

**GaAs/ Al_xGa_{1-x}As KUANTUM KUYU
KIZILÖTESİ FOTODEDEKTÖRLERİN
OPTOELEKTRONİK ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ**

Emine ALTIN
Doktora Tezi

Fizik Anabilim Dalı
Kasım-2011

Bu tez çalışması TBAG-105T492 numaralı proje kapsamında TÜBİTAK tarafından desteklenmiştir.

JÜRİ VE ENSTİTÜ ONAYI

Emine ALTIN'ın “**GaAs/Al_xGa_{1-x}As Kuantum Kuyu Kızılötesi Fotodedektörlerin Optoelektronik Özelliklerinin İncelenmesi**” başlıklı **Fizik** Anabilim Dalındaki Doktora Tezi 20.09.2011 tarihinde, aşağıdaki jüri tarafından Anadolu Üniversitesi Lisansüstü Eğitim Öğretim ve Sınav Yönetmeliğinin ilgili maddeleri uyarınca değerlendirilerek kabul edilmiştir.

Adı-Soyadı		İmza
Üye (Tez Danışmanı): Prof. Dr. YÜKSEL ERGÜN		
Üye	: Prof. Dr. RAŞİT TURAN	
Üye	: Prof. Dr. ENDER SUVACI	
Üye	: Prof. Dr. SEZAI ELAGÖZ	
Üye	: Doç. Dr. MUSTAFA HOŞTUT	

Anadolu Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun
..... tarih ve sayılı kararıyla onaylanmıştır.

Enstitü Müdürü

ÖZET

Doktora Tezi

GaAs/ Al_xGa_{1-x}As KUANTUM KUYU KIZILÖTESİ FOTODEDEKTÖRLERİN OPTOELEKTRONİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Emine ALTIN

Anadolu Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Yüksel ERGÜN

2011, 122 Sayfa

Bu çalışmada moleküler demet epitaksi sisteminde büyütülmüş asimetrik GaAs/ Al_xGa_{1-x}As çoklu kuantum kuyularını içeren yapıların elektriksel ve optiksel özellikleri incelenmiştir. Yapılar fotolitografi yöntemi kullanılarak aygıt formuna getirilmiştir. Yapıların elektriksel özelliklerinin incelenmesi için sıcaklık bağımlı karanlık akım- voltaj karakteristikleri deneysel olarak ölçülmüştür. Asimetrik kuantum kuyularından oluşan yapıların karanlık akım- gerilim karakteristiklerinin de asimetrik davranış sergilediği görülmüştür. Isısal yayım kaynaklı karanlık akım Levine Modeli, 3D Taşıyıcı Sürüklenme Modeli ve Salım Yakalama Modeli kullanılarak hesaplanmıştır. Deneysel bulguların ve hesaplanan sonuçların karşılaştırılması neticesinde deneysel sonuca en iyi uyan modelin Levine modeli olduğu tespit edilmiştir. Her bir yapı için taban enerji seviyeleri Kronig- Penney Metodu kullanılarak hesaplanmıştır. Yapıların optik özelliklerinin incelenmesi kapsamında sıcaklığa bağlı fotoluminesans ölçümleri alınmıştır.

Anahtar Kelimeler: GaAs/ AlGaAs, kuantum kuyu, kızılötesi dedektörler,
karanlık akım

ABSTRACT

PhD Dissertation

INVESTIGATION OF OPTOELECTRONIC PROPERTIES OF GaAs/ Al_xGa_{1-x}As QAUNTUM WELL INFRARED PHOTODETECTORS

Emine ALTIN

Anadolu University

Graduate School of Sciences

Physics Program

Supervisor: Prof. Dr. Yüksel ERGÜN

2011, 122 pages

In this thesis, electrical and optical properties of structures consist of asymmetric GaAs/ Al_xGa_{1-x}As multi-quantum wells grown by molecular beam epitaxy system were investigated. The structures were formed in device form by using photolithography process. To investigate electrical properties, temperature dependent dark current-voltage characteristics were experimentally measured. The dark current-voltage characteristics of the structures formed by asymmetric quantum wells were exhibited asymmetric behavior. Dark current depending on thermionic emission was also calculated by using Levine Model, 3D Carrier Drift Model and Emission Capture Model. When experimental results and calculated results were compared it was seen that the best fitting on the experimental results was found to be Levine Model. The ground state energy levels of each structure were calculated by using Kronig- Penney Model. Within the scope of investigation optical properties of the structures, temperature dependent photoluminescence measurements were taken.

Keywords: GaAs/ AlGaAs, quantum well, infrared detectors, dark current

TEŞEKKÜR

Doktora çalışmalarım boyunca bana her türlü imkanı sunan, yol gösteren, bilgi, fikir ve deneyimlerini benimle paylaşan, başka ortamlarda da tezimle ilgili çalışma imkanı sunan değerli danışman hocam **Prof. Dr. Yüksel ERGÜN**'e en içten teşekkürlerimi sunarım.

ODTÜ Fizik Bölümü Araştırma Laboratuvarı'nda elektriksel ölçümlerin alınması için bana imkan sunan **Prof. Dr. Raşit TURAN**'a teşekkür ederim.

Bilkent Üniversitesi İleri Araştırma Laboratuvarı'nda çalışma imkanı sunan **Prof. Dr. Atilla AYDINLI**'ya teşekkür ederim.

Tez izleme jürimde bulunan hocam **Prof. Dr. Ender SUVACI**'ya desteklerinden dolayı teşekkür ederim.

Arkadaşlarım **Özge BAĞLAYAN**, **Neslihan ŞAHİN** ve **Züleyha ÖZTAŞ**'a her zaman yanımda olduklarını bana hissettirdikleri, sevinç ve hüznümü benimle birlikte paylaştıkları için teşekkür ederim.

Son olarak hayatım boyunca eksikliklerini hiç hissetmediğim sevgili aileme, beni bir an olsun yalnız bırakmayan eşim **Serdar ALTIN**'a çok teşekkür ederim.

Canım oğlum seni çok seviyorum...

Emine ALTIN

Kasım 2011

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
İÇİNDEKİLER.....	iv
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xii
KISALTMALAR DİZİNİ.....	xiii
1. GİRİŞ.....	1
2. YARIİLETKENLERDE TEMEL ÖZELLİKLER.....	3
3. KIZILÖTESİ DEDEKTÖR TEKNOLOJİSİ.....	8
3.1. Kızılötesi Işınımını ve Temel Özellikleri.....	9
3.2. Kızılötesi dedektörlerin sınıflandırılması.....	14
3.2.1. Termal dedektörler.....	15
3.2.1.1. Termopil.....	15
3.2.1.2. Pnömatik dedektör.....	16
3.2.1.3. Piroelektrik dedektör.....	16
3.2.1.4. Bolometre.....	17
3.2.2. Foton dedektörler.....	18
3.2.2.1. Katkısız yarıiletken fotodedektörler.....	20
3.2.2.2. Katkılı yarıiletken fotodedektörler.....	21
3.2.2.3. Fotoelektrik fotodedektörler.....	23
3.2.2.4. Kuantum kuyu fotodedektörler.....	23
3.3. Heteroyapıların Oluşumu.....	25
3.3.1. Tip I heteroyapılar.....	26
3.3.2. Tip II heteroyapılar.....	27
3.3.3. Tip III heteroyapılar.....	27

4. KUANTUM KUYU KIZILÖTESİ FOTODEDEKTÖRLER	30
4.1. n- Tipi Kuantum Kuyu Kızılötesi Fotodedektörlerde Işık Çiftlenimi.....	36
4.2. Kuantum Kuyu Kızılötesi Dedektör Parametreleri.....	38
4.2.1. Karanlık akım.....	38
4.2.2. Tepkisellik (Responsivity).....	44
4.2.3. Kuantum verimlilik.....	44
4.2.4. Fotoiletken kazanç.....	45
4.2.5. Gürültü eşdeğer gücü (Noise Equivalent Power, NEP).....	47
4.2.6. Algılama (Detectivity).....	47
4.2.7. Gürültü.....	48
5. DENEYSEL YÖNTEMLER	50
5.1. Kuantum Kuyu İçeren Yapıların Büyütülmesi.....	50
5.2. Aygıt Üretimi.....	53
5.2.1. Maske hizalama ve ışıklandırma.....	58
5.2.2. Geliştirme.....	60
5.2.3. Metal kaplama.....	63
5.3. Numune yapısı.....	66
5.4. Akım- Voltaj Ölçüm Düzenegi.....	69
5.5. Fotoluminesans Ölçüm Düzenegi.....	69
6. ARAŞTIRMA BULGULARI	71
6.1. GaAs/ Ga _{1-x} Al _x As Çoklu Kuantum Kuyu Yapılarının Elektriksel Özelliklerinin İncelenmesi.....	71
6.1.1. Taban enerji düzeyinin hesaplanması.....	71
6.1.2. Karanlık akımın teorik ve deneysel olarak incelenmesi.....	76
6.1.2.1. Rev4 yapısı için elde edilen deneysel sonuçlar.....	76
6.1.2.2. Rev4 yapısı için hesaplanan sonuçlar.....	80
6.1.2.3. Rev5 yapısı için elde edilen deneysel sonuçlar.....	86
6.1.2.4. Rev5 yapısı için hesaplanan sonuçlar.....	88
6.1.2.5. Rev6 yapısı için elde edilen deneysel sonuçlar.....	91

6.1.2.6. Rev6 yapısı için hesaplanan sonuçlar.....	92
6.2. Optiksel Özellikler.....	95
6.2.1. Fotolüminesans ölçümleri.....	95
6.2.2. Fotoiletkenlik ölçümleri.....	101
7. SONUÇLAR	103
KAYNAKLAR.....	105

ŞEKİLLER DİZİNİ

2.1.	Elektronların a) metal, b) yalıtkan, c) yarıiletken bantlar içerisindeki dağılımı	4
2.2.	Valans bant, direk bant ve dolaylı bandın şematik olarak gösterimi...	6
3.1.	Elektromagnetik spektrum	10
3.2.	Bir karacisim için farklı sıcaklıklarda birim yüzeyden birim dalgaboyu başına yayılan radyasyon gücü	12
3.3.	Atmosferik geçirgenlik spektrumu ve soğuran moleküller. Spektrum deniz seviyesinde ölçülmüştür	14
3.4.	Foton ve termal dedektörün dalgaboyuna verdiği tepkinin karşılaştırılması	19
3.5.	Katkısız yarıiletken dedektörlerde elektron iletkenlik bandına ulaşmak için yasak enerji aralığının bütününe geçmek zorundadır.....	20
3.6.	Bir katkılı yarıiletken dedektörde elektronlar safsızlık aktivasyon enerjisinden daha büyük bir enerji ile iletkenlik bandına uyarılıp akıma katkıda bulunurlar	22
3.7.	Farklı bant aralığına sahip iki farklı yarıiletken bir heteroeklem oluşturacak şekilde birleşirler. Eğriler arayüzeye paralel olan serbest hareketi göstermektedir	25
3.8.	Heteroyapılarda mümkün olabilecek farklı bant kenarı birleşimleri...	26
3.9.	(a) Tek kuantum kuyu ve (b) asimetrik kuantum kuyu yapılarının şematik olarak gösterilmesi	28
3.10.	(a) Tip I ve (b) Tip II sistem için $V(z)$ bir boyutlu potansiyelin şematik olarak gösterimi	29
4.1.	Kuantum kuyusunun bant yapısının şematik gösterimi.....	33
4.2.	(a) Bağlıdan- bağlıya, (b) Bağlıdan- yarıbağlıya, (c) Bağlıdan sürekliye dedektörlerin bant diyagramı.....	35
4.3.	Alttaş tabakası 45^0 aşındırılmış mesa yapısı.....	37
4.4.	Dedektör üzerinde oluşturulmuş ızgara tabakasının şematik gösterimi.....	37
4.5.	Karanlık akım mekanizmaları.....	39

4.6.	Kuantum kuyu içermeyen n^+ -GaAs/Ga _{1-y} Al _y As/ n^+ -GaAs engel yapıda a) gerilim uygulanmadan önce b) sağ taraftaki kontağa gerilim uygulandıktan sonra enerji bant diyagramları ve yatay ok F- N tünellemesi yapan elektronu göstermektedir.....	40
4.7.	Potansiyelin uygulanmadığı durumda çoklu kuantum kuyuların şematik bant diyagramı.....	41
4.8.	Taban durum sıralı rezonans tünellemesi.....	41
4.9.	Elektron dağılımının şematik gösterimi (üst) ve karanlık akımı kontrol eden süreç (alt)	43
4.10.	GaAs kuantum kuyu genişliği 6.4 nm olan kuantum kuyu kızılötesi fotodedektörün karanlık akım eğrisi. Noktalı çizgiler deneysel sonuçları, düz çizgiler teorik olarak hesaplanan sonuçları göstermektedir	43
4.11.	Fotoiletken kazanç mekanizması. Üstteki şekil karanlık akımın izlediği yolu göstermektedir. Alt şekil ise kuyulardan elektron kaçışını dengelemek için kontakta verilen ek akımı göstermektedir. Aydınlatma sonucunda karanlık akımın izlediği yol değişmemektedir	45
5.1.	Moleküler demet epitaksi boyunca büyüyen yüzey üzerinde meydana gelebilecek süreçlerin şematik olarak gösterimi.....	51
5.2.	Moleküler demet epitaksi sisteminin şematik olarak gösterimi.....	52
5.3.	Elmas uç ile numune kesimi.....	54
5.4.	Spin Coater ile fotorezist kaplama işleminin şematik gösterimi.....	55
5.5.	Cihaz üretimi esnasında kendi numunelerimizi fotorezist ile kaplarken uyguladığımız işlem basamakları.....	55
5.6.	Pozitif ve negatif fotorezist uygulaması	56
5.7.	Rezist tabakasının pozitif ve negatif olması durumlarında ortaya çıkan görüntü.....	57
5.8.	Fotorezist kaplanan numuneye ısı işlem uygulama süreci.....	57
5.9.	Numuneye maske hizalama ve ışıklandırma işlemlerinin uygulanması.....	58
5.10.	Maske hizalamada ışıklandırma yöntemleri.....	59

