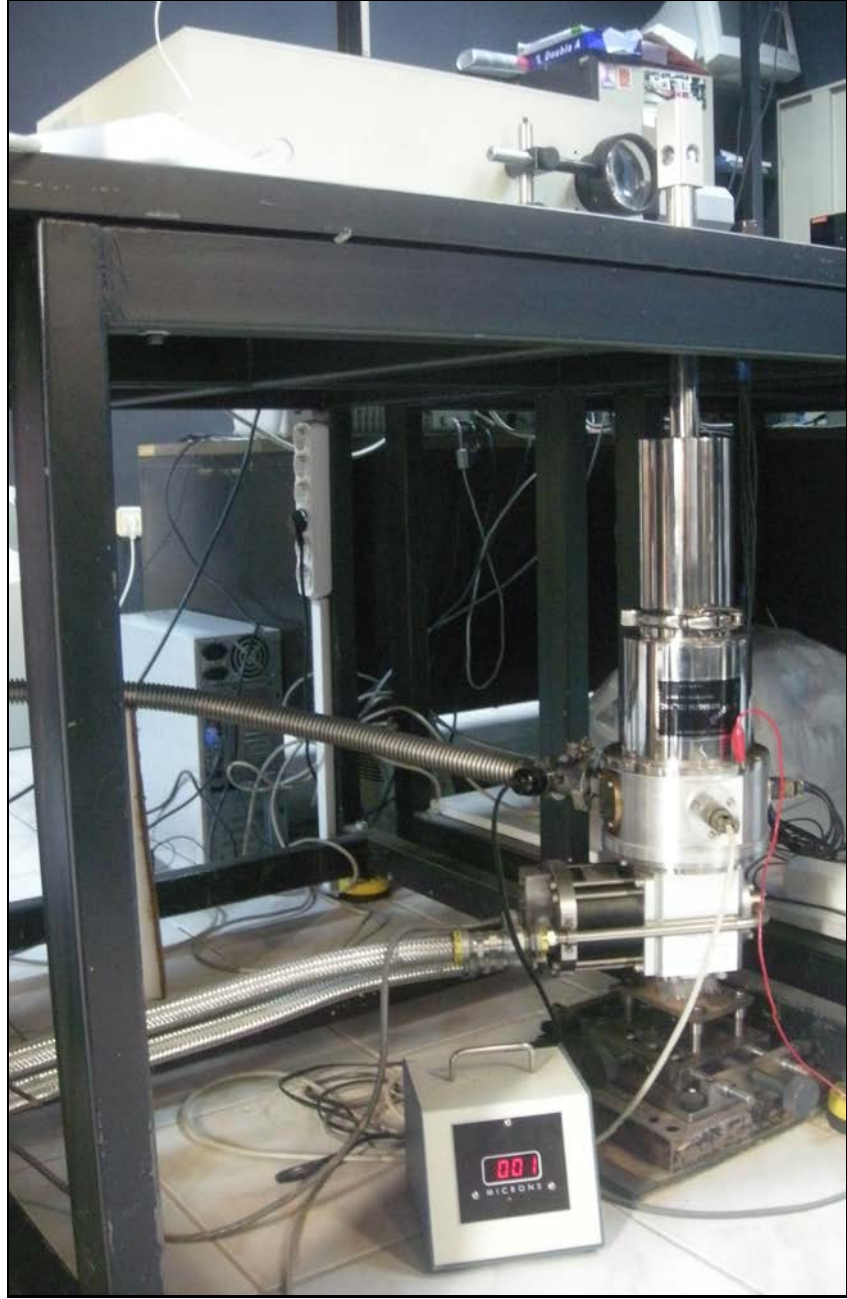
Şekil 3.1: Ölçümlerde kullanılan deney düzeneği.

voltaj eğrilerini çıkarmak için kullanılan deney düzeneğinin en genel halini göstermektedir. Dış ortam koşullarının deney sonuçlarına olan etkisini azaltmak için çeşitli önlemler alınmıştır. Mekanik titreşimlerden kaynaklı gürültüyü azaltmak için deneyler optik masa üzerinde yapılmış ve topraklama gürültüsünü azaltmak için optik masa topraklanmıştır. Ortam ışığının etkisini azaltmak için monokromatör ile numune arasındaki optik yol, ışığı geçirmeyecek şekilde kapatılmıştır.

3.1. Deneyde Kullanılan Cihazlar

Ölçülmüş olan fotovoltaj, fotoakım gibi büyüklüklerin sıcaklığa bağlı değişimini incelemek için kreostat kullanılmıştır. Kullanılan kreostat Janis Research tarafından optik deneylerde kullanılmak üzere üretilmiş, üzerinde optik ölçümler yapmaya uygun dört adet kuvarz pencere bulunan, kapalı çevrim helyum bir kreostattır. Bu kreostat-

larda soğutma işlemi, bir oda boyunca soğuk helyum buharı pompalanarak yapılmaktadır. Dışarıda bulunan harici mekanik bir soğutucu, ısınan helyumu ayrıştırıp tekrar soğutarak çevrime sokar. Kapalı çevrim helyum kreostatlar yüksek miktarlarda elektrik enerjisi tüketmelerine rağmen sürekli olarak çalışabilmektedirler. Üzerinde deney yapılacak olan numune, vakumlanmış bir iç odacıkta, soğuk helyum buharının bulunduğu odacık ile termal olarak kontak halinde bulunan bir tutucunun üzerine yerleştirilir. Deneylerde kullanılan kreostat 10K sıcaklığa kadar inebilmektedir. Şekil 3.2’de deneyde



Şekil 3.2: Kreostat.

kullanılan kreostat gösterilmiştir. Kreostatta, numune yerleştirmek için kullanılan açılır kapanır kısımlarda, sızdırmazlığı sağlamak için kriyojenik uygulamalara uygun conta- lar ve vakum gres yağı kullanılmaktadır. Üzerinde, optik deneyleri yapabilmek için 4 adet kuvars pencere bulunmaktadır.



Şekil 3.3: Vakum pompası ve göstergesi.

Şekil 3.3’de deneyde kullanılan kreostatın havanın vakumlanarak dışarıya tah- liye edilmesinde kullanılan mekanik vakum pompası gösterilmiştir. Kreostatın iste- nilen düşük sıcaklıklara inebilmesi için iyi vakumlanması şarttır. Yüksek vakum sa- yesinde iyi ısı izolasyonu sağlanabilir ve kreostatın içerisinde bulunan deney odacığı

düşük sıcaklıklarda tutulabilir. Ayrıca soğutma işlemi öncesi, kreostat içerisinde bulunan su buharı benzeri moleküllerin mümkün olduğu kadar dışarıya atılması gereklidir. Su buharı, soğutma sürecinde yoğunlaşarak önce sıvı sonrada buza döneceğinden hem üzerinde deney yapılacak numuneye hemde kreostata zarar verebilmektedir. Kreostat içerisindeki vakumun seviyesi bir basınç algılayıcısı yardımıyla ölçülmekte ve göstergede gösterilmektedir.



Şekil 3.4: Sıcaklık kontrol ünitesi.

Numunenin sıcaklığı, kreostat içerisinde bulunan bir rezistanstan akım geçirilerek ayarlanır. Bu iş için Lake Shore tarafından üretilmiş olan Model 340 kriyojenik sıcaklık kontrolörü kullanılmıştır. Şekil 3.4 kullanılan kontrolörü göstermektedir. Bu kontrolör 100mK lik bir çözünürlük ve doğrulukta sıcaklık kontrolü yapabilmektedir. Model 340, diyot, platin RTD, negatif ısıl katsayısına sahip direnç algılayıcı (NTC), termoçift ve kapasitif algılayıcılarla çalışabilmektedir. Yapmış olduğumuz deneylerde sıcaklık algılayıcısı olarak diode DT-470 tipi algılayıcı kullanılmıştır. Bu cihaza aynı anda iki algılayıcı bağlanabilmekte, dolayısıyla iki kontrol çevriminin içerisinde yer alabilmektedir. Bu kontrol çevrimlerinden birisi 100W, diğeri ise 1W'lıktır. Isı kaynağı olarakta elektrikli rezistans kullanılmaktadır. Algılayıcı ve ısıtma rezistansı kreostat gövdesinin altına monte edilmiştir. Kontrol algoritması PID olup PID parametreleri otomatik olarak belirlenebileceği gibi ellede girilebilmektedir. Bu düzenek ile $\sim 0.1K$ 'den daha iyi bir doğrulukta sıcaklık kontrol edilebilmiştir. Şekil 3.5'de % 99.99 saflıkta bakır kullanılarak üretilmiş ve üzerinde deneylerde kullanılan numunelerden biri bulunan bir tutucu gösterilmektedir. Isı iletkenliğini arttırmak için, ilk önce tutucu ince bir zımpara ile zımparalanmıştır. Üzerinde herhangi bir oksit tabakası ve çapak kalmadığından emin olunduktan sonra diğer işlemlere geçilmiştir. Numune ile tutucu arasında elektriksel izolasyonu sağlamak için mika kullanılmıştır. Mika, tutucuya kriyojenik uygulamalarda kullanılan bir yapıştırıcı ile tutturulmuştur. Benzer şekilde, nu-

munelerde mika tabakasına aynı yapıştırıcı ile tutturulmuştur. Numune, termal buharlaştırma yöntemi ile istenilen metal ile kaplandıktan sonra, kaplanmış olan yüzeyden tutucunun üzerinde bulunan ve lehimle kaplı olan kontak noktalarına, elektrik iletkenliği için iletken bir tel ile bağlanmıştır. İletken tel, numuneye üzerindeki metal kaplanmış bölgeye gümüş amalgam kullanılarak tutturulmuştur. İletken telin diğer ucu ise tutucunun üzerinde bulunan, lehim kaplı kontak noktalarına doğrudan lehimlenmiştir. Bu lehim kaplı kontak noktaları ile tutucu arasında elektriksel yalıtım, teflondan yapılmış ve halka biçiminde olan izolatörler yardımıyla yapılmıştır. Tutucu, bu halde kreostata monte edildikten sonra kreostatın uygun elektriksel bağlantı kabloları tutucunun lehim kaplı kontak noktalarına arka taraftan doğrudan lehimlenmiştir.

Işık altında yapılan ölçümlerde şekil 3.6'de gösterilen ve Oriel Instruments tarafından üretilmiş olan 300W gücünde olan bir ksenon dc ark lamba kullanılmıştır. Lamba, harici bir güç kaynağı ile sürülmektedir. Üzerinde soğutma amaçlı fan bulunmaktadır. Şekil 3.7 kullanılan lambanın monokromatör ve foto çarpıcı tüp (PMT) ile çıkarılmış spektrumu gösterilmektedir.

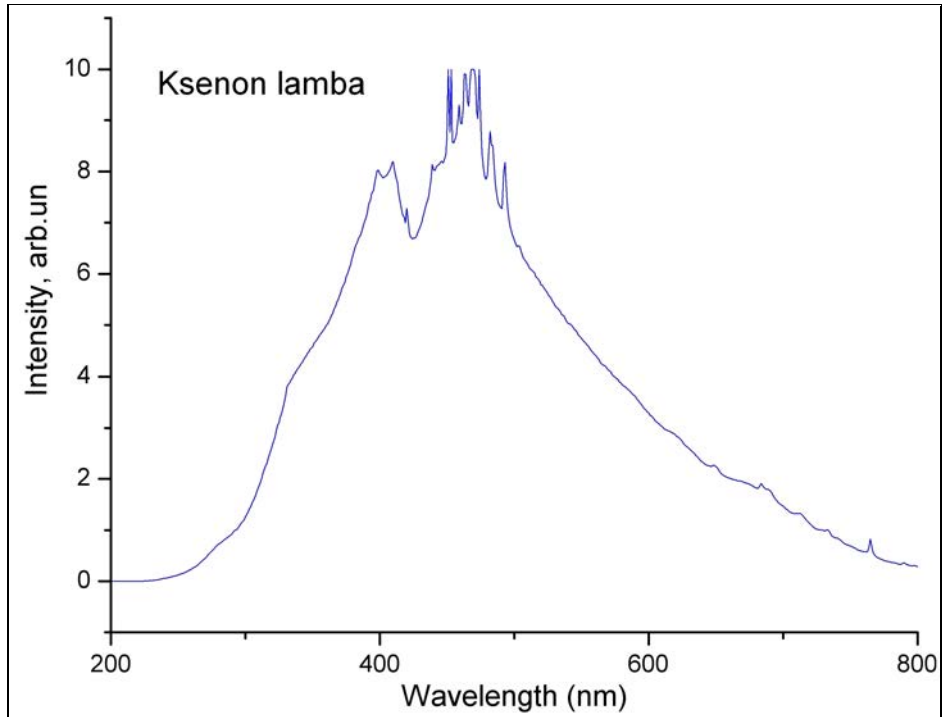


Şekil 3.5: Kreostat tutucusu ve numune.

Şekil 3.8’de deneyde kullanılan Jobin Yvon tarafından üretilen UV tipi Triax 550 model görünür bölgede çalışan monokromatör gösterilmektedir. Bu monokromatörlerin optik yolları asimetrik olup toroidal aynalar kullanılmaktadır. Üç taneye kadar ızgara (grating) takılabilmektedir. Böylece istenilen çözünürlük ve spektral aralıkta



Şekil 3.6: Lamba.



Şekil 3.7: Lambanın spektrumu.

ışık elde edilebilmektedir. Bu monokromatörler bilgisayar üzerinde koşan bir yazılım kullanılarak tamamiyle kontrol edilebilmektedirler. Ksenon lambanın yaymış olduğu ışık monokromatörden geçirilerek 300–900 nm aralığında 2 nm’lik adımlarla çalışılacak dalgaboylarında tek renkli ışık elde edilmiştir. Işık demeti üzerinde ölçüm yapılan kristalin kontak yapılan yüzeyine dik düşecek şekilde ayarlanmıştır.

Deneyde tüm akım–voltaj ölçümleri ve voltaj üretimi Keithley tarafından üretilmiş 6517 model elektrometre ile yapılmıştır. Şekil 3.9 kullanılan elektrometreyi göstermektedir. Elektrometre $5\frac{1}{2}$ dijitalik olup örnekleme frekansı 125 Hz.’e kadar çıkabil-



Şekil 3.8: Monokromatör.



Şekil 3.9: Elektrometre.

mektedir. Cihazın akım okuma skalası 1fA - 20mA aralığında, voltaj okuma skalası 20 μ V - 200V aralığında, yük okuma skalası 10fC - 2 μ C aralığında ve direnç okuma skalası ise 50 Ω - 10¹⁶ Ω aralığındadır. Skalası otomatik veya elle ayarlanabilmekte, okunan analog veriler filtrelenebilmekte ve filtrenin derinliği elle seçilebilmektedir. GPIB protokolünü kullanarak bilgisayarla haberleşebilmekte ve bilgisayar üzerinde koşan bir yazılımla tümüyle kontrol edilebilmektedir.

3.2. Numunelerin Hazırlanması

Deneyde incelenen TlGaSe₂, GaS ve GaSe kristallerini sentezlemede kullanılan elementler en az %99.999 saflıkta olup stokiyometrik oranlar göz önüne alınarak kullanılmıştır. Değiştirilmiş Bridgman–Stockberger yöntemi ile karışımdan tek bir kristal büyütülmüştür. Tez çalışmasında kullanılan ve karanlıkta oldukça yüksek bir elektriksel dirence (300K de en az 10⁶ $\Omega \cdot$ cm) sahip olan katkısız TlGaSe₂, GaS ve GaSe tek kristalleri farklı teknolojik partilerden alınmıştır.

Oda sıcaklığında yapılan enerji dağılımlı x-ışınları spektropisi (EDS) ile yapılan analizler numunelerin bileşimini doğrulamıştır. Bu spektroskopiye göre numunelerin içerisinde ihmal edilebilir düzeyde karbon, oksijen ve silikon gibi safsızlıklar bulunmaktadır.

Farklı zaman ve yerlerde büyütülmüş olan TlGaSe₂, GaS ve GaSe kristallerinin önce yüzey temizliği yapılmıştır. Bu amaçla kristaller asetonda bir süre bekletilmiş, daha sonra az tüylü bir bez parçası ile silinmiştir. Yüzeyi çok zarar görmüş kristal numunelerinden ise bir katman koparılarak daha temiz bir katmana işlemler yapılmıştır. Temizliği yapılan numuneler, Tübitak Ulusal Metroloji Enstitüsü bünyesinde bulunan Fotonik ve Elektronik Sensörler Laboratuvarı'nda metal kaplama işlemi yapılmıştır. Metal kaplama işleminde Varian marka termal buharlaştırma cihazı kullanılmıştır. Numuneler kaplanmadan önce, numunelerin fiziksel büyüklükleri ve üzerlerine kaplanmak istenen örüntü (pattern) göz önüne alınarak 0.8mm kalınlığındaki paslanmaz çelikten, termal buharlaştırıcının tutucu haznesinin boyutlarına uygun olarak 4×4 inch² büyüklüğünde maske yapılmıştır. Maskenin örüntüsü SolidWorks programında çizilmiş ve kesimi lazer ile yaptırılmıştır. Kaplamada kullanılan metaller termal buharlaştırıcının tungsten potasına, yapılacak olan kaplamanın kalınlığına uygun miktarlarda

yerleştirilmiştir. Maskenin uygun yerlerine yerleştirilen numuneler daha sonra termal buharlaştırıcının tutucu haznesine sabitlenmiştir. Metal kaplama işlemi sırasında, ilk olarak termal buharlaştırma sistemindeki hava bir torbomoleküler pompa aracılığıyla dışarıya tahliye edilerek vakumlama işlemi yapılmıştır. Basınç yaklaşık olarak 10^{-6} Torr seviyesine inince, tungusten potadan yüksek akım geçirilerek metallerin buharlaşıp kristal yüzeyine kaplanması sağlanmıştır. Çoğunlukla altın (Au), indiyum (In) ve bakır (Cu) ince metalik kontaklar kristallerin iki yüzeyinde yapılmıştır. Kullanılan metaller %99.999 saflıkta altın, %99.99945 saflıkta indiyum ve %99.999 saflıkta bakırdır.

Metal kaplama işlemi bittikten sonra, numunelerin kaplanmış olan yüzeylerine gümüş amalgam kullanılarak kontak yapılmıştır. İletken bir tel, gümüş amalgamla numunenin metal kaplı yüzeyine tutturulduktan sonra, yaklaşık iki gün boyunca kurumaya bırakılmıştır. Bu şekilde kontak alma işleminden sonra, numuneler kreostatın bakır tutucusuna yerleştirilmiştir. Elektriksel yalıtımı sağlamak için numuneler ile kreostatın bakır tutucusu arasına kriyojenik uygulamalarda kullanılan yapıştırıcı ile bir mika tabakası yapıştırılmıştır. Yapıştırıcının kuruması için yeterli bir süre kadar beklendikten sonra kristalin elektrotlarına bağlı teller, tutucunun ölçüm uçlarına lehimlenmiştir. Kristalin katlarına paralel olan düzlemde yapılan ölçümlerde, metalik elektrotlar arasındaki mesafe ~ 2 mm. kadardır.

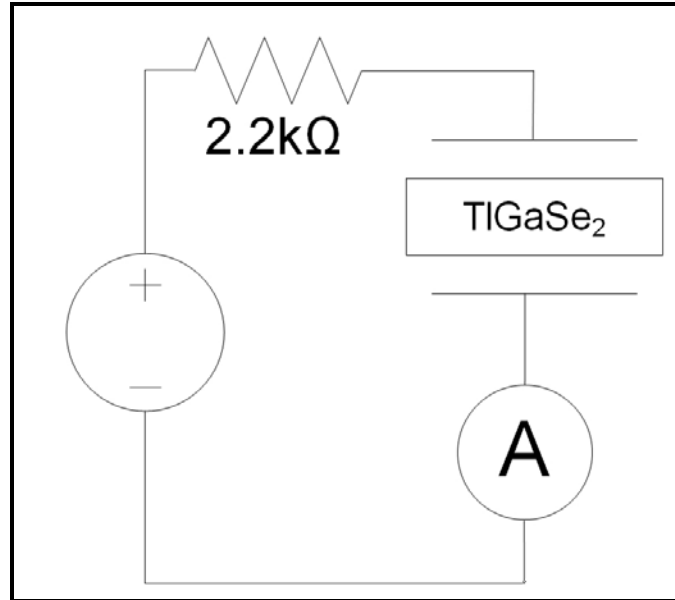
3.3. Yapılan Deneyler

Temel olarak voltaj kontrollü (I–V), akım kontrollü (I–V), fotoiletkenlik ve fotovoltajik ölçümleri olmak üzere dört tip deney yapılmıştır. Numuneler soğutulurken, soğutma oranı ~ 1 °K/dak olacak şekilde ayarlanmıştır. Ölçümler, fotoakım, fotovoltaj veya akım sürekli hale girince, yani sabitlenince kaydedilmiştir.

3.3.1. Akım–Voltaj Ölçümleri

Üretilmiş olan metal–yarıiletken kontakların 80–300K sıcaklık aralığında ışığa bağlı hem akım kontrollü hemde voltaj kontrollü akım–voltaj (I–V) karakteristikleri ölçülmüştür. Voltaj kontrollü I–V’ler bilgisayar üzerinde koşan bir yazılım tarafından

kontrol edilen Keithley 6517 Elektrometresi ile ölçülmüştür. Benzer şekilde akım kontrollü I-V'ler yine bilgisayar üzerinde koşan bir yazılım tarafından kontrol edilen Keithley 2400 Kaynakmetresi (Sourcemeter) ile ölçülmüştür. Elektrometre ve Kaynakmetrenin kristale olan bağlantısı ekranlı bakır kablolar aracılığıyla yapılmıştır. Topraklama gürültüsünü azaltmak için Elektrometrenin ve Kaynakmetrenin şaseleri, üzerinde deneyin yapıldığı optik masa ile beraber topraklanmıştır. Her iki ölçümdede iki kablo yöntemi kullanılmıştır. Anahtarlama ile ilgili ölçümlerde, akım belli bir aralıkta süpürülmüş (sweep) ve kristal üzerindeki voltaj okunmuştur. Gerek akım ve gerekse voltaj bilgisi, bilgisayara GPIB protokolünü kullanan bir yazılım ile aktarılıp kaydedilmiştir. Kristale her hangi bir zarar vermemek için Kaynakmetrenin akım üst sınırı 1mA ve voltaj üst sınırı 50V olarak ayarlanmıştır. Voltaj kontrollü I-V'ler karanlıkta ve 400 nm, 600 nm ve 800 nm dalgaboylarındaki ışık altında yapılmıştır. Elektrometrenin programlanabilir voltaj kaynağı -20V'tan +20V'a kadar 1V'luk basamaklarla ve saniyede bir tane olacak şekilde kaydırılmış ve buna karşılık kristal üzerinden geçen akım değeri ölçülmüştür. Üzerinde çalışılan yarıiletkenlerinin anahtarlama özelliklerini araştırmak için yapılan akım kontrollü I-V ölçümleri ise karanlıkta, 630 nm ve 750 nm dalgaboylarındaki ışık altında yapılmıştır. Şekil 3.10'de kullanılan düzene-



Şekil 3.10: Voltaj kontrollü I-V ve fotoiletkenlik ölçme düzeneği.

ğin elektrik şeması gösterilmiştir. Kristale seri olarak bağlanan direnç koruma amaçlı

olup akımı sınırlandırmaya yarar. Voltaj kontrollü I–V’lerde ayarlanabilir voltaj kaynağı olarak elektrometrenin voltaj çıkışı kullanılmıştır. Ampermetre olarakta elektrometrenin triax’lı akım okuma girişi kullanılmıştır. Akım kontrollü I–V ölçümlerinde ise şekil 3.10’da gösterilen voltaj kaynağı yerine akım kaynağı ve ampermetre yerine voltmetre kullanılmıştır. Akım kontrollü I–V’lerde ayarlanabilir akım kaynağı olarak Keithley 2400 kaynakmetresi akım çıkışı kullanılmıştır. Voltmetre olarakta kaynakmetrenin voltaj okuma girişi kullanılmıştır.

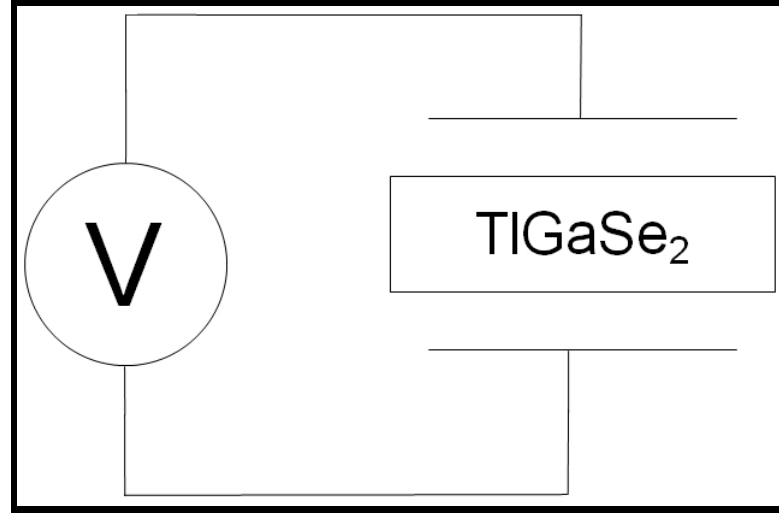
3.3.2. Fotoiletkenlik Ölçümleri

Fotoiletkenlik ölçümlerinde de şekil 3.10’da verilen düzenek kullanılmıştır. Fakat uygulanan voltajı değiştirip akım ölçmek yerine bu sefer, önce +15V voltaj uygulayıp, monokromatörle 300 nm’den 900 nm’ye kadar 2 nm aralıkla tarama yapılarak kristal üzerinden geçen akım ölçülmüştür. Bu işlem 80K’den 300K’e 10K’lik aralıklarla yapılmıştır. Ölçüm sırasında sıcaklık, $\pm 0.05K$ ’den daha dar bir aralıkta stabilize edilmiştir. Ölçüm, fotoiletkenlik sürekli hale girip bir bandın içinde kalınca, yani fotoiletkenlik sabitlenince yapılmış ve bilgisayara gönderilmiştir. Elektrometrenin kristale olan bağlantısı ekranlı bakır kablolar aracılığıyla yapılmıştır. Topraklama gürültüsünü azaltmak için Elektrometrenin şasesi, üzerinde deneyin yapıldığı optik masa ile beraber topraklanmıştır. Ölçümdede iki kablo yöntemi kullanılmıştır. Yapılan ölçümler boyunca örnekleme frekansı 1Hz. seçilmiştir. Toplanan veriler, bilgisayara GPIB protokolü kullanılarak aktarılmıştır. Toplanan veriler ile oluşturulan spektrum, lambanın spektrumuna bölünerek normalize edilmiştir. Sonuç olarak lambanın spektrumundan bağımsız kuantum etkinliğin dalgaboyu ve sıcaklığa bağlı değişimi ölçülmüştür.

3.3.3. Fotovoltaik Ölçümleri

Fotovoltaik ölçümlerinde de şekil 3.11’de verilen düzenek kullanılmıştır. Elektrometre bir voltmetre gibi kullanılarak monokromatörle 300 nm’den 900 nm’ye kadar 1 nm aralıkla tarama yapılarak kristal üzerinden oluşan voltaj ölçülmüştür. Bu işlem 80K’den 300K’e 10K’lik aralıklarla yapılmıştır. Ölçüm sırasında sıcaklık, $\pm 0.05K$ ’den daha dar bir aralıkta stabilize edilmiştir. Ölçüm, fotovoltaj sürekli hale girip bir ban-

dın içinde kalınca, yani fotovoltaj sabitlenince yapılmış ve bilgisayara gönderilmiştir. Elektrometrenin kristale olan bağlantısı ekranlı bakır kablolar aracılığıyla yapılmıştır. Topraklama gürültüsünü azaltmak için Elektrometrenin şasesi, üzerinde deneyin yapıldığı optik masa ile beraber topraklanmıştır. Ölçümdede iki kablo yöntemi kullanılmıştır. Yapılan ölçümler boyunca örnekleme frekansı 1Hz. seçilmiştir. Toplanan veriler, bilgisayara GPIB protokolü kullanılarak aktarılmıştır. Toplanan veriler ile oluşturulan spektrum, lambanın spektrumuna bölünerek normalize edilmiştir. Böylece kristalin üretmiş olduğu fotovoltaj potansiyelinin spektrumu ve sıcaklığa bağımlılığı elde edilmiştir.



Şekil 3.11: Fotovoltaj ölçme düzeneği.

4. DENEYSEL SONUÇLAR

Bu kısımda tez çalışması boyunca çalışılan katmanlı yarıiletkenler üzerinde yapılan deneyler ve bu deneylerin sonuçları açıklanmaktadır. İlk kısımda, üzerinde çalışılan numunelere dair kısaca bilgi verilmektedir. Takip eden kısımda ise, çalışılan numuneler üzerinde yapılan I–V karakteristiği, fotoiletkenlik ve fotovoltaj ölçümlere dair deneysel bulgular açıklanmaktadır. Daha sonraki bölümde ise elektrik alanı altında soğutmanın TlGaSe₂ kristallerinin elektriksel özellikleri üzerindeki etkilerini ortaya koymak için yapılan deneylere dair bulgular açıklanmaktadır. Bunu takip eden bölümde ise elektrik alanı altında soğutma yönteminin TlGaSe₂ katmanlı yarıiletkenlerinin morötesi fotoalgılayıcı uygulamaları bakımından etkisini ortaya koymak için yapılan deneylere dair bulgular açıklanmaktadır. Son kısımda ise ticari bir morötesi fotoalgılayıcı ile seçilmiş bir TlGaSe₂ kristali numunesi karşılaştırılmaktadır.

4.1. Deneylerde Kullanılan Numuneler

Deneylere GaS, GaSe ve TlGaSe₂ olmak üzere üç tip katmanlı kristal ile başlanmıştır. Fakat daha sonra, elimizde yeterli miktarda GaSe ve GaS kristali bulunmadığından ve TlGaSe₂ kristallerinin morötesi fotoalgılama özelliklerine dair literatüre geçmiş çok fazla çalışma olmadığından dolayı deneylere TlGaSe₂ kristalleri ile devam edilmiştir.

Üzerinde çalışılan TlGaSe₂ kristallerinin kalınlıkları ~500–750 μm arasında değişmektedir. Yapılan ölçümler, farklı zaman ve farklı yerlerde büyütülmüş ve klevaj düzlemi boyunca kesilmiş dört adet TlGaSe₂ numunesi üzerinde yapılmıştır. Üzerinde çalışılan numuneler F, K, U ve Y olarak işaretlenmişlerdir. Örneğin "numune F Au–In dik" F teknolojisi ile büyütülmüş TlGaSe₂ kristali olup, Au ve In metalik kontaklar kristalin katmanlarına paralel alt ve üst yüzeylerine yapılmıştır. Kristallerin yüzeylerinde oluşturulan üst kontaklar ince ve şeffaf olacak şekilde altından (Au) yapılmıştır. Diğer veya karşı taraftaki kontaklar ise indiyum (In) veya bakırdan (Cu) yapılmışlardır. F ve U numuneleri şekil 4.1'da gösterildiği gibi, Y ve K numuneleri ise sandwich geometrisinde üretilmişlerdir.

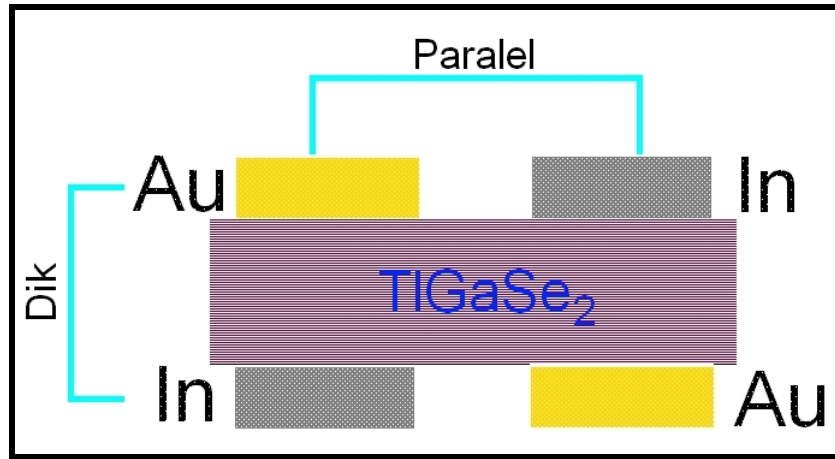
4.2. TlGaSe₂ Numuneleri Üzerinde Yapılan Deneyler

Bu kısımda, TlGaSe₂ kristalleri üzerinde 80–300K sıcaklık aralığında yapılan I–V, fotoiletkenlik ve fotovoltajik ölçümlere dair deneysel bulgular açıklanmaktadır.

4.2.1. Akım–Voltaj Ölçümleri

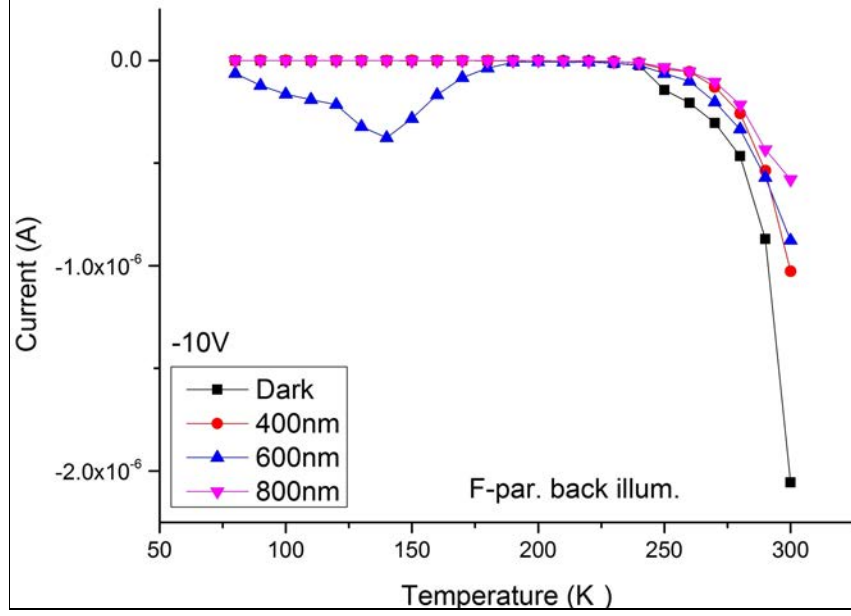
Bu kısımda üzerinde çalışılan F, K, Y ve U numunelerine dair yapılan 400–600–800 nm’de tek renkli ışık altında ve karanlıkta yapılan I–V karakteristiklerine dair deneysel bulgular açıklanmaktadır. Bu amaçla 80–300K aralığında 10K’lik adımlarla $\pm 10V$ altında ölçülmüş olan akımların sıcaklıkla değişimleri göz önüne alınmıştır. Numunelerin metal–yarıiletken kontak yapısını incelemek içinde $\pm 10V$ altında ölçülmüş olan akımlar yani başka bir deyişle iletkenlikler oranlanmıştır. Ayrıca karanlıkta ve bazı numunelerde 630 nm, bazılarında ise 760 nm’de yapılan anahtarlama etkisine dair deneysel bulgularda açıklanmaktadır. Bu bölümde yapılan tüm açıklamalarda ve gösterilen tüm grafiklerde geçen voltajların işareti, altın kontakta uygulanan voltajın işaretini göstermektedir. Örneğin +10V (-10V) ile kastedilen, altın kontakta + (-) ve diğer kontakta (In veya Cu) - (+) uygulandığı anlamına gelmektedir.

Şekil 4.2’de arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş olan akımlarının sıcaklık ile olan değişimleri gösterilmektedir. Karanlıkta ve 400–800 nm ışık altında ölçülen I–V’ler birbirlerine benzemekte olup şekildende görüleceği gibi 80–200K sıcaklık aralığında

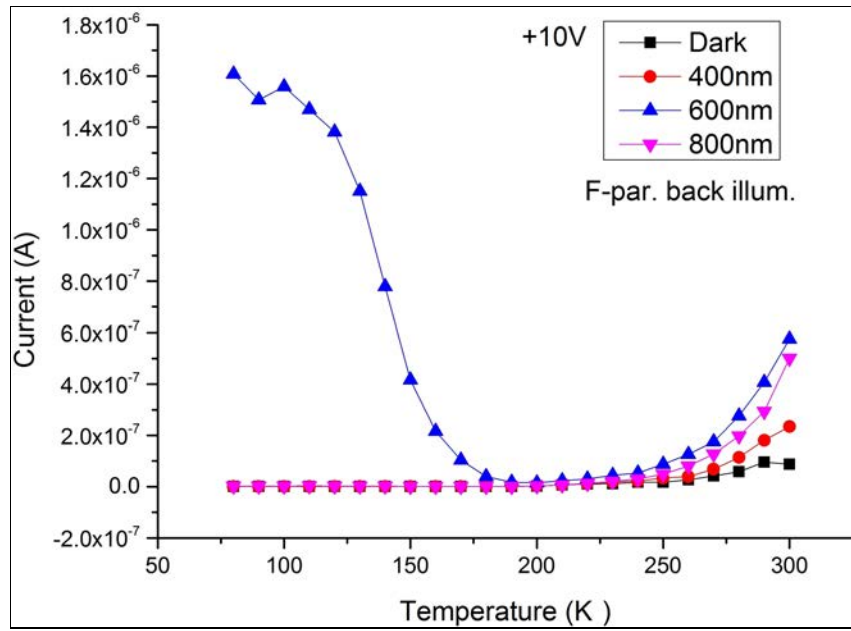


Şekil 4.1: Dört kontaklı F ve U numunelerinin genel görünüşü.

çok fazla değişmemekte fakat 200K'den sonra üstel artışa benzeyen bir davranış göstermektedirler. Şekil 4.3'te ise aynı numunenin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş olan akımlarının sıcaklık ile olan değişimleri gösterilmek-



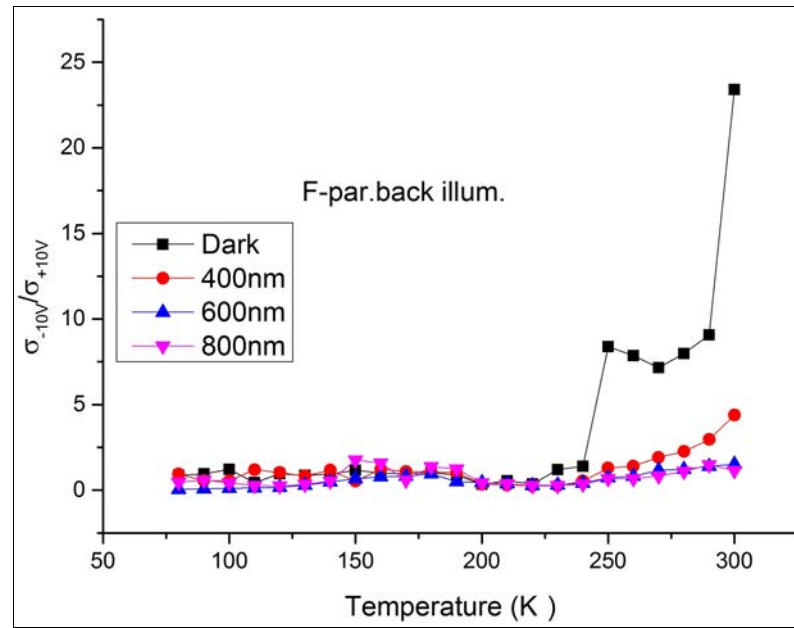
Şekil 4.2: Arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi.