5.11. Fotorezist ile kaplanıp UV ışığına tabi tutulan numunenin çözücü içerisinde çıkarıldıktan sonraki durumu.....	60
5.12. Maske hizalama ve ışıklandırma işlemlerinin ardından hazırlanan çözelti içerisine numunenin konulup yeterli sürede bekletilmesi ve çözücünden çıkarılan numunenin su ile temizlenmesi işlemleri.....	61
5.13. Oyma işleminin şematik gösterimi.....	62
5.14. İzotropik ve anizotropik oyma işlemleri.....	62
5.15. Metal kaplama işlemi.....	64
5.16. Üretilen cihazların elektron mikroskobu resimleri.....	65
5.17. Rev4 yapısının iletkenlik bandı potansiyel enerji profili.....	67
5.18. Rev5 yapısının iletkenlik bandı potansiyel enerji profili.....	68
5.19. Rev6 yapısının iletkenlik bandı potansiyel enerji profili.....	69
6.1. V_{01} ve V_{02} yüksekliğinde L_w genişliğinde bir kuantum kuyusunun enerji- bant yapısının şematik gösterimi.....	71
6.2. $L_w=55 \text{ Å}$ olan kuyu için taban altbandın hesaplanması.....	74
6.3. $L_w=50 \text{ Å}$ olan kuyu için taban altbandın hesaplanması.....	74
6.4. $L_w=40 \text{ Å}$ olan kuyu için taban altbandın hesaplanması.....	75
6.5. Rev4 yapısının $300 \times 300 \text{ µm}^2$ mesa yapısı için farklı sıcaklıklarda ölçülen karanlık akım- voltaj grafiği.....	77
6.6. Rev4 yapısının $400 \times 400 \text{ µm}^2$ mesa yapısı için farklı sıcaklıklarda ölçülen karanlık akım- voltaj grafiği.....	77
6.7. Rev4 yapısının $500 \times 500 \text{ µm}^2$ mesa yapısı için farklı sıcaklıklarda ölçülen karanlık akım- voltaj grafiği.....	78
6.8. Rev4 yapısının $300 \times 300 \text{ µm}^2$, $400 \times 400 \text{ µm}^2$ ve $500 \times 500 \text{ µm}^2$ kesit alanına sahip mesa yapıları için ölçülen karanlık akım değerlerinin karşılaştırılması.....	79
6.9. Rev4 yapısının $300 \times 300 \text{ µm}^2$, $400 \times 400 \text{ µm}^2$ ve $500 \times 500 \text{ µm}^2$ kesit alanına sahip mesa yapıları için karanlık akım yoğunluğu değerlerinin karşılaştırılması.....	80
6.10. Rev4 numunesinin 3 farklı kuyu içerisindeki Fermi enerjisinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	83

6.11. Levine Modeli'ne göre 77 K- 130 K sıcaklık aralığında hesaplanan karanlık akım yoğunluğunun voltajın fonksiyonu olarak değişimi.....	84
6.12. 3D Taşıyıcı Sürüklenme Modeli'ne göre 77 K- 130 K sıcaklık aralığında hesaplanan karanlık akım yoğunluğunun voltajın fonksiyonu olarak değişimi.....	84
6.13. Salım Yakalama Modeli'ne göre 77 K- 130 K sıcaklık aralığında hesaplanan karanlık akım yoğunluğunun voltajın fonksiyonu olarak değişimi.....	85
6.14. Deneysel ve modellere göre hesaplanan akım yoğunluğu değerlerinin 77K'de voltajın fonksiyonu olarak karşılaştırılması.....	85
6.15. Rev5 yapısının 300x 300 μm^2 mesa yapısı için farklı sıcaklıklarda ölçülen karanlık akım- voltaj grafiği.....	87
6.16. Rev5 yapısının 400x 400 μm^2 mesa yapısı için farklı sıcaklıklarda ölçülen karanlık akım- voltaj grafiği.....	87
6.17. Rev5 yapısının 300x 300 μm^2 ve 400x 400 μm^2 kesit alanına sahip mesa yapıları için karanlık akım yoğunluğu değerlerinin karşılaştırılması.....	88
6.18. Levine Modeli'ne göre 77 K- 130 K sıcaklık aralığında hesaplanan karanlık akım yoğunluğunun voltajın fonksiyonu olarak değişimi.....	89
6.19. 3D Taşıyıcı Sürüklenme Modeli'ne göre 77 K- 130 K sıcaklık aralığında hesaplanan karanlık akım yoğunluğunun voltajın fonksiyonu olarak değişimi.....	89
6.20. Salım Yakalama Modeli'ne göre 77 K- 130 K sıcaklık aralığında hesaplanan karanlık akım yoğunluğunun voltajın fonksiyonu olarak değişimi.....	90
6.21. Deneysel ve modellere göre hesaplanan akım yoğunluğu değerlerinin 77K'de voltajın fonksiyonu olarak karşılaştırılması.....	91
6.22. Rev6 yapısının $r= 250 \mu\text{m}$ mesa yapısı için farklı sıcaklıklarda ölçülen karanlık akım- voltaj grafiği.....	92
6.23. Levine Modeli'ne göre 77 K- 130 K sıcaklık aralığında hesaplanan karanlık akım yoğunluğunun voltajın fonksiyonu olarak değişimi.....	93

6.24.	3D Taşıyıcı Sürüklenme Modeli'ne göre 77 K- 130 K sıcaklık aralığında hesaplanan karanlık akım yoğunluğunun voltajın fonksiyonu olarak değişimi.....	93
6.25.	Salım Yakalama Modeli'ne göre 77 K- 130 K sıcaklık aralığında hesaplanan karanlık akım yoğunluğunun voltajın fonksiyonu olarak değişimi.....	94
6.26.	Deneysel ve modellere göre hesaplanan akım yoğunluğu değerlerinin 77 K'de voltajın fonksiyonu olarak karşılaştırılması.....	94
6.27.	Rev4 yapısının 30 K'deki PL spektrumu ve hesaplanan geçiş enerji değerleri.....	96
6.28.	Rev4 numunesinin sıcaklığa bağlı fotoluminesans ölçümleri.....	97
6.29.	Sıcaklığa bağlı olarak 30 K'deki 1.637 eV pikinin geçiş enerjisi ve şiddetindeki değişimi.....	98
6.30.	Rev6 yapısının 30 K'deki PL spektrumu ve hesaplanan geçiş enerji değerleri.....	99
6.31.	Rev6 numunesinin sıcaklığa bağlı fotoluminesans ölçümleri.....	100
6.32.	Sıcaklığa bağlı olarak 30 K'deki 1.637 eV pikinin geçiş enerjisi ve şiddetindeki değişim.....	100
6.33.	Rev6 yapısının 37 K'deki voltaj bağımlı fotoiletkenlik ölçümleri.....	102

ÇİZELGELER DİZİNİ

3.1. Termal ve foton dedektörlerin karşılaştırılması	24
4.1. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ve GaAs 'ın fiziksel parametreleri	32
5.1. Rev4 kodlu numunenin yapısı.....	66
5.2. Rev5 kodlu numunenin yapısı.....	67
5.3. Rev6 kodlu numunenin yapısı.....	68
6.1. Rev4 , Rev5 ve Rev6 numuneleri için hesaplanan E_{e1} , E_{e2} , E_{hh1} , E_{lh1} , V_{01} ve V_{02} değerleri.....	76

KISALTMALAR DİZİNİ

B- B QWIP	: Bağlıdan- Bağlıya Kuantum Kuyu Kızılötesi Fotodedektör (Bound-to-Bound State QWIP)
B- C QWIP	: Bağlıdan- Sürekliye Kuantum Kuyu Kızılötesi Fotodedektör (Bound-to-Continuum QWIP)
B- QB QWIP	: Bağlıdan- Yarıbağlıya Kuantum Kuyu Kızılötesi Fotodedektör (Bound-to-Quasibound QWIP)
F- N	: Fowler- Nordheim
IR	: Kızılötesi (Infrared)
LWIR	: Uzun dalgaboylu kızılötesi (Long Wavelength Infrared)
MBE	: Moleküler Demet Epitaksi (Molecular Beam Epitaxy)
MOCVD	: Metal Organik Kimyasal Buhar Depolama (Metal Organic Chemical Vapour Deposition)
MWIR	: Orta dalgaboylu kızılötesi (Mid Wavelength Infrared)
NEP	: Gürültü Eşdeğer Gücü (Noise Equivalent Power)
NIR	: Yakın kızılötesi (Near Infrared)
PC	: Fotoiletkenlik
PL	: Fotolüminesans
QWIP	: Kuantum Kuyu Kızılötesi Fotodedektör (Quantum Well Infrared Photodetector)
SWIR	: Kısa dalgaboylu kızılötesi (Short Wavelength Infrared)
UHV	: Ultra Yüksek Vakum (Ultra High Vacuum)
VLWIR	: Çok uzun dalgaboylu kızılötesi (Very Long Wavelength Infrared)

1. GİRİŞ

İnsanların hayatında güneşten yayımlanan ve elektromagnetik spektrumun görünür bölgesine düşen fotonların önemli bir yeri vardır. Fakat çoğumuz günlük yaşantımızda farkında olmadan çevremizden ve kendimizden yayımlanan kızılötesi fotonlarla da etkileşim içerisindeyiz. Gözle görülmeyen ve genellikle ısı formunda algılanan bu kızılötesi fotonları algılayan kızılötesi dedektörler geliştirilmiştir.

Kızılötesi dedektörler üzerine yapılan çalışmalar geçen yüzyıldan günümüze kadar gelmektedir. Genel olarak kızılötesi dedektörler; fotodedektörler ve termal dedektörler olmak üzere iki kategori altında incelenmektedirler. Fotodedektörlerde malzemedeki yük taşıyıcıları ile etkileşen fotonlar fotoakım oluştururken, termal dedektörlerde malzemedeki sıcaklık değişimi malzemenin bazı fiziksel parametrelerinde değişime neden olmaktadır. Çalışma prensipleri açısından ele alınacak olursa bu dedektörler fotovoltaiik ve fotoiletken kipte çalışmaktadırlar. Fotovoltaiik kipte cihaz sıfır voltaj altında çalışabilirken, fotoiletken kipte fotosinyal oluşması için cihaza mutlaka bir voltaj uygulanmalıdır. Kuantum kuyu kızılötesi fotodedektörlerin (Quantum Well Infrared Photodetector, QWIP) çoğu fotoiletken kipte çalışmaktadırlar.

Yarı yalıtkan GaAs alttaş üzerine büyütölmüş GaAs/ Al_xGa_{1-x}As çoklu kuantum kuyuları kullanılarak üretilen kızılötesi fotodedektörler geniş araştırma konusu olmuşlardır. Bu dedektörler yeniden üretilebilirliği, kararlılığı, elde edilen verimin yüksek olması ve maliyetlerinin düşük olması sebebiyle araştırmalarda ilgi odağı haline gelmişlerdir. Civa Kadmiyum Tellür (Mercury Cadmium Telluride, MCT) dedektörlere kıyasla Kuantum Kuyu Kızılötesi Fotodedektörler yüksek kalite ve tekdüzelikte yeniden üretilebilirlik imkanına sahip olmaları ve düşük maliyet ile 3-5 µm ve 8-12 µm dalgaboyu aralıklarında algılama yapabildiklerinden dolayı daha çok tercih edilmektedirler. En önemli avantajlarından bir tanesi de kuyu genişliği ve bariyerlerdeki Al konsantrasyonu değişimi ile algılama dalgaboyu değişimine imkan vermesi, kuyu ve bariyer genişliği ile katkılama konsantrasyonunun kontrol edilebilmesidir. Dolayısıyla kızılötesi dedektör teknolosinin kullanım alanı da oldukça geniştir. Özellikle

askeri alanda kullanım alanına sahip olan QWIP yapılar, gece görüş sistemlerinde kullanılmaktadırlar. Taktiğe dayalı ordu uygulamalarında 3- 5 μ m ve 8- 12 μ m atmosferik pencereye sahip detektörler tercih edilmektedir. Kızılötesi görüntüleme toz ve duman arasında da görüntü alabilmektedir. Bu nedenle QWIP kameralar orman yangınlarını yoğun duman arasında görme olanağı sağlamakta, arama ve kurtarma alanında da kullanılmaktadırlar. Sağlık alanında ise tümörlü hücre teşhisinde kullanılmaktadırlar.

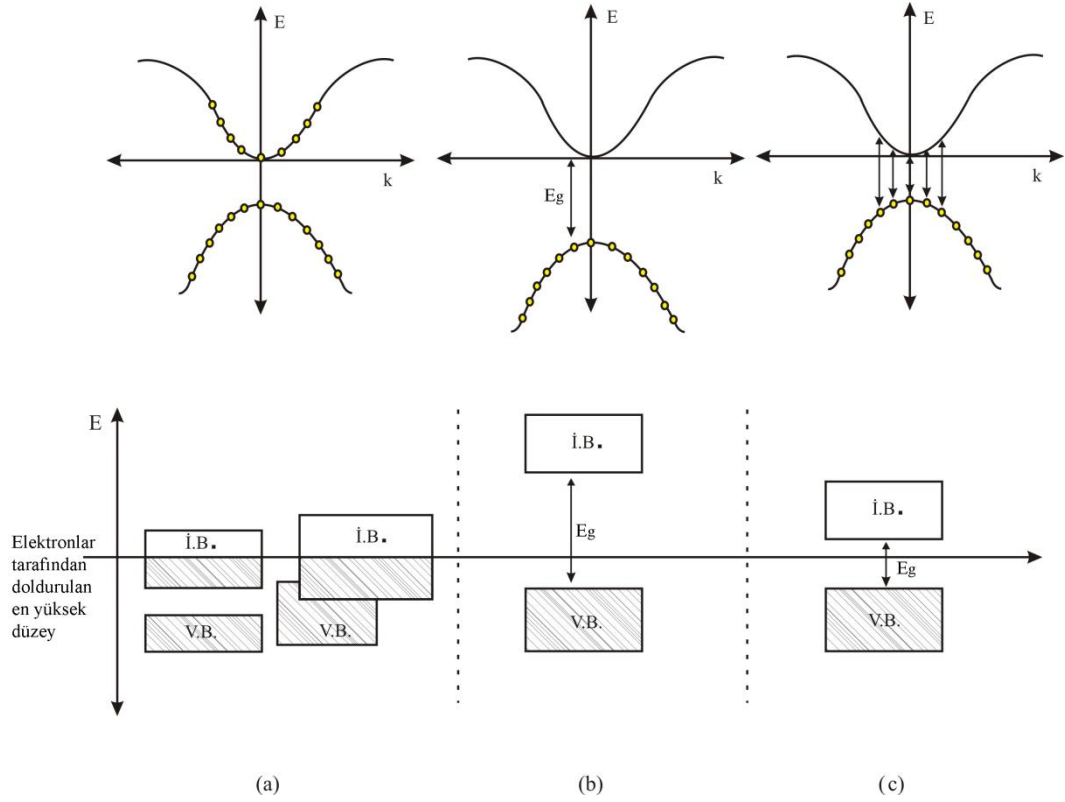
Günümüzde önemli kullanım alanlarına sahip olan kuantum kuyu kızılötesi fotodedektörlerde yeni tasarım ve en iyi performans için en çok çalışılan konulardan bir tanesi iletim mekanizmaları olmuştur. İletim mekanizmalarının karanlık akım üzerine de etkisi vardır. Kızılötesi dedektör olarak bir dedektörün kullanılabilirliğinde karanlık akımın etkisi önemlidir. Çünkü karanlık akım dedektörde gürültüye katkıda bulunarak çalışma sıcaklığının düşmesine neden olmaktadır. Karanlık akıma ısısal yayım, ısıl yardım ile tünelleme ve sıralı tınlaşım (rezonans) tünelleme akımları katkıda bulunmaktadırlar. Isısal yolla oluşan akımı azaltmak için dedektör sıcaklığı düşürülebilirken tünelleme akımını kontrol etmek için bariyer tabakalarının kalınlıkları ayarlanabilmektedir.

Bu çalışmada geniş dalga boyu aralığında (broadband) kızılötesi radyasyonu algılayabilecek 3 farklı detektör tasarlanmış ve bu yapıların elektriksel ve optiksel özellikleri araştırılmıştır. Tasarlanan 3 farklı yapının sahip olduğu her bir kuantum kuyusu için enerji seviyeleri elektron ve boşluk için ayrı ayrı hesaplanmıştır. Aynı zamanda yapıların sıcaklığa bağlı karanlık akım ölçümleri alınmış, ısısal yayım kaynaklı karanlık akım yoğunluğu literatürde mevcut olan 3 ayrı modele göre incelenmiştir. Karanlık akım yoğunluğunun ölçülen ve hesaplanan sonuçlarının karşılaştırılması yapılmıştır. Optiksel karakterizasyon bağlamında fotoluminesans ve fotoiletkenlik ölçümleri yapılmıştır. Bantlar arası geçiş enerjileri için deneysel olarak elde edilen değerler ile hesaplanan değerler karşılaştırılarak sonuçlar değerlendirilmiştir.

2. YARIİLETKENLERDE TEMEL ÖZELLİKLER

Bir yarıiletkeni tanımlamanın birkaç yolu mevcuttur. Genel olarak yarıiletkenler oda sıcaklığında iletkenlikleri yalıtkanlardan daha yüksek fakat metallere daha düşük olan malzemelerdir. Fakat bu tanım tam olarak açıklayıcı değildir. Yarıiletkenleri metallere ayıran en önemli parametre elektriksel iletkenliğin sıcaklığa bağılılığıdır. Metal ve yarı metaller düşük sıcaklıklarda metalik iletkenliklerini korurken, yarıiletkenler bu sıcaklıklarda yalıtkan özellik göstermektedirler. Bu bakımdan yarıiletken ve yalıtkanlar bir grup olarak sınıflandırılırken, metal ve yarımetaller başka bir grup olarak sınıflandırılmaktadırlar. Bu sınıflandırma, yarıiletken ve yalıtkanlarda doğrudan dolu ve boş enerji düzeyleri arasında bir enerji bant aralığının varlığıyla ilgilidir.

Bant yapısının en önemli uygulaması malzemelerin iletkenlik özelliklerinin bant yapısına bağlı olarak değişim sergilemesidir. Bir metal ya da iletken uygulanan elektrik alan altında akım taşıyabilen katıdır. Tam tersi olarak uygulanan elektrik alan bir yalıtkanda akım oluşturmaz. Bant teorisi temel alınarak bu iki sınıf katı birbirinden kolaylıkla ayırt edilebilir. Tamamen taşıyıcılarla dolu bir bant elektrik alan altında elektrik akımı oluşturmaz. Katılar ancak bazı bantları kısmen dolu olduğu zaman bir metal gibi davranırlar. Yalıtkan, yarıiletken ve metallerin 0 K'deki enerji bant diyagramı şekil 2. 1 'de gösterilmektedir. Yalıtkan ve yarıiletkenlerin her ikisi de dolu valans bandı ve boş iletim bandına sahiptirler. Fakat yalıtkanların yasak enerji aralığı yarıiletkenlerin enerji aralığından daha büyüktür. Yarıiletkenlerin yasak enerji aralığı 0.2 eV ile 3 eV arasında değişirken bu değer yalıtkanlarda 10 eV değerini aşmaktadır [1]. Metallerde ise valans ve iletim bandı iç içe geçmiş durumdadır. Dolayısıyla valans bandındaki elektronların bir kısmı aynı zamanda iletim bandında da bulunmaktadır. Bu durum ise bir dış voltaj varlığında elektriksel iletkenliğe sebep olan serbest elektron denizini oluşturmaktadır.

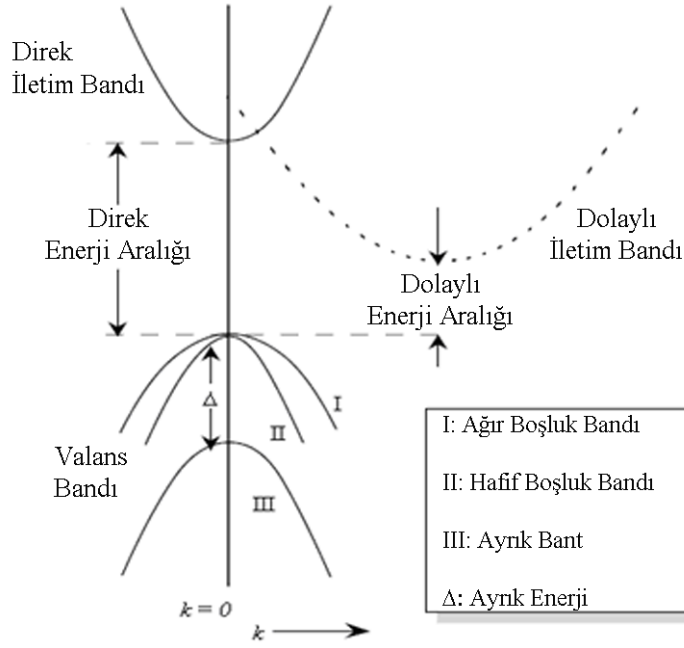


Şekil 2.1. Elektronların a) metal, b) yalıtkan, c) yarıiletken bantlar içerisindeki dağılımı [2]

Bir kristal içerisindeki elektron probleminin çözümü enerji ile dalga vektörü (E - k) arasındaki ilişkiyi vermektedir. Atom fizikinden bilindiği üzere, bağlı elektronlar yasak enerji bölgeleri ile ayrılmış kesikli enerji düzeylerine sahiptirler. Katılarda bu ayrık enerji düzeyleri bant aralıkları ile ayrılmış izinli bantlar oluşturacak şekilde birleşirler. Eğer elektronik spektrum biliniyorsa bu izinli düzeylerden hangilerinin elektronlar tarafından doldurulup, hangilerinin boş olduğu belirlenebilir. İzinli bantların elektronlar tarafından doldurulup doldurulmadığı kontrol edildiğinde iki önemli durum ortaya çıkmaktadır. İlk durumda izinli bantların tamamen elektronlar tarafından doldurulması ve sonraki izinli bantların bir enerji aralığı ile ayrılması ve 0 K'de tamamen boş olmasıdır. İkinci durum ise, en yüksek dolu bantın yarı dolu ya da kısmen dolu olması durumudur. Katıya bağlı olarak kısmen dolu ya da tamamen dolu olan en yüksek bant valans bandı olarak adlandırılırken, bir sonraki boş bant iletim bandı olarak adlandırılmaktadır.

Yarıiletkenlerde iletim bandının en alt noktası ile valans bandının en üst noktası arasındaki bölge, elektronların bulunamayacağı izinsiz veya yasak enerji bandı olarak adlandırılmaktadır. Bu enerji aralığı, valans bandında bulunan bir elektronu iletim bandına uyarmak için gerekli olan minimum enerjiye eşdeğerdir. Bu enerji voltaj, ısı veya ışık formunda yarıiletkene uygulandığında valans banttaki bir elektron iletim bandına uyarılacak ve valans bantta bir boşluk (hole) oluşturacaktır yani yarıiletken iletkenlik özelliği kazanacaktır. Boşluklar, pozitif yüklü tanecikler gibi davranırlar ve elektrik alan altında elektronlara zıt yönde hareket ederler. Böylece yarıiletkenlerde, elektronlar ve boşluklar olmak üzere iki tür taşıyıcının varlığından bahsedilebilir. Yarıiletken, bünyesinde ne kadar çok taşıyıcı barındırıyorsa (iletim bandında elektron ve valans bandında boşluk) iletkenliği de o kadar iyi olmaktadır. Elektronun dışarıdan bir etki sonucu iletkenlik özelliği kazanması geçici olup, iletim bandında biraz zaman geçirdikten sonra (yaşam süresi) valans bandındaki bir boşluk ile tekrar birleşir ve enerji yayımlar.

Bazı yarıiletkenlerde iletim bandının en alt noktası $k=0$ noktasındadır. Bu tip yarıiletkenler optiksel olarak aktif olup direk bant aralıklı malzemeler olarak adlandırılmaktadırlar. GaAs, InP, InGaAs direk bant aralıklı yarıiletkenlere örnek gösterilebilir. Diğer yarıiletkenlerde iletim bandının en alt noktası $k=0$ noktasında değildir ve bu yarıiletkenler (Si, Ge, AlAs vb.) dolaylı bant aralıklı yarıiletkenler olarak bilinirler. Bu malzemelerin ışık ile etkileşimi oldukça zayıf olup optik aygıtların yapımında kullanılmamaktadırlar.



Şekil 2.2. Valans bant, direk bant ve dolaylı bantın şematik olarak gösterimi [3]

Şekil 2. 2’de direk ve dolaylı geçişlerin şematik gösteriminin yanı sıra valans ve iletim bantları da gösterilmektedir. Çoğu yarıiletkenlerde valans bant düzeylerinin karakteri yaklaşık olarak aynıdır. Valans bantının tepesinde ağır boşluk (heavy hole, HH), hafif boşluk (light hole, LH) bantları ile ayrık bant bulunmaktadır.

Yarıiletkenlerin önemi, elektronikte kullanım alanlarının çoğalması ile hızla artmıştır. Günümüzde yarıiletken malzemeler birçok elektronik devrenin ve çeşitli düzeneklerin temel yapı elemanlarını oluşturarak, yaşantımız içinde önemli bir yer tutarlar. Birçok elektronik yapı tasarımında yarıiletkenler, hareketli yüklerin kaynağını sağlamak için kullanılırlar ve yüklerin aktığı, denetlendiği ortamı oluştururlar. Yarıiletkenlerin teknolojiye yoğun rağbet görmesinin en önemli sebeplerinden birisi de elektriksel olarak nasıl davranacağını belirlenebilmesidir. Örneğin, yarıiletkenler örgüye elektron ya da boşluk sağlayacak şekilde katkılanabilmektedirler. Katkı maddesi örgüde elektron fazlalığı oluşturuyorsa elektron verici (donor) olarak adlandırılır ve yarıiletken n-tipi olarak bilinir. Eğer katkı maddesi örgüde boşluk (hole) oluşturuyorsa elektron alıcı (akseptör) olarak adlandırılır ve yarıiletken p- tipi olur. Yarıiletkenler sahip

olduğu bu olanak ile elektronikte kullanım alanına sahiptirler (transistör yapımı, özellikle elektronik devrelerde anahtarlama ve yükseltmede kullanılmaktadırlar).

Yarıiletken büyütme ve işleme tekniklerindeki gelişmeler ile birlikte özellikle yüksek performans isteyen devre uygulamalarında silisyuma alternatif olarak kullanılan bileşik yarıiletkenler, çoğu periyodik cetvelin üçüncü ve beşinci kolonlarındaki elementlerin birleştirilmesiyle oluşturulmaktadır. Bu yarıiletkenlerden en çok adı duyulmuş olan GaAs yarıiletkenidir. III-V grubu yarıiletkenler diye adlandırılan bu malzemeler elektronik aygıt tasarımcılarına geniş bir spektrumda değişik fiziksel özellikler sunmakta ve önemli avantajları olan heteroyapı ve kuantum aygıtlarının oluşturulmasını olanaklı kılmaktadırlar. Bu yarıiletkenlerin uygulamalarına örnek olarak son yıllarda çok büyük ilgi çeken AlN, GaN ve AlGaN yarıiletkenleri gösterilebilir. Bu yarıiletkenlerin enerji bant aralıkları silisyumunkinden çok daha yüksektir ve atomlar arasındaki bağ çok daha kuvvetlidir. Dolayısıyla çok yüksek güç altında ve çok yüksek sıcaklıklarda çalışabilen çok dayanıklı elektronik aygıtların yapımı mümkün olabilmektedir. III-V grubu yarıiletkenlerin diğeri bir önemi de özellikle optoelektronik alanında yeni bir çığır açmış olmalarıdır. Bu yeni yarıiletkenler sayesinde lazer, dedektör gibi aygıtların geniş bir dalga boyu aralığında çalışabilmeleri ve optoelektronik entegre devrelerin fabrikasyonu olanaklı olmuştur.

3. KIZILÖTESİ DEDEKTÖR TEKNOLOJİSİ

Güneş ışığının, spektrumun bütün renklerini içerdiğini ilk olarak Sir Isaac Newton keşfetmiştir. Newton yaptığı deneyde güneş ışığının önüne bir prizma koymuş ve bu ışının kırmızıdan mor renge bütün görünür renklere ayrıldığını gözlemlemiştir. Birkaç yüzyıl sonra en az Newton'un yaptığı kadar ünlü bir deney Sir William Herschel tarafından yapılmıştır. Herschel de güneş ışığının önüne prizma koymuş fakat bununla kalmayıp başka şeyler de denemiştir. Yaptığı deneyde civa göstergeli bir termometreyi mor ışığın önüne yerleştirip termometreyi yavaş yavaş kırmızı ışığa doğru hareket ettirmiştir. Bu işlem sonucunda termometrede sıcaklığın arttığını gözlemlemiştir. Aynı zamanda termometreyi kırmızının da ötesine doğru hareket ettirdiğinde sıcaklığın artmaya devam ettiğini fark etmiştir. Bu sonucu ise kırmızının ötesinde gözle algılanamayan bir ışığın varlığına atfetmiştir. Böylelikle Herschel hem kızılötesi ışığı (infrared, IR) hem de ilk kızılötesi dedektör olan termometreyi keşfetmiştir [4]. 1847 yılında A. H. L. Fizeau ve J. B. L. Foucault kızılötesi ışığının görünür ışığın sahip olduğu yansıma, kırılma vb. özelliklere sahip olduğunu göstermişlerdir. 19. yüzyılın sonu 20. yüzyılın başlarında kızılötesi ışının yayımlanması ve algılanmasıyla ilgili ayrıntılı çalışmalar yapılmıştır.