Şekil 4.3: Arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi.

tedir. Bu ölçümlerde -10V'takine benzer olarak karanlıkta ve 400–800 nm ışık altında ölçülen I–V'ler birbirlerine benzemekte , 80–200K sıcaklık aralığında çok fazla değişmemekte fakat 200K'den sonra üstel artışa benzeyen bir davranış göstermektedirler. Her iki şekilde görülebileceği gibi 600 nm'de ölçülen I–V'ler diğerlerinden farklıdır. Bunun nedeni ise bu kristallerde bu dalgalıboylarına yakın enerji değerlerinde gözlemlenen eksitondur. Şekil 4.4'te karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık altında -10V ve +10V voltaj uygulanarak ölçülen iletkenliklerin birbirlerine oranı gösterilmektedir. Şekildende anlaşılacağı gibi sıvı azot sıcaklığından ~250K sıcaklığa kadar her iki yönde ölçülen iletkenlikler neredeyse simetriktir. Fakat bu sıcaklık değerinden sonra simetri bozulmaktadır. Özellikle karanlıkta ölçülen iletkenliklerde, -10V altında ölçülen iletkenlik (pozitif voltajın indiyum kontağa uygulandığı durum), +10V altında ölçülen iletkenlikten (pozitif voltajın altın kontağa uygulandığı durum) fazla olmaktadır. Aradaki fark, 300K'e yaklaşıldığında 20 kattan daha fazla olmaktadır.

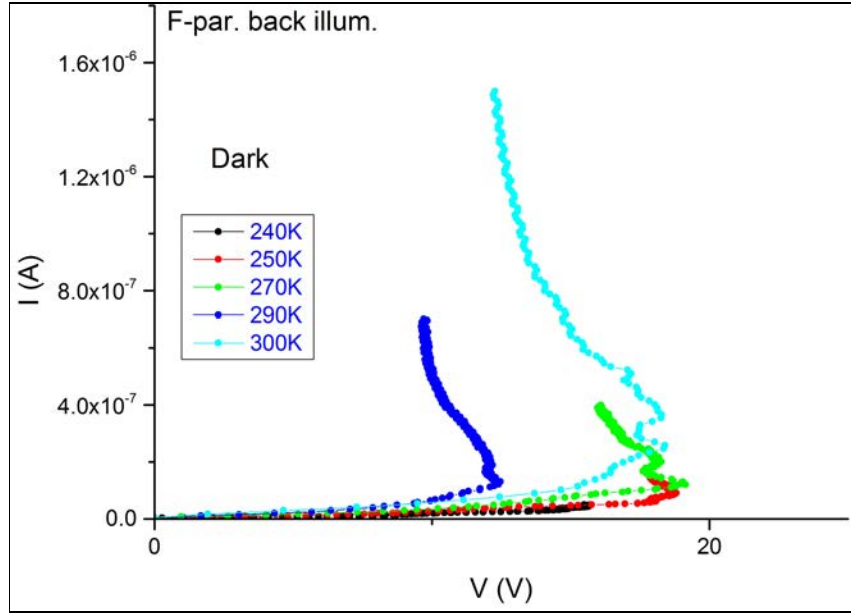
Şekil 4.5 ve şekil 4.6'da arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 630 nm ışık altındaki S-tipi akım–voltaj karakteristikleri gösterilmiştir. Bu kristallerde gözlemlenen S-tipi anahtarlama genelde yüksek sıcaklıklarda gözlemlenmektedir (ileride gösterileceği gibi, elektrik alanı etkisi altında S-tipi anahtarlama davranışını görece düşük sıcaklıklarda gözlemlemekte mümkün olmaktadır). Şekil 4.5 ve



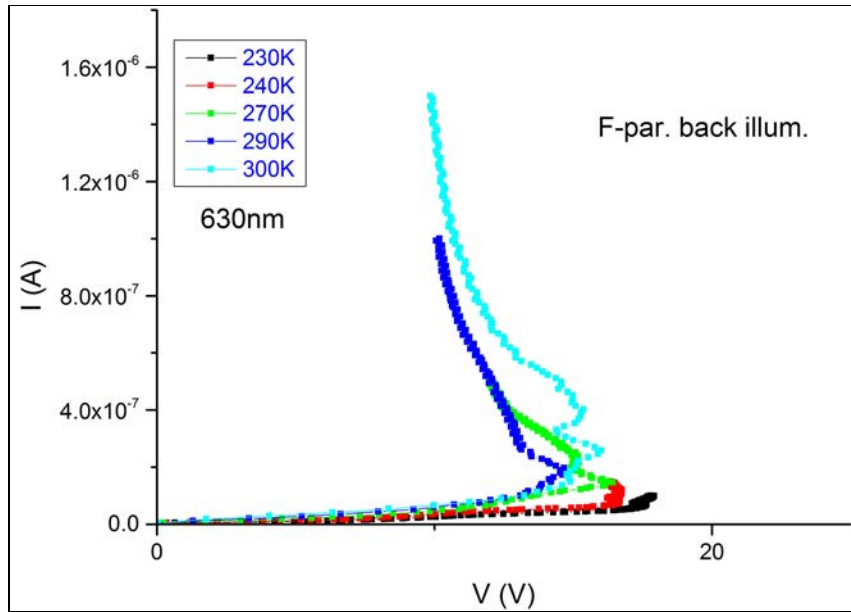
Şekil 4.4: Arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V ile +10V altında ölçülmüş iletkenliklerinin oranının sıcaklıkla değişimi.

şekil 4.6'dan da görülebileceği gibi hem karanlıkta hemde ışık altında anahtarlama $\sim 240\text{K}$ civarında başlamaktadır. Anahtarlamanın başladığı eşik voltajı $\sim 290\text{K}$ 'e kadar olan sıcaklığa kadar düşmekte, fakat $\sim 300\text{K}$ civarında yeniden artmaktadır.

Şekil 4.7'de önden aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş olan akımlarının sıcaklık ile olan değişim-

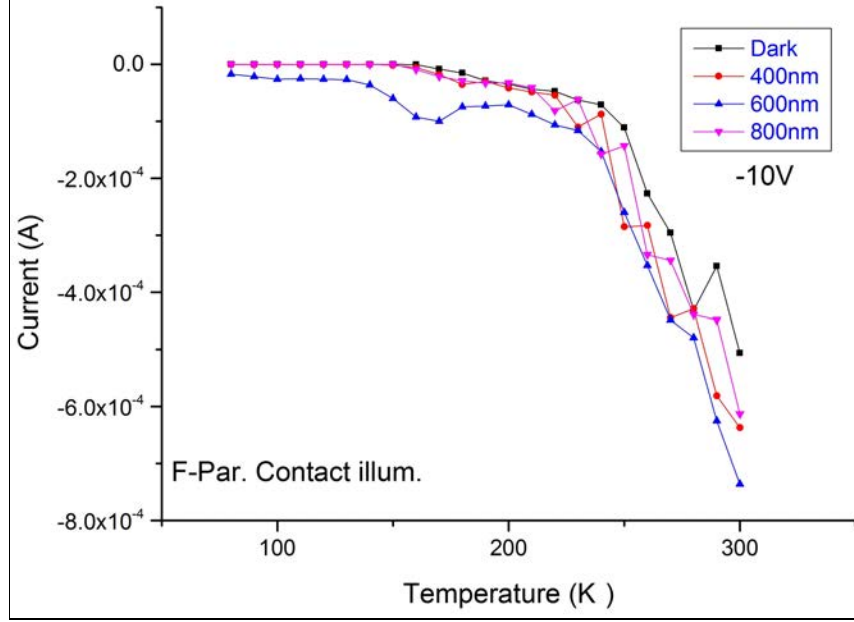


Şekil 4.5: Arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve bazı sıcaklık değerlerinde ölçülmüş S-tipi I–V eğrileri.

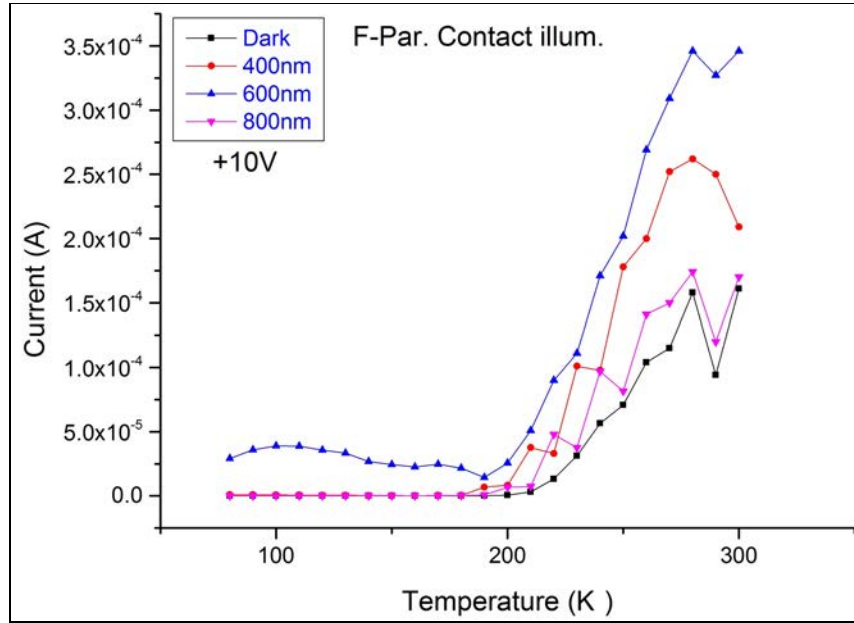


Şekil 4.6: Arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 630 nm ışıkta ve bazı sıcaklık değerlerinde ölçülmüş S-tipi I–V eğrileri.

leri gösterilmektedir. Ölçülmüş olan I-V'ler birbirlerine benzemekte olup şekilde görüleceği gibi 80–150K sıcaklık aralığında çok fazla değişmemekte fakat 150K'den sonra üstel artışa benzeyen bir davranış göstermektedirler. 600 nm'de ışık altında ölç-

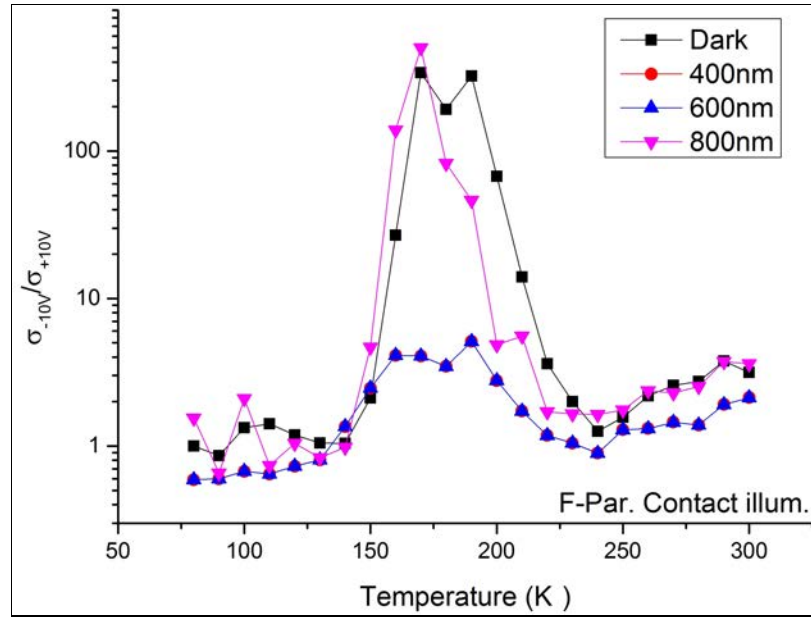


Şekil 4.7: Önden aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi.



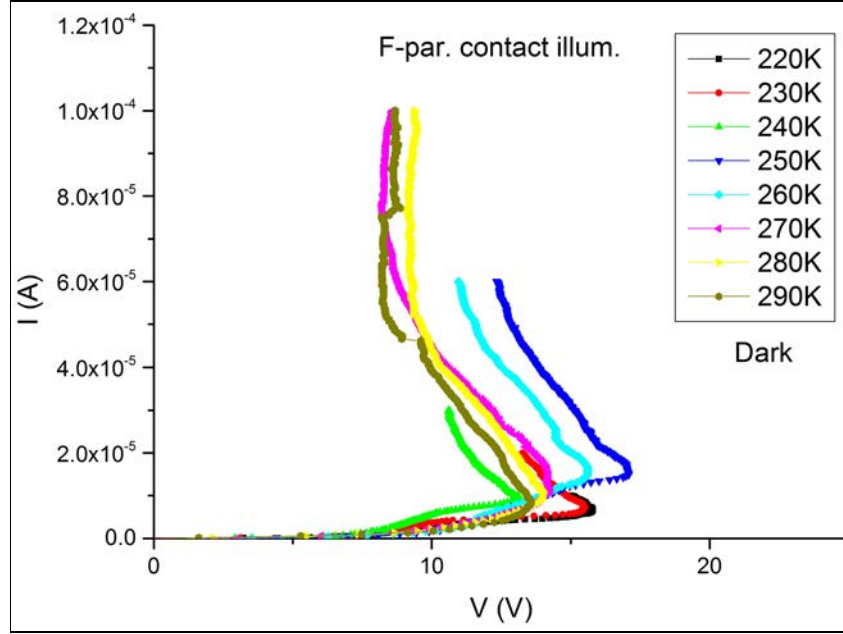
Şekil 4.8: Önden aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi.

çülmüş olan I–V görece diğerlerinden farklıdır. Bunun nedeni ise bu kristallerde bu dalgaboylarına yakın enerji değerlerinde gözlemlenen eksitondur. Şekil 4.8’de ise aynı numunenin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş olan akımlarının sıcaklık ile olan değişimleri gösterilmektedir. Karanlıkta ve 400–800 nm ışık altında ölçülmüş olan akımların sıcaklığa olan bağımlılığı benzerdir. ~170K’e kadar çok fazla değişmemekte fakat bu sıcaklık değerinden sonra üstel artışa benzeyen bir davranış göstermektedirler. 600 nm’de ışık altında ölçülmüş olan I–V özellikle düşük sıcaklıklarda karanlıkta ve 400–800 nm’de ölçülmüş olan I–V’lerden farklıdır. Şekil 4.9’da karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık altında -10V ve +10V voltaj uygulanarak ölçülen iletkenliklerin birbirlerine oranı gösterilmektedir. Özellikle karanlıkta ve 800 nm ışık altında 160–210K sıcaklık aralığında ölçülmüş olan iletkenliklerin birbirlerine oranı çok büyüktür (800 nm’de bu oran ~500 katı bulunmaktadır). Bu nedenle bu grafikte lineer ölçek yerine yarı logaritmik ölçek kullanılmıştır. Özellikle 800 nm’de, 170–200K sıcaklık aralığında bu numune Schottky kontakta benzer bir davranış göstermektedir. Şekil 4.10 ve şekil 4.11’de önden aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 630 nm ışık altındaki S-tipi akım–voltaj karakteristikleri gösterilmiştir. Şekil 4.10’deki verilere göre sıcaklığın anahtarlama eşik voltajı üzerindeki etkisine dair net bir şey söylemek mümkün değildir. Keza 240K değerindeki anahtarlama eşik voltajı

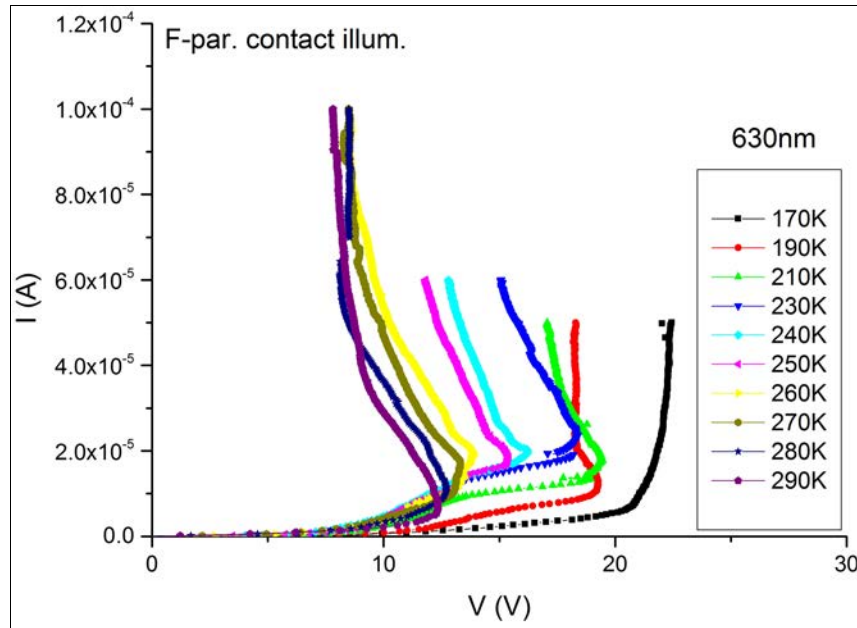


Şekil 4.9: Önden aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V ile +10V altında ölçülmüş iletkenliklerinin oranının sıcaklıkla değişimi.

230K deęerindeki anahtarlama eřik voltajından daha dūřuk; bu iki sıcaklık deęerindeki anahtarlama eřik voltajları ise 250–260K sıcaklık deęerindeki anahtarlama eřik voltajlarından daha dūřuktur. Dolayısıyla anahtarlama eřik voltajının sıcaklıęa olan baęımlılıęına dair net birřey söylemek mūmkūn deęildir. Őekil 4.11’de verilen 630 nm ıřık

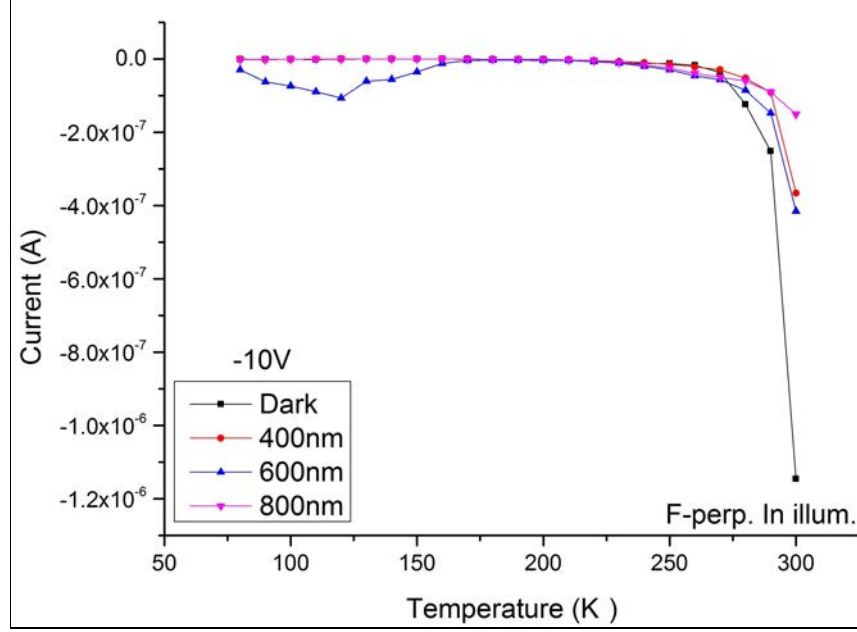


Őekil 4.10: Őnden aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve bazı sıcaklık deęerlerinde Őlçūlmūř S-tipi I–V eęrileri.



Őekil 4.11: Őnden aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 630 nm ıřıkta ve bazı sıcaklık deęerlerinde Őlçūlmūř S-tipi I–V eęrileri.

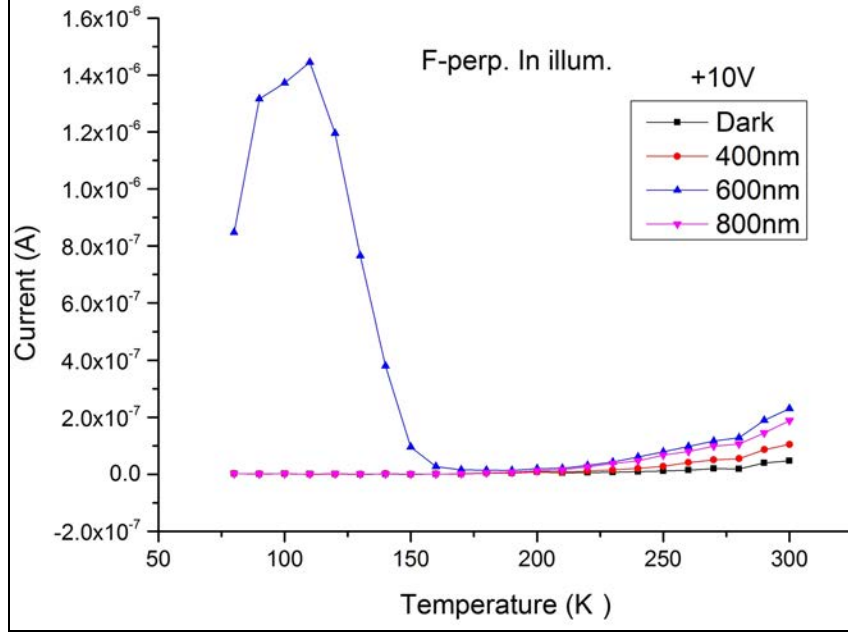
altındaki S-tipi akım–voltaj karakteristiğine dair ilk göze çarpan bulgu, anahtarlamamanın karanlıktaki ölçüme kıyasla daha düşük sıcaklıklarda başlamasıdır. 630 nm ışık altında yapılan ölçümlerin karanlıkta yapılan ölçümlerden bir diğer farkı ise anahtarlama eşik voltajının sıcaklık ile düşmesidir.



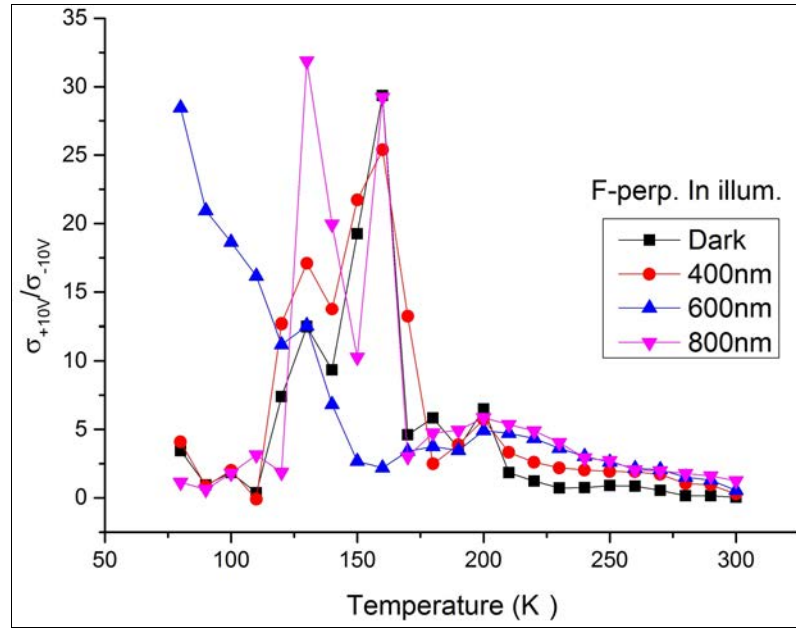
Şekil 4.12: İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi.

Şekil 4.12'de indiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş olan akımlarının sıcaklık ile olan değişimleri gösterilmektedir. Karanlıkta ve 400–800 nm'de ölçülen I–V'ler birbirlerine benzemekte olup şekildende görüleceği gibi 80–240K sıcaklık aralığında çok fazla değişmemekte fakat 240K'den sonra üstel artışa benzeyen bir davranış göstermektedirler. 600 nm'de ışık altında ölçülmüş olan I–V özellikle düşük sıcaklıklarda 80–160K aralığında karanlıkta ve 400–800 nmde ölçülen I–V'lerden farklıdır. Bunun nedeni, bu düşük sıcaklıklarda gözlemlenen eksitonun etkisidir. Şekil 4.13'te ise aynı numunenin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş olan akımlarının sıcaklık ile olan değişimleri gösterilmektedir. Karanlıkta ve 400–800 nm ışık altında ölçülmüş olan akımların sıcaklığa olan bağımlılığı benzerdir. ~220K'e kadar çok fazla değişmemekte fakat bu sıcaklık değerinden sonra üstel artışa benzeyen bir davranış

göstermektedirler. 600 nm’de ışık altında ölçülmüş olan I–V özellikle düşük sıcaklıklarda karanlıkta ve 400–800 nm’de ölçülmüş olan I–V’lerden farklıdır. Şekil 4.14’de karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık altında -10V ve +10V voltaj uygulanarak ölçülen

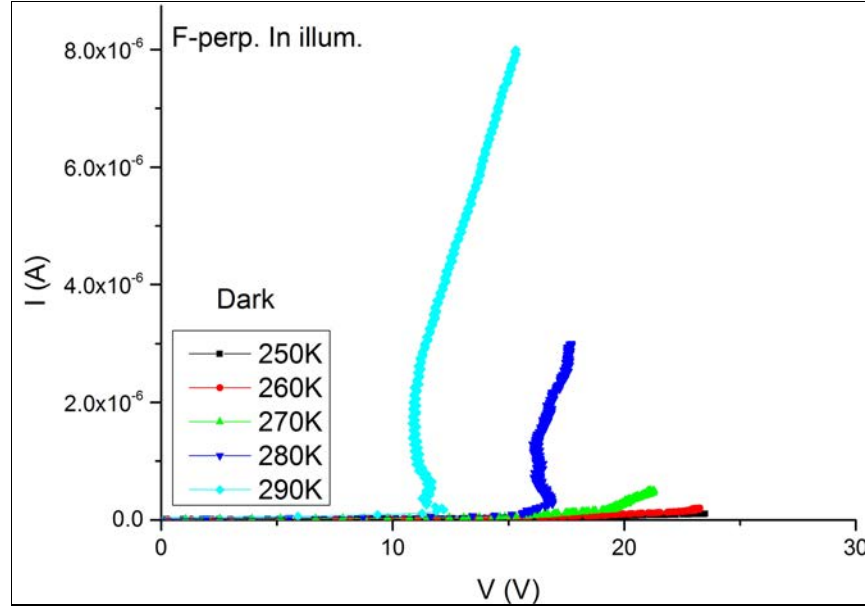


Şekil 4.13: İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi.



Şekil 4.14: İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V ile +10V altında ölçülmüş iletkenliklerinin oranının sıcaklıkla değişimi.

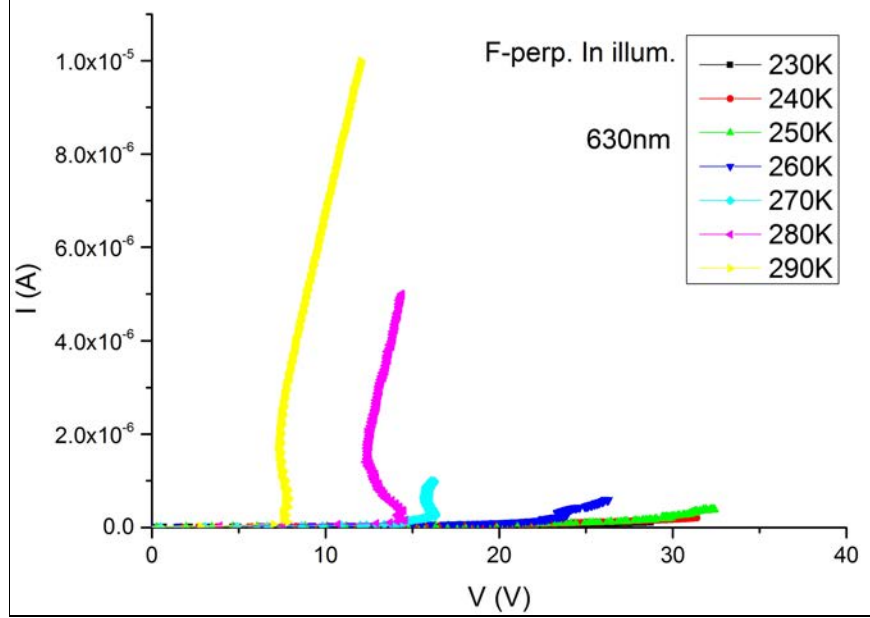
iletkenliklerin birbirlerine oranı gösterilmektedir. Burada ilk dikkat edilmesi gereken, daha önceki ölçümlerde -10V altında ölçülen iletkenlik +10V altında ölçülen iletkenliğe oranlanmıştı. Fakat bu numunede, özellikle düşük sıcaklıklarda +10V'taki iletkenlik, -10V'taki iletkenlikten çok daha fazla olduğundan +10V altında ölçülen iletkenlik -10V altında ölçülen iletkenliğe oranlanmıştır. Şekildende anlaşılacağı gibi karanlıkta ve 400–800 nm ışık altında yapılan ölçümler $\sim 80\text{--}160\text{K}$ sıcaklık aralığında benzerlik göstermektedirler. Farklılık, eksitondan dolayı yine 600 nm ışık altında yapılan ölçümdedir. $\sim 80\text{--}160\text{K}$ sıcaklık aralığında +10V ve -10V altında yapılan ölçümlerde iletkenlikler yer yer büyük farklılıklar göstermektedir. Altın kontağa pozitif voltaj uygulandığı durumda ölçülen iletkenlikler, bu kontağa negatif voltaj uygulandığında ölçülen iletkenliklerden yer yer ~ 30 kattan daha fazla olabilmektedir. Şekil 4.15 ve



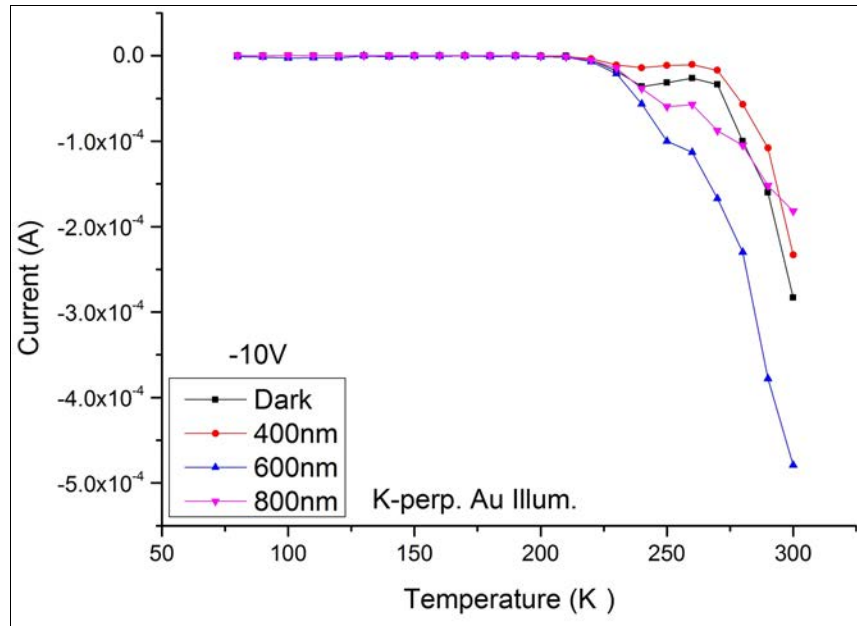
Şekil 4.15: İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin karanlıkta ve bazı sıcaklık değerlerinde ölçülmüş S-tipi I–V eğrileri.

şekil 4.16'da indiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 630 nm ışık altındaki S-tipi akım–voltaj karakteristikleri gösterilmiştir. Şekil 4.15'e göre anahtarlama eşik voltajı sıcaklık ile düşmektedir. Anahtarlama ise daha önceki numunelere kıyasla daha yüksek sıcaklıklarda, $\sim 280\text{K}$ dolaylarında başlamaktadır. 630 nm ışık altında ise görece daha düşük sıcaklıklarda anahtarlama yapmaya başlamaktadır. Şekil 4.16'da gösterilmekte olan ve 630 nm ışık altında ölçülmüş olan S-tipi I–V karakteristiğine göre anahtarlama eşik voltajı sıcaklıkla azalmaktadır. Ayrıca

bu ölçümlerde, anahtarlama eşik voltajının ışığın etkisi altında azaldığını söylemekte mümkündür: örneğin 290K sıcaklık değerinde kristal $\sim 11V$ dolaylarında anahtarlama yapmaya başlarken 630 nm ışık altında aynı numune $\sim 8V$ dolaylarında anahtarlama yapmaya başlamaktadır.

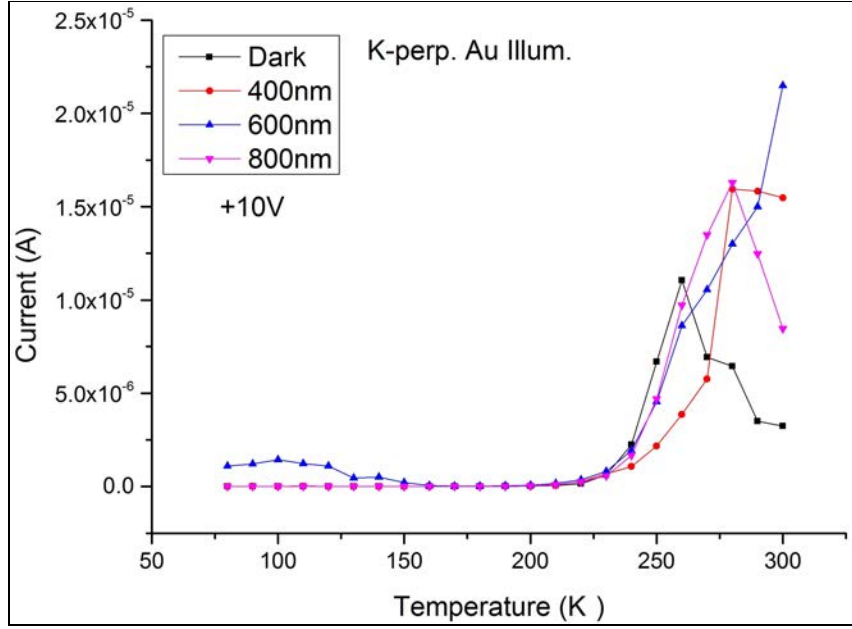


Şekil 4.16: İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin 630 nm ışıkta ve bazı sıcaklık değerlerinde ölçülmüş S-tipi I–V eğrileri.

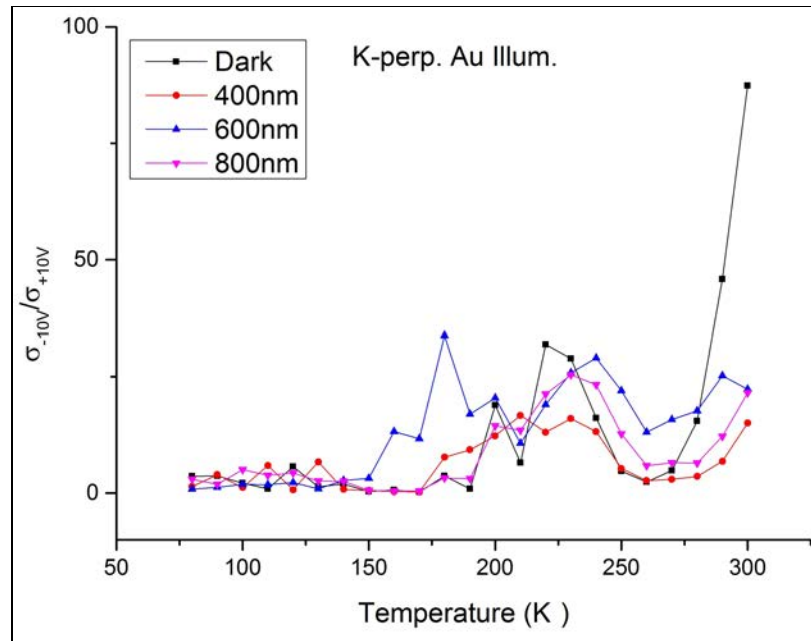


Şekil 4.17: Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi.

Şekil 4.17’de altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş olan akımlarının sıcaklık ile olan değişimleri gösterilmektedir. Numuneye dair yapılan bu ölçümlerde ilk göze çarpan bulgu,



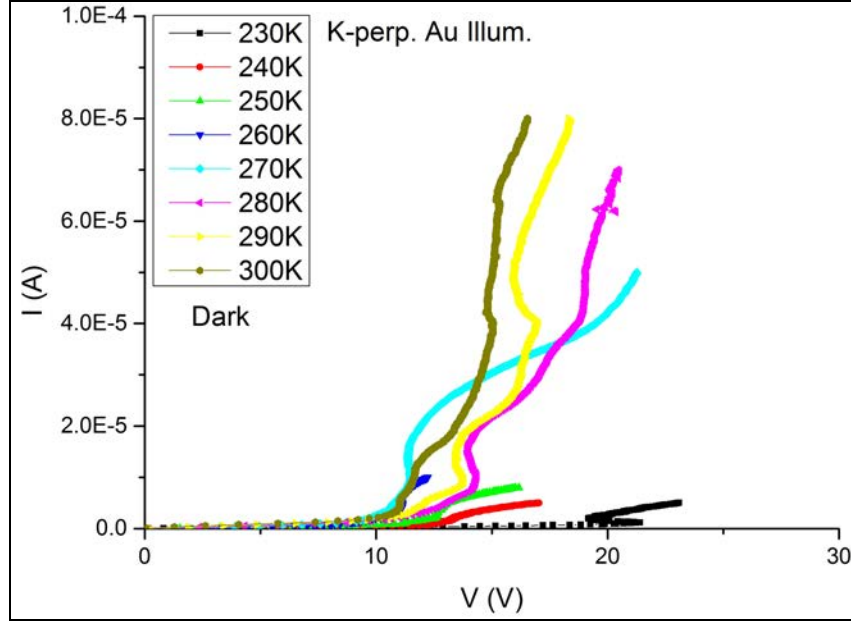
Şekil 4.18: Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi.