IR dedektörler ilk olarak teorik olarak geliştirilmiş ardından bu dedektörlerin yapımında kullanılan malzemelerin geliştirilmesi için çalışmalar yapılmıştır. 19. yüzyılın ilk yarısı boyunca bilinen tek IR dedektör olan termometrenin hızı ve hassasiyetinin geliştirilmesi için çaba harcanmıştır. Kızılötesi radyasyonu algılayan cihazların gelişimindeki en önemli aşamaları belirtecek olursak:

1821 yılında Seebeck termoelektrik etkiyi bulmuş ve daha sonrasında ilk termoçifti yapmıştır. 1829'da Nobili birkaç termoçifti seri bağlayarak termopile yapmıştır [5]. Daha sonra Melloni termoçiftlerin yapımında bizmut ve antimon kullanarak insan vücudundan yayılan ısıyı 9.144 m uzaklıktan algılayabilen termopile yapımını başarmıştır [6]. 1880 yılında Langley ilk bolometreyi geliştirmiştir [7]. Sonraki 20 yıl içerisinde geliştirerek ilk yaptığı bolometreden

kızılötesi radyasyona 400 kat daha duyarlı bolometre yapmayı başarmıştır ki bu bolometre 402.3 m uzaktaki bir objeyi algılayabilmekteydi. Böylelikle kızılötesinin radyasyonun bulunuşuyla birlikte öncelikle termal dedektörler geliştirilmiştir.

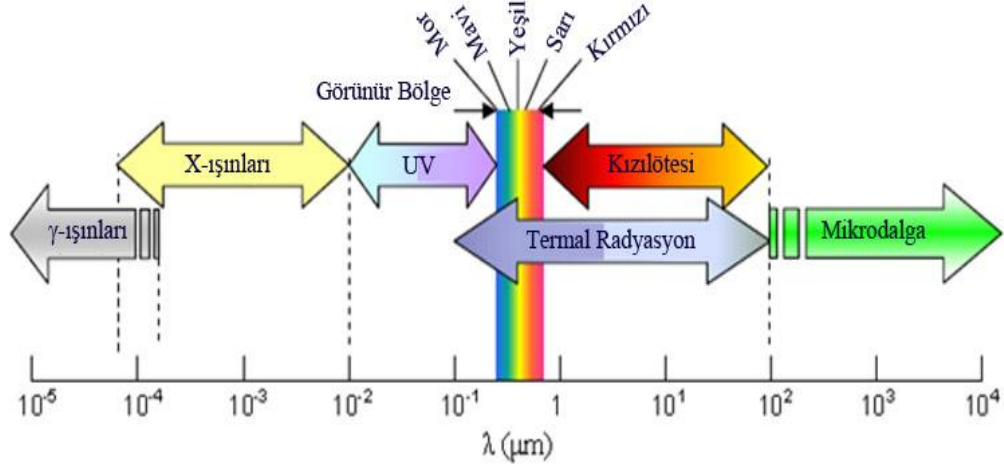
Bu dedektörlerin hepsi kızılötesi bölgedeki dalga boyuna duyarlı ve oda sıcaklığında çalışabilmelerine rağmen duyarlılıkları ve hızları düşüktür. 1873 yılında Smith fotoiletken etkiyi keşfetmiştir [8].

1940'lı yıllarda duyarlılığın ve algılama hızının yüksek olduğu foton dedektörler üretilmeye başlanmıştır. 3 μm dalga boyuna kadar algılama yapabilen PbS ilk pratik olarak üretilen IR dedektördür. Daha sonraki yıllarda farklı malzemelerden üretilen ve algılama dalga boyu orta ve uzak kızılötesi bölgeyi kapsayan dedektörler geliştirilmiştir.

1960'ların başında fotolitografi tekniğinin ortaya çıkması ile birlikte kızılötesi dedektör dizinleri yapılmıştır. Doğrusal dedektör dizinleri PbS, PbSe ve InSb dedektörleri ile yapılmıştır.

3.1. Kızılötesi Işınımını ve Temel Özellikleri

Elektromagnetik spektrum, bütün elektromagnetik dalgaların sahip oldukları dalgaboyu ve bu dalgaboyuna karşılık gelen enerjiye göre dağılımından oluşmaktadır. Bu spektrum herbiri ayrı bir uygulama alanına sahip olan γ - ışınlarından radyo dalgalarına bütün ışınımları içermektedir. Görünür ışık da bu spektrumun belli bir kısmını (0.39 μm - 0.77 μm) oluşturmaktadır . Çevremizde gördüğümüz objelerin kendine özgü bir rengi vardır. Çünkü her obje görüldüğü rengi yansıtırken diğer bütün renkleri soğurmaktadır.



Şekil 3.1. Elektromagnetik spektrum [9]

Şekil 3.1’de gösterilen spektrum farklı dalgaboyu bantlarını göstermektedir. Bu dalgaboyu değerlerine karşılık gelen enerji ise (3.1) kullanılarak elde edilebilir:

$$E(eV) = hv = \frac{hc}{\lambda} = \frac{1.23984}{\lambda(\mu m)} \quad (3.1)$$

γ - ışınları, X- ışınları ve ultraviyole gibi yüksek foton enerjisine (kısa dalgaboyu) sahip olan ışınlamalar insan gözüne zarar verirken; kızılötesi, mikrodalga ve radyodalgaları gibi düşük foton enerjili (uzun dalgaboyu) ışınlamalar insan gözüne daha az zarar vermektedirler.

Her obje kendi elektromagnetik ışınlamını kendisi oluşturur. Bunun sebebi ise malzemeyi oluşturan atomların titreşmesidir. Atomlar bir osilatör gibi davranır ve dışarıya foton formunda enerji verirler. Atomlar ne kadar sıcak olursa titreşimi de o kadar hızlı olur ve yaydığı fotonun frekansı da buna paralel olarak yüksek olur. Bütün maddeler de atomlardan oluştuğundan foton (ışık) yayarlar.

Bu gerçek 1900 yılından önce de biliniyordu fakat bir objenin spektral enerji dağılımının nicel bir açıklaması yapılamıyordu. Bir objenin bir çok osilatörden oluştuğu ve her obje için geniş bir frekans aralığının bulunduğu bilinmesine rağmen bu problemin çözümü 1900 yılında Max Planck tarafından bir

formül ile açıklanmıştır. Planck, daha önce yapılan çalışmalarda kullanılan klasik fiziğin atomik düzeyde meydana gelen olayları açıklayamadığını keşfetmiştir. Bir osilatör tarafından verilen enerjinin sürekli değil ayrık enerji seviyelerinden oluştuğunu söylemiştir. Bu enerji seviyeleri enerji kuantumu olarak adlandırılmış ve büyüklüğü ise osilatör frekansı ile bir sabitin (daha sonra Planck sabiti olarak adlandırılmıştır) çarpımı şeklinde belirlenmiştir. Enerji kuantizasyonu ve bu enerjinin osilatör frekansı ile orantılı olması fikri spektral enerji dağılımını açıklamakla kalmamış, kuantum mekaniği alanın oluşmasına önderlik etmiştir.

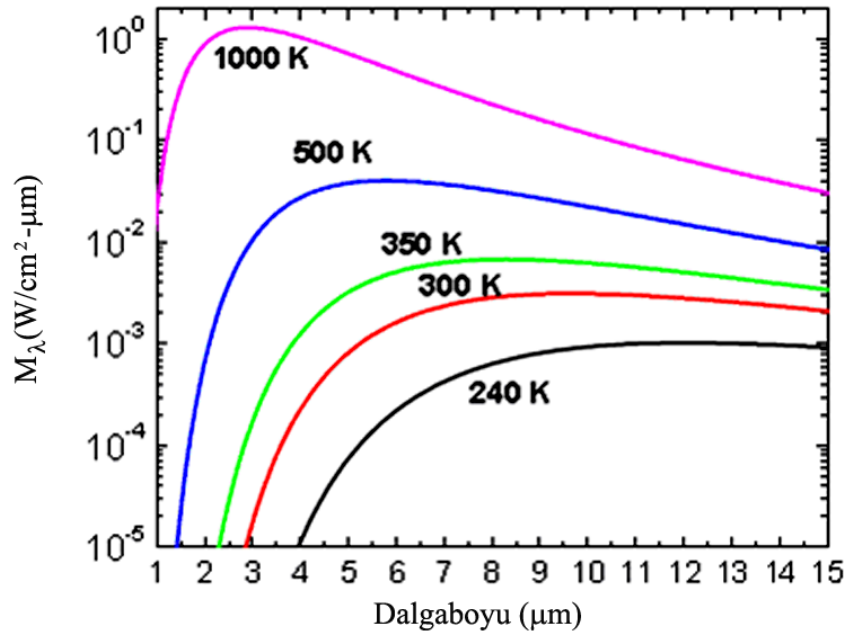
Enerji dağılımı Planck yasası ile bulunur ve matematiksel olarak (3.2) ile ifade edilir.

$$M_{\lambda}(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 (e^{hc/\lambda kT} - 1)} \quad (3.2)$$

M, karacisim (blackbody) için birim yüzeyden birim dalgaboyu başına yayılan radyasyon gücünü verir. h, Planck sabiti; c, ışık hızı; λ , dalgaboyu; k, Boltzmann sabiti; T, sıcaklığı göstermektedir. Planck yasası enerji dağılımı hakkında bilgi verir fakat bu spektrumun hangi bölgesinin kızılötesi dedektör tarafından algılanacağı bilgisini içermez. Tanım olarak karacisim üzerine düşen bütün elektromagnetik dalgaları mükemmel bir şekilde soğuran ve bunun tam tersi termal olarak ürettiği ışığı da mükemmel bir şekilde yayan bir objedir. Mükemmel bir karacisim için ışığı yayma katsayısı $\epsilon=1$ 'dir. Gerçek objeler çoğu zaman gricisim davranışı sergilerler ki bu objeler için ışığı yayma katsayısı 1'den daha az olan bir sabittir. Oda sıcaklığındaki cisimler esas olarak kızılötesi elektromanyetik ışıyım yayarlar, dolayısıyla insan gözü tarafından algılanamaz. Daha yüksek ısılarda ise insan gözünün algılayacağı frekanslarda ışıyım yayarlar. Örnek vermek gerekirse; bir metal teli ısıtmaya başladığımızda ilk olarak cismin ısındığını daha sonra yavaş yavaş kırmızı bir renk aldığını, ısıya maruz kalma süresi devam ettikçe de maviye doğru renginin değiştiğini görmemiz mümkündür. Bir cismin ısınmaya maruz kaldığında rengini değiştirdiğine ve sonuç olarak da cisimlerin ısındıkça renklerinde değişmeler olduğunu yani renklerin belirli ısılara sahip olduğunu söyleyebiliriz. Şekil 3.2 bir karacisimin farklı sıcaklıklarda birim yüzeyden birim dalgaboyu başına yayılan radyasyon gücünü göstermektedir.

300 K’de pik dalgaboyunun 10 μm civarında olduğu gör÷lmektedir. 1000 K’de bu değer yaklaşık olarak 3 μm değerine düşmektedir. Sonuç olarak yayılan radyasyonun pik dalgaboyu karacisim sıcaklığı ile ters orantılıdır ve Wien Yerdeđiřtirme Yasası ile tanımlanır:

$$\lambda_{\text{max}} = \frac{2898}{T} (\mu\text{m}) \quad (3.3)$$



Şekil 3.2. Bir karacisim için farklı sıcaklıklarda birim yüzeyden birim dalgaboyu başına yayılan radyasyon gücü [10]

Planck Yasası belirli bir sıcaklıkta spektral olarak bir objeden yayılan radyasyon gücü hakkında bilgi vermektedir, objenin spektrumunun hangi kısmının bir kızılötesi dedektöre ulaşacağı hakkında bilgi vermemektedir. Bu nedenle kızılötesi dedektörler atmosfer boyunca üzerine düşen kızılötesi kaynağı görmek zorundadırlar.

Kızılötesi bölgesi, görünür ve mikrodalga bölgesi arasında yer almaktadır. Kızılötesi ışıınımı (IR), bir tür ısı yayan elektromagnetik enerji çeşididir. Bu ışıınım türünü görünür bölge, radyo dalgaları veya X-ışıınları gibi diğer elektromagnetik ışıınımlardan farklı kılan, sahip olduğu dalgaboyu mertebesidir. Kızılötesi ışııma

spektrumunu (IR), sahip olduğu dalgaboyu temel alınarak beş ayrı kategoriye ayırmak mümkündür [11]:

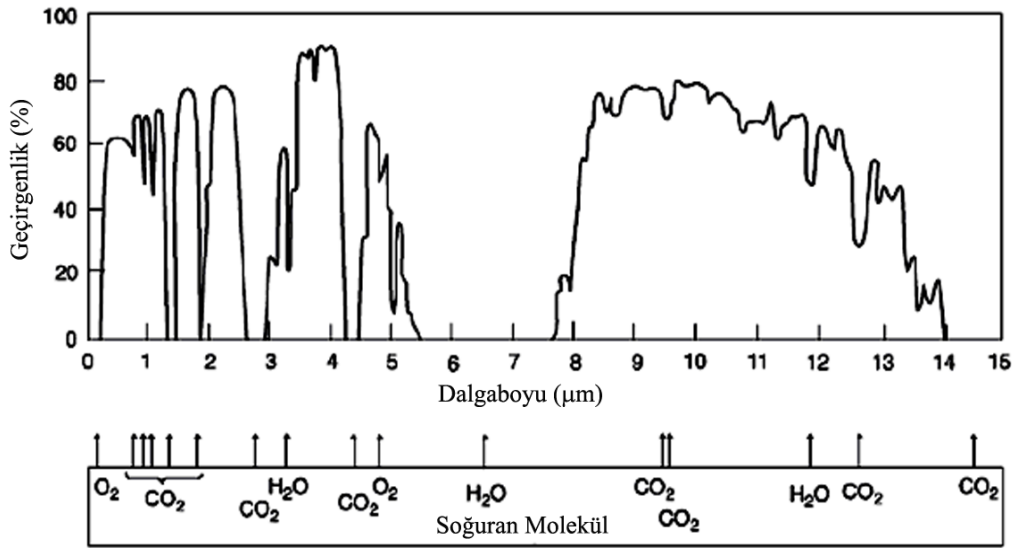
- Yakın kızılötesi (NIR) bölgesi 0.75- 1.4 μm
- Kısa dalgaboylu kızılötesi (SWIR) bölgesi 1.4- 3 μm
- Orta dalgaboylu kızılötesi (MWIR) bölgesi 3- 8 μm
- Uzun dalgaboylu kızılötesi (LWIR) bölgesi 8- 14 μm
- Çok uzun dalgaboylu kızılötesi (VLWIR) bölgesi 14.0 μm 'den 1mm'ye kadar dalga boyunu algılayabilmektedir.

Kızılötesi radyasyonun sahip olduğu özellikleri özetleyecek olursak:

- İnsan gözü tarafından algılanamamaktadır. Bu özellik güvenlik uygulamalarında önemlidir. Bu durum bazen optik sistemlerin dizaynı ve ölçümlerini zorlaştırmaktadır.
- Kızılötesi radyasyon düşük enerjiye sahiptir. Bu enerji moleküllerin titreşim ve dönme enerjileri mertebesinde. Dolayısıyla sahip olduğu bu özellik molekülleri tanımlamaya olanak vermektedir.
- Kızılötesi radyasyon uzun dalga boyuna sahiptir. Böylelikle kızılötesi radyasyon farklı ortamlardan geçerken çok az saçılmaya uğrayarak geçmektedir.
- Mutlak sıfır sıcaklığının üzerindeki bütün objeler tarafından ortama kızılötesi radyasyon yayılır.

Kızılötesi uygulamaları hava ortamı boyunca geçirgenliği gerektirmektedir. Fakat saçılma süreçleri ve soğurulma, radyasyon gücünün atmosfer içerisinde ilerlerken zayıflamasına yol açmaktadır. Saçılma süreci, gelen radyasyon demetinin yönünün değişimine neden olmaktadır. Böylelikle saçılan radyasyon havada asılı olan parçacıklar tarafından ya tekrar saçılmaya uğramakta ya da soğurulmaktadır. Büyük parçacıklardan saçılma dalgaboyundan bağımsız gerçekleşmektedir. Dalgaboyu 2 μm 'den büyük olan radyasyonlar için gaz moleküllerinden saçılma ihmal edilebilecek kadar küçüktür. Saçılma atmosferik geçirgenliği etkileyen problemdir. Sis ve bulutlar çok iyi saçıcıdır ve atmosferi kızılötesi bölge boyunca ışık geçirmez yaparlar. Diğer taraftan yağmur ve duman da zayıf saçıcılardır ve ışığın geçişine fazla engel teşkil etmezler.

Şekil 3.3 dalgaboyuna bağlı olarak atmosferik geçirgenliği vermektedir. Su, karbondioksit ve oksijen moleküllerinin kendilerine özgü soğurma bantları atmosferik geçirgenliği 3-5 μm ve 8-14 μm dalgaboyu aralıklarında sınırlamaktadırlar. Soğurma bantlarında ışık enerjisi gaz molekülerine dönme veya titreşim enerjisi olarak verilir.



Şekil 3.3. Atmosferik geçirgenlik spektrumu ve soğuran moleküller. Spektrum deniz seviyesinde ölçülmüştür [12]

Geçirgenliğin yüksek olduğu bölgeler atmosferik pencere olarak adlandırılmaktadır. Bu nedenle dedektör teknolojisi atmosferik geçirgenliğin yüksek olduğu MWIR (3- 5 μm) ve LWIR (8- 14 μm) bölgeleri üzerine odaklanmaktadır.

3.2. Kızılötesi Dedektörlerin Sınıflandırılması

Malzeme yapısına ve algılama mekanizmasına bağlı olarak kızılötesi dedektörler iki gruba ayrılmaktadır: Termal dedektörler ve kuantum ya da foton dedektörler [13, 14]. Bu iki dedektör çeşidi arasındaki temel fark gelen ışının

soğurucu malzemeyi nasıl etkilediğidir. Termal dedektörlerin avantajlarından biri oda sıcaklığında çalışabilmeleridir. Bu tür dedektörlerde tepki süresinin uzun olması bir dezavantaj oluşturmaktadır. Çizelge 3.1 termal ve foton dedektörlerin karşılaştırmasını vermektedir.

3.2.1. Termal dedektörler

Termal dedektörlerin çalışmasındaki temel prensip malzemenin sıcaklığındaki dalgalanmalar kaynaklıdır. Termal dedektörlerde soğurulan ışık dedektörün sıcaklığını değiştirir. Bu tür dedektörlerde algılama süreci iki aşamadan oluşmaktadır: radyasyon dedektörün sıcaklığını değiştirmeli ve daha sonra bu sıcaklık değişimi bazı ölçülebilir parametrelerin değişimine neden olmalıdır. Bunun en iyi bilinen bir örneği sıcaklıkla yarıiletkenlerin direncinin değişmesidir. Termal dedektörlerde çıkış sinyali radyasyon gücüne bağlıdır (ya da radyasyon gücünün değişim oranına), dalgaboyu bağımlı algılama yapmazlar, oldukça yavaş tepki verirler ve foton dedektörlerden farklı olarak oda sıcaklığına kadar çalışabilirler. Sahip oldukları bu özelliklerden dolayı termal dedektörler genişbantlı (broadband) dedektörler olarak da isimlendirilmektedirler [15]. Kullanımı kolay olup ucuzdurlar.

1900'lü yıllara kadar termal dedektörler foton dedektörlere kıyasla gerek askeri gerekse ticari alanda daha az rağbet görmüştür. Bunun temel nedeni ise bu dedektörlerin yavaş tepki vermesi ve foton dedektörlere kıyasla duyarlılığının az olmasıdır. Termal dedektörleri sınıflandıracak olursak:

3.2.1.1. Termopil

Civa göstergeli termometreden sonraki ilk gelişme termopil yapımı olmuştur ve en eski kızılötesi dedektör türlerinden bir tanesidir [16]. Termopil termal enerjiyi elektrik enerjisine çeviren elektronik bir alettir. İki farklı metal birbiriyle bir termoçift oluşturacak şekilde birleştirilip iki ucu farklı sıcaklıkta tutulduğunda sıcaklık değişimine bağlı olarak voltaj oluşur. Duyarlılığın fazla

olduğu termopil ise termoçiftlerin genellikle seri olarak bağlanması sonucu oluşmaktadır. Termopil yapımında metaller kullanılabileceği gibi yarıiletkenler de kullanılmaktadır. Genel olarak sağlık alanında kullanılırlar. Termopil çıkış voltajı genellikle 10 mV ya da 100 mV civarındadır.

3.2.1.2. Pnömatik dedektör

Pnömatik kelimesi hava basıncı ile işleyen anlamına gelmektedir. Golay hücresi, bir metal film ile kontak halinde bulunan küçük hacme sahip gaz odacığından oluşur. Metal film ışığı soğurur ve bunun sonucunda ısınır. Metalin ısınması sonucunda ısı gaza transfer olur. Hacim sabit olduğundan artan sıcaklık gazın basıncını artırır. Golay hücresinin bir duvarı dış yüzeyinden gümüşlenmiş hareket edebilen bir ayna ile kapatılmış bir deliğe sahiptir. Bu deliği kapatan aynanın odağı odacık içindeki basınçla değişebilmektedir. Gaz odacığında meydana gelen basınç değişimi Golay hücresi içerisinde bulunan ve optik yükseltecin yolunu değiştiren aynanın açısının değişmesine neden olur ve algılama bu şekilde gerçekleşir [17]. Golay hücreleri 10^{-11} W kadarlık radyasyon güçlerini tespit edebilmektedirler.

3.2.1.3. Piroelektrik (Pyroelektrik) dedektör

Payro kelimesinin anlamı sıcaklığa ait demektir. Piroelektrik dedektörler sıcaklığa bağlı olarak kutuplanabilirliği değişen malzemelerden yapılmaktadırlar. Dedektör yapısına bakıldığında bir ferroelektrik malzeme üzerine buharlaştırma yolu ile kaplanmış elektrotlar ile yüksekçe bir değere sahip (10^{11} ohm a kadar) yükleme direncinden oluştuğu görülmektedir. Gelen radyasyon ferroelektrik madde tarafından soğurulur. Kritik bir sıcaklığın altında (T_c ; Curie sıcaklığı) elektrik dipoller kristalin bütününün toplam elektrik kutuplanması artacak şekilde belirli eksen boyunca kısmen düzenlenirler. Curie sıcaklığının üzerinde ise net kutuplanma sıfır olmaktadır.

Bu dedektörlerde sıcaklık değişimine bağlı olarak ferroelektrik malzemenin kutuplanması değişmekte ve elektriksel kutuplanmadaki değişim yüzey yükünün zamanla değişimine (elektriksel akım) neden olmaktadır [18]. Sıcaklığın sabit olması halinde ise bir akım oluşmayacaktır.

Piroelektrik dedektörlerin yapımında kullanılan en hassas madde triglisin sülfat'tır (TGS). Fakat bu malzemenin Curie sıcaklığı düşük (49°C) olduğundan dolayı çelik zirkonat gibi seramik tabanlı ve Curie sıcaklığı birkaç yüz dereceyi bulan malzemeler daha sıkça kullanılmaktadır. En çok kullanılan malzemeler, triglisin sülfat (TGS), lityum tantalat (LiTaO_3), stronsiyum baryum niobat (SBN), polimer filmlerdir.

3.2.1.4. Bolometre

Bolometre, direnci sıcaklıkla değişen bir termal dedektör çeşididir. İlk bolometre 1880 yılında Amerikalı gökbilimci Samuel Pierpont Langley tarafından yapılmıştır [7]. Çalışma prensibine bakılacak olursa Wheatstone köprüsünü oluşturan dirençlerden biri olarak radyasyona duyarlı dirençli bir malzeme seçilir. Gelen radyasyon soğurucu malzemenin elektriksel direncinin değişimine neden olarak radyasyon algılanması gerçekleşmektedir. Dirençli malzeme olarak yarıiletken film, süperiletkenler ya da elektriksel direnci sıcaklıkla değişen bir malzeme seçilebilir. Günümüzde metallere ziyade yarıiletken ve süperiletkenler soğurucu malzeme olarak kullanılmaktadırlar. Bu malzemeler kullanılarak yapılan bolometreler düşük sıcaklıklarda çalışabilmekte ve duyarlılıkları oldukça iyi olabilmektedir.

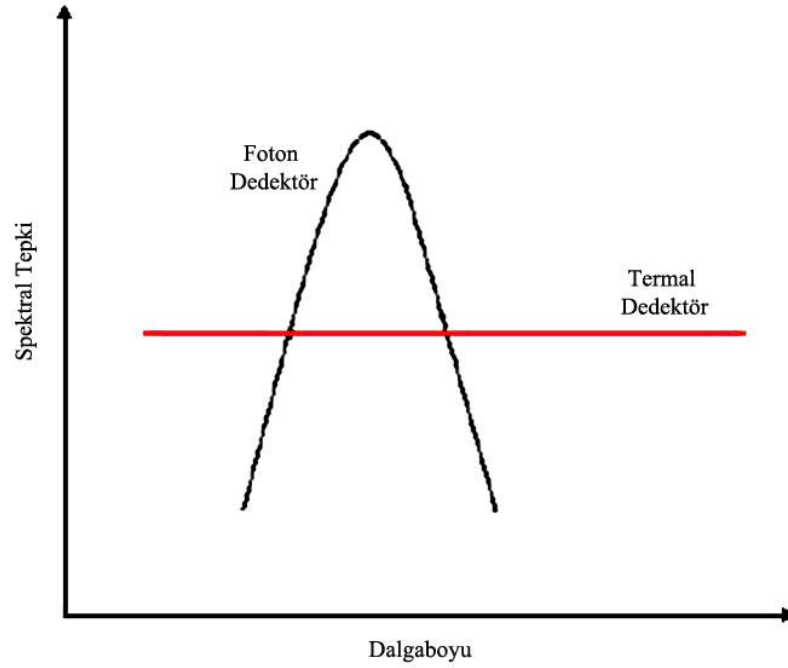
Bolometreler dayanıklı ve aynı zamanda geniş bir spektrumda kızılötesini algılayabilmektedirler. Özellikle $200\ \mu\text{m}$ - $1\ \text{mm}$ aralığındaki dalga boylarında en iyi duyarlılığa sahip dedektör olma özelliğinden dolayı astronomide kullanılmaktadırlar. Bolometreyi daha duyarlı yapmak için ısı kapasitesinin çok küçük yapılması gerekmektedir. Böylece düşük miktarda enerji daha hızlı ısıtma yapacaktır. Bu tür dedektör için öncelikli sınırlama mekaniksel olarak

yapılmalıdır: ne kadar küçük ya da ne kadar ince yapılmalıdır? Bu şartlar sağlandığında dedektörün performansında artış gözlenmektedir.

3.2.2. Foton dedektörler

Optoelektronikte önemli olan fotodedektörler vericiden gelen ışığı elektriksel sinyale (voltaj ya da akım) çevirirler [19, 20]. En önemli parametreleri spektrum, duyarlılık ve hızdır. Foton dedektörlerde algılama, gelen ışının malzemenin atomik örgüsü ile etkileşimi sonucunda oluşmaktadır. Işık ile malzemenin bu etkileşimi sonucunda malzemenin bazı fiziksel özelliklerinde (direnç, voltaj, akım gibi) değişim oluşmaktadır. Foton dedektörlerde, soğurulan ışık elektronları daha üst seviyelere uyarır ve bu elektronlar eski konumlarına dönmeden önce algılanırlar. Foton dedektörlerde soğurma işlemi bir dizi kuantum olayı ile gerçekleşir. Bu yüzden foton dedektörlerin çıkışı, ışık taneciklerinin soğurulma oranıyla doğrudan ilişkilidir. Ayrıca ele alınan bütün foton işlemleri kendilerini başlatacak belirli bir minimum foton enerjisine ihtiyaç duyarlar. Bir tek foton için enerji $E = hc/\lambda$ eşitliği ile verilir.

Kızılötesinde çalışan foton dedektörlerinde en çok karşılaşılan sorun, soğurulan foton enerjilerinin, dedektörün kendisinde bulunan atomların ortalama ısı enerjileriyle karşılaştırılabilir hale gelmesidir. Bunun sonucunda meydana gelen elektron salınımları ışığın soğurulmasının yanısıra, ısı uyarmayla da üretilebilir. Böylece bir gürültü kaynağı meydana gelir. Bu gürültü sinyalinin azaltılması için dedektörün sıcaklığı azaltılmalıdır [21]. Foton dedektörler birim yüzeyine düşen radyasyon gücünün bir fonksiyonu olarak dalgaboyu bağımlı algılama yaparlar. İyi bir dedektörde istenilen performans şartları, düşük gürültü, yüksek güvenilirlik, büyük bant genişliği ve düşük maliyettir.