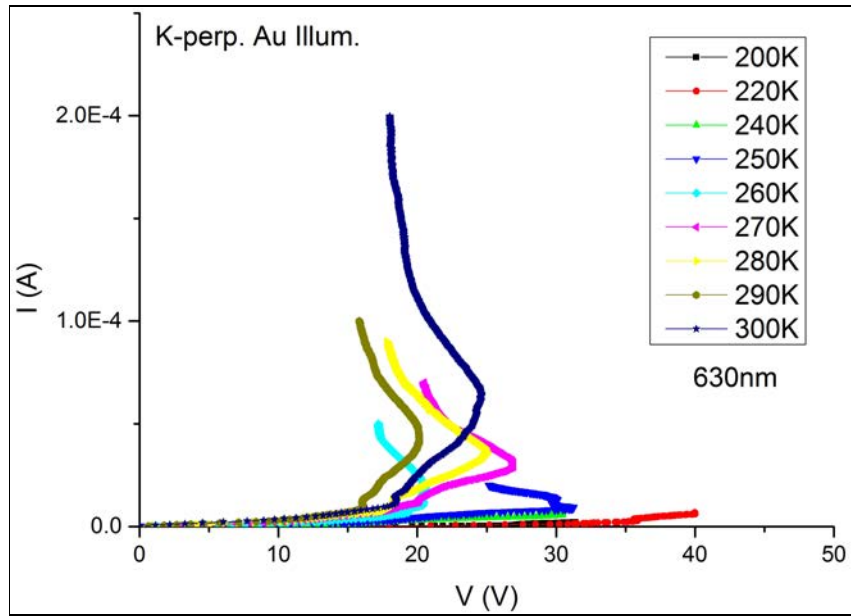
Şekil 4.19: Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V ile +10V altında ölçülmüş iletkenliklerinin oranının sıcaklıkla değişimi.

düşük sıcaklıklarda eksitonun etkisinin neredeyse görülmemesidir. Karanlıkta ve 400–600–800 nm’de ölçülen I–V’ler birbirlerine benzemekte olup şekildende görüleceği gibi 80–240K sıcaklık aralığında çok fazla değişmemekte fakat 240K’den sonra üstel artışa benzeyen bir davranış göstermektedirler. Şekil 4.18’te ise aynı numunenin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş olan akımlarının sıcaklık ile olan değişimleri gösterilmektedir. Bu ölçümde, bir önceki ölçüme göre eksitonun etkisi daha belirgindir. Düşük sıcaklıklarda, 600 nm ışık altında ölçülen akımlar, karanlıkta ve 400–800 nm ışık altında ölçülen akımlardan daha yüksektir. ~160K’den sonra eksitonun etkisi kaybolmakta ve ~220K’e kadar karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık altında ölçülen akımlarda çok fazla bir değişim olmamaktadır. Fakat bu sıcaklık değerinden sonra akımlarda üstel bir artış başlamaktadır. Bu ölçümlere dair ilginç bir nokta, karanlıkta ölçülen akımın ~260K, 400–800 nm ışık altında ölçülen akımların ise ~280K’den sonra azalmasıdır. 600 nm’de yapılan ölçümde ise aynı şey gözlemlenmemektedir. Şekil 4.19’da karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık altında -10V ve +10V voltaj uygulanarak ölçülen iletkenliklerin birbirlerine oranı gösterilmektedir. -10V altında ölçülen iletkenlikler +10V altında ölçülen iletkenliklerden genelde fazla olup bu nedenle -10V altında ölçülen iletkenlikler +10V altında ölçülen iletkenliklere oranlanmıştır. ~150–200K sıcaklık aralığında 600 nm ışık altında yapılan ölçümlerde iletkenlikler görece farklıdır. En büyük fark ise karanlıkta ve ~270K’den sonra gözlemlenmektedir. Bu sıcaklık değerinden sonra -10V altında ölçülen iletkenlik, +10V altında ölçülen iletkenliğin yer yer ~80 katından büyük olmaktadır. Şekil 4.20 ve şekil 4.21’de altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 630 nm ışık altındaki S-tipi akım–voltaj karakteristikleri gösterilmiştir. Şekil 4.20’ye göre karanlıkta yapılan ölçümlerde anahtarlama eşik voltajı ~280K sıcaklık değerine kadar, sıcaklığa bağlı olarak düşüş göstermekte, fakat bu sıcaklık bölgesinde bir atış göstermekte, sonrasında ise artan sıcaklıkla tekrar düşmektedir. Benzer bir durum şekil 4.21’de gözlemlenmektedir. ~260K sıcaklık değerine kadar anahtarlama eşik voltajı sıcaklığa bağlı olarak düşme eğilimi göstermekte fakat bu sıcaklık bölgesinde bir atış göstermekte, sonrasında ise artan sıcaklıkla tekrar düşmektedir. Bu numune için, ışığın anahtarlanmanın başladığı sıcaklık değerine olan etkisine ve anahtarlama eşik voltajının değerine dair birşey söylemek mümkün görülmemektedir. Anahtarlama karanlıkta ve ışık altında yaklaşık olarak ~200K dolaylarında başlamaktadır.

Şekil 4.22’de altın kontağı aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş olan akımlarının sıcaklık ile olan değişimleri gösterilmektedir. Numuneye dair yapılan bu ölçümlerde ilk göze çarpan bulgu, düşük sıcaklıklarda eksitonun etkisinin neredeyse görülmemesidir. Karanlıkta ve 400–600–800 nm’de ölçülen I–V’ler birbirlerine benzemekte olup artan sıcaklıkla

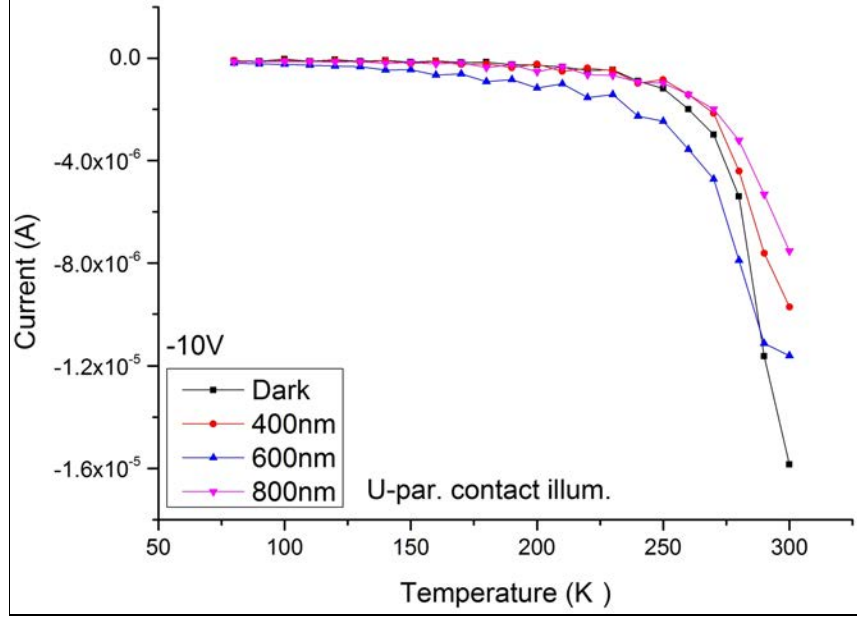


Şekil 4.20: Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin karanlıkta ve bazı sıcaklık değerlerinde ölçülmüş S-tipi I–V eğrileri.

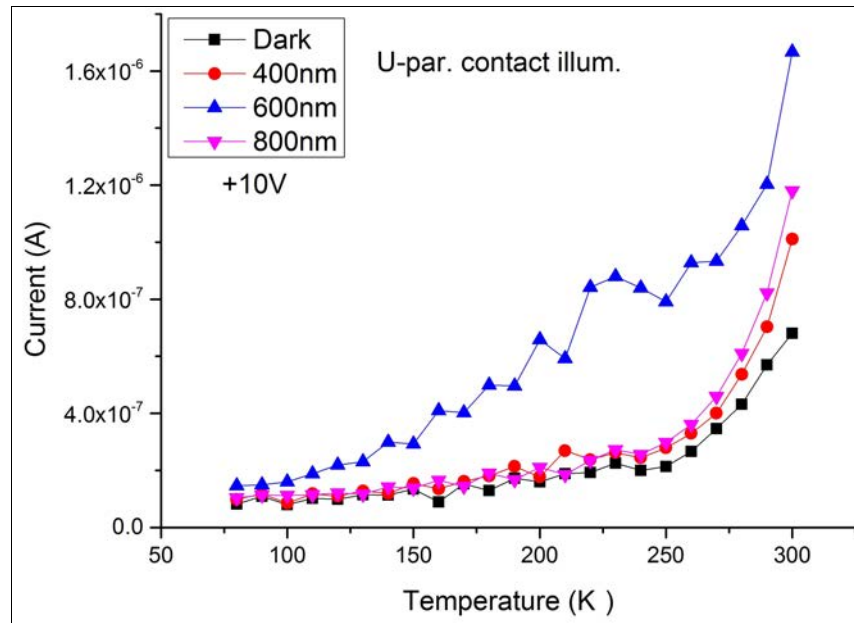


Şekil 4.21: Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin 630 nm ışıkta ve bazı sıcaklık değerlerinde ölçülmüş S-tipi I–V eğrileri.

üstel artışa benzeyen bir davranış göstermektedirler. Şekil 4.23'te ise aynı numunenin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş olan akımlarının sıcaklık ile olan değişimleri gösterilmektedir. Bu ölçümde, bir önceki ölçüme göre eksitonun et-



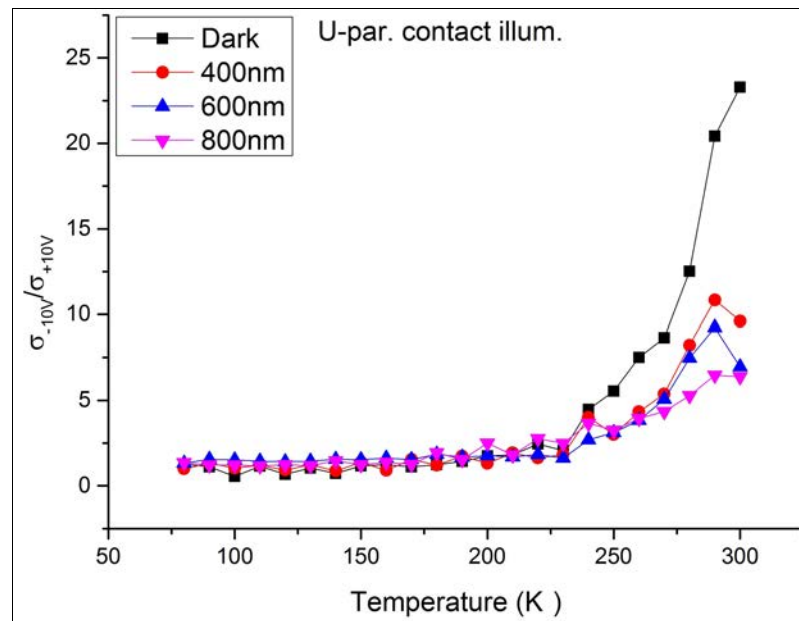
Şekil 4.22: Altın kontağı aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi.



Şekil 4.23: Altın kontağı aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi.

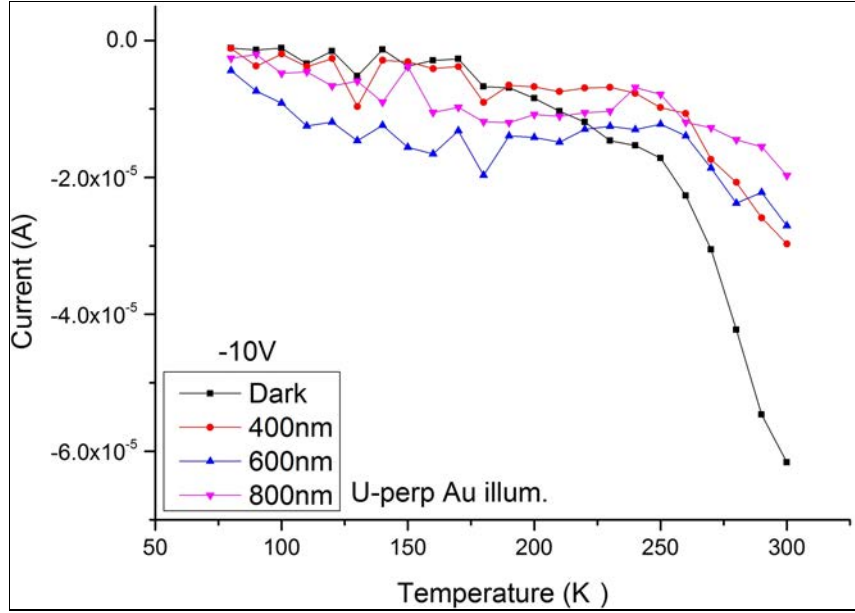
kisi daha belirgindir. Ayrıca 600 nm ışık altında ölçülen akımlar, karanlıkta ve 400–800 nm ışık altında ölçülen akımlardan daha yüksektir. Yine tüm akımlarda artan sıcaklığa bağlı olarak üstel bir artış söz konusudur. Şekil 4.24'te karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık altında -10V ve +10V voltaj uygulanarak ölçülen iletkenliklerin birbirlerine oranı gösterilmektedir. -10V altında ölçülen iletkenlikler +10V altında ölçülen iletkenliklerden genelde fazla olup bu nedenle -10V altında ölçülen iletkenlikler +10V altında ölçülen iletkenliklere oranlanmıştır. Artan sıcaklık ile beraber -10V altında ölçülen iletkenliğin +10V altında ölçülen iletkenliğe olan oranı artmakta, ~300K dolaylarında, karanlıkta yapılan ölçümlerde -10V altında ölçülen iletkenlik, +10V altında ölçülen iletkenliğin ~23 katından büyük olmaktadır. Bu numunenin S-tipi I–V'lerine dair herhangi bir ölçüm yapılmamıştır.

Şekil 4.25'te altın kontağı aydınlatılan U Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş olan akımlarının sıcaklık ile olan değişimleri gösterilmektedir. Bu numunede düşük sıcaklıklarda eksitonun etkisinin gözlemlendiği söylenebilir: 600 nm'de ölçülen akımlar, 400–800 nm ve karanlıkta ölçülenlerden büyüktür. Bu numunede, yine sıcaklık ile üstel bir artış olduğu söylenebilir. Ölçümlere dair ilginç bir nokta, ~220K'den sonra karanlıkta ölçülen iletkenliğin, ışık altında ölçülen iletkenliklerden büyük olmasıdır. Şekil 4.26'da ise aynı numunenin ka-

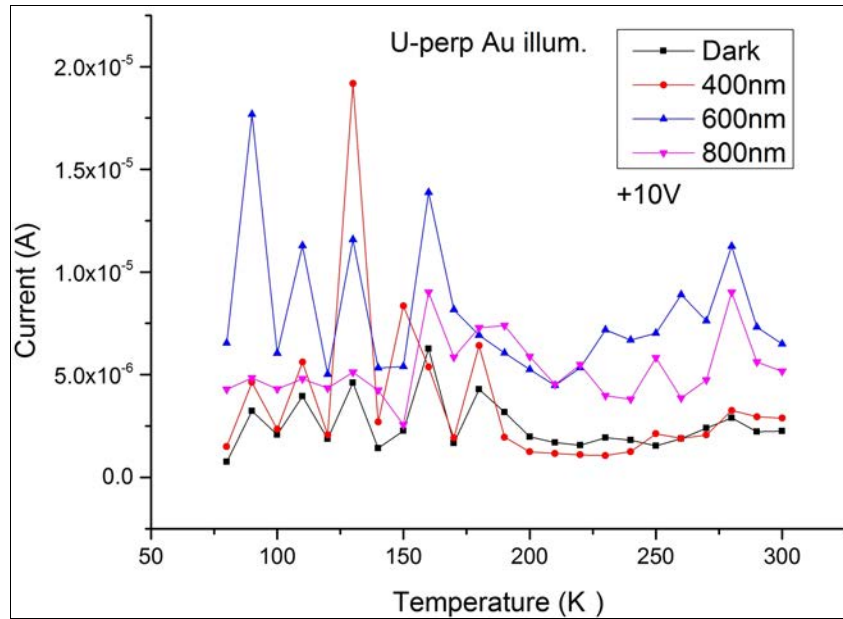


Şekil 4.24: Altın kontağı aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V ile +10V altında ölçülmüş iletkenliklerinin oranının sıcaklıkla değişimi.

ranlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş olan akımlarının sıcaklık ile olan değişimleri gösterilmektedir. Ölçümlerde ilk göze çarpan, akımın sıcaklığa üstel olarak bağımlılığından bahsedilemeyeceğidir. Özellikle 80–200K bölgesinde ölçü-



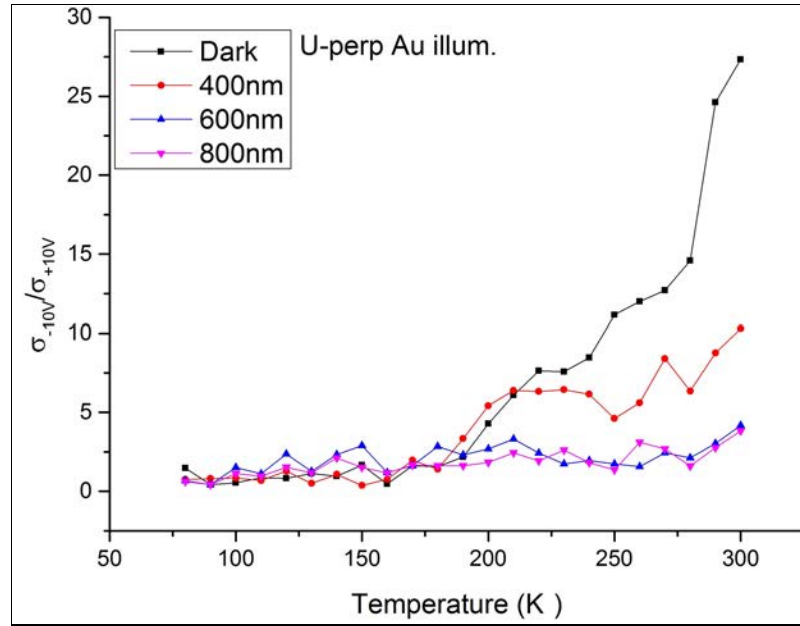
Şekil 4.25: Altın kontağı aydınlatılan U Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi.



Şekil 4.26: Altın kontağı aydınlatılan U Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi.

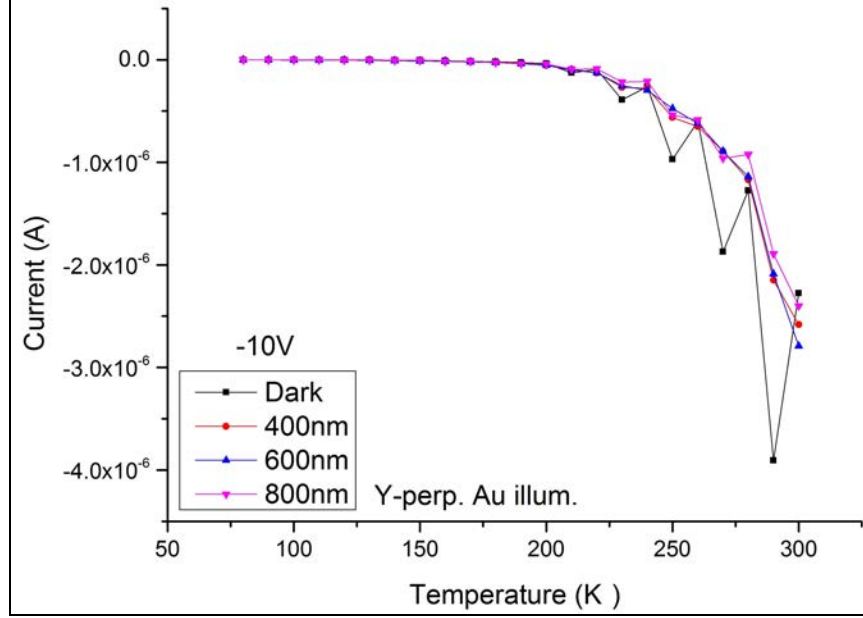
len akımlar dalgalı bir yapıya sahiptir. Şekil 4.27’te karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık altında -10V ve +10V voltaj uygulanarak ölçülen iletkenliklerin birbirlerine oranı gösterilmektedir. ~190K’den sonra iletkenliklerin oranı büyümekte, dolayısıyla simetrik yapı bozulmaktadır. Özellikle karanlıkta ve 400 nm ışık altında, yüksek sıcaklıklarda -10V altında ölçülen iletkenlik, +10V altında ölçülen iletkenlikten farklılaşmaktadır. Bu numunenin S-tipi I–V’lerine dair herhangi bir ölçüm yapılmamıştır.

Şekil 4.28’de altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş olan akımlarının sıcaklık ile olan değişimleri gösterilmektedir. Grafikten eksitonun etkisinin gözlemlendiğini söylemek mümkün değildir. Ölçülen tüm akımlar, sıcaklıkla artış göstermektedirler. Karanlıkta ölçülen akım ~230K’den sonra dalgalı bir hal almaktadır. Bu ölçümlerde yine karanlıkta ölçülen akımın ışıkta ölçülen akımdan daha yüksek olması ilginçtir. Şekil 4.29’da ise aynı numunenin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş olan akımlarının sıcaklık ile olan değişimleri gösterilmektedir. Gerek karanlıkta gerekse ışık altında ölçülen akımlar, sıcaklıkla üstele benzer bir şekilde artmaktadır. Şekil 4.30’da karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık altında -10V ve +10V voltaj uygulanarak ölçülen iletkenliklerin birbirlerine oranı gösterilmektedir. Grafikte anlaşılacağı gibi, diğer numunelere kıyasla -10V ve +10V altında ölçülen iletkenliklerde kayda de-

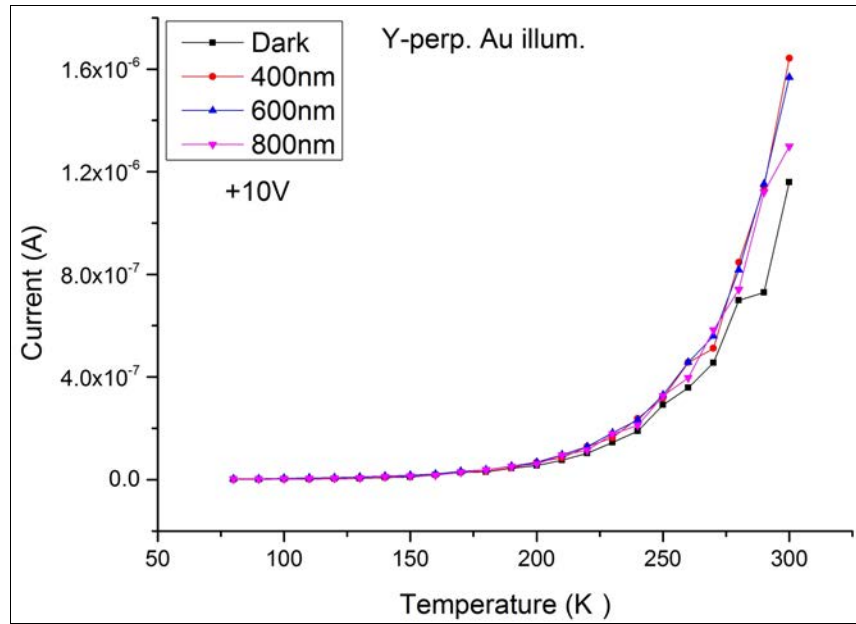


Şekil 4.27: Altın kontağı aydınlatılan U Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V ile +10V altında ölçülmüş iletkenliklerinin oranının sıcaklıkla değişimi.

ğer bir farklılık olmayıp metal yarıiletkenin simetrik yapısı sıcaklıkla çok fazla değişmemektedir. Fakat özellikle karanlıkta ölçülen iletkenliklerin oranı $\sim 200\text{K}$ 'den sonra dalgalı bir hal almaktadır. Şekil 4.31 ve şekil 4.32'de altın kontağı aydınlatılan Y

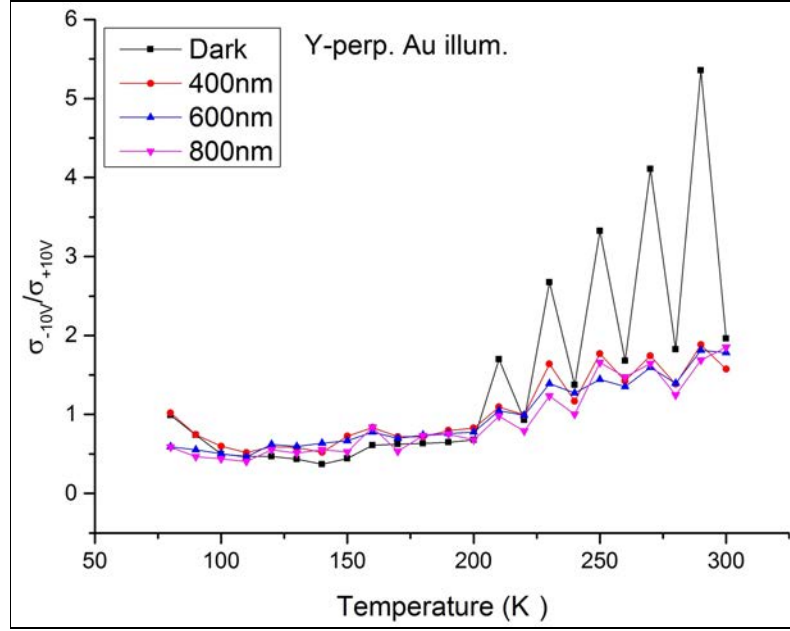


Şekil 4.28: Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi.

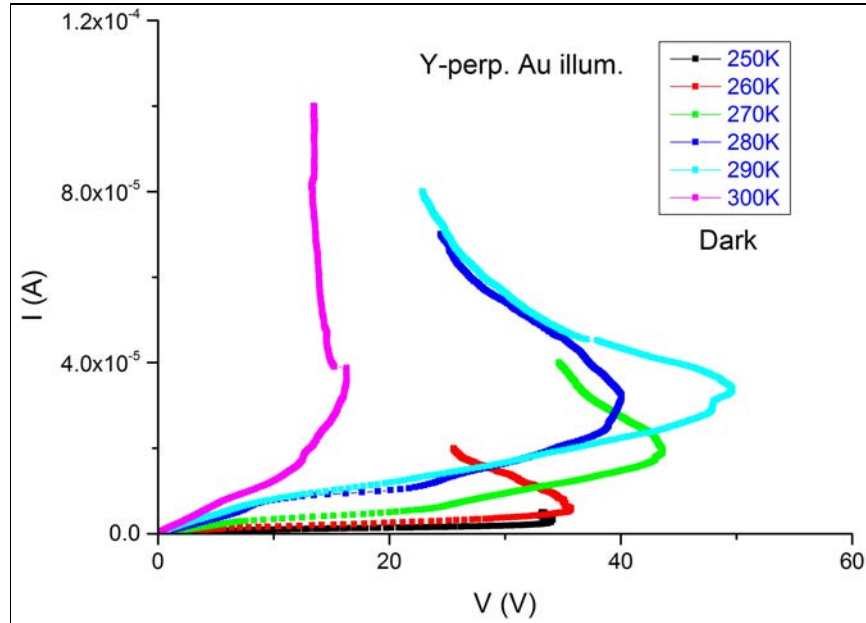


Şekil 4.29: Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş akımlarının sıcaklıkla değişimi.

Au–Cu dik numunesinin karanlıkta ve 760 nm ışık altındaki S-tipi akım–voltaj karakteristikleri gösterilmiştir. Şekil 4.31’e göre karanlıkta yapılan ölçümlerde anahtarlama eşik voltajının sıcaklığa olan bağımlılığına dair birşey söylemek mümkün değildir. Fakat anahtarlama $\sim 250\text{K}$ ’den sonra gözlemlenmektedir. Şekil 4.32’de gösterilen 760



Şekil 4.30: Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V ile +10V altında ölçülmüş iletkenliklerinin oranının sıcaklıkla değişimi.



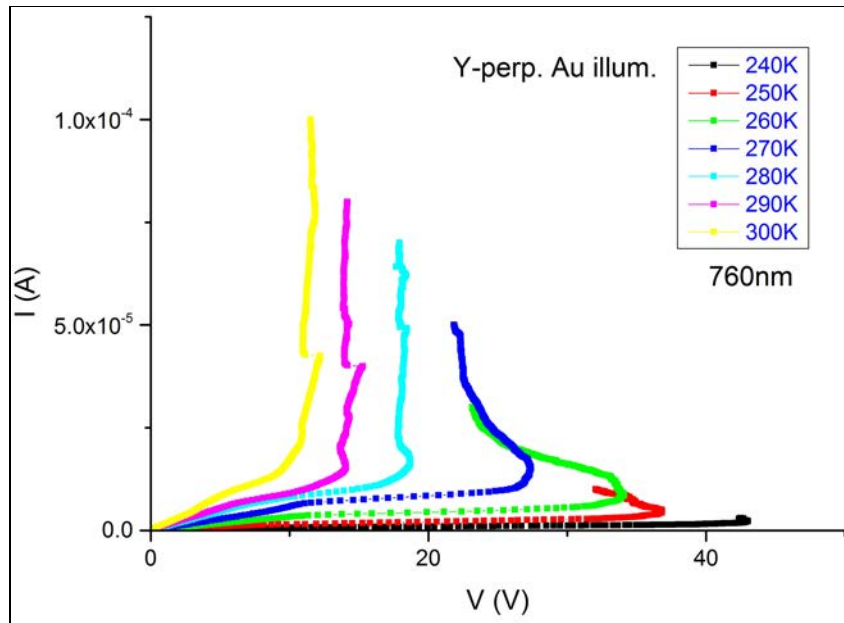
Şekil 4.31: Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin karanlıkta ve bazı sıcaklık değerlerinde ölçülmüş S-tipi I–V eğrileri.

nm ışık altında yapılan ölçümde ise durum farklıdır. Bu ölçümlerde anahtarlama eşik voltajı sıcaklığa bağlı olarak düşmektedir. Fakat anahtarlama, karanlıkta yapılan ölçüm gibi yine $\sim 250\text{K}$ 'den sonra gözlemlenmektedir. Yani ışığın anahtarlamanın başladığı sıcaklığa etkisinden bahsetmek mümkün değildir.

4.2.2. Fotoiletkenlik Ölçümleri

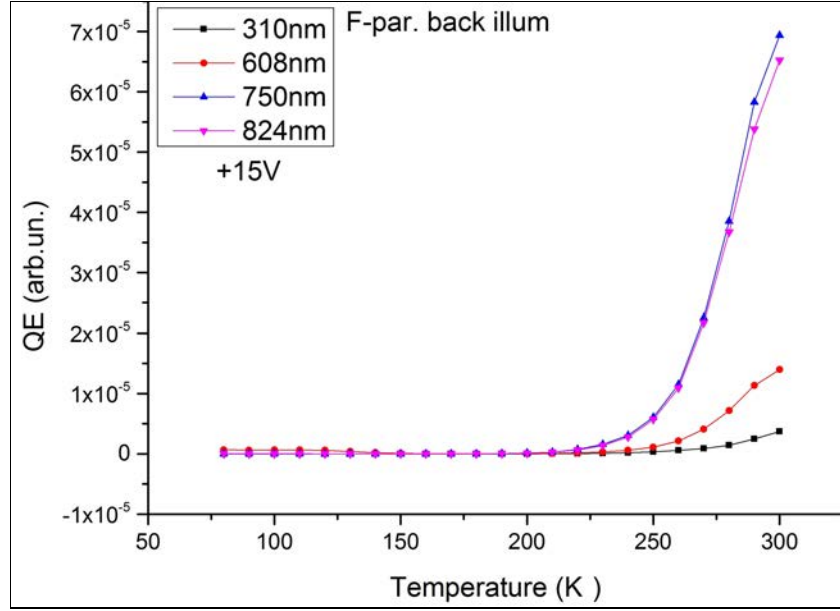
Bu kısımda üzerinde çalışılan F, K, Y ve U numuneleri üzerinde $310\text{--}608\text{--}750\text{--}824\text{ nm}$ tek renkli ışık altında yapılan fotoiletkenlik deneylerinin bulguları açıklanmaktadır. Fotoiletkenlik ölçümlerinde elde edilen spektrumlar, deneylerde kullanılan lambanın spektrumu ile normalize edilmiştir. Bu bölümde yapılan tüm açıklamalarda ve gösterilen tüm grafiklerde geçen voltajların işareti, altın kontağa uygulanan voltajın işaretini göstermektedir. Örneğin $+15\text{V}$ (-15V) ile kastedilen, altın kontağa $+$ ($-$) ve diğer kontağa (In veya Cu) $-$ ($+$) uygulandığı anlamına gelmektedir.

Şekil 4.33'te arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin $310\text{--}608\text{--}750\text{--}824\text{ nm}$ 'de $+15\text{V}$ altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları gösterilmektedir. Şekildende görülebileceği gibi kuantum etkinliği sıcaklıkla üstel bir biçimde artmaktadır. Kristalin $750\text{--}824\text{ nm}$ dalgaboyundaki ışığa olan duyarlılığı daha yüksektir. Morötesi bölgeye olan duyarlılık neredeyse yok gibidir. Şekil 4.34'te ise aynı

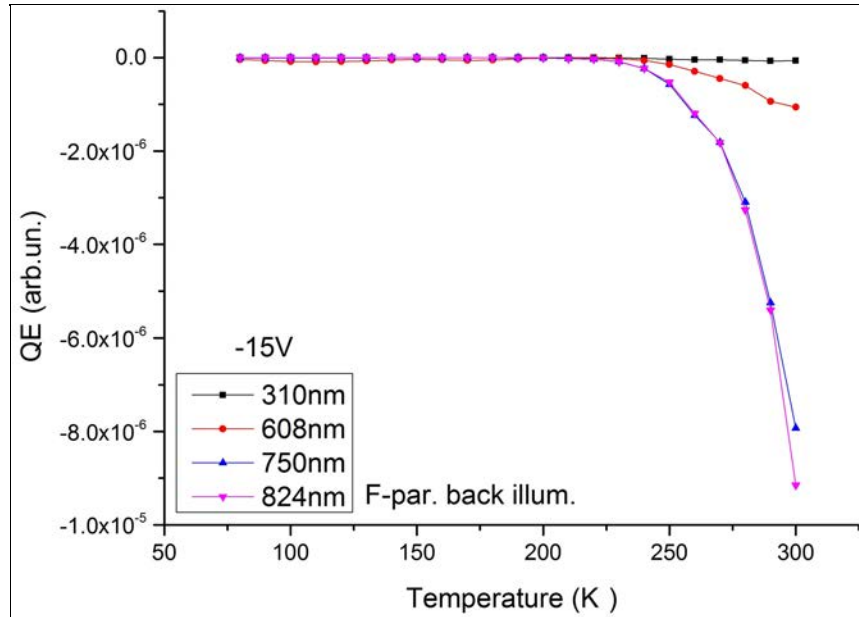


Şekil 4.32: Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin 760 nm ışıkta ve bazı sıcaklık değerlerinde ölçülmüş S-tipi I–V eğrileri.

numunenin -15V'ta ve 310–608–750–824 nm'de ölçülmüş olan kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları gösterilmektedir. Yine kuantum etkinliği sıcaklıkla üstel bir biçimde artmaktadır ve kristalin 750–824 nm dalgaboyundaki ışığa olan du-

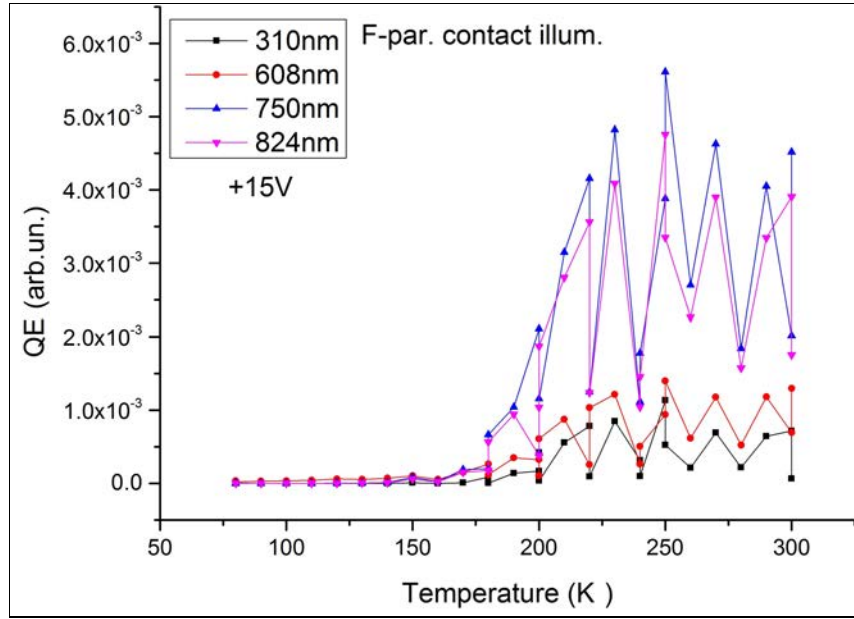


Şekil 4.33: Arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm'de +15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.



Şekil 4.34: Arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm'de -15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.

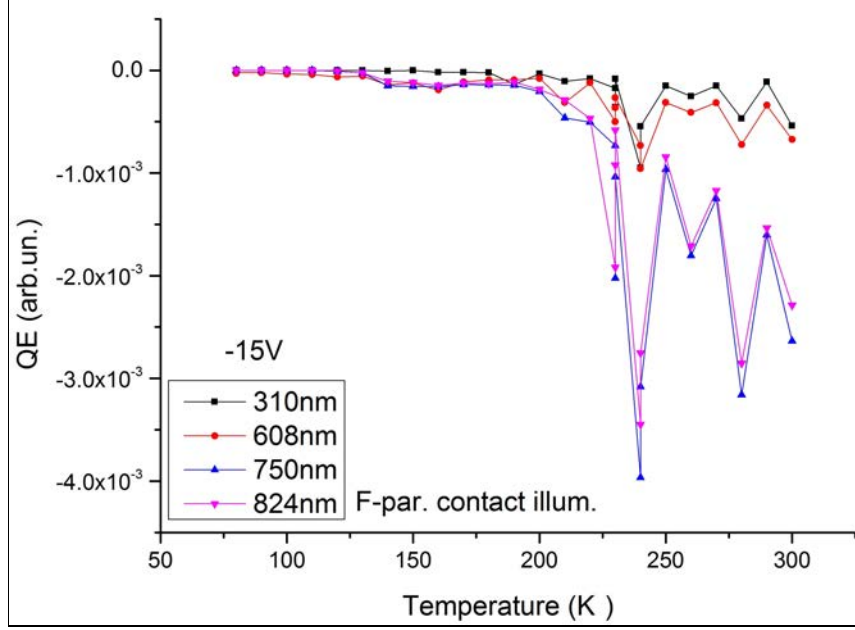
yarlığı daha yüksektir. Morötesi bölgeye olan duyarlılık ise yine çok düşüktür.



Şekil 4.35: Altın kontağı aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm’de +15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.

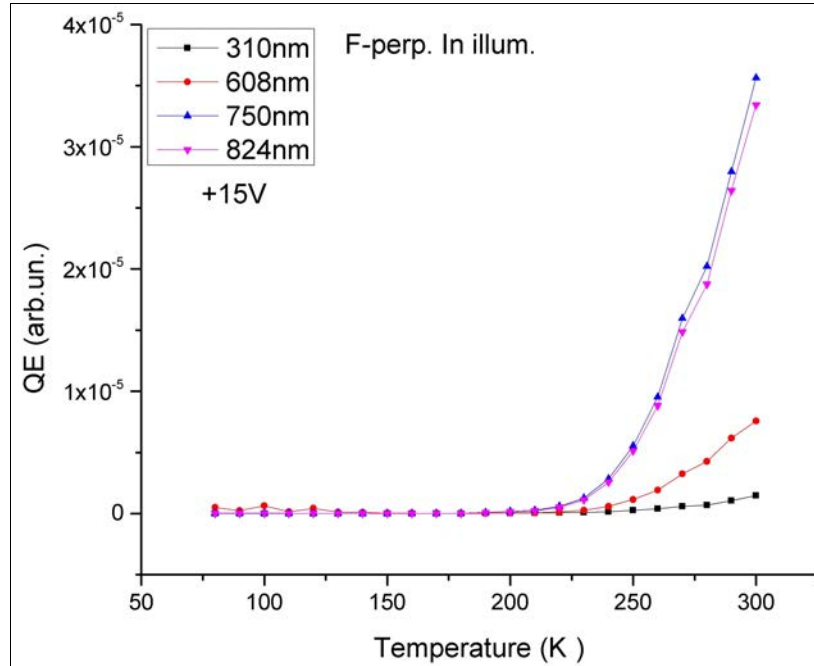
Şekil 4.35’te altın kontağı aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm’de +15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları gösterilmektedir. ekildende görülebileceği gibi kuantum etkinliği özellikle 750–824 nm dalgaboyundaki ışık için, sıcaklıkla birlikte artmaktadır. 310–608 nm dalgaboyundaki ışık için artış daha azdır. Tüm lmlerde ~160K’den sonra bir dalgalılık sözkonusudur. Şekil 4.36’da ise aynı numunenin -15V’ta ve 310–608–750–824 nm’de ölçülmüş olan kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları gösterilmektedir. Yine kuantum etkinliği özellikle 750–824 nm dalgaboyundaki ışık için, sıcaklıkla birlikte artmaktadır. 310–608 nm dalgaboyundaki ışık için artış daha azdır. Tüm lmlerde ~200K’den sonra bir dalgalılık sözkonusudur.

Şekil 4.37’de indiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de +15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları gösterilmektedir. ekildende görülebileceği gibi kuantum etkinliği sıcaklıkla üstel bir biçimde artmaktadır. Kristalin 750–824 nm dalgaboyundaki ışığa olan duyarlılığı daha yüksektir. Morötesi bölgeye olan duyarlılık neredeyse yok gibidir. Şekil 4.38’te ise aynı numunenin -15V’ta ve 310–608–750–824 nm’de ölçülmüş olan kuantum etkin-



Şekil 4.36: Altın kontağı aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm’de -15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.