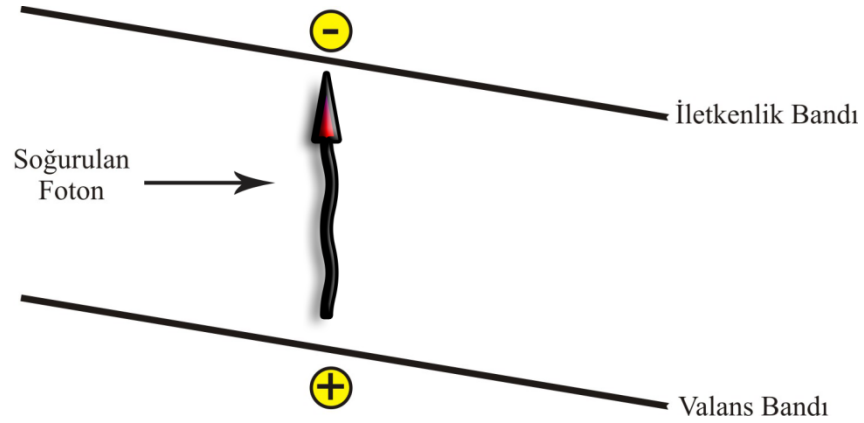


Şekil 3.4. Foton ve termal dedektörün dalgalıboyuna verdiği tepkinin karşılaştıırılması [15]

Foton dedektörler genellikle gelen radyasyona tepki verirler. Foton enerjisinin malzemenin elektronik düzeylerine anlık transferinden dolayı foton dedektörler çok yüksek frekanslarda çalışabilirler. Foton dedektörler fotoiletkenler ve fotovoltaiik dedektörler olmak üzere iki ayrı grupta sınıflandırılmaktadırlar. Fotoiletken ve fotovoltaiik dedektörler yapım ve algılama mekanizmaları bakımından farklılık gösterirler. Fotoiletkenler üzerine ışıık düşmediği sürece iletkenliği oldukça zayıf olmakla beraber foton düşürüldüğünde taşıyıcı oluşumu sebebiyle iletkenlikleri iyileşmektedirler. Fotovoltaiik dedektörler, foton algıladığında elektromotor kuvvet oluşturan (elektrik akımı sağlayan) diyotlardır. Bu elektromotor kuvvet akım ve voltaj oluşturun. Foton detektörler bant yapılarına bağlı olarak dört grupta sınıflandırılmaktadırlar: katkısız (has) yarıiletken dedektörler, katkılı yarıiletken dedektörler, fotoelektrik dedektörler ve kuantum kuyu dedektörler [20].

3.2.2.1. Katkısız yarıiletken fotodedektörler

Dar yasak enerji aralıklı yarıiletkenler katkısız yarıiletken fotodedektörler için anahtar malzemelerdir. Bu tür dedektörlerde optik soğurma yarıiletkenin valans bandındaki bir elektronu iletkenlik bandına uyarır (şekil 3.5). Bu türden bir geçiş için gerekli enerji yarıiletkenin enerji aralığından yüksek olmalıdır. Bu nedenle dar yasak enerji aralıklı yarıiletkenler uzun dalgaboyu algılamalarında daha çok ilgi görmektedirler. Dedektör fotoiletken ya da fotovoltaiik olabilir.



Şekil 3.5. Katkısız yarıiletken dedektörlerde elektron iletkenlik bandına ulaşmak için yasak enerji aralığının bütününe geçmek zorundadır

Optiksel olarak üretilen elektron- hol çiftleri, kendilerini aygıtın elektrotlarına sürükleyecek bir elektrik alan uygulandığında elektriksel sinyal oluşturabilirler. Bu elektrik alan temel alındığında katkısız yarıiletken fotodedektörlerin iki türü vardır: fotoiletkenler ve fotodiyotlar. Birinci türde, dar yasak enerji aralığına sahip yarıiletkenin ince bir tabakasına uygulanan voltaj fazlalık elektronlarını pozitif kontağa ya da fazlalık hollerini negatif kontağa çekmektedir. Fotodiyotta ise, üretilen elektron ve holleri elektrotlara sürükleyen bir iç elektrik alan vardır. İç elektrik alan p- n ya da p- i- n yapının uzay yükü bölgesinden dolayı oluşmaktadır.

Dar bant aralığına sahip yarıiletkenler (IV- VI, II- VI ve III- V alaşımları) katkısız yarıiletken fotodedektörlerin yapımında en önemli materyallerdir. PbS ve

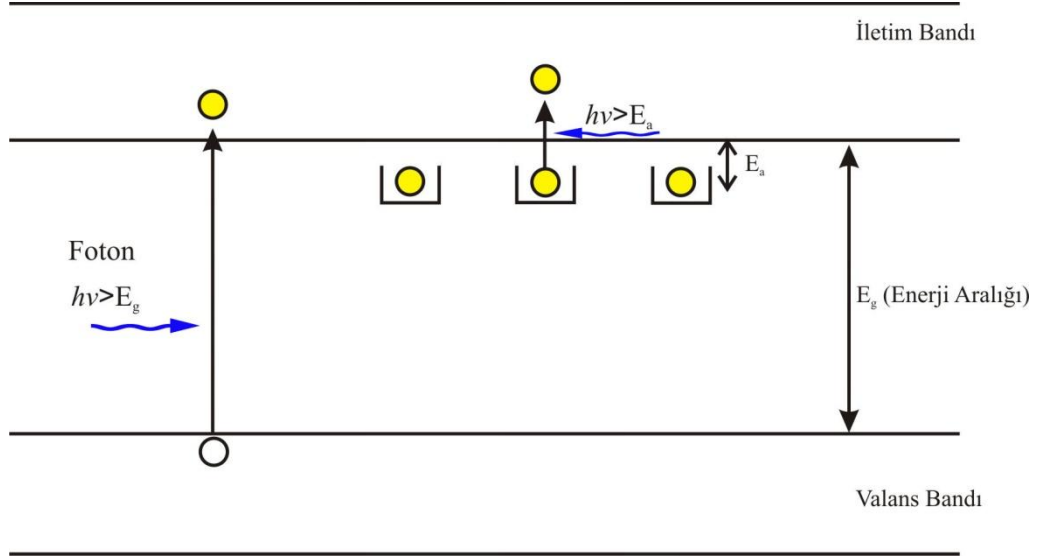
PbSe gibi II- VI bileşikleri II. Dünya Savaşı'nda SWIR ve MWIR algılamalarında yaygın olarak kullanılmıştır. Sonraki on yıl içerisinde PbSnTe ve PbSSe gibi üçlü alaşımların kullanılmasıyla algılama LWIR düzeyine ulaşmıştır [22].

Kızılötesi algılamada en iyi olan II- VI alaşımları ki bunlar içerisinde en önemlisi HgCdTe'dir. HgCdTe, kızılötesi algılamada en çok kullanılan yarıiletkenidir. IV- VI alaşımları ile kıyaslandığında, HgCdTe düşük ve yüksek konsantrasyonda katkılanabilme olanağına sahip, yüksek elektron mobilitesi ve kompozisyondaki değişim ile örgü sabitinde meydana gelen küçük değişimlerle ön plana çıkmaktadır.

HgCdTe'in temel özelliklerinin iyi olmasının yanı sıra, bu malzemenin üretimi oldukça zordur. Bir alaşım olan malzeme kristalleşme sırasında bileşen atomlarının yapıdan uzaklaşması nedeni ile kararlı değildir. Hg ve Te arasındaki bağ oldukça zayıf olduğundan kırılğan bir yapıya sahiptir. Bu nedenle HgCdTe ince filminin yeniden üretilebilirliği ve tek düzeliği oldukça zor olduğundan oldukça pahalı bir malzemedir [23]. Bu durum araştırmacıları yeni alternatiflerin bulunmasına yöneltmiştir. III- V has yarıiletkenleri örnek olarak verilebilir. III- V alaşımları II- VI alaşımlarına kıyasla atomlar arası yüksek bağlanma gücü ve kararlılığa sahiptirler. Bu malzemelerin önündeki en büyük engel ise büyütüleceği alttaş ile arasındaki örgü uyumunun sağlanıp sağlanamadığıdır.

3.2.2.2 Katkılı yarıiletken fotodedektörler

Katkılı yarıiletken fotodedektörler tek tip safsızlıkla katkılı (bor, arsenik, galyum) hacimli (bulk) Si ve Ge kristalinden yapılmaktadır. Hacimli kristalin yasak enerji aralığı 2 μm 'den yukarısını algılamak için çok büyük olduğundan, eklenen safsızlıklar yeni izinli düzeylerin oluşmasına neden olmaktadır. Şekil 3.6 kristalin enerji aralığındaki safsızlık enerji düzeylerini göstermektedir.



Şekil 3.6. Bir katkılı yarıiletken dedektörde elektronlar safsızlık aktivasyon enerjisinden daha büyük bir enerji ile iletkenlik bandına uyarılıp akıma katkıda bulunurlar [24]

Bir yarıiletken yapıya katkılama yapıldığında bant aralığı içerisinde meydana gelen ekstra izinli enerji düzeyi iletim bantına yakın olabilir. Bu tür foton dedektörde optik absorpsiyon n- tipi safsızlık düzeyindeki bir elektronun iletkenlik bandına (p- tipi safsızlık düzeyindeki bir holün valans bandına) uyarılmasına neden olur. Böylelikle ışık ile uyarılan elektronlar iletim bandına geçip iletkenliği artırır.

Safsızlık enerji düzeyinde bulunan elektronları iletim bandına geçirmek için gerekli olan enerji küçük olduğundan, yüksek sıcaklıklarda elektronlar termal olarak iletim bandına uyarılabilirler. Eğer bütün elektronlar termal olarak iletim bandına uyarılırlarsa, hiçbiri optiksel olarak uyarılmayacak ve aydınlatma sonucu akımda bir değişim olmayacaktır. Termal yoldan taşıyıcı oluşumunu engellemek için, dedektörün termal aktivasyon enerjisi (kT) safsızlık aktivasyon enerjisinden küçük olan bir T sıcaklığında dedektör çalışmalıdır. Dolayısıyla safsızlıkların termal olarak uyarılmasını önlemek amacıyla dedektör düşük sıcaklıklarda çalışmalıdır. Bu dedektörlerde algılanabilecek en uzun dalgaboyu safsızlık düzeyinin aktivasyon enerjisi ile ters orantılıdır. Çalışma sıcaklığı safsızlığın aktivasyon enerjisi ile orantılıdır ya da detektörün maksimum dalgaboyu ile ters orantılıdır.

En çok bilinen katkılı yarıiletken dedektör Si: Ga 'dur. Bu dedektörün kesim dalga boyu 18.4 μm olup maksimum çalışma sıcaklığı 10 K'dir [25].

3.2.2.3 Fotoelektrik fotodetektörler

Fotoelektrik ya da Schottky bariyer dedektör, katkılı bir yarıiletken üzerine kaplanmış çok ince bir metal tabakadan oluşmaktadır. Böylece Schottky bariyer oluşur. Bir metal ile kontak halinde olan n- tipi Si yarıiletkeni için, metal-yarıiletken arayüzeyinde bir potansiyel bariyer oluşacak şekilde bu iki malzemenin Fermi düzeyi birbirine doğru yönelir. Gelen fotonlar metal tabaka tarafından soğurulur ve elektron- boşluk çifti oluşur. Uyarılmış elektronlar, metal-yarıiletken ara yüzeyine ulaşana kadar metal içerisinde rastgele hareket ederler. Bu elektronlar içerisinden potansiyel bariyeri aşabilmek için yeterli enerjiye sahip olan elektronlar yarıiletkene geçebilirler. Fotoelektrik dedektörler kaplamada kullanılan metalin cinsine bağlı olarak geniş bir spektruma tepki verebilecek kabiliyete sahiptirler.

3.2.2.4. Kuantum kuyu fotodetektörler

Işığı soğuran ortam olarak hacimli tabakalar yerine kuantum kuyularının kullanılması farklı bir dedektör çeşidini ortaya çıkarmıştır: kuantum kuyu fotodetektörler [26, 27, 28, 29].

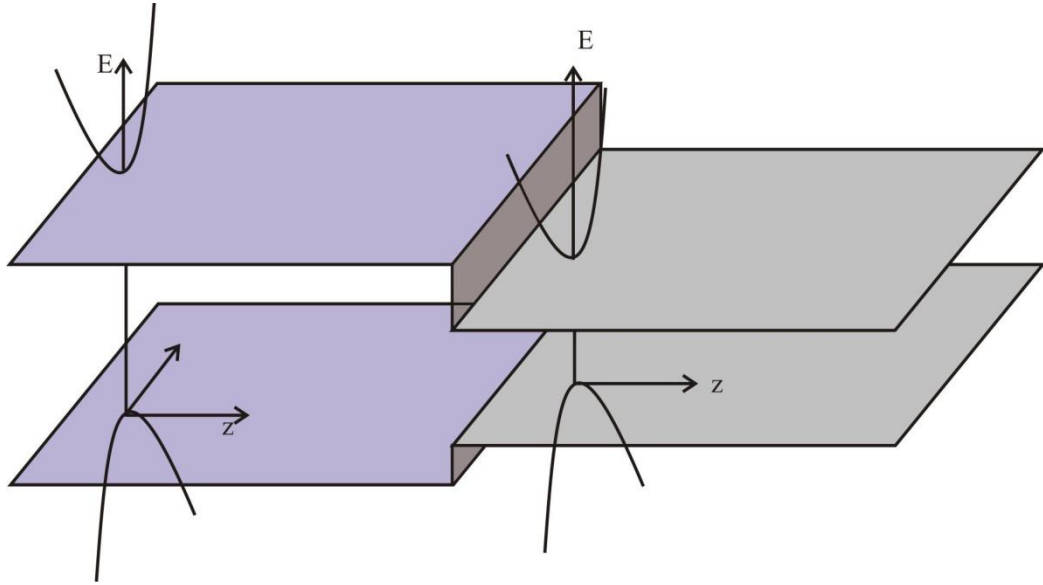
Özellikle MBE ve MOCVD gibi tabakalı yapı büyütme tekniklerinin gelişmesinden sonra bu dedektörler yoğun olarak kullanım alanına sahip olmuşlardır. Farklı dedektör türlerinin geliştirilmesine rağmen bunlar içerisinden en yaygın olarak kullanılan dedektör yapıları Kuantum Kuyu Kızılötesi Fotodetektörler (Quantum Well Infrared Photodetectors; QWIP) ile Tip- II süperörgülerdir. İki dedektör çeşidi arasındaki temel fark bant yönelimlerinin farklı olmasıdır.