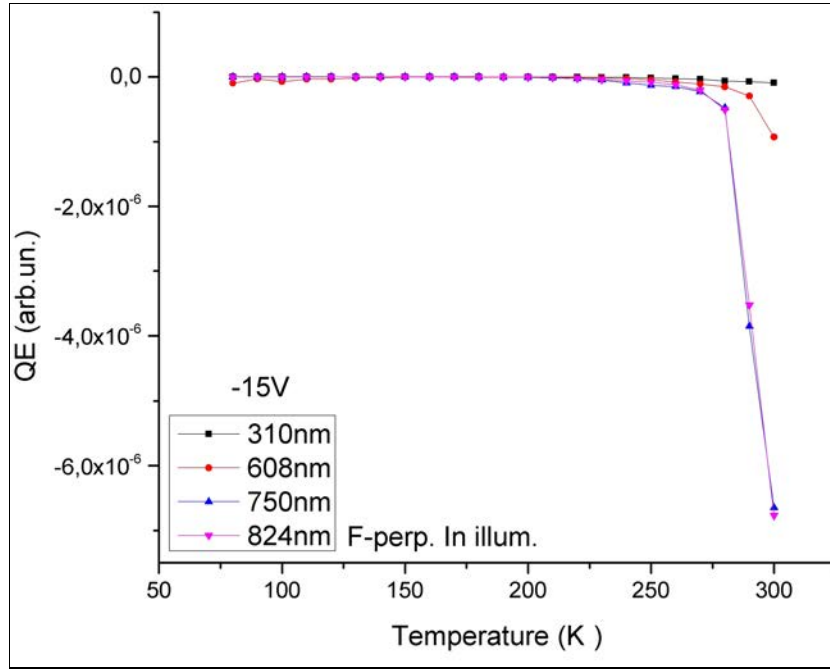
liklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları gösterilmektedir. Kuantum etkinliği $\sim 230\text{K}$ ’den sonra artan sıcaklıkla birlikte artmaya başlamaktadır. Özellikle 750–824 nm dalgaboyundaki ışığa olan duyarlılığı $\sim 280\text{K}$ ’den sonra büyük bir artış vardır. Morötesi bölgeye



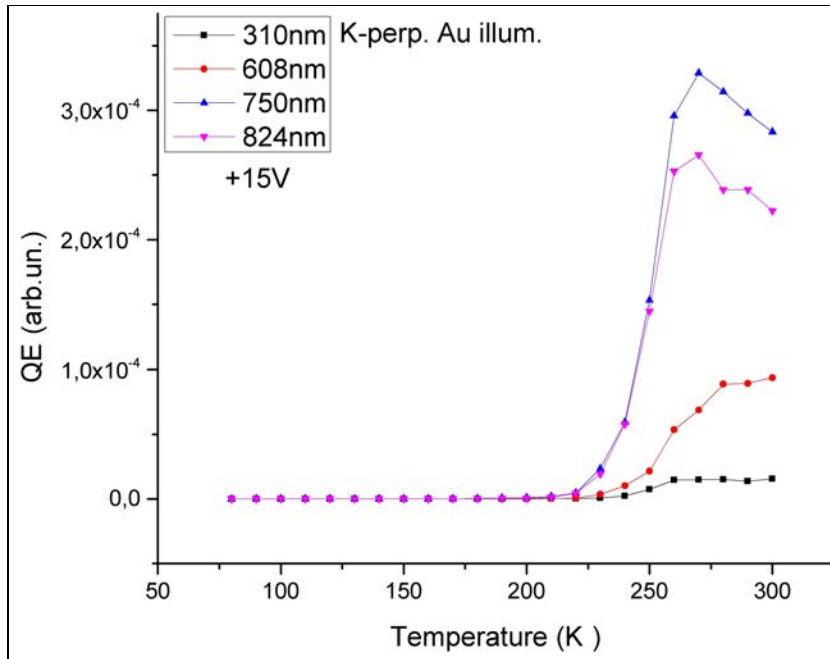
Şekil 4.37: İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de +15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.

olan duyarlık yine görece çok düşüktür.

Şekil 4.39'da altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin 310–608–750–



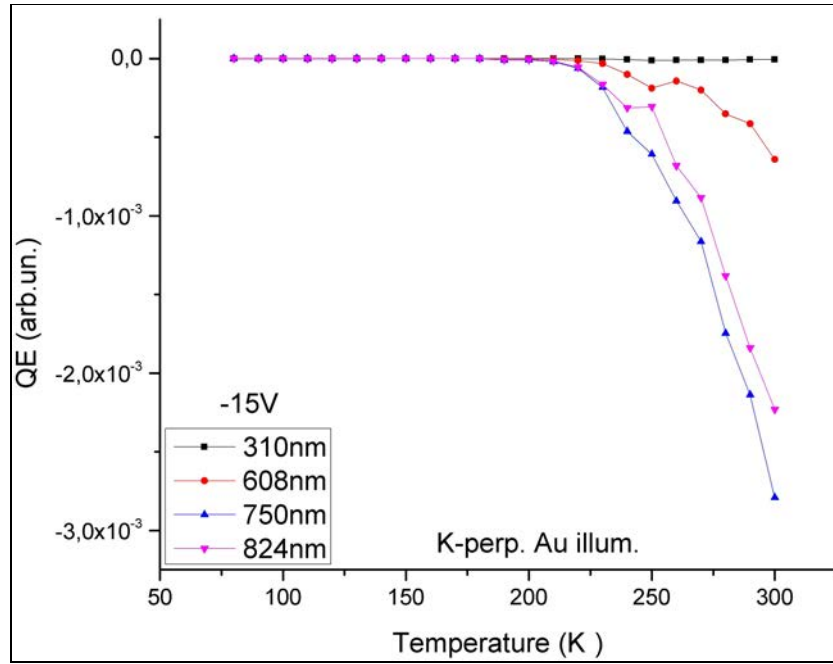
Şekil 4.38: İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de -15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.



Şekil 4.39: Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de +15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.

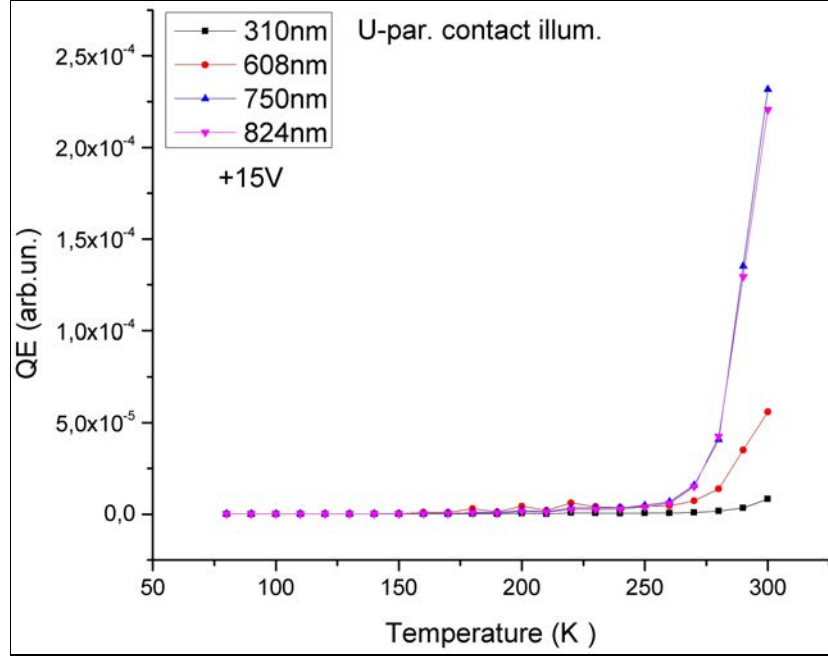
824 nm’de +15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları gösterilmektedir. Şekildende görülebileceği gibi kuantum etkinliği sıcaklıkla birlikte özellikle $\sim 210\text{K}$ ’den sonra artmaya başlamaktadır. Artış, 750–824 nm dalgaboyundaki ışık altında yapılan ölçümlerde, 310–608 nm dalgaboyundaki ışık altında yapılan ölçümlere kıyasla daha büyüktür. Fakat 750–824 nm dalgaboyundaki ışık altında yapılan ölçümlerde kuantum etkinliği $\sim 270\text{K}$ ’den sonra düşmeye başlamaktadır. Şekil 4.40’ta ise aynı numunenin -15V’ta ve 310–608–750–824 nm’de ölçülmüş olan kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları gösterilmektedir. Kuantum etkinliği 608–750–824 nm dalgaboyundaki ışık için $\sim 200\text{K}$ ’den sonra artan sıcaklıkla birlikte üstele benzer bir şekilde artmaya başlamaktadır. Fakat morötesi bölgeye olan duyarlık yine çok düşüktür.

Şekil 4.41’de önden aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm’de +15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları gösterilmektedir. Şekildende görülebileceği gibi kuantum etkinliği $\sim 200\text{K}$ ’den sonra artan sıcaklıkla birlikte üstel bir biçimde artmaktadır. Kristalin 750–824 nm dalgaboyundaki ışığa olan duyarlığı daha yüksektir. Morötesi bölgeye olan duyarlık görece daha azdır. Şekil 4.42’de ise aynı numunenin -15V’ta ve 310–608–750–824 nm’de

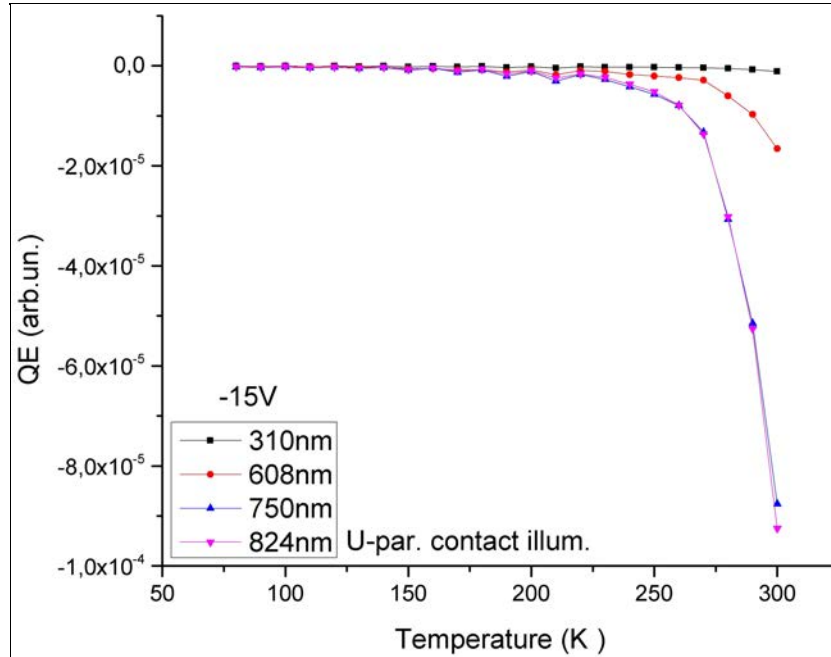


Şekil 4.40: Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de -15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.

ölçülmüş olan kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları gösterilmektedir. Yine kuantum etkinliği $\sim 200\text{K}$ 'den sonra artan sıcaklıkla birlikte üstel bir biçimde art-

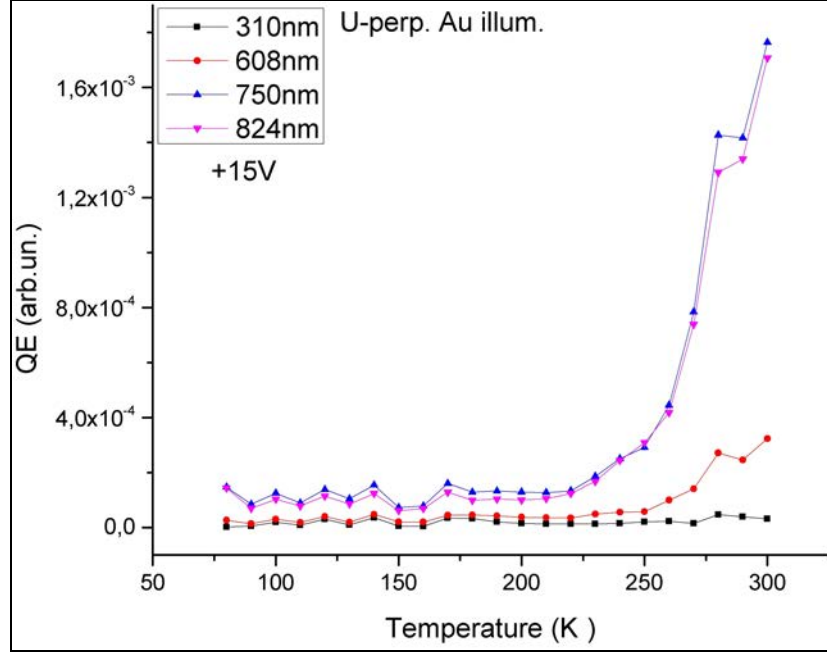


Şekil 4.41: Önden aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm’de +15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.



Şekil 4.42: Önden aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm’de -15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.

maktadır ve kristalin 750–824 nm dalgaboyundaki ışığa olan duyarlılığı daha yüksektir. Morötesi bölgeye olan duyarlılık ise yine çok düşüktür.

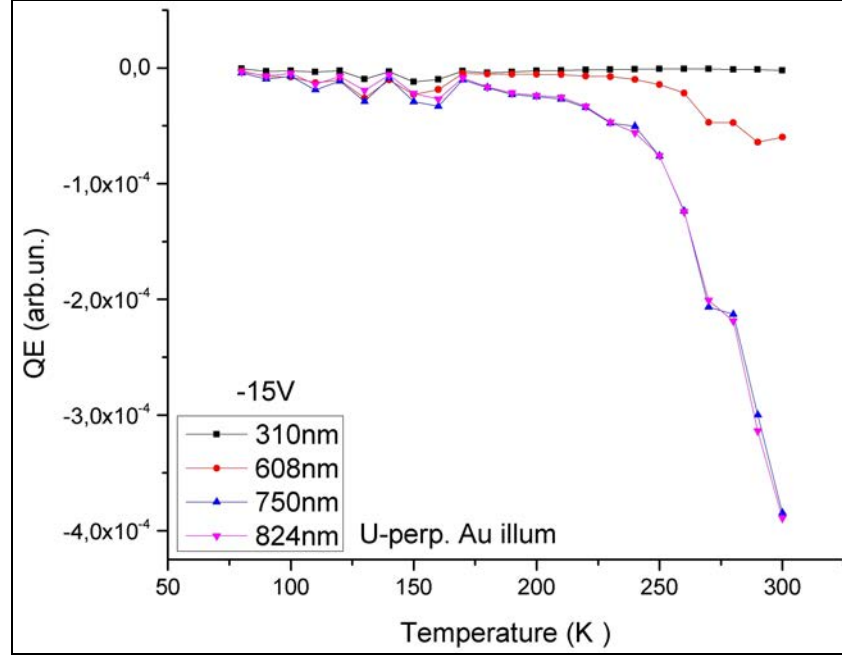


Şekil 4.43: Altın kontağı aydınlatılan U Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de +15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.

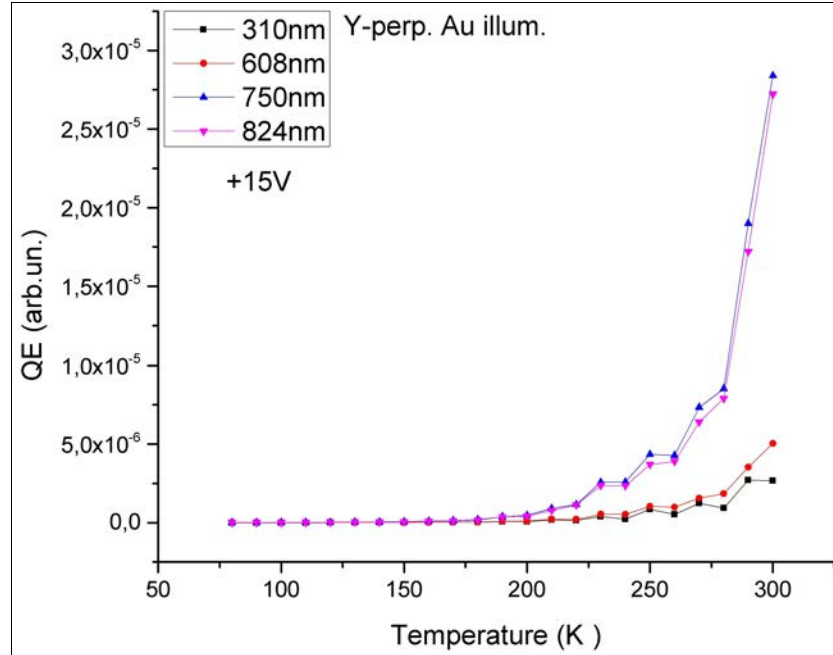
Şekil 4.43’te altın kontağı aydınlatılan U Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de +15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları gösterilmektedir. Bu ölçümde ilk göze çarpan 750–824 nm’de ölçülen kuantum etkinliklerinin düşük sıcaklıklardan itibaren 310–608 nm’de ölçülen kuantum etkinliklerinden ayırt edilebilir şekilde fazla olmasıdır. Diğer ölçümlere benzer olarak bu ölçümlerde kuantum etkinliği ~200K’den sonra artan sıcaklıkla birlikte üstele benzer bir biçimde artmaktadır. Kristalin 750–824 nm dalgaboyundaki ışığa olan duyarlılığı daha yüksektir. Morötesi bölgeye olan duyarlılık görece daha azdır. Şekil 4.44’te ise aynı numunenin -15V’ta ve 310–608–750–824 nm’de ölçülmüş olan kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları gösterilmektedir. Yine kuantum etkinliği ~170K’den sonra artan sıcaklıkla birlikte üstele benzer bir biçimde artmaktadır ve kristalin 750–824 nm dalgaboyundaki ışığa olan duyarlılığı daha yüksektir. Morötesi bölgeye olan duyarlılık ise yine çok düşüktür.

Şekil 4.45’te altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin 310–608–

750–824 nm’de +15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları gösterilmektedir. Şekildende görülebileceği gibi kuantum etkinliği sıcaklıkla



Şekil 4.44: Altın kontağı aydınlatılan U Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de -15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.



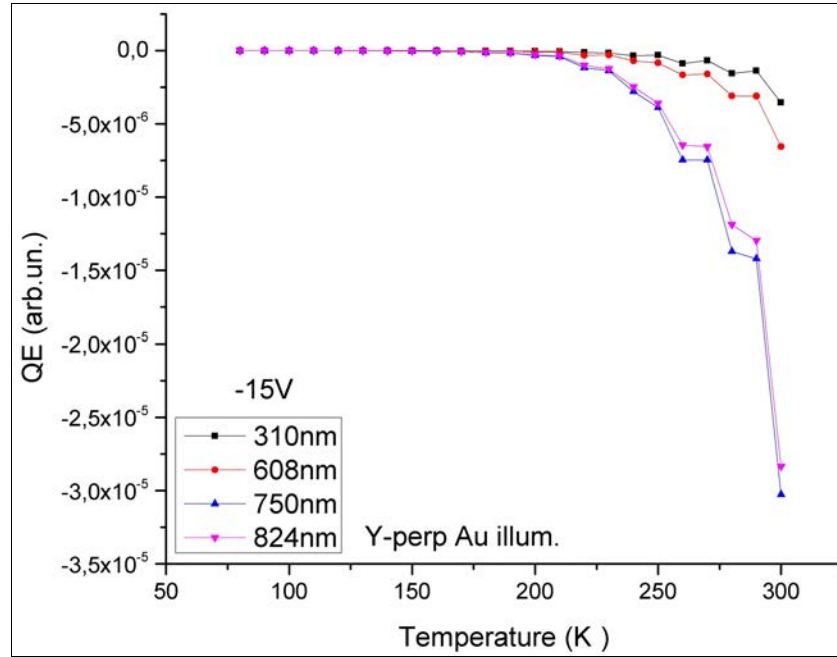
Şekil 4.45: Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de +15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.

birlikte özellikle $\sim 200\text{K}$ 'den sonra artmaya başlamaktadır. Artış, 750–824 nm ışık altında yapılan ölçümlerde, 310–608 nm ışık altında yapılan ölçümlere kıyasla daha büyüktür. Bütün ölçümlerde kuantum etkinliğinin sıcaklık artışına bağlı olan artışı üstele benzerdir. Şekil 4.46'da ise aynı numunenin -15V'ta ve 310–608–750–824 nm'de ölçülmüş olan kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları gösterilmektedir. Kuantum etkinliği $\sim 200\text{K}$ 'den sonra artan sıcaklıkla birlikte üstele benzer bir şekilde artmaya başlamaktadır. Morötesi bölgeye olan duyarlık yine diğer dalgalıboylarına kıyasla düşüktür.

4.2.3. Fotovoltaik Ölçümleri

Bu kısımda üzerinde çalışılan F, K, Y ve U numuneleri fotovoltaik spektrumları 310–608–750–824 nm'deki bileşenlerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları üzerinden anlatılmaktadır. Fotovoltaik spektrumları, lambanın spektral etkisini ortadan kaldırmak için, lambanın spektrumuna göre normalize edilmiştir. Ölçümlerde, voltmetrenin pozitif probu daima altın kontağa bağlanmıştır.

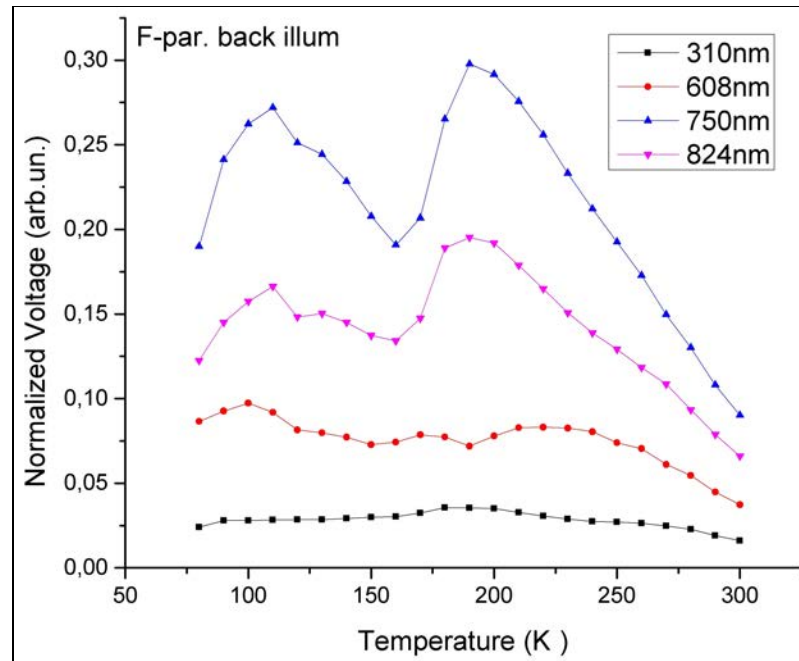
Şekil 4.47'te akadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 310–608–750–



Şekil 4.46: Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin 310–608–750–824 nm'de -15V altında ölçülen kuantum etkinliklerinin sıcaklığa olan bağımlılıkları.

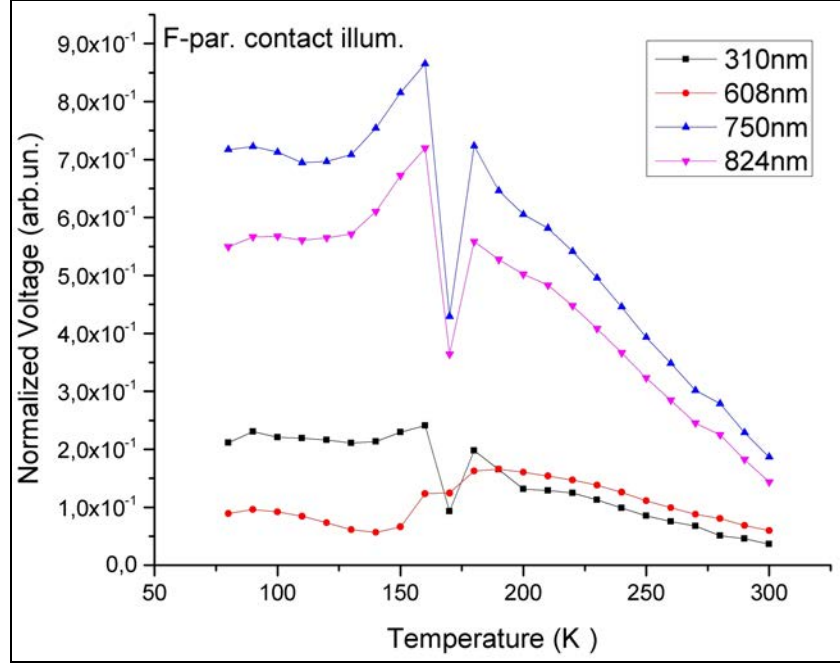
824 nm’de ölçülen fotovoltajlarının sıcaklığa olan bağımlılıkları gösterilmektedir. Şekilde görüldüğü gibi en çok duyarlılık 750 nm ışığa, en az duyarlılık ise morötesi ışığa gösterilmektedir. 608–750–824 nm’de ölçülen fotovoltajlar 80K’den ~110K’e kadar olan sıcaklık aralığında artış eğilimindedir. ~110K’den sonra düşmekte ve bu düşüş ~160K’e kadar sürmektedir. Bu sıcaklık bölgesinden sonra tüm fotovoltajlar ~200K’e kadar tekrar bir artış eğilimi göstermektedirler. Bu sıcaklık bölgesinden oda sıcaklığına kadar olan bölgede ise fotovoltajların tamamı azalmaktadır. Fotovoltajın en yüksek olduğu sıcaklık ise ~210K civarındadır.

Şekil 4.48’te önden aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm’de ölçülen fotovoltajlarının sıcaklığa olan bağımlılıkları gösterilmektedir. Şekilde görüldüğü gibi en çok duyarlılık 750 nm ışığa, en az duyarlılık ise ~190K’e kadar olan sıcaklık bölgesinde 608 nm dalga boyundaki ışığa, daha yüksek sıcaklıklarda ise 310 nm dalga boyundaki ışığadır. Fotovoltajlar 80K’den ~90K’e kadar olan sıcaklık aralığında artış eğilimindedir. Daha sonra azalıp tekrar artmakta ve ~170K’de tepe yapmaktadırlar. ~160–180K aralığında yeniden azalıp sonra artmaktadırlar. ~180K’den oda sıcaklığına kadar olan bölgede ise tüm fotovoltajlar azalma eğilimindedirler. Fotovoltajın en yüksek olduğu sıcaklık ise ~160K civarındadır.

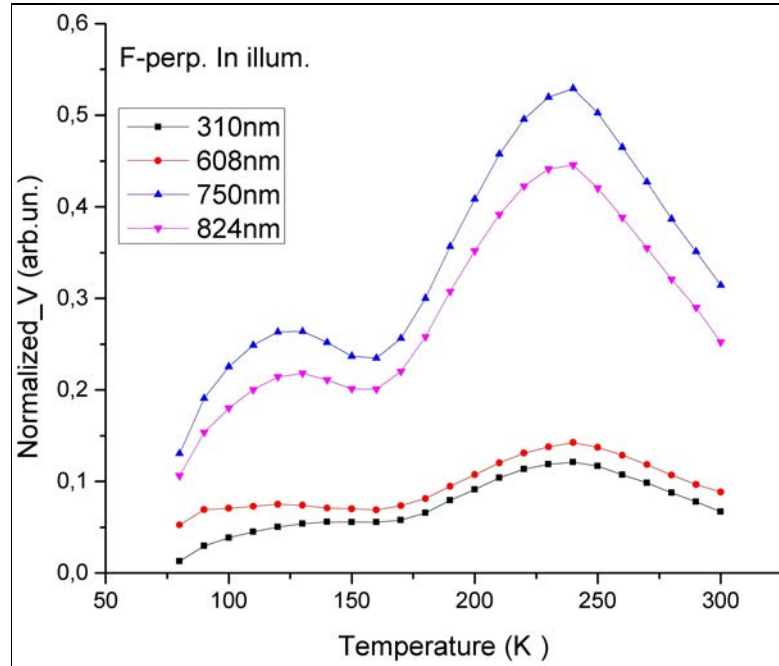


Şekil 4.47: Arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm’de ölçülen normalize fotovoltajlarının sıcaklığa olan bağımlılıkları.

Şekil 4.49’da indiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de ölçülen fotovoltajlarının sıcaklığa olan bağımlılıkları gösterilmektedir.

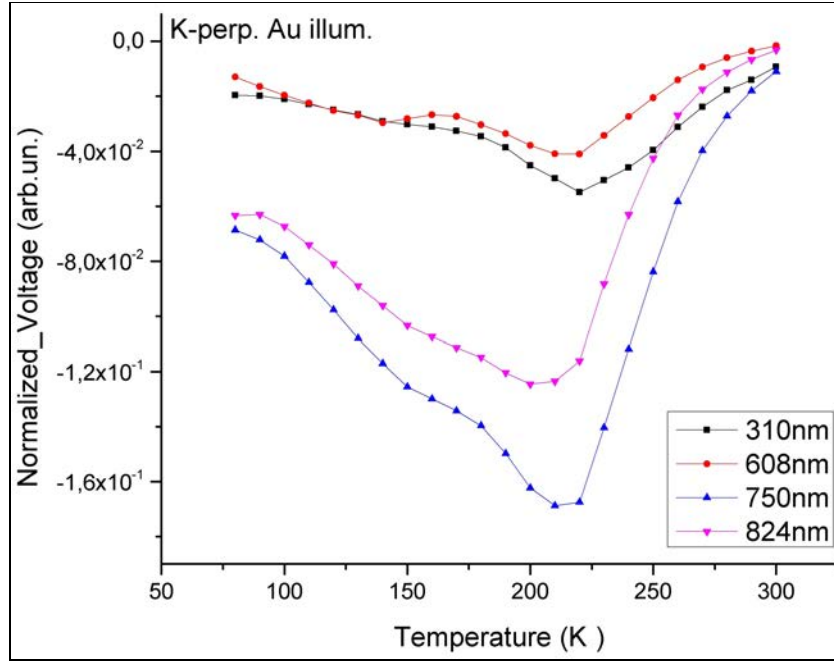


Şekil 4.48: Önden aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm’de ölçülen normalize fotovoltajlarının sıcaklığa olan bağımlılıkları.



Şekil 4.49: İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de ölçülen normalize fotovoltajlarının sıcaklığa olan bağımlılıkları.

Şekilde görüldüğü gibi yine en çok duyarlılık 750 nm ışığa, en az duyarlılık ise morötesi ışığa gösterilmektedir. Ölçülen tüm fotovoltajlar 80K'den ~130K'e kadar olan sıcaklık aralığında artış eğilimindedir. ~130K'den sonra düşmekte ve bu düşüş ~160K'e kadar sürmektedir. Bu sıcaklık bölgesinden sonra tüm fotovoltajlar ~240K'e kadar tekrar bir artış eğilimi göstermektedirler. Bu sıcaklık bölgesinden oda sıcaklığına kadar olan bölgede ise fotovoltajların tamamı azalmaktadır. Fotovoltajın en yüksek olduğu sıcaklık ise ~240K civarındadır.



Şekil 4.50: Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de ölçülen normalize fotovoltajlarının sıcaklığa olan bağımlılıkları.

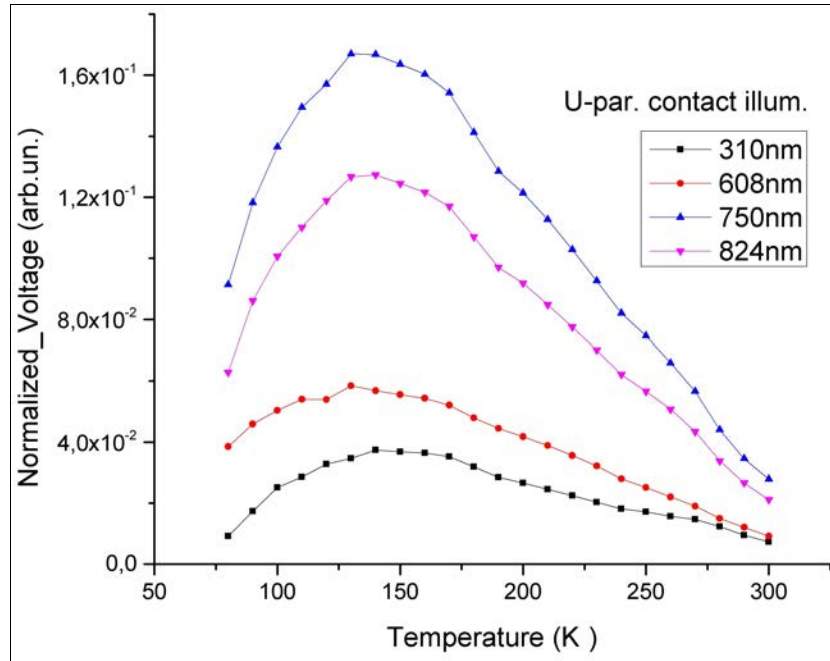
Şekil 4.50’de altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de ölçülen fotovoltajlarının sıcaklığa olan bağımlılıkları gösterilmektedir. Şekilde görüldüğü gibi en çok duyarlılık 750 nm ışığa, en az duyarlılık ise 608 nm ışığa gösterilmektedir. Ölçülen fotovoltajlar 80K’den ~210K’e kadar olan sıcaklık aralığında genelde artış eğilimindedirler. ~210K’den sonra fotovoltajlar düşmekte ve bu düşüş oda sıcaklığına kadar olan bölgede devam etmektedir. Fotovoltajın mutlak değer olarak en yüksek olduğu sıcaklık ise ~210K civarındadır.

Şekil 4.51’de önden aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm’de ölçülen fotovoltajlarının sıcaklığa olan bağımlılıkları gösterilmektedir. Şe-

kildede görüldüğü gibi en çok duyarlılık 750 nm ışığa, en az duyarlılık ise 310 nm ışığa gösterilmektedir. Ölçülen fotovoltajlar 80K'den ~130K'e kadar olan sıcaklık aralığında artış eğilimindedirler. ~130K'den sonra fotovoltajlar düşmekte ve bu düşüş oda sıcaklığına kadar olan bölgede devam etmektedir. Fotovoltajın en yüksek olduğu sıcaklık ise ~130K civarındadır.

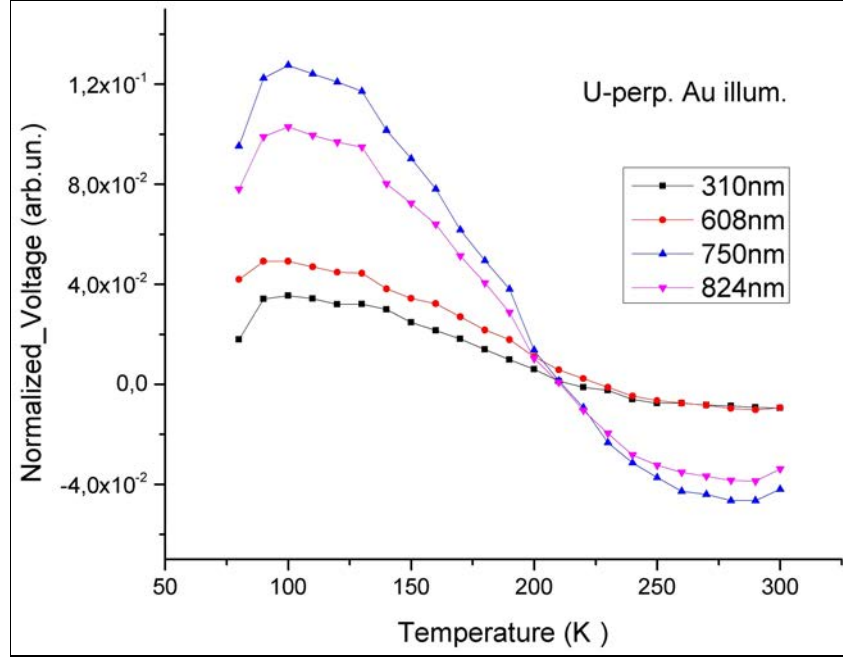
Şekil 4.52'de altın kontağı aydınlatılan U Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm'de ölçülen fotovoltajlarının sıcaklığa olan bağımlılıkları gösterilmektedir. Şekildede görüldüğü gibi en çok duyarlılık 750 nm ışığa, en az duyarlılık ise genelde 310 nm dalgaboyndaki morötesi ışığa gösterilmektedir. Ölçülen fotovoltajlar 80K'den ~100K'e kadar olan sıcaklık aralığında artış eğilimindedirler. ~100K'den sonra ~210K'e kadar tüm fotovoltajlar azalmakta, bu sıcaklık civarında ise fotovoltaj yön değiştirmektedir. ~210K'den oda sıcaklığına kadar olan bölgede fotovoltajlar artış eğilimindedirler. Fotovoltajın en yüksek olduğu sıcaklık ise ~100K civarındadır.

Şekil 4.53'te altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin 310–608–750–824 nm'de ölçülen fotovoltajlarının sıcaklığa olan bağımlılıkları gösterilmektedir. Şekildede görüldüğü gibi en çok duyarlılık 750 nm ışığa, en az duyarlılık ise 608 nm dalgaboyndaki ışığa gösterilmektedir. Ölçülen fotovoltajlar 80K'den ~130K'e kadar

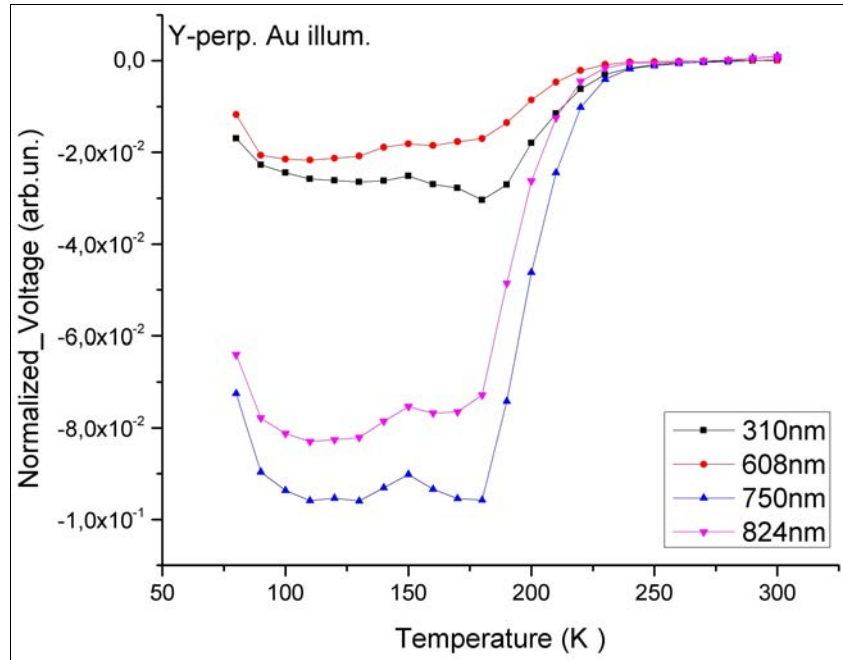


Şekil 4.51: Önden aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm'de ölçülen normalize fotovoltajlarının sıcaklığa olan bağımlılıkları.

olan sıcaklık aralığında genelde artış eğilimindedirler. $\sim 130\text{--}150\text{K}$ sıcaklık bölgesinde azalma, $\sim 150\text{--}180\text{K}$ sıcaklık bölgesinde ise tekrar artma eğilimindedirler. $\sim 180\text{K}$ 'den



Şekil 4.52: Altın kontağı aydınlatılan U Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de ölçülen normalize fotovoltajlarının sıcaklığa olan bağımlılıkları.



Şekil 4.53: Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin 310–608–750–824 nm’de ölçülen normalize fotovoltajlarının sıcaklığa olan bağımlılıkları.

oda sıcaklığına kadar olan bölgede ise tüm fotovoltajlar azalma eğilimindedirler. Fotovoltajın en yüksek olduğu sıcaklık ise $\sim 180\text{K}$ civarındadır.