Çizelge 3.1. Termal ve foton dedektörlerin karşılaştırılması [19]

Dedektör Tipi	Avantajları	Dezavantajları
Termal Dedektörler	Hafif, sağlam, güvenilir ve düşük maliyete sahiptirler Oda sıcaklığında çalışabilirler	Yüksek frekanslarda düşük algılama gücüne sahiptirler Yavaş tepki verirler (ms mertebesinde)
Foton Dedektörler		
Katkısız Dedektörler		
IV- VI	Düşük bant aralıklı malzemeler elde edilebilir	Zayıf mekaniksel özellikleri mevcuttur Yüksek dielektrik sabitine sahiptirler
II- VI	Bant aralığı kolaylıkla değiştirilebilir Teori ve deney iyi gelişmiştir Çok renkli algılama yapabilirler	Geniş alan boyunca homojen değildirler Büyütme işleme süreci yüksek maliyetlidir
III- V	İyi malzeme ve katkılayıcı olarak kullanılırlar Gelişmiş teknolojiye sahiptirler	Heteroeklemlerde büyük örgü uyumsuzluğu oluştururlar
Katkılı Dedektörler		
	Çok uzun dalgaboylarında çalışabilirler Oldukça basit teknolojiye sahiptirler	Son derece düşük sıcaklıklarda çalışırlar
Kuantum Kuyulu Dedektörler		
Tip I Dedektörler	Gelişmiş malzeme büyütme teknolojisi Geniş bir alan boyunca iyi homojeniteye sahiptirler Çok renkli algılama yapabilirler	Düşük kuantum verimliliğe sahiptirler Dizayn ve büyütme süreci oldukça karışıktır
Tip II Dedektörler	Auger yeniden birleşme oranı düşüktür Algılanacak dalgaboyu kolaylıkla kontrol edilebilir	Dizaynı ve büyütme süreci oldukça karışıktır

3.3. Heteroyapıların Oluşumu

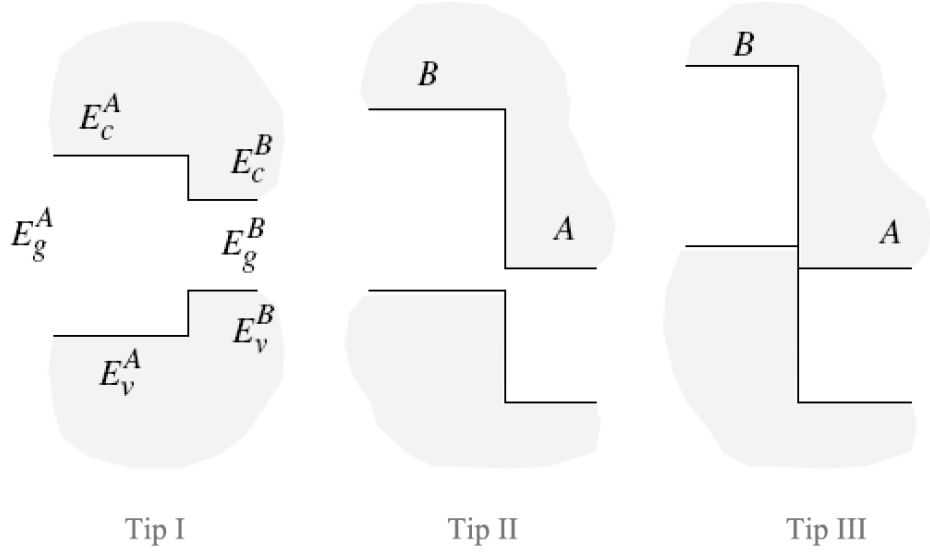
Yasak enerji aralıkları birbirinden farklı iki yarıiletkenin bir araya getirilmesi ile oluşan yapıya heteroeklem (heterojunction) adı verilir. Bir araya gelen yarıiletkenler arasındaki en önemli fark yasak enerji aralıkları ve kırılma indislerinin farklı olmasıdır. İki farklı yarıiletkenin birbirine eklenmesi sonucunda p ve n tipi katkılı malzemelerin eklemlerinde görülen bant bükülmeleri meydana gelmez. İletim ve valans bantlarının birbirlerine göre konumları sonucu bu bantlarda süreksizlikler oluşur. Bu süreksizlikler yük taşıyıcılarının belli bölgelerde kuşatılmalarına yol açar.



Şekil 3.7. Farklı bant aralığına sahip iki farklı yarıiletken bir heteroeklem oluşturacak şekilde birleşirler. Eğriler arayüzeye paralel olan serbest hareketi göstermektedir [30]

Heteroyapılar, çoklu heteroeklemden meydana gelen yapıdır. Heteroyapıların enerji- bant yapıları ayarlanabildiği için taşıyıcıların hareketi istenildiği şekilde kontrol edilebilmekte ve böylece yarıiletken aletlerin performansında artışa olanak sağlanabilmektedir. Heteroyapıların oluşturulabilmesi için moleküler demet epitaksi (Molecular Beam Epitaxy, MBE), metal- organik kimyasal buhar biriktirme (Metal Organic Chemical Vapour Deposition, MOCVD), metal- organik buhar fazı biriktirme (Metal Organic

Vapour Phase Deposition, MOVPD), kimyasal demet epitaksi (Chemical Beam Epitaxy,CBE), metal- organik moleküler demet epitaksi (Metal Organic Molecular Beam Epitaxy, MOMBE) gibi farklı tabakalı yapı büyütme teknikleri geliştirilmiştir. Tabakalı heteroyapı büyütme için farklı yarıiletken malzemelerin örgü uyumlarının çok iyi olması gerekmektedir. 3 farklı tip heteroyapı Şekil 3.8’deki gibi oluşturulabilir.



Şekil 3.8. Heteroyapılarda mümkün olabilecek farklı bant kenarı birleşimleri [31]

3.3.1. Tip I heteroyapılar

Bu tip heteroyapı oluşumunda düşük yasak enerji aralıklı malzemenin bant aralığı büyük yasak enerji aralıklı malzemenin iletkenlik ve valans bandı arasında oturacak şekilde yerleşir. Bu yapılarda en düşük elektron düzeyi ile en yüksek valans bant düzeyi aynı fiziksel uzay bölgesinde yani düşük yasak enerji aralığına sahip malzeme içerisinde bulunurlar. En çok kullanılan heteroyapı türü olan bu yapılar Tip I olarak isimlendirilirler. GaAs/ AlGaAs, InGaAs/InP, and GaN/AlGaN yapıları tip I yapılara örnek olarak verilebilir.

3.3.2. Tip II heteroyapılar

Bu tür heteroyapıda bant süreksizliklerinden bir tanesi iki yarıiletkenin bant aralığı farkından büyük fakat büyük bant aralığından küçük değerdedir. En düşük iletkenlik bandı düzeyi bir malzemede bulunurken, en yüksek valans bant düzeyi diğer malzemede bulunmaktadır. En düşük iletkenlik bant kenarı en yüksek valans bant kenarının üzerindeyse Ttip II yapısı elde edilir. Bir Tip II heteroyapıda etkin bant aralığı (en düşük iletkenlik bant kenarı ve en yüksek valans bant kenarı arasındaki enerji farkı) çok küçük olabilir. Bu nedenle bu tür heteroyapılar uzun dalgaboyu optoelektronığı için oldukça kullanışlıdır. Diğer taraftan, bu heteroyapılarda elektron ve boşluk düzeyleri uzaysal olarak ayrıldığından optik geçişler zayıf olacaktır. Antimon tabanlı heteroyapılar (InSb, GaSb vb.) Tip II davranışı sergilemektedirler en çok kullanılan sistem InAs/ GaSb sistemidir.

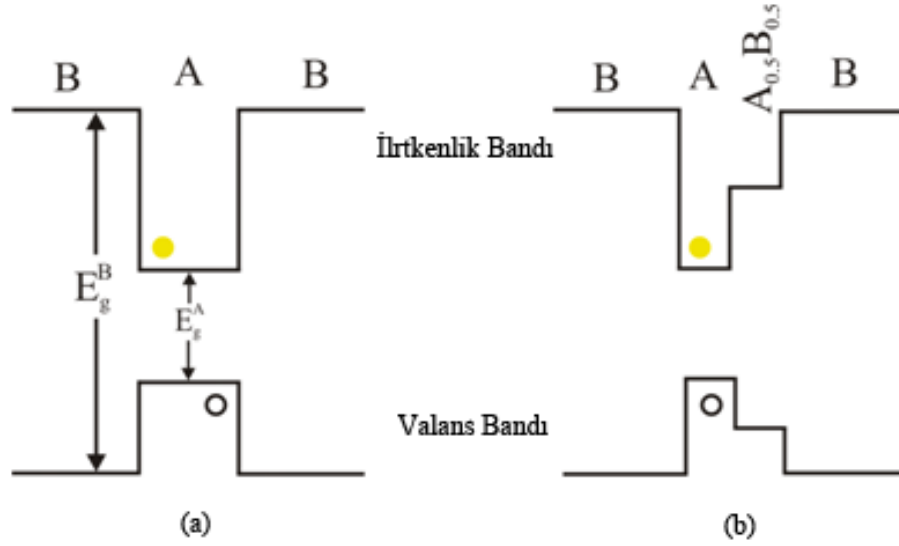
3.3.3. Tip III heteroyapılar

Bu heteroyapı oluşumunda bant süreksizliklerinden bir tanesi büyük bant aralıklı malzemenin bant aralığından büyük değerdedir. Şekil 3.8' den de görüldüğü gibi A malzemesinin iletkenlik bant kenarı B malzemesinin valans bant kenarının altındadır. Bu tür heteroyapılar kırık aralıklı (broken gap) Tip II olarak da adlandırılmaktadırlar.

Düşük yasak enerji aralığına sahip A malzemesinin ince bir tabakası B ile gösterilen ve daha büyük yasak enerji aralıklı bir malzeme arasına konulursa (Şekil 3.9a) ikili bir heteroeklem yapı oluşur.

Eğer A tabakası sergilediği kuantum özellikleri bakımından yeterince ince ise bu bant yönelimi tekli kuantum kuyusu olarak adlandırılır. Saf ya da katkı yarıiletkenlerde termal olarak oluşturulmuş yük taşıyıcıları var ise bu taşıyıcılar daha düşük enerji seviyelerinde bulunmak isterler. Bunun sonucunda da elektronlar ya da holler kuantum kuyularında toplanacaklardır. Heteroyapı içerisine ek yarıiletken tabakalar yerleştirilebilir. Örneğin A ve B malzemelerinin

arasına bir alaşım yerleştirildiğinde adımlı veya asimetrik kuantum kuyuları oluşabilir (Şekil 3.9b).



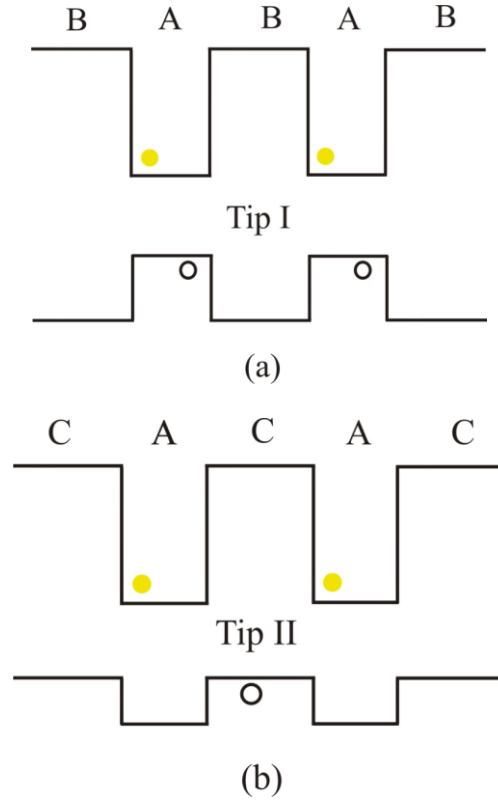
Şekil 3.9. (a) Tek kuantum kuyu ve (b) asimetrik kuantum kuyu yapılarının şematik olarak gösterilmesi [30]

Simetrik (Şekil 3.10a) ya da asimetrik (Şekil 3.9b) kuantum kuyu yapıları çoklu kuantum kuyusu ya da süperörgüler gibi karmaşık yapılar oluşturulabilir. Çoklu kuantum kuyuları ve süperörgüler arasındaki temel fark kuyular arası etkileşimin olup olmadığıdır. Çoklu kuantum kuyu sisteminde kuyular birbirinden izole edilmiş durumda iken süperörgülerde kuyular arası etkileşim mevcuttur. Karmaşık yapıların oluşturulma sebebi ise elektronik aletlerde maksimum verimin sağlanmasıdır.

Yukarıda anlatılan heteroyapı oluşumlarının tümü Tip I sınıfına girmektedir. Bu tür heteroyapılarda yarıiletkenlerden birinin bant aralığı diğer yarıiletkenin bant aralığı tarafından kuşatıldığından taşıyıcılar (elektron ve boşluklar) kuantum kuyuları içerisinde bulunurlar yani bu bölgelerde sınırlandırılmış olurlar (Şekil 3.10a).

Tip II sistemlerde üst üste büyütülen malzemelerin bant yönelimleri Şekil 3.10b'deki gibidir. Bu oluşumda elektron ve boşluklar yarıiletkenin farklı

tabakalarında sınırlandırılmış olurlar. Bunun sonucunda da elektron ve boşlukların yeniden birleşme süreleri uzun olur.



Şekil 3.10. (a) Tip I ve (b) Tip II sistem için $V(z)$ bir boyutlu potansiyelin şematik olarak gösterimi [30]

4. KUANTUM KUYU KIZILÖTESİ FOTODEDEKTÖRLER

Hacimli yarıiletken malzemelerde bantlar arası geçişle ya da yarıiletken kuantum kuyulu yapılarla kızılötesinin algılanabilmesi için kullanılan malzemelerin enerji bant aralığının (E_g) istenilen kızılötesi bölgede algılama yapmaya izin verecek düzeyde düşük olması gerekmektedir. Dar yasak enerji aralığına sahip dedektörlerin yapımında $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ve $Pb_{1-x}Sn_xTe$ yarıiletkenler malzemeleri kullanılmaktadır [32, 33, 34]. Bu yarıiletken alaşımların enerji aralığı Cd ve Sn konsantrasyonuna bağlı olarak değiştirilebilmekte ve istenilen dalga boyunda algılama yapılabilir. Bu tür dedektörlerde, kızılötesi ışınlama uyarılan elektronların valans banttaki iletim bantına uyarılması ile algılama gerçekleşmektedir.