4.3. İç Elektrik Alanının TlGaSe_2 Yarıiletkenlerinin Elektro-Optik Özelliklerine Etkisi

Yarıiletken cihazların (örneğin: p-n eklem, schottky engel, transistör v.b.) üretiminde, yarıiletkenlerin elektronik iletim özelliklerini ayarlayabilmek oldukça önemlidir. Cihazların algılama yeteneklerini kristal yapı, safsızlık oranları v.b. gibi özelliklerini değiştirme yoluyla iyileştirmek teknolojik zorluklar ve maliyet gibi unsurlar nedeniyle istenmeyen bir durumdur. Dolayısıyla, duyarlılığı arttırmanın başkaca yollarını bulmak yarıiletkenlerle ilgili bilimsel araştırmalarda oldukça ilgi çekmektedir. Yapılan bu tez çalışmasında, elektrik alanı altında soğutulan TlGaSe_2 kristallerinden üretilmiş fotoalgılayıcıların algılama özelliklerinde ve yük iletim özelliklerinde önemli değişiklikler olduğu gözlemlenmiştir. Dolayısıyla elektrik etkisinin TlGaSe_2 kristallerinin optik algılama ve yük iletimi özelliklerini iyileştirmede oldukça etkin bir yöntem olacağı inancındayız.

TlGaSe_2 katmanlı kristallerinin elektriksel iletim özelliklerine dair bir çok araştırmacı tarafından yapılan çalışmalar literatüre geçmiştir. Örneğin [Salehli et al., 2007]'de TlGaSe_2 kristallerinde dielektrik fonksiyonunun gerçel ve imajiner kısımları 30 Hz - 12 MHz frekans aralığında ve 80–300K sıcaklık aralığında incelenmiş ve dengede olmayan faz geçişi sırasındaki elektronik yapının gevşeme zamanı (relaxation time) üzerindeki etkisi araştırılmıştır. [Mustafaeva et al., 1998]'de 10–293K sıcaklık aralığında kristalin katlarına paralel ve dik yönde olan iletkenliğin sıcaklığa bağımlılığı incelenmiş ve her iki yöndede, düşük sıcaklıklarda Fermi seviyesi civarında, lokalize durumlar boyunca değişen bir atlama uzunluğunda (hopping length) atlama iletkenliği (hopping conduction) olduğu gösterilmiştir. [Qasrawi and Gasanly, 2004]'de TlGaSe_2 katmanlı kristallerinin Hall mobilitesi, uzay yükü ile sınırlandırılmış akım ve fotoiletkenliğin aydınlatma ve sıcaklığa bağımlılığını incelemişler, 330 meV civarında tek bir tuzak seviyesi, tuzak yoğunluğunun ise $(1.4 - 2.2) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ olduğunu, karanlıkta yapılan akım ölçümleri ile fotoiletkenlik ölçümlerinin sonucu olarak düşük ve orta sıcaklıklarda sırasıyla 95, 46 ve 26 meV civarında başka seviyelerin olduğunu, fotoiletkenliğin

artan sıcaklıkla arttığını rapor etmişlerdir. [Seyidov et al., 2008a]'de 80–300K sıcaklık aralığında I–V ölçümleri yapılmış ve 145–190K sıcaklık aralığında akımda salınımlar olduğu gözlemlenmiş ve bu salınımların kristal içerisinde görülen elektrik alanındaki kararsızlıktan kaynaklandığı rapor edilmiştir. Yapılan çalışmalarda, çoğu durumda, oda sıcaklığına yakın sıcaklıklarda, TlGaSe₂ kristallerinde akımın sıcaklığa olan bağımlılığı tipik yarıiletkenlerde olduğu gibidir. Günümüzde, TlGaSe₂ kristallerinin p-tipi yarıiletken olduğu ve oda sıcaklığında ~ 2.2 eV bant aralığına sahip olduğu genişçe bir araştırmacı kitlesi tarafından kabul görmektedir.

Düşük sıcaklıklarda TlGaSe₂'nin çoğunlukla ferroelektrik bir yarıiletken gibi davrandığı bilinmektedir. Normal ortam basıncında TlGaSe₂ aşağıdaki sıcaklıkla uyarılmış faz geçişlerini yapar: $T_i \sim 120\text{K}$ civarında paraelektrik fazdan ara oransız (incommensurate–INC) faza ikinci derece bir faz geçişi ve $T_c \sim 110\text{K}$ civarında oran-sız fazdan oranlı ferroelektrik faza birinci dereceden bir faz geçişi. T_c sıcaklığının altında kafes sabiti c dörde katlanmakta ve ferroelektrik fazda katlara paralel yönde spontane polarizasyon görülmektedir [McMorrow et al., 1990], [Henkel et al., 1982].

TlGaSe₂ kristallerinin 200K'nin altındaki sıradışı elektronik özelliklerine dair oldukça geniş bir literatür vardır. Bu literatürün en önemli ilgi alanlarından birisi 140–200K sıcaklık aralığında kristal içerisinde görülen ve bu kristallerin yük taşıma mekanizmalarını büyük bir ölçüde etkileyen elektrik alanının varlığıdır. Bu iç elektrik alanının açıklanması için yapılan varsayımlardan birisi, bu elektrik alanına neden olarak derin safsızlık seviyelerini göstermektedir. Yinede bu etkiye dair sistematik bir çalışma henüz yapılmamıştır. 140–200K sıcaklık aralığının, TlGaSe₂ kristallerinde bilinen faz geçişlerinin olduğu sıcaklık aralığının dışında olduğunu belirtmekte fayda vardır.

Yapılan tez çalışmasının ana amaçlarından birisi TlGaSe₂ kristallerinin içerisinde oluşan iç elektrik alanının, bu kristallerdeki yük taşıma mekanizmasına olan etkisini incelemektir. Farklı zamanlarda ve farklı yerlerde büyütülmüş olan TlGaSe₂ kristallerine çeşitli metalik kontaklar yapıldıktan sonra elde edilen numunelerin elektriksel ve optik karakterizasyonları yapılmıştır. Yapılan ölçümler kristalin katmanlarına hem paralel hemde dik yönde olacak şekilde ve oldukça geniş bir sıcaklık aralığında yapılmıştır.

[Seyidov et al., 2006] yaptığı çalışmada TlGaSe₂ ferroelektrik yarıiletkenlerinde elektret polarizasyon incelenmiş ve 200K sıcaklığın altında elektret polarizasyondan

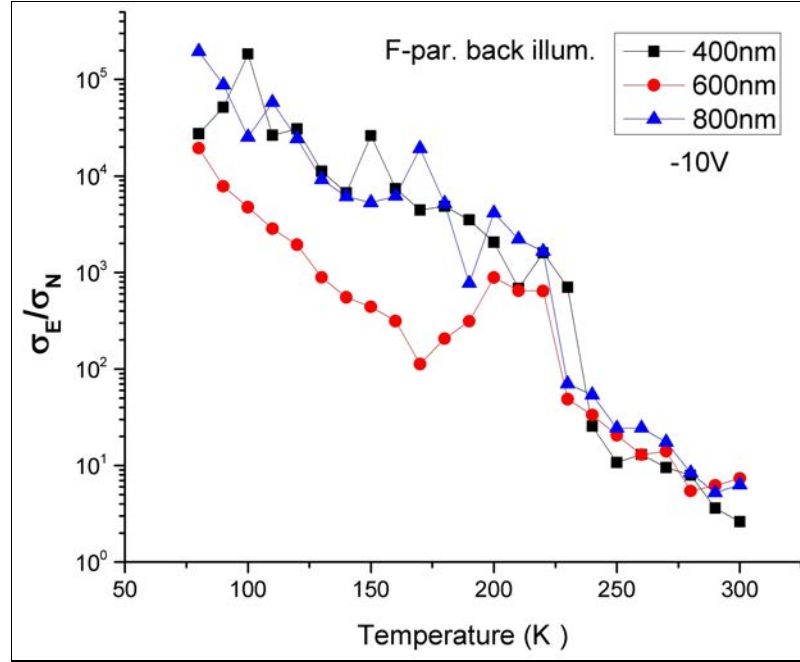
kaynaklı olarak kararlı (stabil) iç elektrik alanlarının olduğu gösterilmiştir. Bu bulgu TlGaSe₂ ve muhtemelen aynı aileye ait diğer kristallerin kusur merkezlerini etkileyen perturbasyonlara neden aşırı duyarlı olduklarını bulmada faydalı olabilir. Örneğin [Seyidov et al., 2009b]'da elektrik alanının TlGaSe₂ kristallerinin termal genişmesine olan etkisi incelenmiş ve uygulanan elektrik alanının bir sonucu olarak katlar düzlemindeki negatif lineer genişleme katsayısında büyükçe bir değişim gözlemlenmiştir. [Seyidov et al., 2008b]'de aydınlatmanın TlGaSe₂ kristallerinin negatif lineer genişmesine olan etkisi incelenmiş ve aydınlatma sonrasında negatif lineer genişleme katsayısında yine büyük bir değişim olduğu gözlemlenmiştir. [Seyidov et al., 2009a]'de düzensiz fazda tavlamanın TlGaSe₂'nin termal genişmesine olan etkisi incelenmiş ve hem katlara paralel düzlemde hemde katlara dik olan yönde yine negatif lineer genişleme katsayısında büyük bir değişim olduğu gözlemlenmiştir. TlGaSe₂ kristallerinde aydınlatma ve elektrik alanı gibi perturbasyonlardan kaynaklı gözlemlenen elektronik ve termal özelliklerdeki hassasiyet, bu kristalleri kalkogenit camsı kristallerle eşdeğer kılmaktadır. Bu tez çalışmasıyla ortaya konulan bulgularda TlGaSe₂ kristallerinin düzensiz yarıiletkenlere has bir çok özelliğe sahip olduğu gösterilmiştir. Bu bulgular, TlGaSe₂ kristallerinin tek kristal olduğu düşüncesine uymamaktadır.

Bu kısımlarda, elektrik alanının TlGaSe₂ kristallerinin yük iletimi üzerindeki etkisini ortaya koymak için yapılmış olan deneylerin bulguları açıklanmaktadır. Yöntem olarak şöyle bir yol izlenmiştir: üzerinde çalışılan numuneler oda sıcaklığından 80K'e kadar soğutulurken, elektrik alanı uygulanmış, 80K'de uygulanan elektrik alanı kaldırılmıştır. Elektrik alanı numunelerin üzerine hiç bir ışık düşmeyecek şekilde karanlıkta uygulanmıştır. Daha sonra, bir önceki bölümde yapılan ölçümler F, K, U ve Y kristalleri üzerinde tekrarlanmıştır. Bu elektrik alanı, Keithley 6517A Elektrometresi ile 5V, 10V, 15V ve bazı numuneler için -15V uygulanarak elde edilmiştir. Voltajın işareti, numunelerin altın kontaklarına uygulanan voltajın işaretidir.

4.3.1. İç Elektrik Alanının Akım–Voltaj Ölçümlerine Etkisi

Bu bölümde elektrik alanı altında soğutulan numunelerin bazı voltajlarda ölçülen akımları, elektrik alanı uygulanmaksızın soğutulan numunelerin aynı voltajlarda ölçülen akımlarına oranlanmıştır. Yani başka bir deyişle elektrik alanı altında soğutma son-

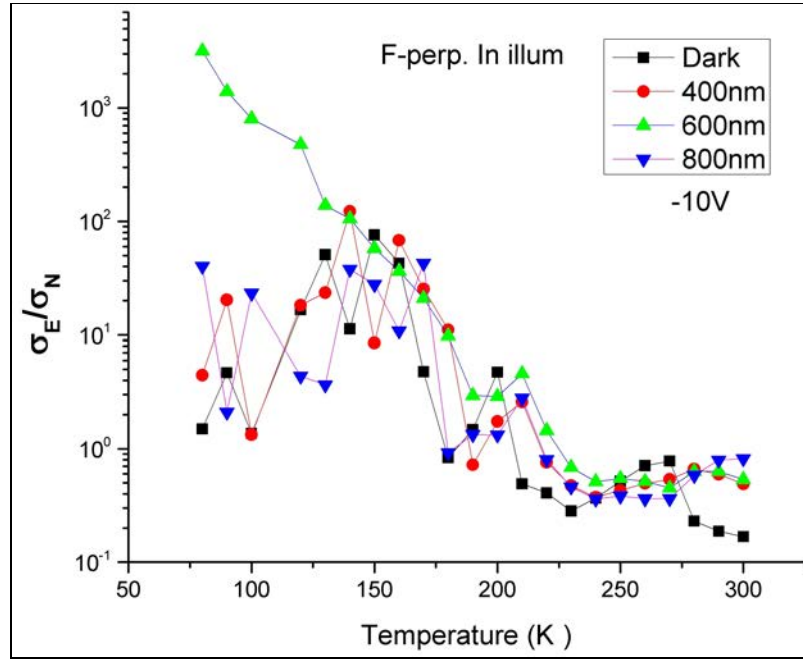
rası ölçülen iletkenlikler, normal şekilde soğutma sonrası ölçülen iletkenliklere oranlanmıştır. Şekillerde, elektrik alanı altında soğutma sonrası ölçülen iletkenlikler σ_E ile, normal soğutma sonrası ölçülen iletkenlikler ise σ_N ile gösterilmişlerdir.



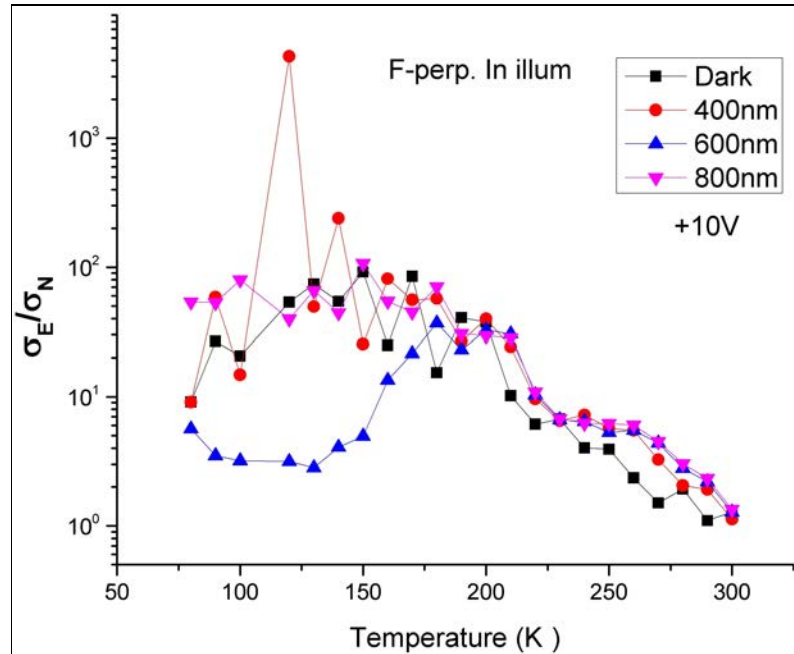
Şekil 4.54: Arkadan aydınlatılan F Au-In paralel numunesinin 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi.

Şekil 4.54'te arkadan aydınlatılan F Au-In paralel numunesinin 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş olan soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi gösterilmektedir. Özellikle düşük sıcaklıklarda fark çok büyük olup 400 nm ve 800 nm ışık altındaki ölçümlerde $\sim 10^5$ kattan daha büyüktür. Yükselen sıcaklıkla beraber etki kaybolmaktadır.

Şekil 4.55'te arkadan aydınlatılan F Au-In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş olan soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi gösterilmektedir. Özellikle düşük sıcaklıklarda fark çok büyüktür. Bu ölçüme dair dikkat çekici bir özellik, karanlıkta ve 400–800 nm ışık altındaki ölçümler $\sim 150K$ 'e kadar, 600 nm ışık altındaki ölçümün ise $\sim 200K$ 'e kadar artma eğiliminde olması ve



Şekil 4.56: İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi.

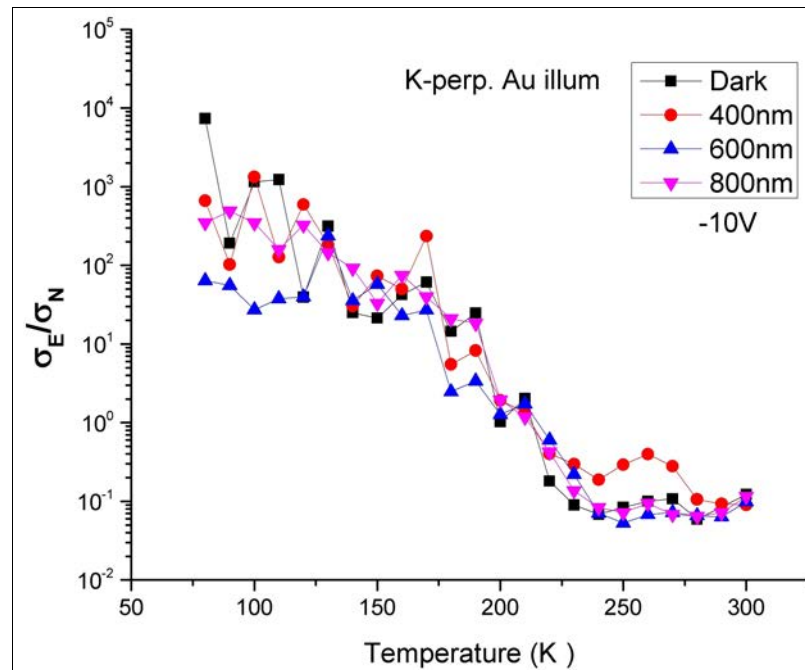


Şekil 4.57: İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi.

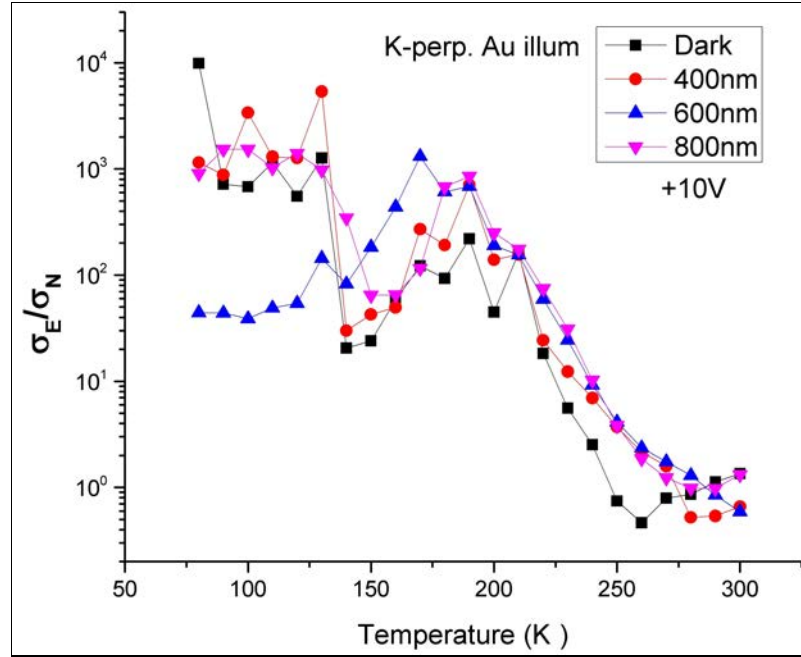
Şekil 4.59’da altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş olan soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi gösterilmektedir. Özellikle düşük sıcaklıklarda, karanlıkta ve 400–800 nm ışık altında yapılmış ölçümlerde fark çok büyük olup yer yer $\sim 10^3$ kattan daha fazladır. Artan sıcaklıkla beraber etki 600 nm ışık altında büyümekte, $\sim 170\text{K}$ dolaylarında $\sim 10^3$ kattan daha fazla olmaktadır. Etki, oda sıcaklığına yaklaştıkça ortadan kaybolmaktadır.

Şekil 4.60 ve şekil 4.61’de ön kontağı aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve $\pm 10\text{V}$ altında ölçülmüş olan soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi gösterilmektedir. İlk göze çarpan, etkinin üzerinde çalışılan diğer numunelere kıyasla daha az olmasıdır. Fakat yine de düşük sıcaklıklarda 400–600 nm ışık altında yapılmış ölçümlerde fark ~ 10 kattan daha fazladır. Oda sıcaklığına yaklaştıkça etki belirsizleşmektedir.

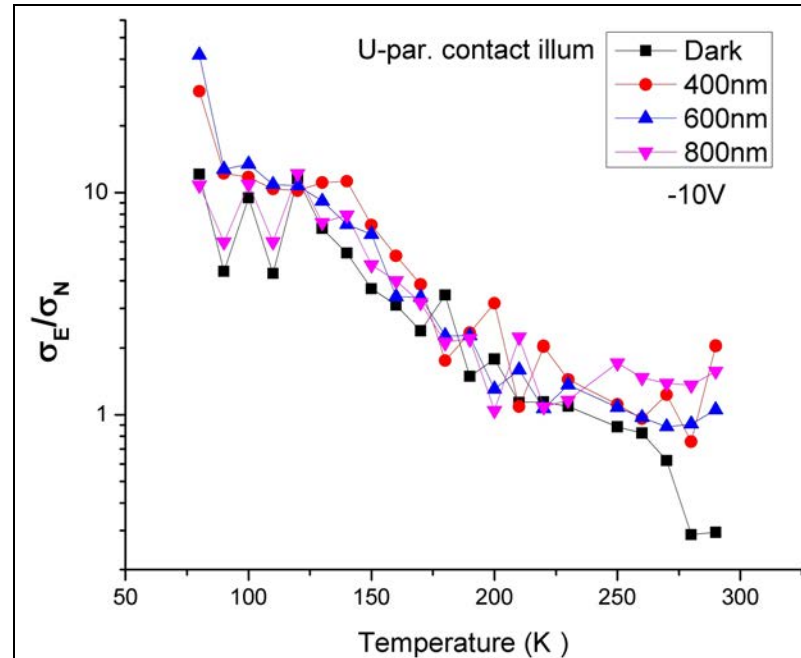
Şekil 4.62’de altın kontağı aydınlatılan U Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş olan soğutma sırasında elektrik alanı



Şekil 4.58: Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi.



Şekil 4.59: Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi.

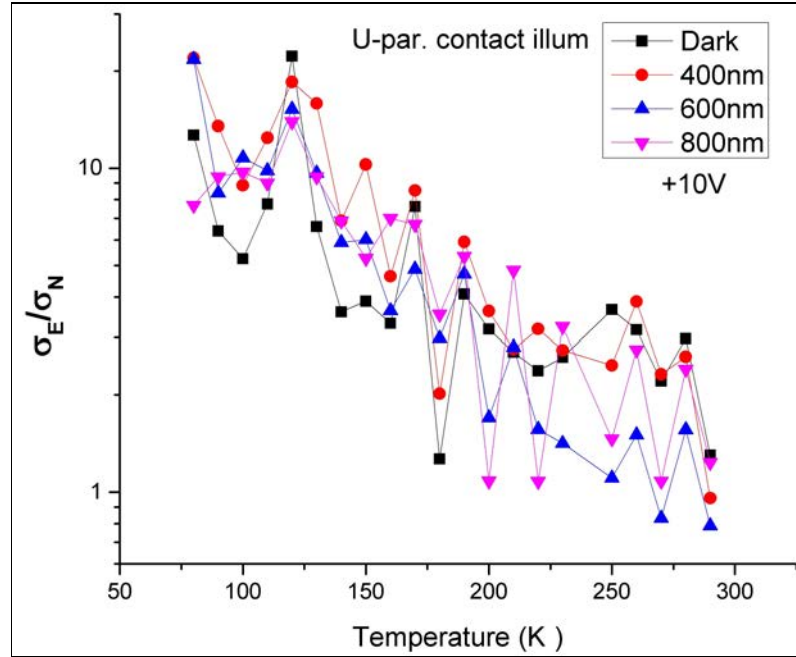


Şekil 4.60: Ön kontağı aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi.

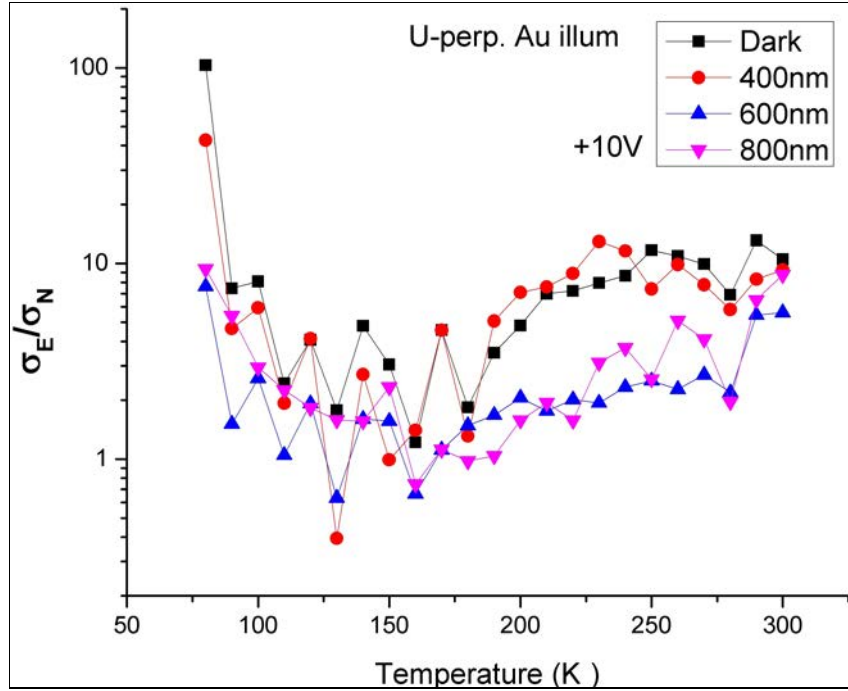
uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi gösterilmektedir. İlk göze çarpan, etkinin üzerinde çalışılan diğer numunelere kıyasla daha az olmasıdır. Fakat yinede düşük sıcaklıklarda yapılmış ölçümlerde fark $\sim 10^2$ kattan daha fazla olabilmektedir. Oda sıcaklığına yaklaştıkça etkinin devam ettiği söylenebilir.

Şekil 4.63'te altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş olan soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi gösterilmektedir. Etki düşük sıcaklıklarda ve 150–200K sıcaklık aralığında net bir şekilde görülmekte ve yer yer elektrik alanı altında soğutma sonrası ölçülen iletkenlik normal soğutma sonrası ölçülen iletkenliğin $\sim 10^2$ katı olmaktadır.

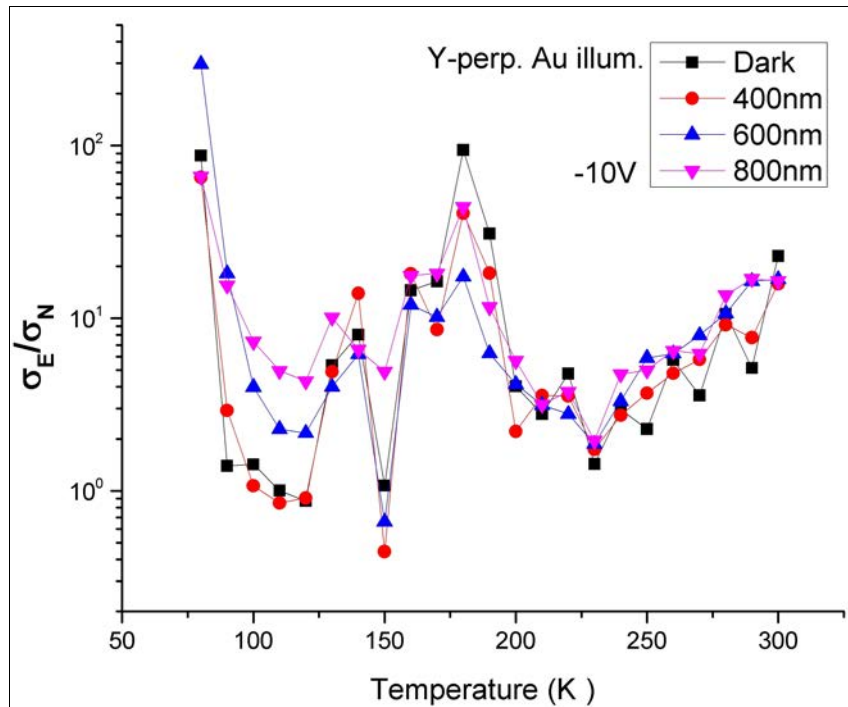
Şekil 4.64'te altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş olan soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi gösterilmektedir. Etki düşük sıcaklıklarda elektrik alanı altında soğutma sonrası ölçülen iletkenliğin, normal soğutma sonrası ölçülen iletkenliğe oranının $\sim 10^3$ katı kadar olmasına neden olmaktadır.



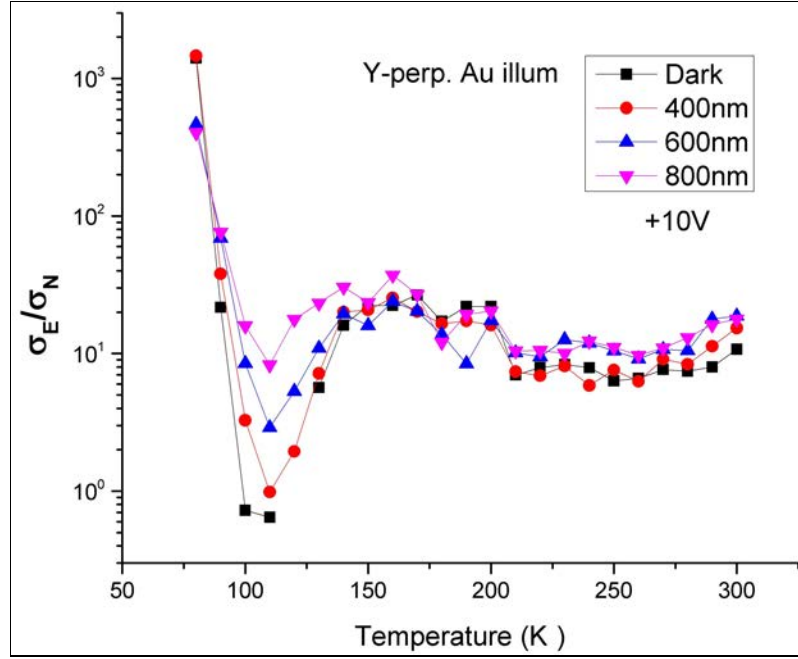
Şekil 4.61: Ön kontağı aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi.



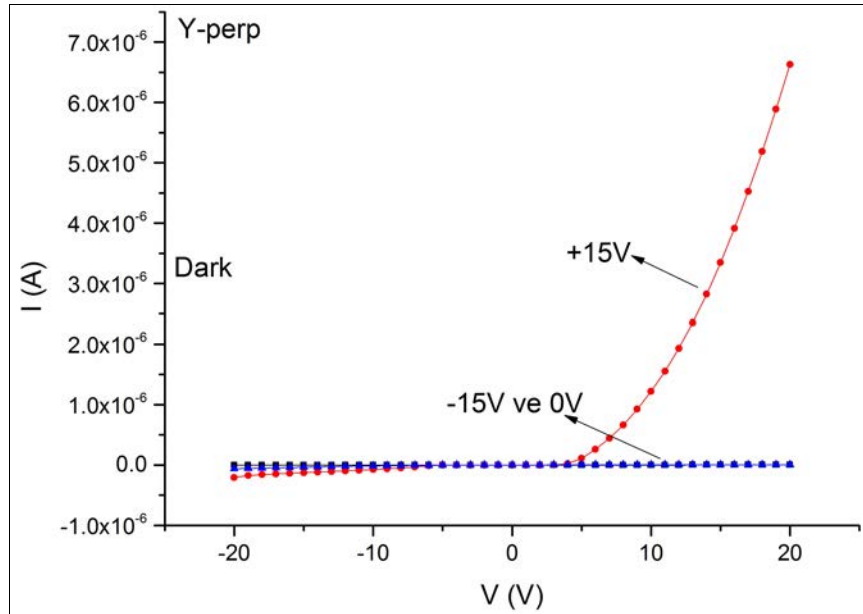
Şekil 4.62: Altın kontağı aydınlatılan U Au–In dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi.



Şekil 4.63: Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve -10V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi.



Şekil 4.64: Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin karanlıkta ve 400–600–800 nm ışık ve +10V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış iletkenliğinin uygulanmamış iletkenliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi.



Şekil 4.65: Y Au–Cu dik numunesinin 80K karanlıkta ve elektrik alanlı/alansız soğutma sonrası ölçülmüş I–V eğrileri.

4.3.1.1. İç Elektrik Alanının Kontak Tipine Etkisi

Şekil 4.65’de Y Au–Cu dik numunesinin karanlıkta ve elektrik alanı uygulanmadan soğutulan (0V) ile $\pm 15V$ uygulanarak elektrik alanı altında soğutulan I–V eğrileri gösterilmiştir. Şekildende görüldüğü gibi elektrik alanı olmaksızın soğutulan numune simetrik bir kontak yapısı gösterirken elektrik alanı altında soğutulduktan sonra kontak doğrultan tipe dönüşmektedir. Şekil 4.66’da F Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve elektrik alanı uygulanmadan soğutulan (0V) ile +15V uygulanarak elektrik alanı altında soğutulan I–V eğrileri yarı logaritmik ölçekte gösterilmiştir. Şekildende görüldüğü gibi elektrik alanı olmaksızın soğutulan numune simetrik bir kontak yapısı gösterirken elektrik alanı altında soğutulduktan sonra kontak doğrultan tipe dönüşmektedir. Diğer numuneler üzerinde yapılan deneylerde benzer sonuçlar bulunmuştur. Şekil 4.67’de Y Au–Cu dik numunesinin 80–110K sıcaklık aralığında $\pm 15V$ uygulanarak oluşturulan elektrik alanı altında soğutma sonrası ölçülmüş I–V eğrileri gösterilmektedir. Şekillerdende görüldüğü gibi metal–yarıiletken kontak doğrultan tipe dönüşmekte ve doğrultmanın yönü elektrik alanı ile belirlenebilmektedir.

4.3.1.2. İç Elektrik Alanının Anahtarlama Etkisi

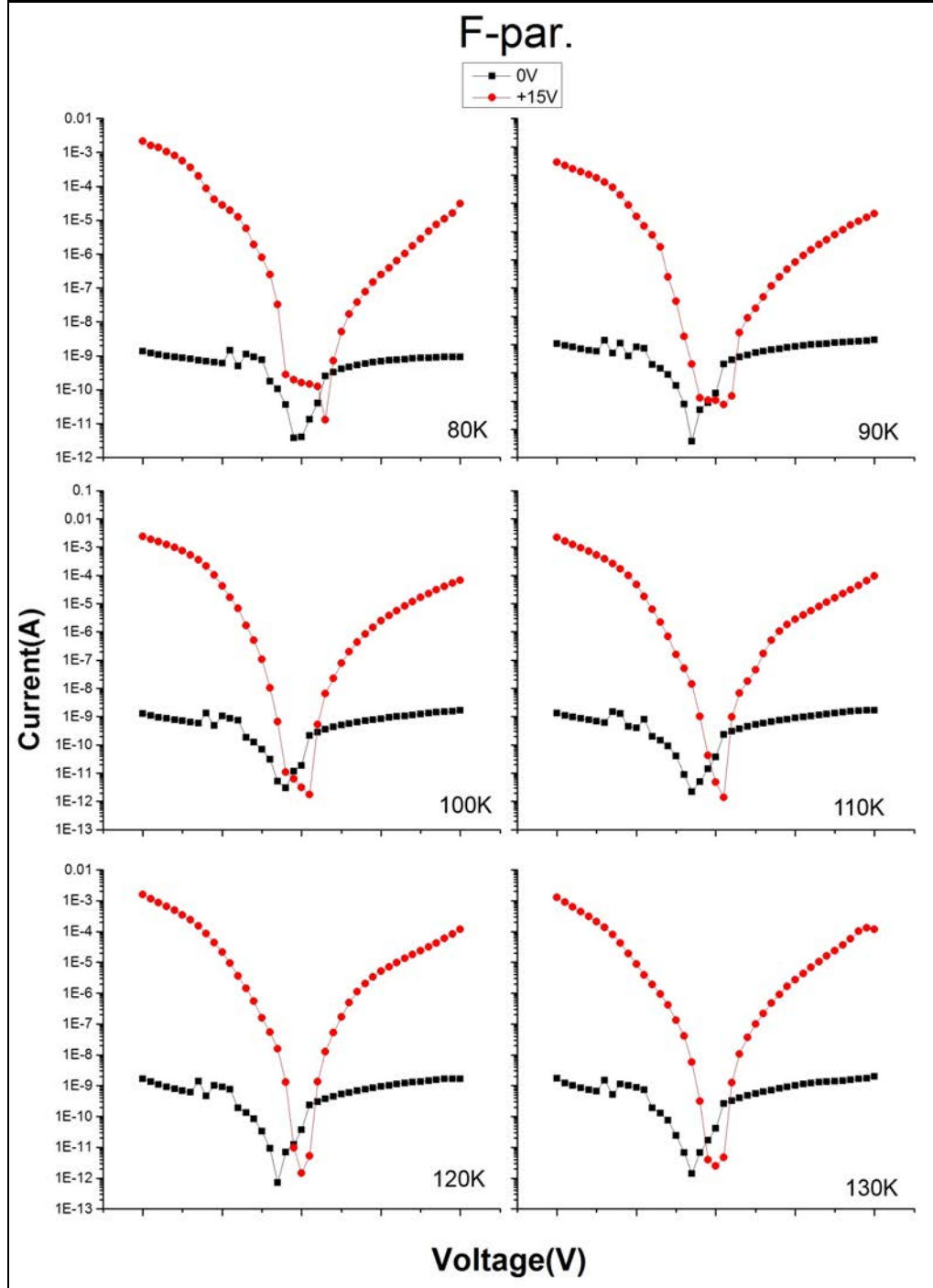
Şekil 4.68’de Au–Cu dik numunesinin karanlıkta ve şekil 4.69’da altın kontağı 760 nm’de aydınlatılan aynı numunenin S-tipi akım–voltaj karakteristikleri gösterilmiştir. Şekil 4.31 ve şekil 4.32’de verilen, aynı numunenin elektrik alanı olmaksızın soğutulan benzer ölçümleri ile karşılaştırıldığında farklılık hemen göze çarpmaktadır: elektrik alanı olmaksızın soğutulan numunede karanlıkta anahtarlama $\sim 250K$ dolaylarında ve 760 nm ışık altında $\sim 240K$ dolaylarında başlarken, elektrik alanı altında soğutulan aynı numunede karanlıkta anahtarlama $\sim 140K$ dolaylarında ve 760 nm ışık altında $\sim 120K$ dolaylarında başlamaktadır.

4.3.2. İç Elektrik Alanının Fotoiletkenliğe Etkisi

Bu bölümde +15V uygulanarak $\sim 150V/cm$ elektrik alanı altında soğutulan numunelerin $\pm 15V$ ’ta ölçülen kuantum etkinlikleri, elektrik alanı uygulanmaksızın so-

ğutulan numunelerin aynı voltajlarda ölçülen kuantum etkinliklerine oranlanmıştır. Şekillerde, elektrik alanı altında soğutma sonrası ölçülen kuantum etkinlikleri QE_E ile, normal soğutma sonrası ölçülen kuantum etkinlikleri ise QE_N ile gösterilmişlerdir.

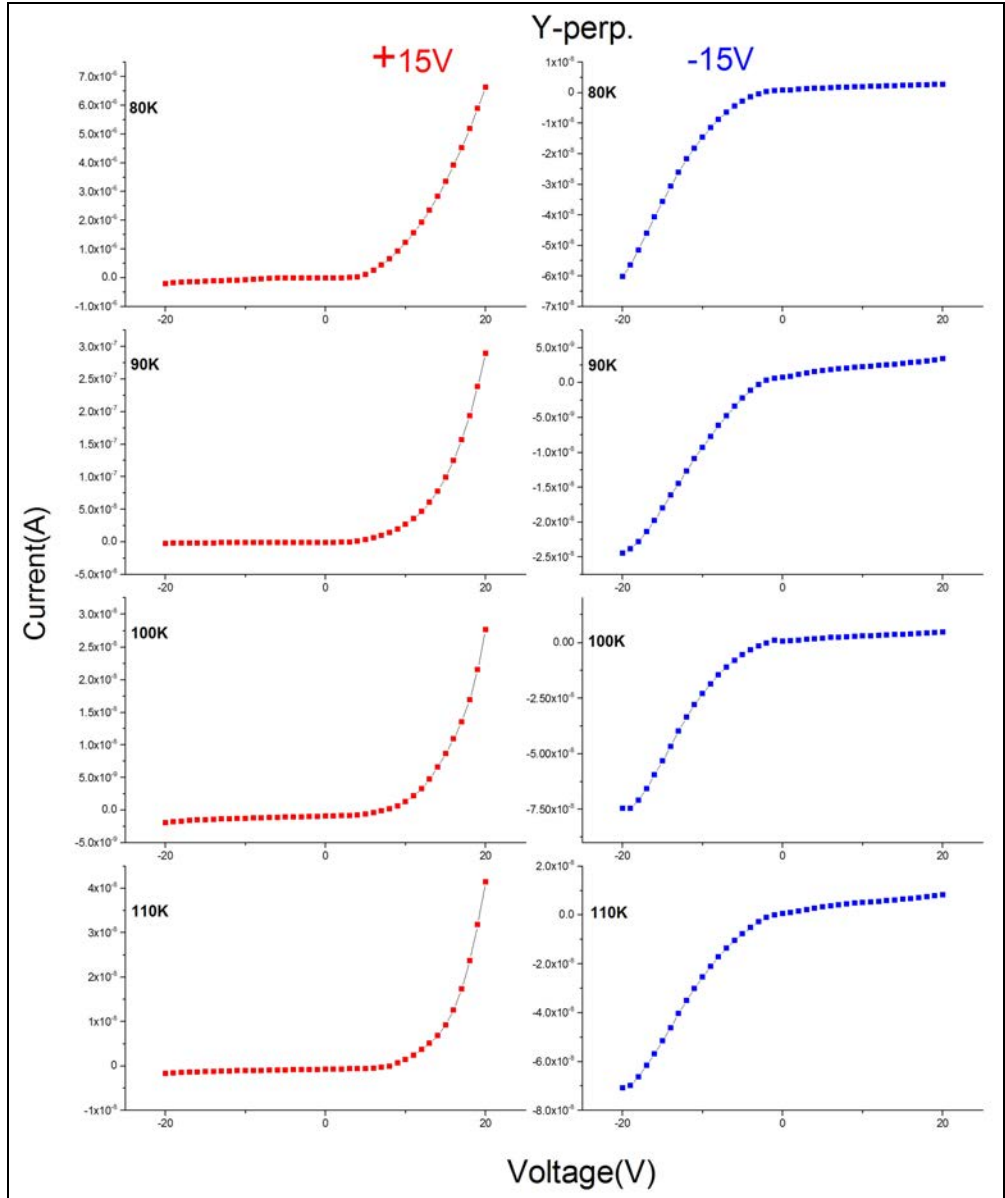
Şekil 4.70 ve şekil 4.71’de arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve $\pm 15V$ altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı



Şekil 4.66: F Au–In paralel numunesinin 80–130K karanlıkta ve elektrik alanlı/alansız soğutma sonrası ölçülmüş I–V eğrileri.

uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi gösterilmektedir. Özellikle düşük sıcaklıklarda fark çok büyük olup yer yer $\sim 10^6$ kata yaklaşmaktadır. Etki, görece yüksek sıcaklıklara kadar sürmekte, oda sıcaklığına yakın bölgede ise kaybolmaktadır.

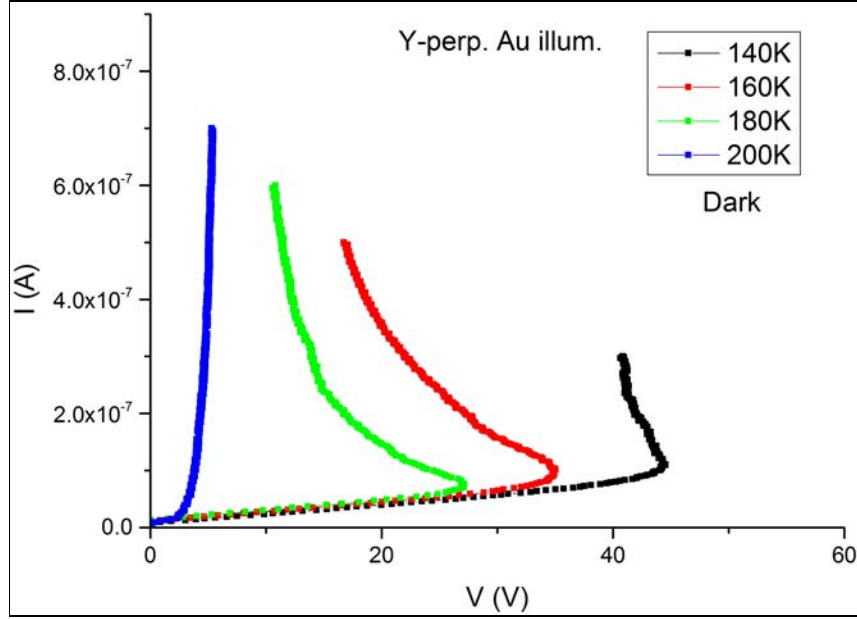
Şekil 4.72’de indiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve +15V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi gösterilmektedir. Bu ölçümlere dair ilk göze çarpan, etkinin düşük sıcaklıklarda görece zayıf olması fakat sıcaklık arttıkça artmasıdır. Artış $\sim 170\text{K}$ ’e kadar sür-



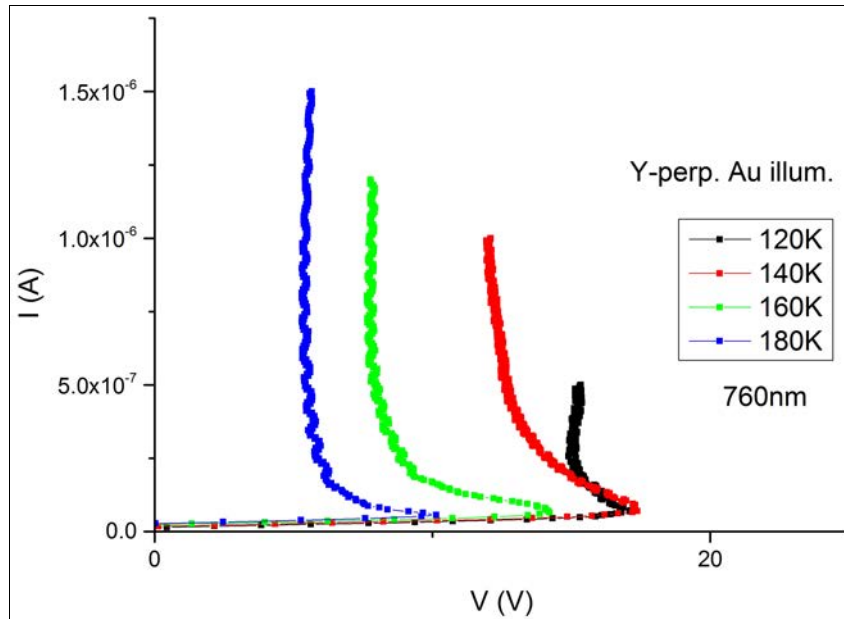
Şekil 4.67: Y Au–Cu dik numunesinin 80–110K $\pm 15\text{V}$ uygulanarak elektrik alanı altında soğutma sonrası ölçülmüş I–V eğrileri.

mektedir. Bu sıcaklıktan sonra etki zayıflamaya başlamaktadır. Ayrıca düşük sıcaklıklarda 608 nm ışık altında yapılan ölçümlerde etki görece zayıftır.

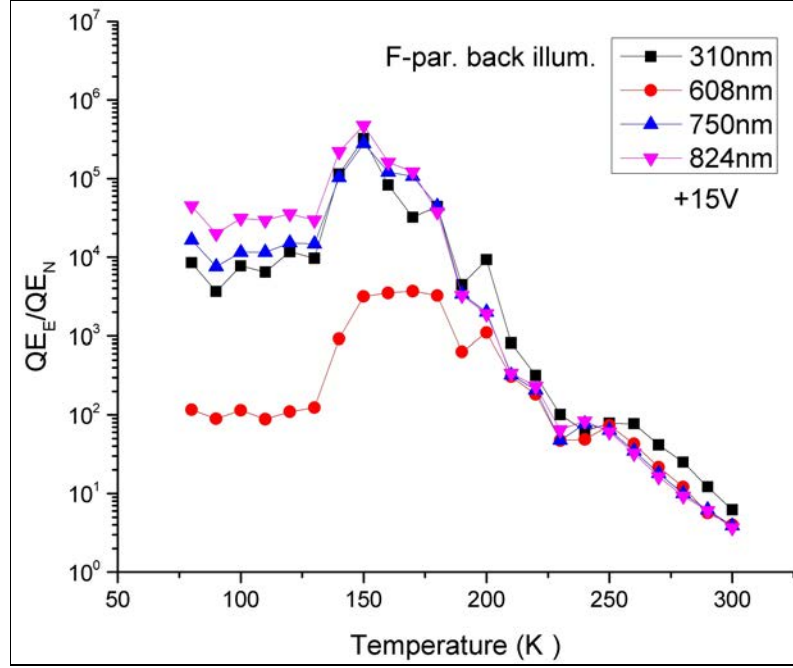
Şekil 4.73'te indiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve -15V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla de-



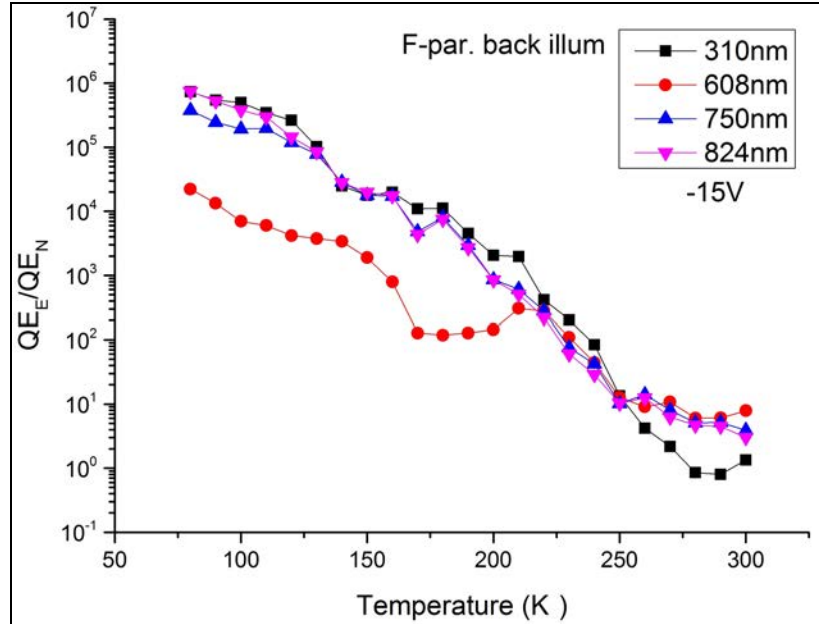
Şekil 4.68: Y Au–Cu dik numunesinin karanlıkta ölçülmüş S-tipi I–V eğrileri.



Şekil 4.69: Y Au–Cu dik numunesinin 760 nm ışıkta ölçülmüş S-tipi I–V eğrileri.

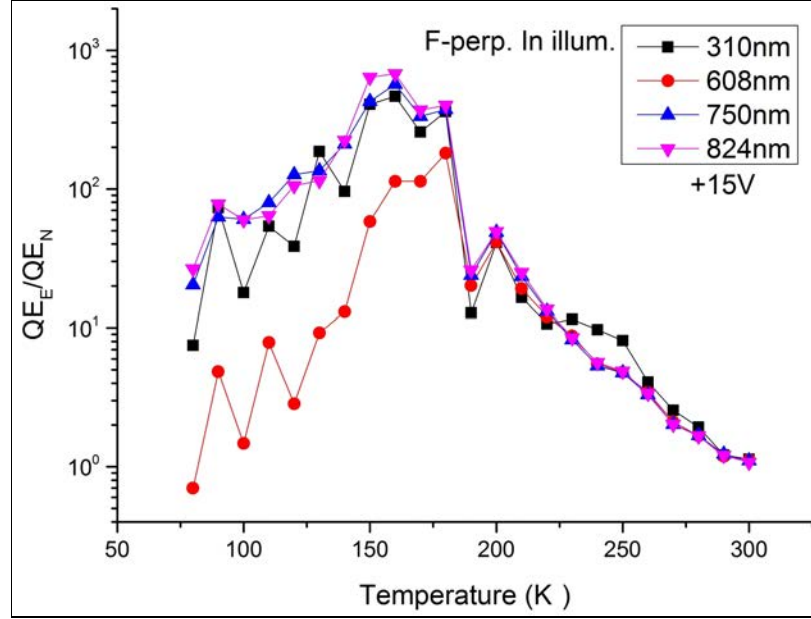


Şekil 4.70: Arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve +15V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi.

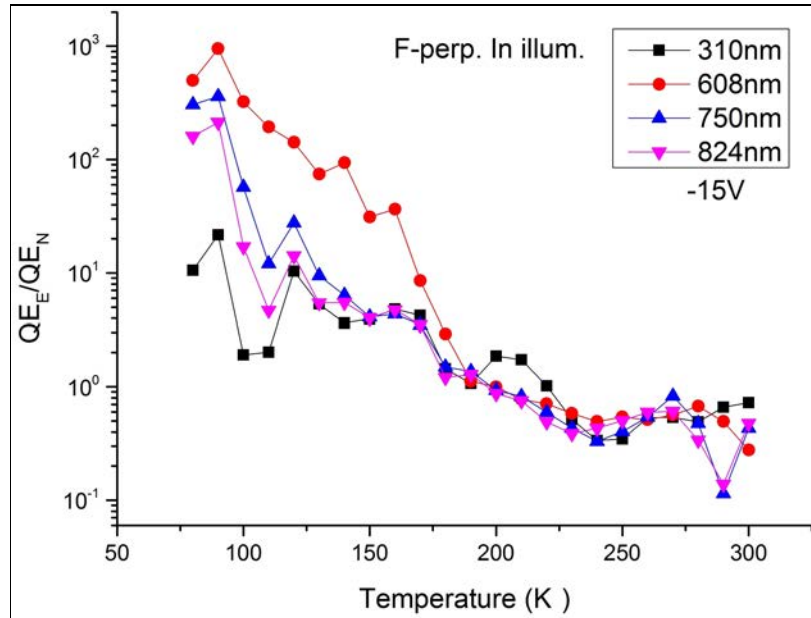


Şekil 4.71: Arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve -15V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi.

ğişimi gösterilmektedir. Etki en çok düşük sıcaklıklarda ve 608 nm ışık altında yapılan ölçümlerde gözlemlenmektedir. Artan sıcaklıkla etki ortadan kaybolmaktadır.

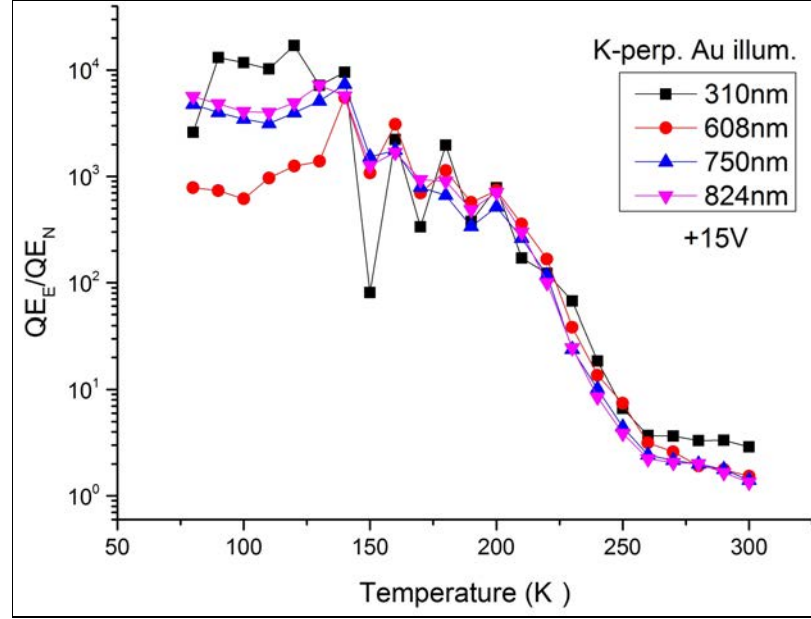


Şekil 4.72: İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve +15V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi.

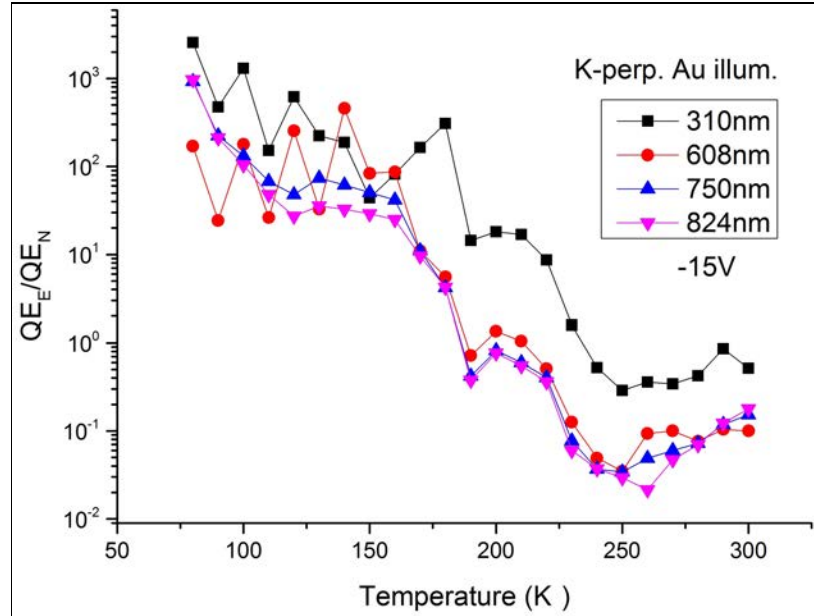


Şekil 4.73: İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve -15V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi.

Şekil 4.74 ve şekil 4.75'te altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve $\pm 15V$ altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi

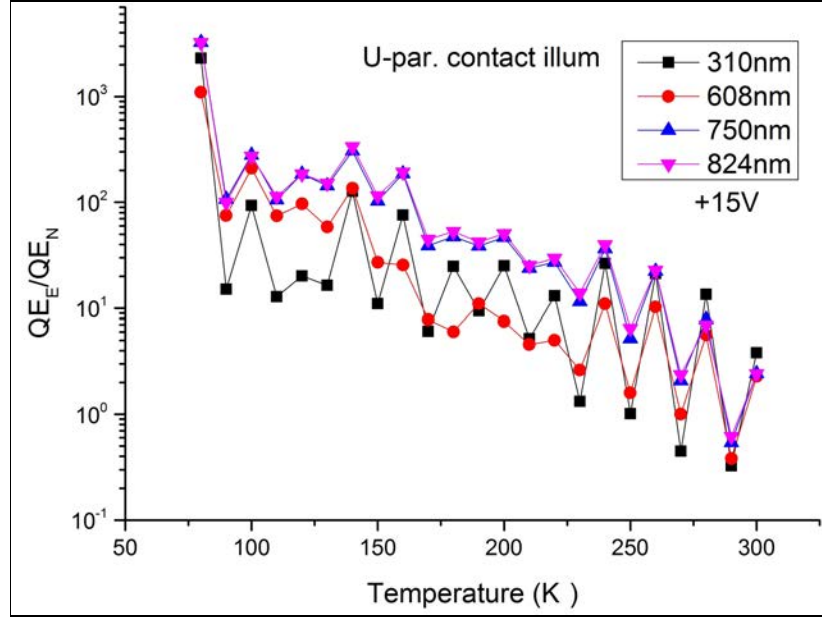


Şekil 4.74: Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve +15V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi.



Şekil 4.75: Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve -15V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi.

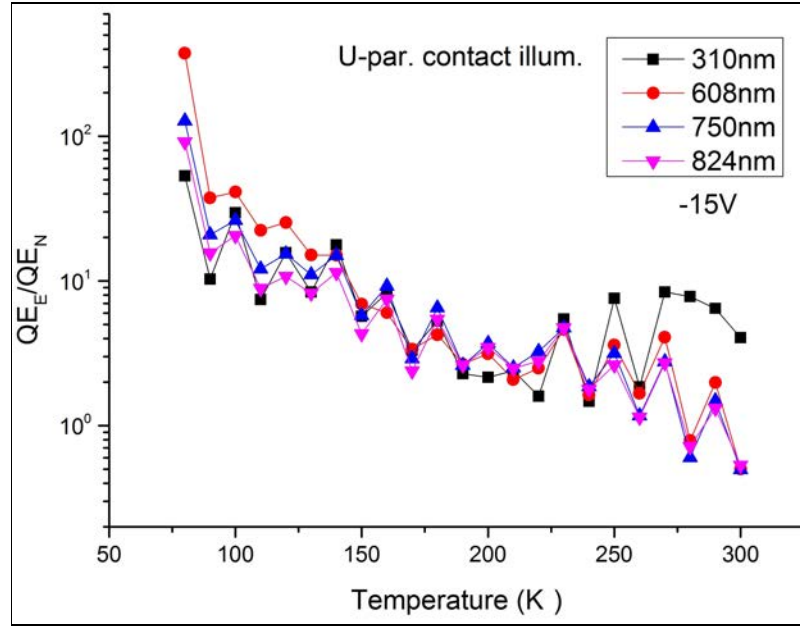
uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi gösterilmektedir. Etki en çok düşük sıcaklıklarda net bir şekilde gözlemlenmektedir. Oran, yer yer 10^4 kattan daha büyük olmaktadır. Artan sıcaklıkla etki zayıflayıp ortadan kaybolmaktadır.



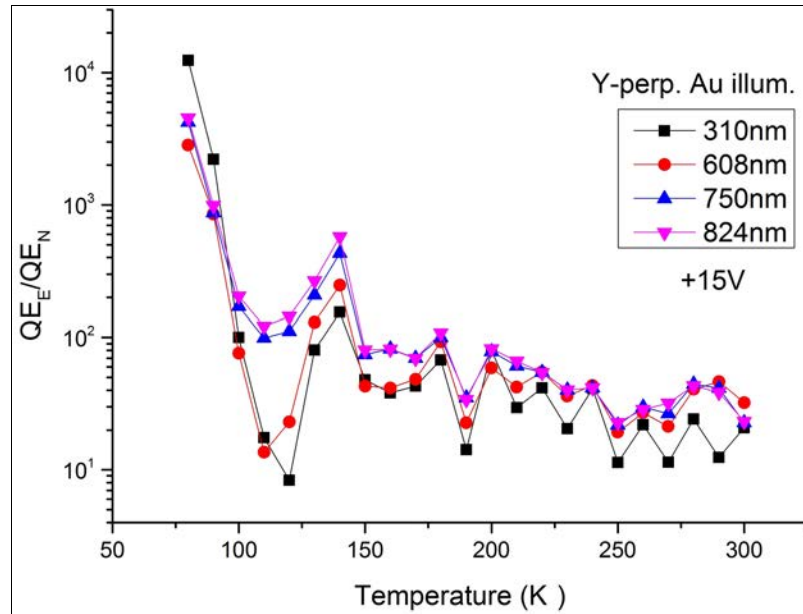
Şekil 4.76: Önden aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve +15V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi.

Şekil 4.76 ve şekil 4.77’de önden aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve $\pm 15V$ altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi gösterilmektedir. Özellikle düşük sıcaklıklarda fark büyük olup yer yer $\sim 10^3$ kattan fazladır. Etki artan sıcaklıkla kaybolmaktadır.

Şekil 4.78 ve şekil 4.79’da altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve $\pm 15V$ altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi gösterilmektedir. Düşük sıcaklıklarda iç elektrik alanının etkisi görülmektedir. Etki artan sıcaklıkla kaybolmaktadır.



Şekil 4.77: Önden aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve -15V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi.



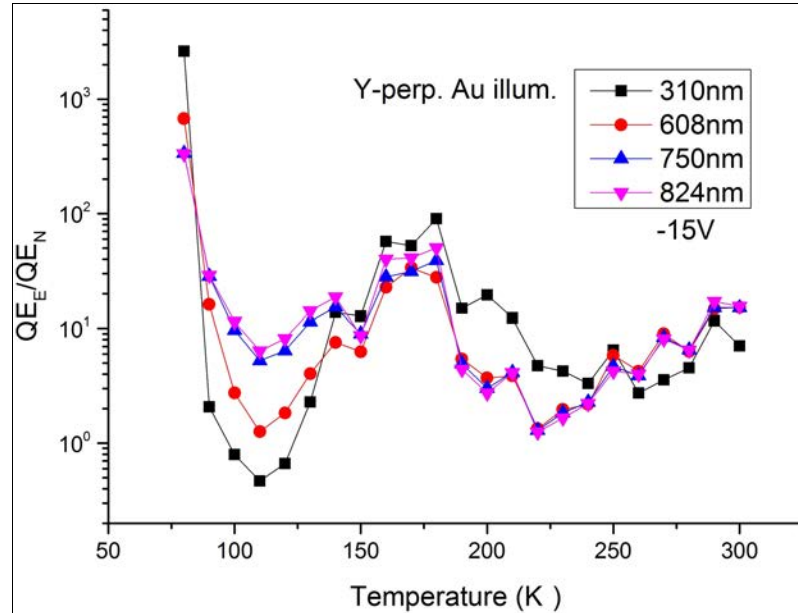
Şekil 4.78: Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve +15V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi.

4.3.3. İç Elektrik Alanının Fotovoltaja Etkisi

Bu bölümde +15V uygulanarak $\sim 150\text{V/cm}$ elektrik alanı altında soğutulan numunelerin fotovoltajlarının, elektrik alanı uygulanmaksızın soğutulan numunelerin ölçülen fotovoltajlarına oranlanmıştır. Oranın negatif olduğu, fotovoltajın işaret değiştiği durumlarda hesaplanan oranın mutlak değeri alınmıştır. Şekillerde, elektrik alanı altında soğutma sonrası ölçülen fotovoltajlar PV_E ile, normal soğutma sonrası ölçülen fotovoltajlar ise PV_N ile gösterilmişlerdir.

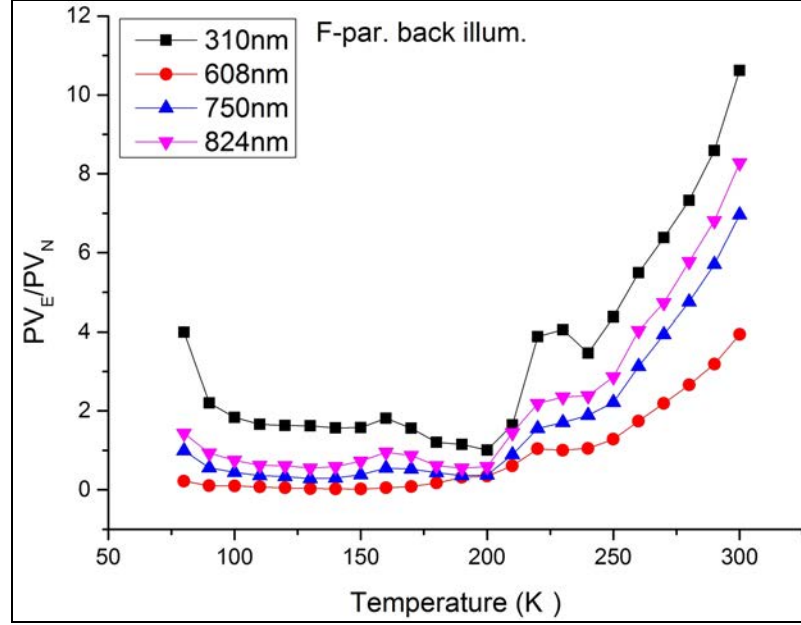
Şekil 4.80’de arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm ışık altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış fotovoltajının uygulanmamış fotovoltajına olan oranının sıcaklıkla değişimi gösterilmektedir. Özellikle 310 nm ışık altında ve yüksek sıcaklıklarda ~ 10 katlık bir artış vardır.

Şekil 4.81’de indiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış fotovoltajının uygulanmamış fotovoltajına olan oranının sıcaklıkla değişimi gösterilmektedir. Özellikle 310 nm ışık altında ve düşük sıcaklıklarda ~ 30 kattan daha fazla bir artış söz konusudur.

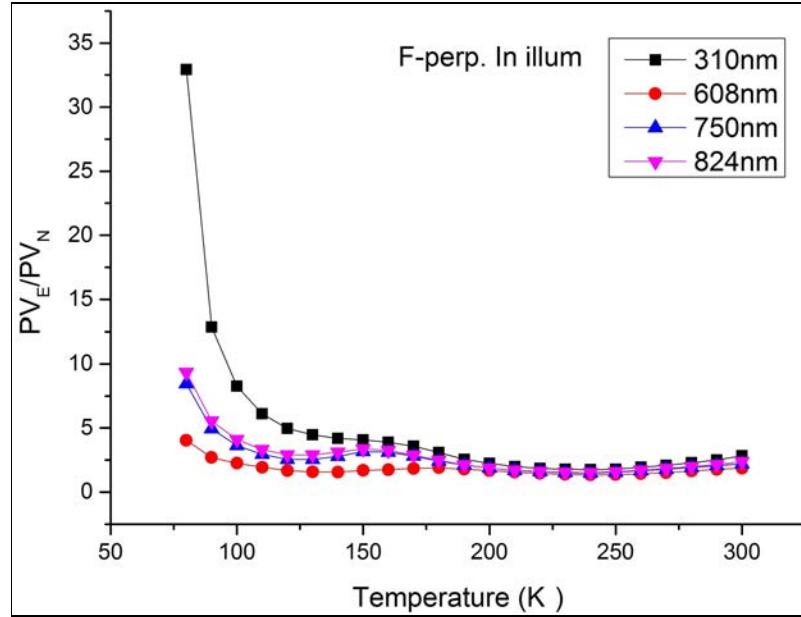


Şekil 4.79: Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık ve -15V altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış kuantum etkinliğinin uygulanmamış kuantum etkinliğine olan oranının sıcaklıkla değişimi.

Şekil 4.82’de altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış fotovoltajın uygulanmamış fotovoltajına olan oranının sıcaklıkla değişimi.

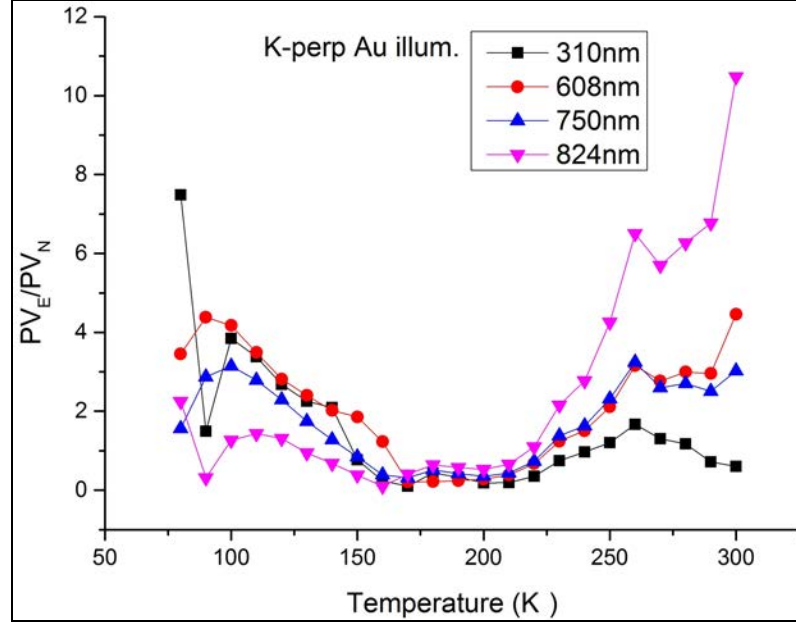


Şekil 4.80: Arkadan aydınlatılan F Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm ışık altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış fotovoltajının uygulanmamış fotovoltajına olan oranının sıcaklıkla değişimi.

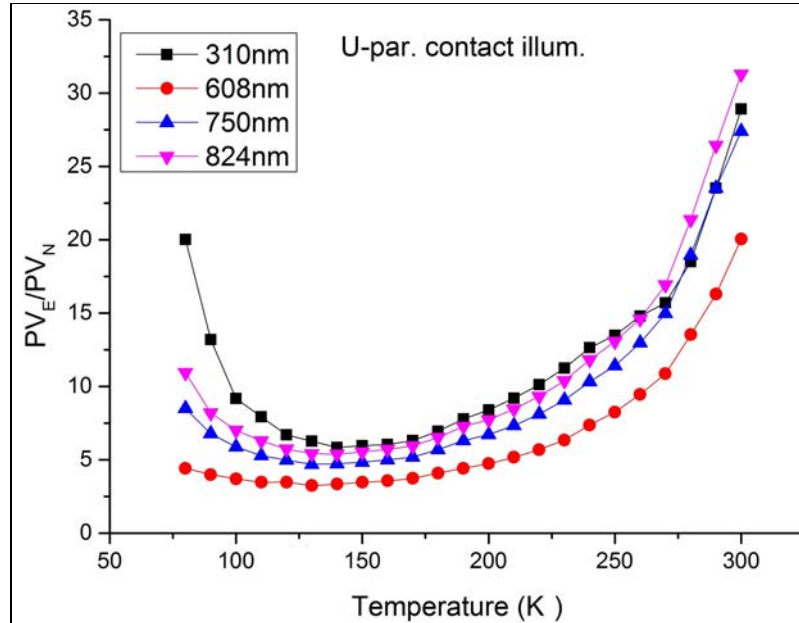


Şekil 4.81: İndiyum kontağı aydınlatılan F Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış fotovoltajının uygulanmamış fotovoltajına olan oranının sıcaklıkla değişimi.

jının uygulanmamış fotovoltajına olan oranının sıcaklıkla değişimi gösterilmektedir. Hem düşük sıcaklıklarda hemde yüksek sıcaklıklarda bir artış vardır.

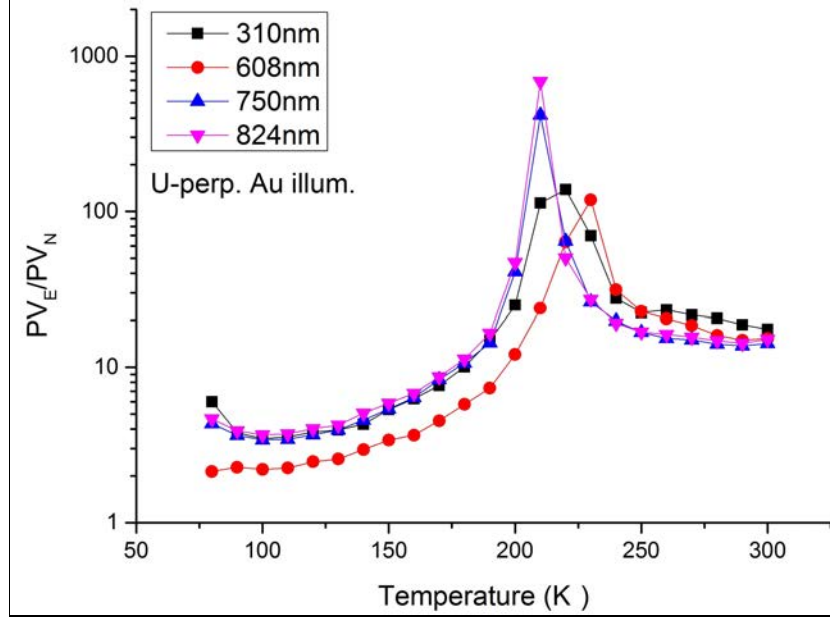


Şekil 4.82: Altın kontağı aydınlatılan K Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış fotovoltajının uygulanmamış fotovoltajına olan oranının sıcaklıkla değişimi.



Şekil 4.83: Önden aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm ışık altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış fotovoltajının uygulanmamış fotovoltajına olan oranının sıcaklıkla değişimi.

Şekil 4.83'te önden aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin 310–608–750–824 nm ışık altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış fotovoltajının uygulanmamış fotovoltajına olan oranının sıcaklıkla değişimi gösterilmektedir. Hem düşük sıcaklıklarda hemde yüksek sıcaklıklarda belirgin bir artış vardır.

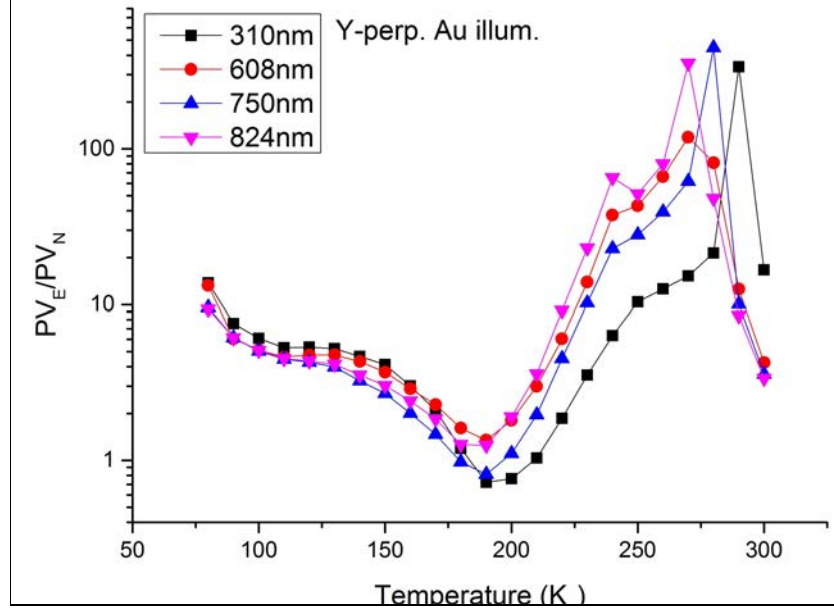


Şekil 4.84: Altın kontağı aydınlatılan U Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış fotovoltajının uygulanmamış fotovoltajına olan oranının sıcaklıkla değişimi.

Şekil 4.84'te altın kontağı aydınlatılan U Au–In dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış fotovoltajının uygulanmamış fotovoltajına olan oranının sıcaklıkla değişimi gösterilmektedir. Özellikle ~210K civarında büyük bir artış vardır. Bu nedenle dikey ekseninde logaritmik ölçek kullanılmıştır.

Şekil 4.85'te altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık altında ölçülmüş olan ve soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış, ölçümler öncesinde 80K'de elektrik alanı kaldırılmış ve daha sonra ölçülmüş fotovoltajının, soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmadan ölçülmüş fotovoltajına olan oranının sıcaklıkla değişimi gösterilmektedir.

Şekildende görülebileceği gibi özellikle yüksek sıcaklıklarda büyük bir artış vardır. Bu nedenle ölçümler yarı logaritmik bir grafikte gösterilmiş; dikey ekseninde loga-

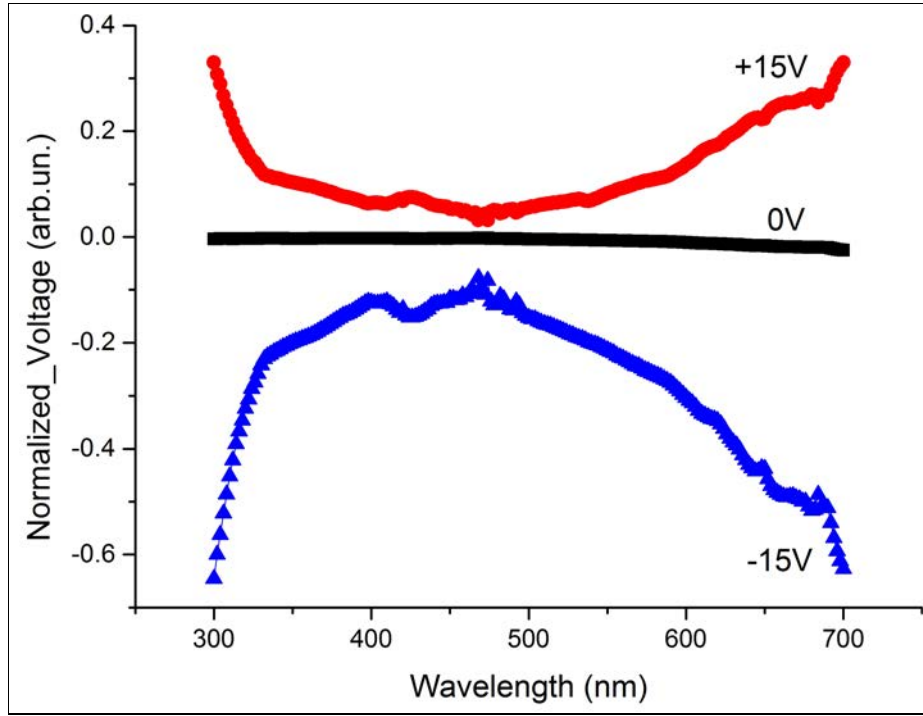


Şekil 4.85: Altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin 310–608–750–824 nm ışık altında ölçülmüş soğutma sırasında elektrik alanı uygulanmış fotovoltajının uygulanmamış fotovoltajına olan oranının sıcaklıkla değişimi.

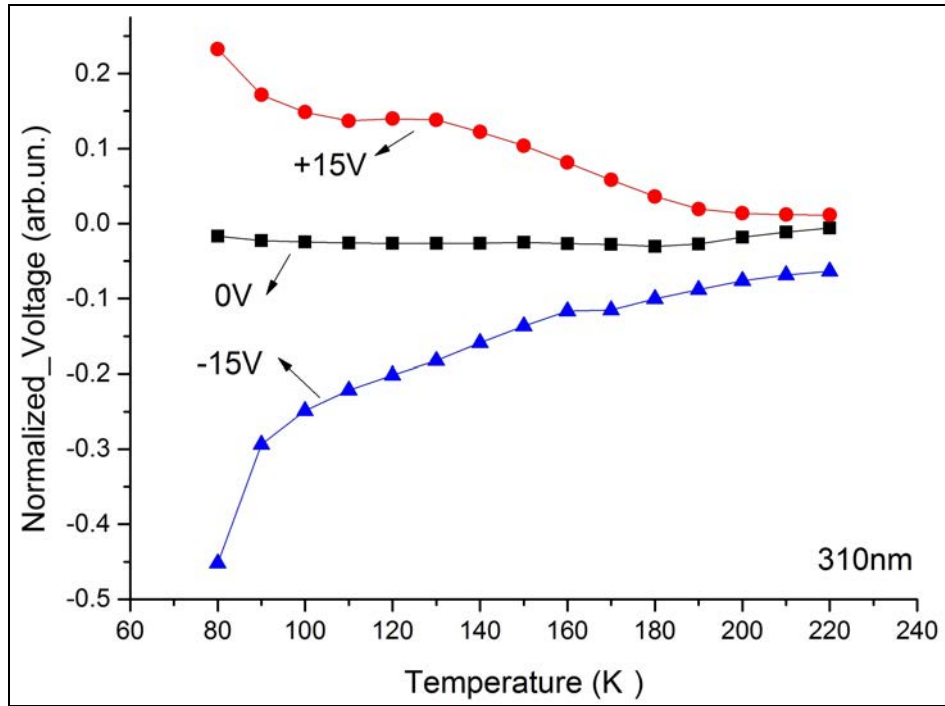
ritmik ölçek kullanılmıştır.

4.3.3.1. İç Elektrik Alanının Fotovoltajın İşaretine Etkisi

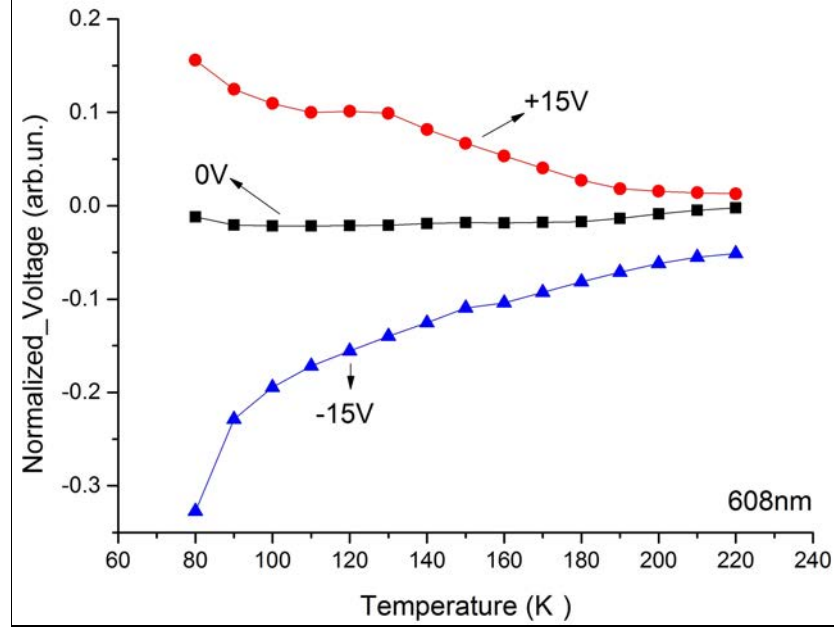
Şekil 4.86’da altın kontağı aydınlatılan Y Au–Cu dik numunesinin 80K’de, elektrik alanı uygulanmadan (0V ile gösterilmiştir) ve $\pm 15V$ uygulanarak elektrik alanı altında soğutulmuş durumlardaki 300–700 nm dalgaboyu aralığında normalize edilmiş fotovoltaj spektrumu gösterilmektedir. Şekildende görülebileceği gibi uygulanan elektrik alanının yönü, fotovoltajın işaretini belirlemektedir. Şekil 4.87 ve şekil 4.88’de aynı numunenin 0V ve $\pm 15V$ uygulanarak soğutulduktan sonra 310 nm ve 608 nm dalgaboylarında ölçülmüş fotovoltajının sıcaklığa olan bağımlılığı gösterilmektedir. Şekillerdende görülebileceği gibi soğutma sırasında uygulanan elektrik alanı fotovoltajın işaretini belirlemekte ve fotovoltajın işareti görece yüksek sıcaklıklara kadar korunmaktadır.



Şekil 4.86: 0V ve $\pm 15V$ voltaj uygulanarak oluşturulan elektrik alanı altında soğutulan Y Au-Cu dik numunesinin 80K'de ki ölçülmüş fotovoltajik spektrumları.



Şekil 4.87: 0V ve $\pm 15V$ voltaj uygulanarak oluşturulan elektrik alanı altında soğutulan Y Au-Cu dik numunesinin 310 nm'deki ölçülmüş fotovoltajının sıcaklıkla değişimi.



Şekil 4.88: 0V ve $\pm 15V$ uygulanarak soğutulan Y Au–Cu dik numunesinin 608 nm’deki fotovoltajının sıcaklıkla değişimi.

4.3.4. İç Elektrik Alanının Etkilerine Dair Sonuçlar ve Tartışma

Daha önceki kısımlarda verilen iç elektrik alanının TlGaSe₂ kristallerinin elektro-optik özellikleri üzerindeki etkisi oldukça şaşırtıcıdır. Gerek akım–voltaj, gereksede fotoiletkenlik ve fotovoltaja dair yapılan bir çok deneyin sonuçları, soğutma sırasında elektrik alanı uygulanıp uygulanmamasına göre büyük farklılıklar göstermektedir. Elektrik alanı altında soğutmanın TlGaSe₂ kristallerinin elektro–optik özellikleri üzerindeki etkisini özetlemek gerekirse:

- Elektrik alanı altında soğutma, iletkenliği önemli bir biçimde arttırmaktadır. Örneğin, elektrik alanı altında soğutulduktan sonra 80K’de yapılan ölçümlerde bütün TlGaSe₂ örneklerinde iletkenlik büyük ölçüde değişmiştir. Bir çok deneyde, elektrik alanı altında soğutulduktan sonra 80K’de ölçülen iletkenlik, hiç bir işlem yapılmadan 300K’de ölçülen iletkenlikten fazladır. İletkenlikteki bu artış, farklı TlGaSe₂ numuneleri için ve farklı geometrik yapılar için (yapılan ölçümün katlara paralel veya katlara dik olarak yapılmasına göre) farklıdır. Bir çok deneysel sonuçtan görülebileceği gibi katlara paralel olan geometride, katlara dik olan geometriye göre, elektrik alanı altında soğutmanın etkisi çok daha büyüktür. Ayrıca yapılan deneylerde, elektrik alanının iletkenlik üzerindeki etkisi, uygulanan elektrik alanının şid-

detine bağlıdır. Soğutma işlemi sırasında arttırılan elektrik alanı iletkenliği arttırmaktadır. Bu sonuçlara dayanarak, TlGaSe₂ kristallerinin akım iletme özelliklerinin soğutma işlemi sırasında uygulanan elektrik alanı ile büyük ölçüde değiştirilebildiği sonucuna varılabilir.

- Tüm TlGaSe₂ numuneleri üzerinde yapılan fotoiletkenlik ölçümleri, bu kristalin yük taşıma özelliklerinin, uygulanan elektrik alanı ile büyük ölçüde değiştiğini teyid etmektedir. Benzer etki, morötesi ışık altında yapılan deneylerde gözlemlenmiştir. Ayrıca bir çok deney sonucunda görülebileceği gibi elektrik alanı altında soğutma işleminin etkileri en çok düşük sıcaklıklarda gözlemlenebilmektedir.
- Elektrik alanı altında soğutma işleminin fotovoltaj üzerindeki etkisinde oldukça büyüktür. Bazı deneylerde fotovoltaj sinyalinin ~30 kata kadar arttığı gözlemlenmiştir.

Elektrik alanı altında soğutulduktan sonra ölçülmüş olan fotoiletkenlik spektrumlarının önemli özelliklerinden biri soğutma işlemi sırasında uygulanan elektrik alanının etkisi en çok $\lambda < 350$ nm'de, yani kısa dalgalarda gözlemlenmektedir. Bu nedenden ötürü, normal koşullarda kolayca ayırt edilebilen, 606 nm dolaylarında gözlemlenen eksitona ait pik, elektrik alanı altında yapılan soğutma işleminden sonra daha zor ayırt edilebilir hale gelmektedir. Bu sonuç, yüzeyin gözlemlenen etkiye katkısını ön plana çıkarmaktadır. Bu özellikten dolayı TlGaSe₂ kristallerinin yeni kuşak UV fotoalgılayıcılar için uygun bir aday malzeme olabileceğine inanıyoruz.

Yarıiletkenlerde elektriksel anahtarlama olayı ve bu olayın önemi uzun bir süredir bilinmektedir. Ayrıca, elektriksel anahtarlama özelliğini kullanan yarıiletken cihazlar yapılmaktadır. Bir önceki bölümlerde gösterildiği gibi elektrik alanı altında soğutma işleminin TlGaSe₂ kristallerinin elektriksel anahtarlama özellikleri üzerinde büyük bir etkisi vardır. Elektrik alanı altında soğutulan numunelerde anahtarlamanın başladığı eşik voltajı görece daha düşük olmaktadır. Ayrıca elektrik alanı altında soğutulan numunelerde, anahtarlamanın başladığı sıcaklık normal şekilde soğutulan numunelerden daha düşüktür.

Kısaca, elektrik alanı altında soğutmanın, TlGaSe₂ kristallerinin elektronik iletimleri üzerindeki etkisini özetlemek gerekirse:

- Elektrik alanı altında soğutma TlGaSe₂ kristallerinin hem karanlı hemde foto-

akımlarını önemli ölçüde etkilemektedir. Düşük sıcaklıklarda, $\sim 80\text{K}$ civarında, elektrik alanı altında soğutma sonrasında iletkenlik bazı ölçümlerde $\sim 10^4$ kat artmaktadır.

- İçeride oluşan elektrik alanı, muhtemelen yüzey iletkenliğini arttırdığı için, kristalin katlarına paralel olan düzlemdeki iletkenliği, kristalin katlarına dik olarak ölçülen iletkenliğe göre çok daha fazla arttırmaktadır.
- İç elektrik alanının olduğu durumda, TlGaSe_2 kristallerinde görülen S-tipi anahtarlama daha düşük sıcaklıklarda başlamakta ve anahtarlamanın eşik voltajı belirgin bir şekilde düşmektedir. Buna nazaran, hiç bir elektrik alanı uygulanmadan soğutulmuş numunelerde ise elektriksel anahtarlama çok daha yüksek sıcaklıklarda başlamakta ve anahtarlamanın eşik voltajı çok daha yüksek olmaktadır.

TlGaSe_2 kristallerinde, yukarıda bahsedilen elektrik alanı altında soğutmanın elektronik iletme olan etkisini açıklamak için akım–voltaj (I–V) karakteristiklerini, karanlıkta ölçülen akımları ve fotoakımları göz önüne almak gerekir. Bir önceki bölümlerde gösterilmiş olan bir çok ölçümün sonucundan kolayca görülebileceği gibi karanlıkta ölçülen akım ve fotoakım aynı karakterdedir. Düşük sıcaklık bölgesinde, $T < 170\text{K}$ 'nin altında, her ikisinin sıcaklığa olan bağımlılığı düşüktür. Sıcaklık arttıkça, her ikisinde üstel biçimde artmaya başlamaktadır. Karanlık akımındaki bu artış, daha önce literatürde kayda geçmiştir [Mustafaeva et al., 1998]. Bu kaynakta TlGaSe_2 kristallerinde düşük sıcaklıklarda baskın olan iletkenlik mekanizmasının atlama tipinde olduğu önerilmektedir. Fakat $T < 180\text{K}$ gibi geniş bir sıcaklık aralığında, atlama iletkenliğinin tam olarak hangi sıcaklıkta görüldüğü belirsizdir. Karanlıkta ölçülen akımın ve fotoakımın sıcaklığa olan bağımlılıklarının birbirlerine olan benzerliği düzensiz yarıiletkenlerin iletim mekanizmalarının tipik bir özelliğidir [Bube, 1992]. Bu durum, düzensiz yarıiletkenlerin karakteristik özelliklerinden olan belirli bir bant yapısı ve belirli bir kusur durumu için geçerlidir. Atlama mekanizmasının elektrik alanına olan bağımlılığı ve TlGaSe_2 kristallerinde gözlemlenen anahtarlama olayı düzensiz kristallere has özelliklerdir [Sergei, 2006], [Bogoslowsky and Tsendin, 2009]. Bu halde asıl cevaplanması gereken soru, soğutma esnasında uygulanan elektrik alanı kaldırıldıktan sonra etkisinin nasıl devam ettiği ve TlGaSe_2 kristallerinin ne derecede düzensiz kristal olarak kabul edilebileceği ile ilgilidir. İlk soruyu, yani elektrik alanı altında soğut-

tuktan sonra, uygulanan elektrik alanı kaldırılınca etkisinin sürmesini [Seyidov et al., 2006] yaptığı çalışma ile açıklamak mümkündür. Bu çalışmada TlGaSe₂ ferroelektrik yarıiletkenlerinde elektret polarizasyon incelenmiş ve 200K sıcaklığın altında elektret polarizasyondan kaynaklı olarak kararlı (stabil) iç elektrik alanlarının olduğu gösterilmiştir. Bu çalışmaya göre, ölçümlerden önce, soğutma esnasında uygulanan elektrik alanı elektret durumlarının oluşmasına neden olmaktadır. Bu donmuş elektrik alanı, sadece TlGaSe₂ kristallerinin elektriksel iletimini büyük ölçüde değiştirmekle kalmayıp bu kristallerin sıcaklıkla genleşme özelliklerindeki büyük ölçüde etkilemektedir [Seyidov et al., 2009a]. Şunu belirtmekte fayda var, yukarıda bahsi geçen donmuş elektrik alanının etkisi, soğutma esnasında uygulanan elektrik alanı 180K'nin altında uygulandığında daha etkin olmaktadır.

İkinci soruya cevap vermeden önce şunu hatırlatmakta fayda var: bilinen Bridgman yöntemi ile büyütülmüş TlGaSe₂ kristallerinin yapısal incelemeleri sonucunda, bu kristallerin oldukça belirgin, iyi görülen bir kristalik yapıya sahip oldukları bilinmektedir. Bu kristalik yapıyı bozan tek istisna katların yığılma (stacking) hatalarıdır. Yığılma hataları, tüm katmanlı kristallerde görülen tipik hatalardır. Bu hatalardan dolayı, TlGaSe₂ ve benzeri katmanlı kristallerde bazı zamanlarda kafes parametrelerini ölçmek oldukça zor, hatta imkansız olmuştur. Yukarıda bahsedilen, bu kristallere has yığılma kusurları, bu kristallerde gözlemlenen iletkenlikteki eşyönlülüğün (anisotropy) temel nedenidir.

Fakat son zamanlarda yapılan çalışmalarda, kristalin katmanlarına dik yönde olan düzensizliklerin, TlGaSe₂ kristallerinde gözlemlenen tek düzensizlik olmadığı belirtilmiştir. Örneğin, TlGaSe₂ kristallerinde optik soğurma kenarının sıcaklığa bağımlı davranışı ile ilgili yapılan bir çalışmada bu kristallerin sıradışı bir Urbach kuyruğuna sahip olduklarını ortaya koymuştur [Seyidov et al., 2012]. Bu çalışmaya göre, bu olağdışı Urbach davranışını TlGaSe₂ kristallerinde görülen düzensiz fazı (incommensurate phase) bir düzensiz durum olarak ele alarak ve bu kristalleri, düzensizlikleri kontrol edilebilen kristaller olarak ele alarak açıklamanın mümkün olduğunu ifade etmektedir. TlGaSe₂ kristallerinin metastabil düzensizlikleri, bu kristallerin yapısal olmayan deneyleri sonrası tahmin edilmiştir [Abdullaeva et al., 1983], [Seyidov et al., 2010]. Bu kristallerle ilgili yapılan çalışmalarda, kristaller camsı sıcaklık denilen 160–170K'nin altına kadar soğutulduğunda düzensiz faz oluşmaktadır [Seyidov et al., 2010].

[Abdullaeva et al., 1983]'ye göre, $TlGaSe_2$ kristalleri selenyum ve homojen olmayan düzensiz bölgeleri içermektedir. Bu durumda, içerilen bu düzensiz bölgelerin sınırında, akan akımdan kaynaklı olarak yükler birikebilir. Bu biriken yükler doğrusal olmayan akım-voltaj karakteristiğinin nedeni olabilirler. Öte yandan, üzerinde çalışılan numuneler oldukça yüksek bir elektriksel dirence sahiptirler. Bu yüksek dirençten yola çıkarak, bu kristallerin yüksek kompanzasyonlu yarıiletkenler olduğu ve amorf yarıiletkenler için bir model oldukları sonucuna varılabilir [Shklovskii et al., 1972].

Anahtarlanmanın mekanizması ise bilinen yarıiletkenler için bile tam olarak açıklanabilmiş değildir. Farklı yük iletim mekanizmalarına dair eldeki mevcut verilere ve analizlere bakarak belirli bir mekanizmadan bahsetmek oldukça güçtür. Bu çalışmada gözlemlenen $TlGaSe_2$ kristallerinin elektriksel anahtarlama olayını açıklamak için daha fazla çalışma yapılmasına gereksinim vardır. Bu tez çalışmasında, doğrusal olmayan elektrik olaylarına dair sadece deneysel gözlemler ele alınmış, teorik modellerin herhangi bir karşılaştırmasına girilmemiştir. Fakat sonuç olarak $TlGaSe_2$ ve aynı aileden olan $TlInS_2$, $TlGaTe_2$, $TlInSe_2$ v.b. kristalleri düzensiz yarıiletkenler olarak ele almak mümkündür.

4.4. $TlGaSe_2$ Kristallerde İç Elektrik Alanının Morötesi Işık Algılayıcı Uygulamalarında Kullanılması

Daha önceki bölümlerde detayları ile anlatıldığı gibi elektrik alanı altında soğutma sonrasında $TlGaSe_2$ kristallerinin dc elektrik iletkenlikleri, fotoiletkenlikleri ve fotovoltaj etkilerinde anormal artışlara olmaktadır. Elektrik alanının, $TlGaSe_2$ katmanlı kristallerinin yukarıda bahsedilen fiziksel özelliklerine etkisini araştırmak için elektrik alanı, kristaller oda sıcaklığından başlayarak yaklaşık olarak sıvı azot sıcaklığına ($\sim 80K$) soğutulana kadar uygulanmış, daha sonra elektrik alanı kaldırılmış ve ölçümler yapılmıştır. Bu işlemden sonra kristalin içerisinde bir iç elektrik alanı oluştuğu ve bu elektrik alanının $TlGaSe_2$ kristallerinin yük iletim özelliklerine çok büyük bir etkisi olduğu gözlemlenmiştir. Bahsedilen etki, özellikle düşük sıcaklıklarda açıkça görülmekte ve hem karanlıkta ölçülen akımda hemde fotoakımda büyük artışlara neden olmaktadır. Etkinin açıkça görüldüğü bu düşük sıcaklıklarda, daha önce bahsedildiği gibi baskın olan akım iletim mekanizması atlama karakterindedir. Bu tez çalışma-

sında ortaya konulan sonuçlar, düzensiz yarıiletkenlerin akım iletim mekanizmalarını açıklamak için kullanılan modellerle açıklanmaya çalışılacaktır. Ortaya çıkan sonuçlar, TlGaSe₂ katmanlı kristallerinin, düzensiz yarıiletkenlere has tipik fiziksel davranışları sergilediğini ortaya koymaktadır.

Bu tez çalışmasının diğer bir önemli bulgusu ise, soğutma işlemi sırasında uygulanan elektrik alanının doğrultucu tipte bir akım-voltaj (I-V) karakterine neden olmasıdır. Bu sonuç, fotovoltajdaki artışla beraber ele alındığında, metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) yapısındaki TlGaSe₂ kristallerinin içerisinde oluşan elektrik alanının yığan (accumulating) veya fakirleştiren (depleting) türden bir elektrik alanı oluşmasına neden olduğu sonucuna varılabilir. Metal-yalıtkan-yarıiletken modelinde bahsedilen ince yalıtkan tabaka, kristal ile metal kontak arasında, termal buharlaştırma öncesinde oluşan tabakadır. Yukarıda bahsedilen etkilere ek olarak, elektrik alanı altında soğutma sonrasında TlGaSe₂ kristallerinin morötesi ışığa olan duyarlılığının çok büyük bir ölçüde arttığı gözlemlenmiştir. Bu artış, yukarıda bahsedilen metal-yalıtkan-yarıiletken modelini desteklemektedir. Bu sonuçlardan yola çıkarak TlGaSe₂ kristallerinin yeni nesil morötesi ışık algılayıcıları için iyi bir aday malzeme olabileceği sonucuna varmak mümkündür.

Askeri ve ticari uygulamalarından dolayı, son yıllarda özellikle ışık spektrumunun morötesi bölgesine duyarlı fotoalgılayıcılara büyük bir ilgi vardır. Morötesi fotoalgılayıcılar astronomi, kirlilik kontrolü, su ve medikal cihazların sterilizasyonu, uzay haberleşmesi, füze uyarı sistemleri ve alev algılama gibi oldukça geniş bir alana yayılmış uygulamalarda kullanılmaktadırlar. Günümüzde morötesi fotoalgılayıcı üretiminde, inorganik yarıiletken malzemeler kullanılarak p-n eklem, Schottky engel fotodiyotlar ve fotoiletken temelli fotoalgılayıcılar kullanılmaktadır [Liu et al., 2010], [Monroy et al., 2003], [Goldberg, 1999], [Razeghi and Rogalski, 1996]. Fotoiletken algılayıcılar, üretimleri kolay olmasına karşın, dışarıdan uygulanan bir kutuplama voltajına ihtiyaç duyarlar. Bu nedenle diğer teknolojilere kıyasla daha fazla gürültü oluşmasına neden olurlar. Bu tip algılayıcılarda elektriksel direnç, algılayıcının üzerine düşen ışık akısı ile ters orantılıdır. Daha önce bahsedildiği gibi fotoiletkenlerde genelde omik kontaklar kullanıldığından fabrikasyonları diğer teknolojilere kıyasla daha kolaydır. p-n-eklem ve Schottky engelli fotoalgılayıcılar, uzay-yük bölgesinde oluşan elektron-boşluk çiftlerinin ayrıştırılması ilkesine dayanır. Ayrıştırmayı içeride, fakir-

leşmiş bölgede oluşan iç elektrik alanı yapar. Bilindiği gibi soğurma katsayısı, belirli bir dalgaboyundaki ışığın soğrulmadan önce bir malzeme içerisinde ne kadar derine gidebileceğini belirler. Düşük soğurma katsayısına sahip bir malzemede ışık daha az soğrulur ve eğer malzeme yeterince ince ise ışığa saydam davranacaktır. Soğurma katsayısı hem malzemeye hemde malzemeye gelen ışığın dalgaboyuna bağlıdır. Bir çok yarıiletken için morötesi bölgedeki soğurma katsayısı genelde çok yüksektir ($10^5 - 10^6 \text{ cm}^{-1}$ civarında). Dolayısıyla morötesi bölgede çalışacak fotoalgılayıcı tasarımında yüzey yeniden birleşmesi çok önemli olmaktadır. Kuantum etkinliğin yüksek tutulabilmesi için p–n-eklemin çok sığ üretilmesi gerekir. Dolayısıyla bu sorunlar, p–n-eklem tabanlı fotoalgılayıcılarda başa çıkılması gereken en önemli sorunlardandır. Fotoiletkenlere kıyasla p–n-eklem fotoalgılayıcıların spektrumu, morötesi bölgede başlayıp, görünür bölge ve yakın kızılötesi (NIR) bölgeyi kapsayan geniş bir aralıktadır. Morötesi p–n-eklem fotodiyotlar genelde silikondan üretilmektedir. Silikon teknolojisi oldukça olgunlaşmış bir teknoloji olduğundan tercih edilmektedir. Fakat silikon morötesi fotoalgılayıcılarının bazı dezavantajları vardır. Silikon fotoalgılayıcılar kızılötesi ışığada duyarlıdırlar. Bu nedenle morötesi silikon fotoalgılayıcıları filtreye ihtiyaç duyarlar. Morötesi silikon fotoalgılayıcıların bir diğer önemli dezavantajı, morötesi ışımanın bu cihazlar üzerindeki yaşlandırma etkisidir. Yapılan araştırmalar, morötesi uygulamalar için geliştirilmiş silikon fotoalgılayıcıların performans parametrelerinde zamanla bozulmalar olduğunu göstermiştir. Morötesi fotoalgılayıcı yapımı için en umut verici malzemeler geniş bant aralığına sahip yarıiletkenlerdir. Uzun bir zaman boyunca bir çok farklı geniş bant yarıiletken morötesi fotoalgılayıcı yapımında kullanılmıştır. Bunlardan bazıları GaN, ZnO, Si₃N₄, β -SiC ve elmas olup uzun bir süredir yaygın bir şekilde morötesi fotoalgılayıcı uygulamalarında kullanılmaktadırlar.

Bilindiği gibi Schottky diyotlarında metal–yarıiletken eklem (MS) bu diyotlara bir iç potansiyel engeli kazandırır. Bu potansiyel engeli aynı zamanda p–n eklemlerinde önemli bir özelliğidir. İki yapıdadı bir potansiyel engeli olmasına rağmen p–n eklem ve Schottky eklemlerin enerji diyagramları oldukça farklıdır. Schottky engellerde uzay–yük bölgesi yarıiletkenin yüzeyine oldukça yakın olup potansiyel engelinin yüksekliği yarıiletkenin bant aralığı enerjisinden düşüktür. Schottky diyotların bir önemli özelliği, bu cihazların çoğunluk yük taşıyıcısı cihazlar olmasıdır. Yani Schottky diyotlarda akım iletim mekanizması yeniden birleşme–üretim işleminin bir sonucu de-

ğildir. Dolayısıyla, bir çoğunluk yük taşıyıcısı cihazı olması ve yüzeye yakın bir uzay–yük bölgesine sahip olması Schottky diyotları kısa dalga boylarına duyarlı yapmakta ve cevap veya tepki sürelerini düşürmektedir. Tepki sürelerinin düşük olması bu cihazları sinyal iletiminde daha geniş bantlı cihazlar haline getirmektedir ve dolayısıyla hız gerektiren haberleşme uygulamalarında avantajlı bir konuma sahip olmalarını sağlamaktadır. Bunlardan başka p–n eklemle kıyaslandığında üretilmeleri görece kolaydır. Sonuç olarak morötesi fotoalgılayıcı uygulamaları için geniş bant aralığına sahip yarıiletkenlerden üretilmiş Schottky diyotlar hayli ilgi çekicidir.

Bazı fiziksel ve teknolojik zorluklar yüzünden morötesi ışığa duyarlı fotoalgılayıcı için yeni malzemeleri araştırmak güçtür. Bu zorluklardan en önemlisi, tüm yarıiletkenlerde ortak bir sorun olan yüzey yeniden birleşmesidir. Yüzey yeniden birleşmesi fotoalgılayıcıların foton yakalama etkinliğini, dolayısıyla üretilen fotoalgılayıcının kuantum etkinliğini düşürmektedir. Bu nedenden ötürü yüzey kalitesi, morötesi fotoalgılayıcılar için malzeme seçiminde oldukça kritik bir öneme sahip olmaktadır. Bu tez çalışmasının birincil hedeflerinden birisi, bahsedilen bu yüzey kalitesi sorununun üstesinden katmanlı yapıya sahip kristallerin tercih edilmesi ile gelinebileceğini göstermektir.

Katmanlı yarıiletkenler, birbiri üzerine zayıf Van–der–Wals bağlarıyla bağlı, yığın halinde üst üste duran kristal katmanlar ile ayırt edilmektedirler. Bunun bir sonucu olarak bu kristallerin yüzeyinde serbest bağlar (dangling bond) bulunmaz. Bu yüzden bu kristaller kimyasal tepkimeye girmekte isteksizdirler. Bundan başka, büyütülmüş olan kristallerden, bilindik teknolojik yöntemlerle kolayca klevajlanabilirler. Güncel olarak üzerinde çalışılan katmanlı yarıiletkenler, oda sıcaklığında bant aralığı ~ 2.0 eV'un üzerinde olan direkt yarıiletkenlerdir. Fakat, maalesef katmanlı kristallerin büyük bir kısmında iletkenlik p-tipindedir. Bunun bir sonucu olarak p–n eklem yapmaya çok uygun olmayıp, bu konu ile ilgili literatürde yeterince bilgede bulunmamaktadır.

Daha önce yapılan çalışmalarda GaSe, GaS, InSe v.b. kristallerin 6 eV'a kadar olan kısa dalgaboylarına duyarlı oldukları gösterilmiştir [Aleksperov, 1999], [Aleksperov et al., 1998], [Aleksperov et al., 1991]. Ayrıca, aynı çalışmalarda, bu kristallerin duyarlılığını ısı bir işleme tabi tutarak arttırmanın mümkün olduğu da gösterilmiştir.

Bu tez çalışmasında konu edinilen TIGaSe₂ ailesi (TlInS₂, TlGaS₂ v.b.) katmanlı

kristallerin morötesi fotoalgılayıcılar için aday malzeme olabileceğine dair fazlaca çalışma yoktur. Mevcut verilere göre bu aileye ait yarıiletkenler $\sim 2.3 - 2.5$ eV arasında değişen geniş bant aralığına sahiptirler ve morötesi ışımaya oldukça duyarlıdırlar. Bilindiğimiz kadarıyla bu katmanlı kristallerin metal–yarıiletken kontak özelliklerine dair oldukça az çalışma vardır.

Yukarıda yapılmış olan analizden çıkarılabilecek sonuç, katmanlı yapıya sahip yarıiletkenlerden yapılabilecek morötesi ışımaya duyarlı fotoalgılayıcılar için en uygun mimari ya fotoiletkenlerdir yada metal–yarıiletken eklemlerdir. Buna rağmen, bu kristallerle metaller arasında yapılan metal–yarıiletken eklemlere dair daha fazla çalışma yapılması gerekmektedir. Yukarıda çerçevesi çizilen sorunlar bu tez çalışmasında olabildiğince konu edilmiştir. Bu tez çalışmasında, yapılmış olan metalik kontakta bağımsız olarak, kristal içerisinde oluşan iç elektrik alanının, bu kristallerin morötesi ışımaya olan duyarlılığını büyük ölçüde etkilediği gösterilmiştir. Bundan başka, yine bu iç elektrik alanının bir sonucu olarak bu kristallerin akım–voltaj (I–V) karakteristiklerinin doğrultucu tipine dönüştüğü gösterilmiştir. Bir başka önemli bulguda iç elektrik alanının, özellikle morötesi bölgede fotovoltajı oldukça fazla arttırdığıdır. Tüm bu bulgular, iç elektrik alanının oluşturulmasının, TlGaSe₂ katmanlı kristallerinden yapılabilecek yeni nesil morötesi fotoalgılayıcılar için performans artırıcı yeni bir yöntem ortaya koymaktadır.

Yukarıda bahsedilen mekanizma, bu çalışmada metal–yalıtkan–yarıiletken (MIS) modeli baz alınarak tartışılmaktadır. Bu yapılar, bilindiği gibi fotoalgılayıcı uygulamalarından başka, herhangi bir p–n eklem oluşturmaya gerek duymadan fotovoltajik hücre uygulamalarında potansiyel kullanım alanlarına sahiptirler [Mustafaeva et al., 1998].

Bir önceki bölümde açıklanan deneysel veriler göz önüne alındığında şöyle bir çıkarsama yapılabilir: iç elektrik alanı hem fotoiletkenlik hemde fotovoltajik cevabında büyük bir artışa neden olmaktadır. İç elektrik alanının oluşumundan sonra fotoiletkenlik 10^3 ve fotovoltaj yaklaşık olarak 30 kat artmaktadır. Ayrıca soğutma işlemi sırasında uygulanan elektrik alanının etkisi en çok $\lambda < 350$ nm’de, yani kısa dalgalı boylarında görülmektedir. Bu nedenden ötürü, normal koşullarda kolayca ayırt edilebilen, 606 nm dolaylarında gözlemlenen eksitona ait pik, elektrik alanı altında yapılan soğutma işleminden sonra daha zor ayırt edilebilir hale gelmektedir. Bu sonuç, soğutma sırasında uygulanan elektrik alanının, TlGaSe₂ kristallerinin yakın yüzey ile

ilişkili özellikleri üzerinde büyük bir etkisi olduğunu göstermektedir. İç elektrik alanının başka önemli bir sonucu I–V karakteristiğini değiştirmesidir. Elektrik alanı altında soğutma işlemi sonrasında oluşan iç elektrik alanı, özellikle düşük sıcaklıklarda simetrik bir akım–voltaj karakteristiğine sahip kontağı doğrultan tipte kontağa çevirmektedir. Ayrıca kontağın doğrultma yönü, soğutma sırasında uygulanan iç elektrik alanı ile belirlenmektedir.

Fotovoltaik cevap göz önüne alındığında, fotovoltajin işaretinin iç elektrik alanı tarafından belirlendiği söylenebilir. Örneğin, Y TlGaSe₂ numunesine ait olan fotovoltaj, elektrik alanı altında soğutma işlemi sonrasında yön değiştirmekte, altın (Au) kontak daha pozitif olmaktadır (bkz. Bölüm ??). Buradan, iç elektrik alanının boşlukları altın kontağa doğru ittiği sonucu çıkarılabilir. Bu yön ise dışarıdan uygulanan elektrik alanının yönüne göre terstir.

I–V karakteristiğindeki ve fotovoltaik sinyaldeki dönüşüm göz önüne alındığında, bu ikisi arasında bir korelasyon olduğunu söylemek yanıltıcı olmaz. İçeride oluşan elektrik alanı doğrultucu tipte bir I–V karakteristiğinin oluşmasına neden olmaktadır. Bununla beraber fotovoltajin işareti içeride oluşan elektrik alanı tarafından belirlenmektedir.

Daha önce bahsedildiği gibi, düşük sıcaklıklarda TlGaSe₂ kristallerinde baskın olan iletim mekanizması atlama tipinde olduğundan karanlıkta ölçülen akım ile ışık altında ölçülen akımın sıcaklığa olan bağımlılığı benzer olup sıcaklıkla çok fazla değişmemektedir. Bu ise düzensiz yarıiletkenlerin akım iletim mekanizmalarının tipik bir özelliğidir [Bube, 1992]. Bir önceki bölümde verilen deneysel sonuçlardada açıkça görüldüğü gibi, TlGaSe₂ kristallerinde gözlemlenen, hem karanlıkta ölçülen akımı hemde fotoakımı büyük ölçüde dönüştüren atlama mekanizmasının elektrik alanına olan bağımlılığı düzensiz kristallere has özelliklerdir [Sergei, 2006].

Bu halde akla hemen soğutma esnasında uygulanan elektrik alanı kaldırıldıktan sonra etkisinin nasıl devam ettiği sorusu gelmektedir. Elektrik alanı altında soğuttuktan sonra, uygulanan elektrik alanı kaldırılınca etkisinin sürmesini [Seyidov et al., 2006] yaptığı çalışma ile açıklamak mümkündür. Bu çalışmada TlGaSe₂ ferroelektrik yarıiletkenlerinde elektret polarizasyon incelenmiş ve 200K sıcaklığın altında elektret polarizasyondan kaynaklı olarak kararlı (stabil) iç elektrik alanlarının olduğu gösterilmiştir. Bu çalışmaya göre, ölçümlerden önce, soğutma esnasında uygulanan elektik

alanı elektret durumların oluşmasına neden olmaktadır. İçeride oluşan elektrik alanı, sadece TlGaSe₂ kristallerinin elektriksel iletimini büyük ölçüde değiştirmekle kalmayıp bu kristallerin sıcaklıkla genleşme özelliklerindeki büyük ölçüde etkilemektedir [Seyidov et al., 2009a]. Elektrik alanı altında, elektretlerde iki tip yükün biriktiği oldukça iyi bilinmektedir. Bunlardan bir tip (homo charge) yüzeye yakın birikmekte ve uygulanan elektrik alanı ile aynı yönde bir elektrik alanının oluşmasına neden olmaktadır. Diğer tip (hetero charge) ise TlGaSe₂ kristalinin içerisine yerleşmekte ve uygulanan elektrik alanı ile ters yönde bir elektrik alanı oluşmasına neden olmaktadır. Bu halde yukarıdaki deneysel sonuçlar göz önüne alındığında TlGaSe₂ kristallerinde içeride oluşan elektrik alanının kaynağı, TlGaSe₂ kristallerinin içerisine yerleşen elektretlerden (hetero charges) kaynaklanmaktadır.

Bu aşamadan sonra, TlGaSe₂ kristallerini bir ölçüye kadar amorf yarıiletkenler olarak ele alarak, bu kristallerin iç elektrik alanına olan yüksek hassasiyetlerini açıklayabiliriz. Burada hesaba katılması gereken en önemli olgu, bu kristallerde 180K'nin altında baskın olan iletkenlik mekanizmasının atlama karakterinde olmasıdır.

Amorf yarıiletkenlerde, yeterince yüksek sıcaklıklarda, karanlıkta ölçülen iletkenlik, kristal yapıya sahip yarıiletkenlerde olduğu gibi aktive edilmiş karakterdedir. Yük taşıyıcıları Fermi enerji seviyesinden mobilitenin kenarının üzerinde yerel olmayan (delocalized) durumlara uyarılırlar. Burada sözde serbest parçacık (quasi-free particle) gibi davranırlar. Amorf yarıiletkenlerde yüksek elektrik alanı altında iletim olayı on yıllar boyunca yoğun bir biçimde deneysel ve teorik çalışmalara konu olmuştur. Bu çalışmalarda en temel deneysel bulgular, elektrik alanı altında iletkenlikte ve yük taşıyıcısı sürüklenme mobilitelerinde görülen yüksek doğrusal olmayıştır (nonlinearity). Elektrik alanının etkisi özellikle, baskın yük iletim mekanizmasının yerel bant kuyruk (localized band tail) durumları aracılığıyla gerçekleştiği elektron atlama olduğu düşük sıcaklıklarda görülmektedir. Burada ana mekanizma Poole-Frenkel etkisidir. Bu etki, bilindiği gibi elektriksel olarak yalıtkan malzemelerde elektrik iletiminin nasıl olduğunu açıklar. Elektronlar, yalıtkanlarda, görece yavaş bir şekilde şu şekilde hareket ederler: Elektronlar çoğunlukla yerel durumlarda tuzaklanmış olup serbest değildir. Bazen, rastgele olan ısıl dalgalanmalar nedeniyle iletkenlik bandına geçecek kadar enerji kazanırlar. Böyle durumlarda tuzaktan kurtulup serbest elektron gibi davranabilirler. İletkenlik bandına geçtikten sonra, elektronlar, başka bir yerel duruma tuzak-

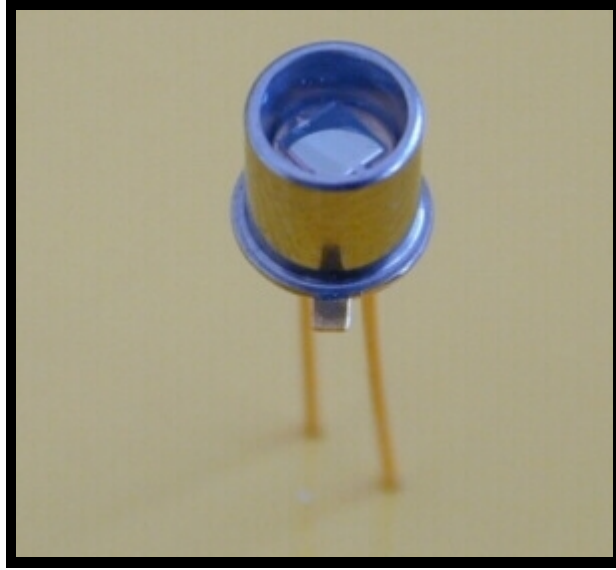
lanmadan önce, kristal boyunca kısa bir süre hareket edebilecek zamana kavuşurlar. Poole–Frenkel etkisi, elektronların, rastgele ısıl dalgalanmalara ihtiyaç duymadan iletkenlik bandına geçebilmeleri için ne kadarlık bir elektrik alanı gerektirdiğini belirler. Bu etki taşıyıcı yoğunluğunda bir artışa ve bant kenarı kuyruklarındaki yerel durumlar boyunca atlayarak hareket eden taşıyıcıların mobilitelerinin elektrik alanına bağlı olmasına neden olmaktadır. Böyle bir durumda, güçlü elektrik alanının oynadığı rolün sıcaklığınkine benzer olduğu fark edilmiştir [Shklovskii, 1973]. Elektrik alanının varlığında elektronlar mobilitenin kenarına nazaran enerjilerini arttırmakta ve bu da düşük sıcaklıklarda yük taşıma için uygun olan durumların sayısını artırmaktadır. Bu prosesler sıcaklıkla uyarılmaya benzemektedirler. Sonuç olarak şunu söylemek mümkündür: Yüksek elektrik alanı demek yüksek etkin sıcaklık ve bu da yüksek iletkenlik demektir. Aynı nedenden ötürü elektrik alanı altında ölçülen iletkenliğin sıcaklığa olan bağımlılığı azalmaktadır. Deneysel sonuçlardan görüleceği gibi yukarıda bahsedilen amorf yarıiletkenlere has iletkenliğe dair özellikler aynı zamanda TlGaSe₂ kristallerinde gözlemlenen özelliklerdirler. TlGaSe₂ kristallerinin içerisinde oluşan elektrik alanı atlama iletkenliği için yüksek bir elektrik alanı gibi davranmaktadır. Daha öncede bahsedildiği gibi, hetero yüklerin (hetero charges) oluşması nedeniyle elektrik alanı yarıiletkenin tüm hacmine yayılmaktadır. Bu elektrik alanında karanlıkta ölçülen akımı ve fotoakımı büyük ölçüde etkilemektedir.

İç elektrik alanının doğrultucu tipte I–V karaktere yol açması ve fotovoltajda büyük artışa neden olması oldukça ilginç bir deneysel bulgu olup, özel bir açıklama gerektirmektedir. Daha önce bahsedildiği gibi doğrultmanın yönü ile fotovoltajik cevap arasında yakın bir ilişki vardır. Dolayısıyla iç elektrik alanının fotovoltajik cevap üzerindeki büyük etkisini açıklamak için, iç elektrik alanının oluşmasından sonra görülen doğrultucu tipteki I–V karaktere başvurmak akla uygun gelmektedir. Bu halde, iç elektrik alanının bir sonucu olarak oluşan doğrultucu engelin yapısı önemli bir hale gelmektedir. Bir açıklama için, elektrik alanının etkisi bir metal–yalıtkan–yarıiletken (MIS) diyodunda olduğu gibi göz önüne alınabilir [Grekhov et al., 1999]. Örneğin, pozitif voltajın Au kontağa uygulandığı durumda Au kontak fakirleştiren bir kontak gibi davranacak, öte yandan diğer kontak yığın kontak gibi davranacaktır. Deney göz önüne alınırsa, bu halde ileri yönde kutuplama + voltajı Au kontağa, - voltajı diğer kontakta uygulamak demektir. Ters durumda, yani - voltajın Au kontağa uygulandığı du-

rumda, Au kontak yığan bir kontak gibi, öte yandan diğer kontak fakirleştiren bir kontak gibi davranacaktır. Bu durumda hem doğrultmanın yönü hemde fotovoltajın işareti değişecektir. Gözlemlenen olayda kontakın doğasının bir önemi yoktur. Au kontakının karakterini yüzeye yakın aydınlatılan bölge belirlemektedir. Bu durum, TlGaSe₂ kristallerinin, elektrik alanı altında soğutulduktan sonra morötesi ışığa neden duyarlılık gösterdiklerini de açıklamaktadır.

4.5. TlGaSe₂ Kristalleri ile Ticari Bir Morötesi Fotoalgılayıcının Karşılaştırılması

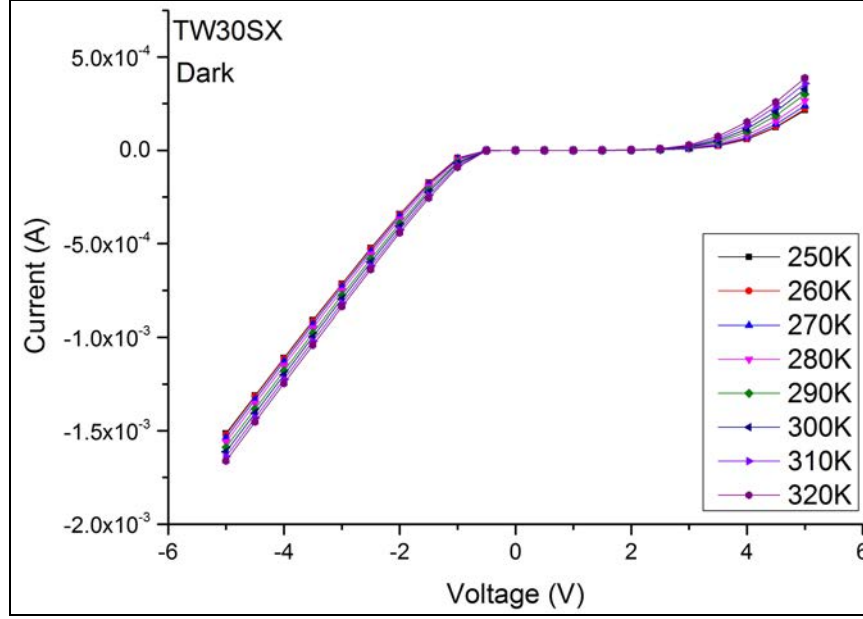
Bu kısımda ise ticari bir morötesi fotoalgılayıcı ile seçilmiş bir TlGaSe₂ kristali numunesi karşılaştırılmaktadır. Karşılaştırma için kullanılan ticari fotoalgılayıcı Scitec Instruments şirketi tarafından üretilmiş TW30SX model Schottky engel fotodiyottur. Şekil 4.89’da TO-18 metal kılıf içerisindeki TW30SX fotoalgılayıcısı gösterilmektedir.



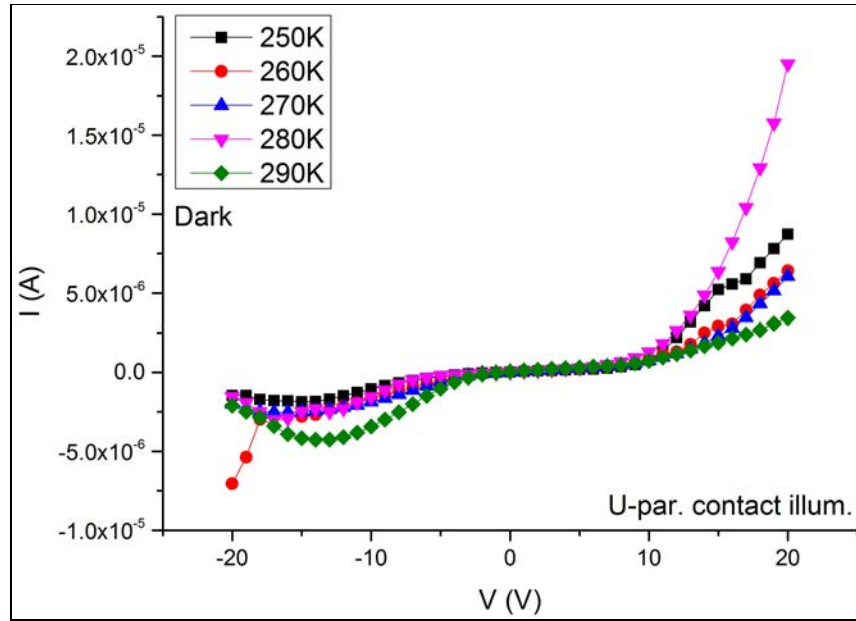
Şekil 4.89: Scitec Instruments şirketi tarafından üretilmiş TW30SX model Schottky engel fotoalgılayıcı.

Bu fotoalgılayıcı elektromanyetik spektrumun UVA–UVB bölgesine duyarlılık göstermekte ve tasarımında geniş bantlı bir yarıiletken kullanılması nedeniyle herhangi bir optik filtre kullanmaya gerek duymadan görünür ışığı bloke etmektedir. Çalışma sıcaklığı aralığı -20°C’den +80°C’ye kadardır. İleri yöndeki maksimum kutuplama akımı ~1mA kadar olup aktif alan genişliği 4.18mm² kadardır. Üreticisi tarafından belirtilen

açık devre voltajı $\sim 250\text{mV}$ kadar olup karanlık akımı 10mV ters kutuplama voltajı altında en çok 1pA olarak verilmiştir.



Şekil 4.90: TW30SX'in 250–320K arası karanlıkta ölçülmüş akım–voltaj eğrileri.

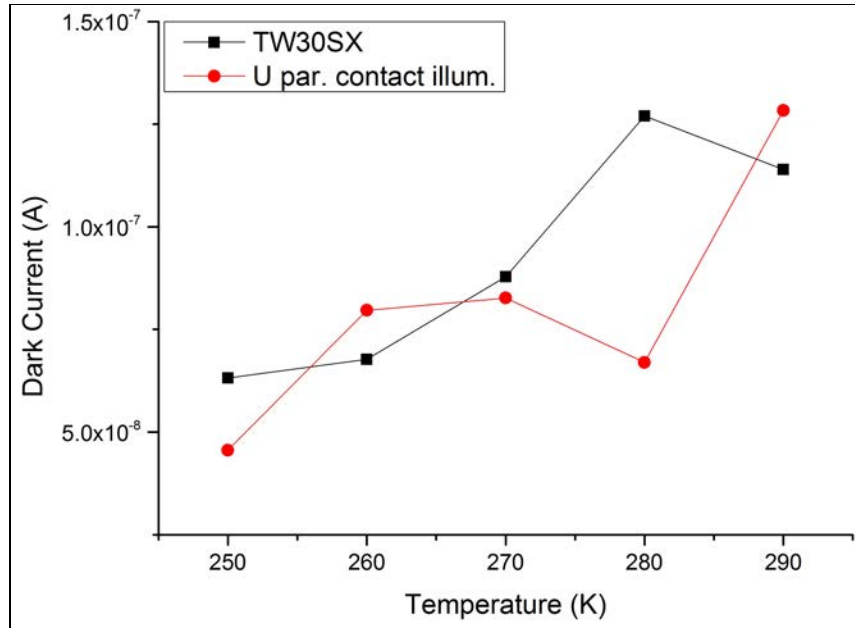


Şekil 4.91: Altın kontağı aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 250–290K arasında elektrik alanı altında soğutma işleminden sonra ölçülmüş I–V eğrileri.

Şekil 4.90'de TW30SX'in 250–320K arasında karanlıkta ölçülmüş akım–voltaj

eğrileri, Şekil 4.91’te ise altın kontağı aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin karanlıkta ve 250–290K arasında, elektrik alanı altında soğutma işleminden sonra karanlıkta ölçülmüş olan akım–voltaj eğrileri gösterilmektedir. Şekillerde görülebileceği gibi TW30SX’in ileri yöndeki kutuplama voltajı $\sim 1V$, U Au–In paralel numunesinin ise $\sim 10V$ dolaylarındadır (Au kontağının anot olduğu kabul edilmiştir). Fotodiyotlar çoğunlukla ters kutuplama voltajı altında çalıştırıldığından karanlık akımlarını kıyaslamak için, ters yönde 2V altında kutuplandıklarını varsayabiliriz. 250–290K sıcaklık aralığında, TW30SX’in karanlık akımı ile U Au–In paralel numunesinin karanlık akımları şekil 4.92’de gösterilmiştir. U Au–In paralel numunesinin karanlık akımı, elektrik alanı altında soğutulma işleminden sonra, -2V altında ölçülmüş ve ölçüm sonucunun mutlak değeri alınmıştır. Şekildende görüldüğü gibi karanlık akımları birbirlerine oldukça yakındırlar.

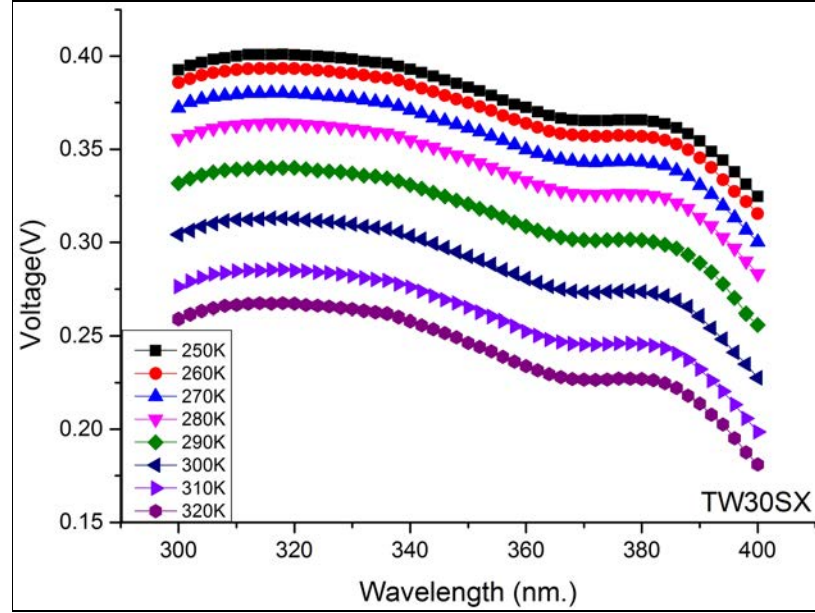
Şekil 4.93’de TW30SX’in 250–320K arasında, 300–400 nm dalgaboyu aralığında ölçülmüş, bölünmemiş fotovoltajik spektrumları gösterilmekte, şekil 4.94 ise altın kontağı aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin 250–300K arasında, elektrik alanı altında soğutma işleminden sonra 300–400 nm dalgaboyu aralığında ölçülmüş, bölünmemiş fotovoltajik spektrumları gösterilmektedir. Grafikler karşılaştırıldığında, U Au–In paralel numunesinin fotovoltajik cevabının TW30SX’in fotovoltajik cevabından



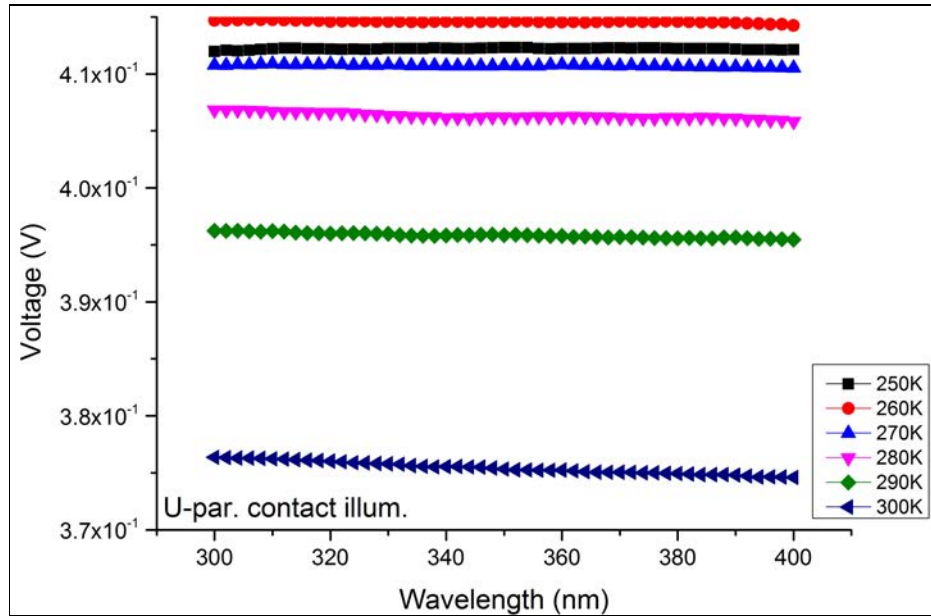
Şekil 4.92: TW30SX ile altın kontağı aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin 250–290K arasında 2V ters kutuplama voltajı altında ölçülmüş karanlık akımları.

daha iyi olduğu söylenebilir.

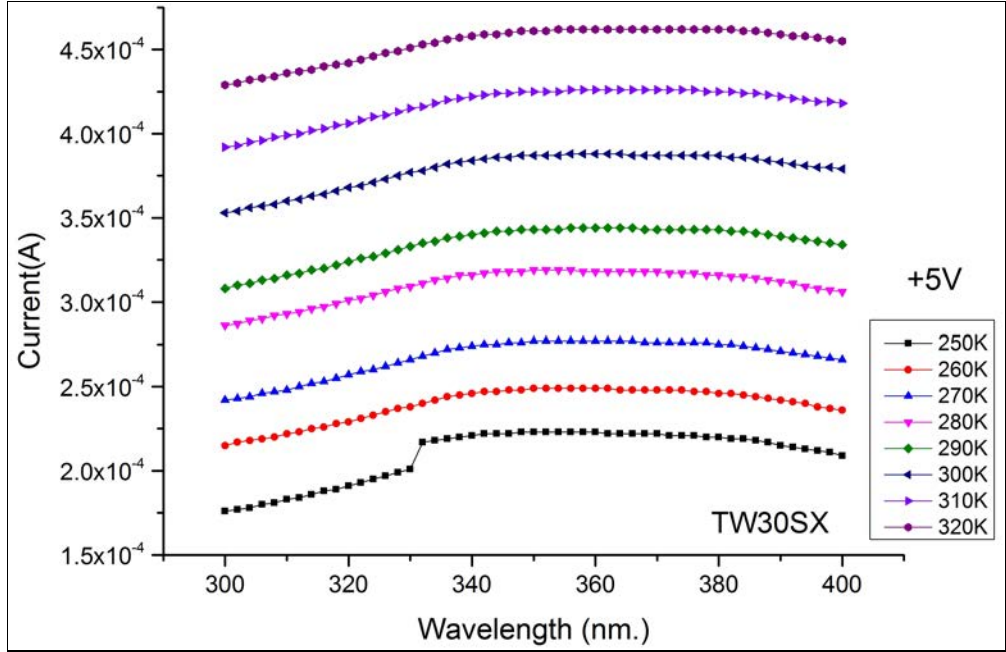
Şekil 4.95’de TW30SX’in 250–320K arasında, 300–400 nm dalgaboyu aralığında ölçülmüş, bölünmemiş fotoiletkenlik spektrumları gösterilmekte, Şekil 4.96’de ise altın kontağı aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin 250–300K arasında, elekt-



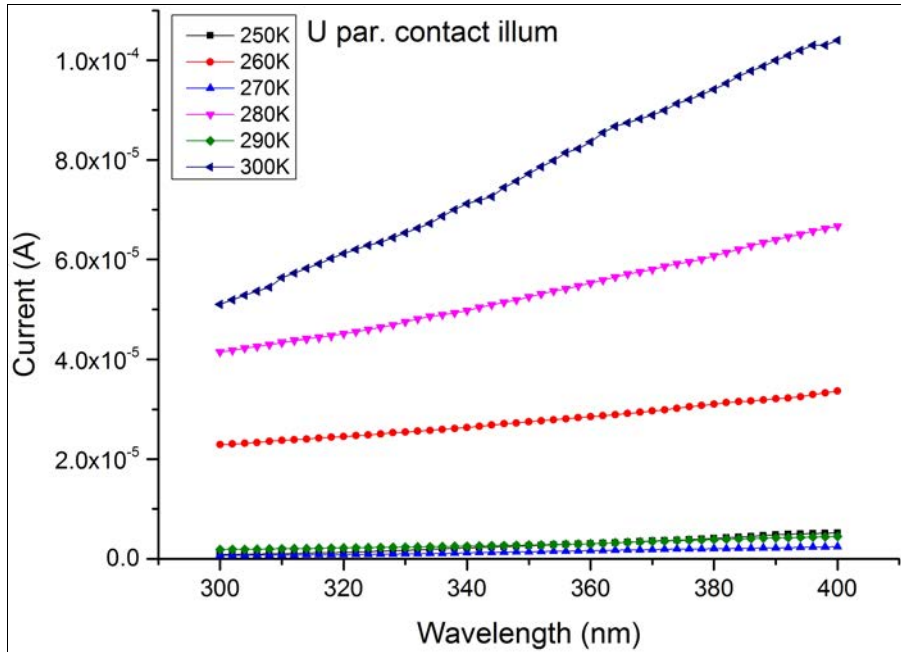
Şekil 4.93: TW30SX’in 250–320K arasında, 300–400 nm dalgaboyu aralığında ölçülmüş, bölünmemiş fotovoltajik spektrumları.



Şekil 4.94: Altın kontağı aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin 250–300K arasında elektrik alanı altında soğutma işleminden sonra ölçülmüş, bölünmemiş fotovoltajik spektrumları.



Şekil 4.95: TW30SX'in 250–320K arasında, 300–400 nm dalgaboyu aralığında ölçülmüş, bölünmemiş fotoiletkenlik spektrumları.



Şekil 4.96: Altın kontağı aydınlatılan U Au–In paralel numunesinin 250–300K arasında elektrik alanı altında soğutma işleminden sonra ölçülmüş, bölünmemiş fotoiletkenlik spektrumları.

rik alanı altında soğutma işleminden sonra 300–400 nm dalgaboyu aralığında ölçülmüş, bölünmemiş fotoiletkenlik spektrumları gösterilmektedir. Şekillerde görülebileceği gibi TW30SX'in fotoakımı U Au–In paralel numunesinin fotoakımından ~3–5 kat daha büyüktür. Her iki fotoalgılayıcının karanlıkta ölçülen akımları birbirlerine çok yakın olduğundan TW30SX'in dinamik aralığının U Au–In paralel numunesinin dinamik aralığından ~3–5 kat daha büyük olduğu söylenebilir.

Yukarıda, ticari bir morötesi fotoalgılayıcı olan TW30SX ile TlGaSe₂ kristalinden üretilmiş U Au–In paralel fotoalgılayıcısı karşılaştırılmıştır. Karşılaştırma sonrasında TW30SX'in dinamik aralığının U Au–In paralel numunesinin dinamik aralığına göre bir kaç kat daha iyi olduğu söylenebilir. Fakat fotovoltaj cevapları ve karanlıkta ölçülen akımları birbirlerine yakındır. Kullanılan TlGaSe₂ kristallerinin kalitesini arttırarak (örneğin farklı koşullarda büyütülmüş olan F numunesinde kullanılan kristallerin elektro–optik özellikleri U numunesinde kullanılan kristalden daha iyidir) ve üretim koşullarını iyileştirerek (temiz oda ve vakum şartlarının iyileştirilmesi, termal buharlaştırma yerine daha iyi kontrol edilebilen kaplama yöntemlerinin kullanılması) aradaki farkın kapatılabileceğini söylemek yanıltıcı olmayacaktır.

5. SONUÇLAR

Bu tez çalışmasında TlGaSe₂ kristallerinden özellikle ışık spektrumunun morötesi bölgesinde çalışacak, Schottky engel temelli fotoalgılayıcıların üretimi için uygun olup olmadığı araştırılmıştır. Bu amaçla, farklı zamanlarda ve yerlerde büyütülmüş olan TlGaSe₂ kristallerine termal buharlaştırma yöntemi ile altın, bakır ve indiyum kontaklar yapılmıştır. Bu şekilde üretilmiş olan fotoalgılayıcıların elektriksel ve optik özellikleri incelenmiştir. Bu amaçla üretilmiş numunelerin geniş bir sıcaklık aralığında (80–300K) I–V, fotoiletkenlik, fotovoltajik ve elektriksel anahtarlama karakteristikleri araştırılmıştır. Araştırma sırasında yapılan ölçümler hem kristalin katlarına paralel yönde hemde dik yönde yapılmıştır.

Yapılan çalışmalarda ortaya çıkan en önemli bulgu, elektrik alanı altında soğutmanın, TlGaSe₂ yarıiletkenlerinin elektronik taşıma özellikleri üzerindeki etkisidir. Elektrik alanının etkisi, ölçümler öncesinde, kristal sıvı azot sıcaklığına kadar soğutulurken farklı şiddette elektrik alanları uygulanarak incelenmiştir. Yapılan çalışmaların sonucunda, elektrik alanı altında soğutup, ölçümler öncesinde elektrik alanı kaldırıldığında içeride bir elektrik alanı oluştuğu gözlemlenmiştir. Literatürde daha önce yapılan çalışmalarda göz önüne alındığında, TlGaSe₂ kristallerinin içerisinde oluşan bu donmuş elektrik alanının nedeninin elektret durumların oluşması olduğu sonucuna varılmıştır. Yine literatürdeki mevcut çalışmalar ve bu tez çalışmasının deneysel bulguları göz önüne alındığında, TlGaSe₂ ferroelektrik yarıiletkenlerinin bir dereceye kadar düzensiz yarıiletkenler olarak ele alınabileceği sonucuna ulaşılmıştır. Düzensiz yarıiletkenlerde atlama tipi iletkenliğin elektrik alanına aşırı duyarlı olması nedeniyle içeride oluşan elektrik alanı TlGaSe₂ kristallerinin hem karanlıkta ölçülen akımlarını hemde fotoakımlarını büyük ölçüde etkilemektedir. Bir diğer önemli bulgu ise, bu iç elektrik alanının TlGaSe₂ kristallerinde gözlenen elektriksel anahtarlama olayına etkisidir. İç elektrik alanının oluşmasından sonra bu kristallerde görülen anahtarlamanın eşik voltajı önemli ölçüde düşmektedir. Tüm bu sonuçlar, TlGaSe₂ kristallerinin düzensiz kristallere has elektriksel davranışları sergilediğini göstermektedir. Bundan başka, içeride oluşan elektrik alanı, I–V karakteristiğinin doğrultan tipte olmasına neden olmakta, doğrultmanın yönünde önceden bilinebilmektedir. Burada, yarıiletkene yapılan metalik kontağın hiç bir önemi yoktur. Bu tez çalışmasının bir diğer önemli bulgusu ise,

TlGaSe₂ yarıiletkenlerinin içerisinde oluşan elektrik alanının, bu kristallerin özellikle morötesi bölgedeki ışığa olan duyarlılıklarını büyük ölçüde etkilemesidir. Sonuç olarak TlGaSe₂ kristallerinin, özellikle sahip oldukları yüzey özellikleri nedeniyle gelecek nesil morötesi ışık algılayıcıları için potansiyel bir aday yarıiletken olduğu sonucuna varılmıştır. Özetle bu tez çalışmasında şu bulgular net bir şekilde ortaya konulmuştur:

- İç elektrik alanı TlGaSe₂ kristallerinin hem iletkenliğini hemde fotoiletkenliğini büyük bir ölçüde ($\sim 10^3$ kattan daha fazla) arttırmaktadır.
- İç elektrik alanı TlGaSe₂ kristalleri ile yapılan metal–yarıiletken kontakları, kullanılan metalden bağımsız olarak doğrultan tipte kontakta çevirebilmektedir ve doğrultmanın yönü soğutma sırasında uygulanan elektrik alanı ile belirlenebilmektedir.
- İç elektrik alanı TlGaSe₂ kristallerinin fotovoltajını büyük bir ölçüde (~ 30 kat) arttırmaktadır ve fotovoltajın işareti soğutma sırasında uygulanan elektrik alanı ile belirlenebilmektedir.
- İç elektrik alanı TlGaSe₂ kristallerinin morötesi ışığa olan duyarlılıklarını büyük bir ölçüde etkilemektedir.
- TlGaSe₂ kristalleri yukarıda sıralanan ve soğutma sırasında uygulanan elektrik alanı ile ayarlanabilen (tunable) elektro–optik özellikleri nedeniyle morötesi fotoalgılayıcı uygulamaları için büyük potansiyele sahip bir malzemedir.

KAYNAKLAR

- Abdullaeva S.G., Aliev V.A., Mamedov N.T., Sheinkman M.K. (1983), "Characteristics of negative photoelectric effects in TlGaSe₂ crystals", *Soviet Physics: Semiconductors*, 17(10), 1141–1143.
- Alekperov O.Z. (1999), "Near-edge and ultraviolet photoconductivity of gamma-irradiated InSe", *Inorganic Materials*, 35(11), 1125–1129.
- Alekperov O.Z., Godjaev M.O., Zarbaliyev M.Z., Suleimanov R.A. (1991), "Interband photoconductivity in layer semiconductors GaSe, InSe and GaS", *Solid State Communications*, 77(1), 65–67.
- Alekperov O.Z.O., Aljanov M.A.O., Kerimova E.M.A.G. (1998), "Low-temperature phase transition in TlInSe₂ crystals", *Turkish Journal of Physics*, 22(11), 1053–1058.
- Ashcroft N.W., Mermin N.D. (1976), "Solid State Physics", 1st Edition, Harcourt College Publishers.
- Barbour E. (1998), "The cool sound of tubes", *IEEE Spectrum*, 35(8), 24–35.
- Bogoslowsky N.A., Tsendin K.D. (2009), "Nonlinearity of current-voltage characteristics of chalcogenide glassy semiconductors caused by multiphonon tunnel ionization of negative-u-centers", *Semiconductors*, 43(10), 1338–1342.
- Bube R.H. (1960), "Photoconductivity of Solids", 1st Edition, John Wiley & Sons, INC.
- Bube R.H. (1992), "Photoelectronic Properties of Semiconductors", 1st Edition, Cambridge University Press.
- Decoster D., Harari J. (2002), "Optoelectronic Sensors", 1st Edition, Wiley.
- Gao W., Collins F., Schmoltd D. (2009), "UV Radiation in Global Climate Change", 1st Edition, Tsinghua University Press.
- Goldberg Y. (1999), "Semiconductor near-ultraviolet photoelectronics", *Semiconductor Science and Technology*, 14(7), R41–R60.
- Grekhov I.V., Ivanov P.A., Samsonova T.P., Shulekin A.F., Vexler M.I. (1999), "SiC-based phototransistor with a tunnel MOS emitter", *IEEE Transactions on Electron Devices*, 46(3), 577–579.
- Hanias M., Anagnostopoulos A.N., Kambas K., Spyridelis J. (1992), "Electrical and optical properties of as-grown TlInS₂, TlGaSe₂ and TlGaS₂ single crystals", *Mater. Res. Bull.*, 27(1), 25–38.
- Henkel W., Hochheimer H.D., Carlone C., Werner A., Ves S., Schnering H.G.V. (1982), "High-pressure raman study of the ternary chalcogenides TlGaS₂, TlGaSe₂, TlInS₂, and TlInSe₂", *Phys. Rev. B*, 26(6), 3211–3221.

- Hochheimer H.D., Gmelin E., Bauhofer W., von Schnering-Schwarz C., von Schnering H.G., Ihringer J., Appel W. (1988), "Study of the ferroelectric phase transition of TlGaSe₂ by dielectric, calorimetric, infrared and x-ray diffraction measurements", *Z. Phys.*, 73(2), 257–263.
- Johnson M. (2003), "Photodetection and Measurement - Maximizing Performance in Optical Systems", 1st Edition, McGraw-Hill Professional.
- Korde R., Geist J. (1987), "Quantum efficiency stability of silicon photodiodes", *Applied Optics*, 26(24), 5284–5290.
- Liu K., Sakurai M., Aono M. (2010), "ZnO-based ultraviolet photodetectors", *Sensors*, 10(8604), 1682–1685.
- Mainwood A. (2000), "Recent developments of diamond detectors for particles and UV radiation", *Semiconductor Science and Technology*, 15(9), R55.
- McMorrow D.F., Cowley R.A., Hatton P.D., Banyas J. (1990), "The structure of the paraelectric and incommensurate phases of TlGaSe₂", *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2(16), 3699.
- Monroy E., Omnès F., Calle F. (2003), "Wide-bandgap semiconductor ultraviolet photodetectors", *Semiconductor Science and Technology*, 18(4), R33.
- Mustafaeva S.N., Aliev V.A., Asadov M.M. (1998), "Anisotropy of the hopping conductivity in TlGaSe₂ single crystals", *Physics of the Solid State*, 40(1), 41–44.
- Panich A.M. (2008), "Electronic properties and phase transitions in low-dimensional semiconductors", *Journal of physics: Condensed matter*, 20(20), 1–42.
- Qasrawi A.F., Gasanly N.M. (2004), "Hall effect, space-charge limited current and photoconductivity measurements on TlGaSe₂ layered crystals", *Semiconductor Science and Technology*, 19(3), 505.
- Razeghi M., Rogalski A. (1996), "Semiconductor ultraviolet detectors", *Journal of Applied Physics*, 79(10), 7433–7473.
- Rhoderick E.H., Williams R.H. (1988), "Metal-Semiconductor Contacts", 1st Edition, Oxford University Press.
- Saleh B.E.A., Teich M.C. (2007), "Fundamentals of Photonics", 2nd Edition, John Wiley & Sons.
- Salehli F., Bakış Y., Seyidov M.H.Y., Suleymanov R.A. (2007), "Dielectric spectroscopy and nonequilibrium phase transitions in TlGaSe₂ layered crystals", *Semiconductor Science and Technology*, 22(8), 843.
- Schopman J. (1981), "The history of semiconductor electronics", *Journal for General Philosophy of Science*, 12(2), 297–302.
- Sergei B. (2006), "Charge Transport in Disordered Solids with Applications in Electronics", 1st Edition, Wiley.

Seyidov M.H.Y., Suleymanov R.A., Şale Y. (2012), “Unusual urbach tail in TlGaSe₂ ferroelectric semiconductor with incommensurate phase”, *Journal of Applied Physics*, 112(10), 103106.

Seyidov M.H.Y., Suleymanov R.A., Bakiş Y., Salehli F.C. (2010), “Charge disproportionation in TlGaSe₂ crystals detected by dielectric spectroscopy”, *Journal of Applied Physics*, 108(7), 074114.

Seyidov M.H.Y., Suleymanov R.A., Khamoev R. (2006), “Electret states and the phase transition in a surface layer of the TlGaSe₂ ferroelectric-semiconductor”, *Physics of the Solid State*, 48(7), 1346–1350.

Seyidov M.H.Y., Suleymanov R.A., Sahin Y. (2008a), “Electric field instabilities in TlGaSe₂ crystals”, *Solid State Sciences*, 10(11), 1666–1670.

Seyidov M.H.Y., Suleymanov R.A., Yakar E. (2009a), “Thermal expansion and memory effect in the Ferroelectric Semiconductor TlGaSe₂”, *Journal of Applied Physics*, 106(2), 023532.

Seyidov M.H.Y., Suleymanov R.A., Yakar E., Abdullayev N.A., Mammadov T.G. (2008b), “Effect of illumination on negative linear expansion of TlGaSe₂ layered crystals”, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 69(6), 2544–2547.

Seyidov M.H.Y., Suleymanov R.A., Yakar E., Abdullayev N.A., Mammadov T.G. (2009b), “Effect of electric field on negative linear expansion of TlGaSe₂ layered crystals”, *Journal of Applied Physics*, 106(6), 63529–4.

Shklovskii B.I. (1973), “Hopping conduction in semiconductors subjected to a strong electric field”, *Soviet Physics:Semiconductors*, 6(12), 1964–1967.

Shklovskii B.I., Shur M.S., Efros A.L. (1972), “S-type current-voltage characteristic of a compensated semiconductor”, *Soviet Physics:Semiconductors*, 5(10), 1682–1685.

Shur M.S., Zukauskas A. (2003), "UV Solid-State Light Emitters and Detectors", 1st Edition, Kluwer.

Sze S.M., Ng K.K. (2007), "Physics of Semiconductor Devices", 2nd Edition, John Wiley & Sons.

Volkov A.A., Goncharov Y.G., Kozlov G.V., Lebedev S.P., Prokhorov A.M., Aliev R.A., Allahverdiev K.P. (1983), “Ferroelectric soft mode in semiconductive TlGaSe₂ crystal”, *Sov. JETP Letters*, 37.

Volkov A.A., Goncharov Y.G., Kozlov G.V., Sardarly R.M. (1984), “Soft-mode splitting in a TlGaSe₂ crystal”, *JETP Lett.*, 39(7).

Waynant R.W., Ediger M.N. (2000), "Electro-optics handbook", 1st Edition, McGraw-Hill Inc.

Web 1 (2013), <http://pveducation.org/pvcdrom/pn-junction/absorption-coefficient>, (Erişim Tarihi: 05/12/2013).

Web 2 (2013), <http://www.who.int/uv/>, (Erişim Tarihi: 05/12/2013).

Yacobi B.G. (2004), "Semiconductor Materials", 1st Edition, Kluwer Academic Publishers.

Yakar E. (2012), "TlGaSe₂ Katmanlı Kristalinin Negatif Isıl Genleşmesinin Dış Etkiler Altında İncelenmesi", Doktora Tezi, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü.

ÖZGEÇMİŞ

Ertan BALABAN 1977 yılında Malatya’da doğmuştur. Lisans eğitimini 2001 yılında, İstanbul Teknik Üniversitesi Elektrik-Elektronik Fakültesi Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Bölümünde, Yüksek Lisans eğitimini 2005 yılında aynı üniversitenin Fen Bilimleri Enstitüsü Kontrol ve Otomasyon Mühendisliği Anabilim Dalında tamamlamıştır. 2008 yılından beri Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Doktora öğrenimini sürdürmektedir.