Uzun dalgaboylu ($>12 \mu m$) ışınlamanın algılanması için kullanılacak alaşımların yasak enerji aralığı dar ($<62 meV$) olmalıdır. Dolayısıyla ışığa duyarlı olan dedektör malzemesinin yasak enerji aralığı kontrol edilerek istenilen bölgede algılama yapabilen dedektör geliştirmek mümkündür. Ancak düşük bant aralıklı malzemeler atomlar arası bağlarının zayıf olması, düşük erime noktasına sahip olmaları ve büyütme süreçlerinin bant aralığı daha büyük olan malzemelere kıyasla daha zor olmaları ile bilinmektedirler. Ayrıca düşük bant aralıklı malzemelerin elektriksel özellikleri, taşıyıcıların termal olarak uyarılmalarının daha kolay gerçekleşmesinden dolayı daha zayıf olma eğilimindedir. Daha büyük karanlık akım ve gürültüye sahip olmaları bu düşük elektriksel özelliklerine örnek olarak verilebilir. Bu zorluklar neticesinde geniş yasak enerji aralığına sahip yarıiletken tabakalar kullanılarak içinde kuantum kuyuları içeren dedektörler üretilerek uzun dalga boylu ışınlamanın algılanması sağlanmıştır. Kızılötesi algılamada kuantum kuyu içeren yarıiletken yapıların ($GaAs/GaAlAs$) kullanılabileceği fikri ilk kez Esaki ve Sakaki tarafından 1977 yılında öngörülmüştür [35]. Kuantum kuyu kızılötesi fotodedektörlerin kuantum kuyu içermeyen dar yasak enerji aralıklı fotodedektörlere kıyasla büyütülmesi, işlenmesi ve elektronik cihazlarda kullanımı yönünden üstün tarafları vardır. Ayrıca kuantum kuyu içeren kızılötesi dedektörlerin yüksek saflıkta tekrar üretilebilme olanağının bulunması, daha ucuz olması, düşük gürültüye sahip olmaları bu dedektörleri diğer dedektörlerden daha

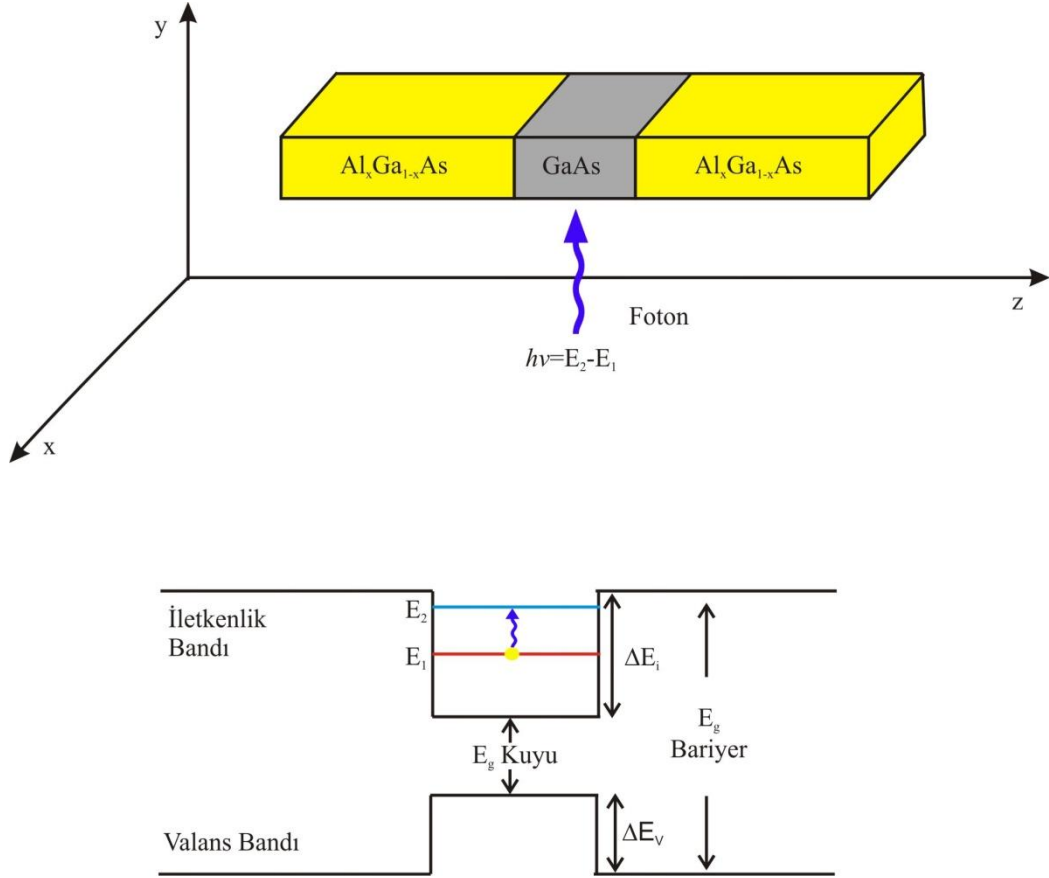
cazip hale getirmektedir. Bu avantajlara sahip olmalarından dolayı kuantum kuyu kızılötesi fotodedektörler, bilim dünyasında kısa zamanda en çok araştırma yapılan bir alan haline gelmiştir.

Kuantum kuyu kızılötesi fotodedektörler, elektromagnetik spektrumun kızılötesi bölgesinde farklı dalgalıboyılarını algılayabilen cihazlardır. Bu dedektörler belirli bir dalgalıboyunu ya da dalgalıboyu aralığını algılayabilecek şekilde üretilmektedirler. Sonlu kuantum kuyuların nasıl oluştuğuna değinecek olursak; dar yasak enerji aralığına sahip ince tabaka halindeki bir yarıiletken malzemenin yasak enerji aralığı daha geniş olan iki yarıiletken malzemenin arasına sıkıştırılıp heteroeklem yapı oluşturması ile meydana gelmektedirler. Bu yapılar için en çok kullanılan malzemeler de GaAs ve $Ga_{1-x}Al_xAs$ 'dır. Bu iki yapının çok rağbet görmesinin en önemli sebeplerinden biri örgü uyumlarının mükemmel olması ve dolayısıyla örgü parametrelerinin farklı olmasından kaynaklanan gerilme etkisinin yok sayılacak kadar az olmasıdır. $GaAlAs$, üçlü yarıiletken bir alaşımdır ve bant aralığı Al konsantrasyonu ile doğru orantılı bir şekilde değişmektedir. Bu malzemenin diğer bir önemli özelliğı de Al konsantrasyonu $x > 0.45$ olduğunda ortaya çıkmaktadır. Bu durumda malzeme direk yasak bant aralıklı yarıiletken durumundan dolayı yasak bant aralıklı yarıiletken durumuna geçmektedir.

$Al_xGa_{1-x}As / GaAs$ alaşım sisteminin katkı konsantrasyonu $0 \leq x \leq 1$ aralığında iken örgü parametreleri arasındaki fark çok küçük olduğundan (300K'de %15'den daha az) bu malzeme bir çok yüksek hızlı elektronik ve optoelektronik cihazlarda büyük bir öneme sahiptir. Bu iki yarıiletken sistemin önemli özellikleri Çizelge 4.1'de verilmektedir.

Çizelge 4.1. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ve GaAs'ın fiziksel parametreleri [36, 37]

Parametre	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	GaAs
Kristal Yapısı	Çinko Sülfür	Çinko Sülfür
Örgü Sabiti:	$(5.6533 + 0.0078x)\text{\AA}$	5.6533
Durgun Dielektrik Sabiti	12.90-2.84x	12.90
İletkenlik Bandı Elektron Etkin Kütlesi (Γ noktasında) ($x < 0.45$)	$m_e^\Gamma: (0.067 + 0.083x)m_0$	0.067
Valans Bandı Etkin Kütlesi ($x < 0.45$)	$m_{lh}: (0.087 + 0.063x)m_0$ $m_{hh}: (0.62 + 0.14x)m_0$ $m_{SO}: (0.15 + 0.09x)m_0$	$m_{lh}: 0.087m_0$ $m_{hh}: 0.62m_0$ $m_{SO}: 0.15m_0$
Yasak Enerji Aralığı (T: 300 K) (eV)	$0 \leq x \leq 0.45$ (1.424+1.247x) $0.45 \leq x \leq 1$ (1.9+0.125x+0.143x ²)	1.424
Yasak Enerji Aralığı (T: 0 K) (eV)	$0 \leq x \leq 0.45$ (1.517+ 1.39x)	1.517
Yasak Enerji Aralığının Sıcaklığa Bağlılığı:	$E_\Gamma: E_\Gamma(0) - 5.41 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 / (T + 204)$ eV $E_\Gamma(0): 1.519 + 1.155x + 0.37x^2$ eV	$E_g = 1.519 - 5.405 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 / (T + 204)$ ($0 < T < 10^3$).
Erime Noktası (°C):	1238- 58x+ 560x ²	1238
Kristal Yoğunluğu ρ (g/ cm ³)	5.36- 1.6x	5.360



Şekil 4.1. Kuantum kuyusunun bant yapısının şematik gösterimi

Şekil 4.1’de E_g Kuyu, GaAs’ın yasak bant aralığını; E_g Bariyer, GaAlAs’ın yasak bant aralığını; ΔE_c , iletkenlik bandı süreksizliğini ve ΔE_v , valans bandı süreksizliğini temsil etmektedir. Çift heteroekleme sahip olan sistem, kuantum kuyusu olarak adlandırılır. Kuantum kuyusu olarak adlandırılması, GaAs tabakasının yeterince küçük tutulmasından dolayı uzaysal kuantizasyon etkisinin oluşumundan dolayıdır. Böylelikle iletkenlik ve valans bant kuyularında kuantum düzeyleri oluşur. Oluşan kuantum düzeyleri büyütme doğrultusundadır. Büyütme doğrultusunu z eksenine boyunca seçecek olursak, taşıyıcıların hareketi x - y doğrultusunda serbest, z doğrultusunda kuantizedir ki bundan dolayı bu doğrultudaki enerji spektrumları sürekliliğini kaybeder ve kesikli enerji düzeyleri oluşur. Kuantum kuyusu, kuantum mekaniğinden bilinen kutu içerisindeki parçacık problemi ile aynıdır ve zamandan bağımsız Schrödinger Denklemi kullanılarak çözümleri yapılabilir. Bu problemin çözümleri, parçacığın

bulunabileceği izinli enerji özdeğerlerini verir. Dalga fonksiyonları ve enerji düzeyleri (4.1) ve (4.2) ile verilir.

$$\psi_n(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}) = \sqrt{\frac{2}{L_z A}} \sin\left(\frac{n\pi z}{L_z}\right) \exp(ik_x x + ik_y y) \quad (4.1)$$

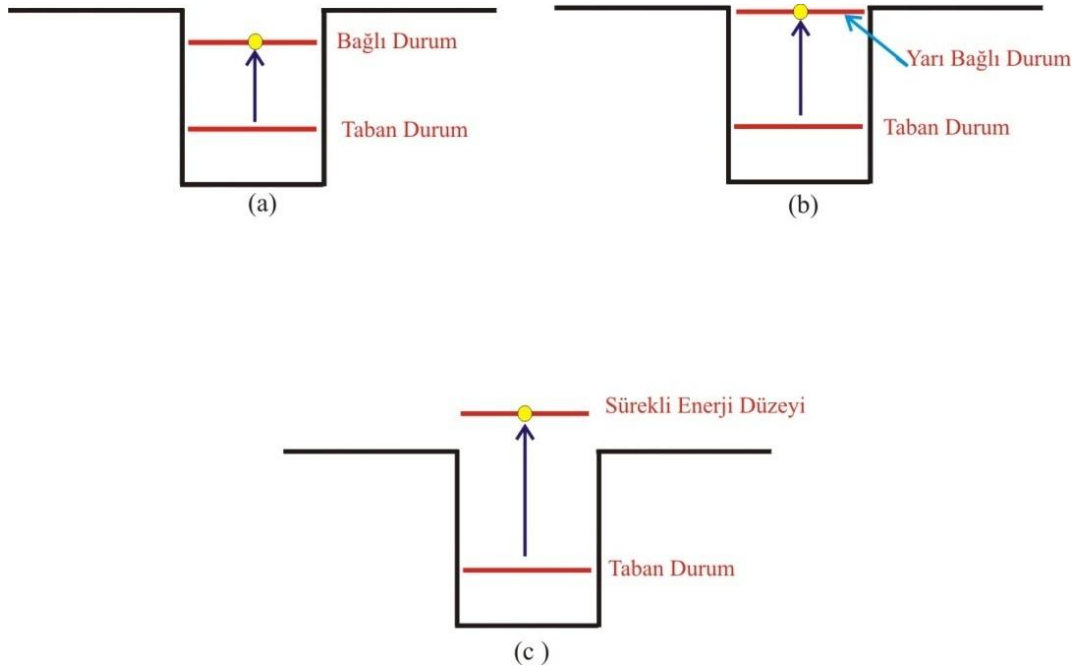
$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* L_z^2} + \frac{\hbar^2 k_{x,y}^2}{2m^*} \quad (4.2)$$

L_z , kuyu genişliği; A , x - y düzleminin yüzey alanı; m^* , etkin kütedir.

Kuantum kuyu kızılötesi fotodedektörlerde (QWIP) algılama, iki- boyutlu (2D) elektronların kızılötesi foton soğurarak taban altbandından uyarılmış altbantlara veya kuantum kuyu üzerinde bulunan sürekli enerji düzeylerine geçişiyle oluşmaktadır. Bantlar arası geçişle çalışan katkısız yarıiletkenlerden farklı olarak bu dedektörlerdeki kuantum kuyularına yeterli miktarda elektron (boşluk) sağlamak amacıyla katkılama yapılmalıdır. Çünkü foton enerjisi fototaşıyıcıları oluşturacak kadar yeterli değildir ($h\nu < E_g$). Altbantlar arası geçiş iletim bandında (n- tipi) olabileceği gibi valans bandında da (p- tipi) olabilir.

Soğurulan kızılötesi radyasyon iletim (valans) bandındaki elektronları (boşlukları) katkılı kuantum kuyusunun taban durum seviyesinden aynı bant içerisindeki doldurulmamış uyarılmış enerji seviyesine uyarır. Uyarılmış durum enerjisinin seviyesine göre kuantum kuyu kızılötesi dedektörler bağılıdan- bağılyı (bound-to-bound state QWIP, B- B QWIP) [38], bağılıdan- yarıbağılyı (bound-to-quasibound QWIP, B- QB QWIP) [39] ve bağılıdan- sürekliye (bound-to-continuum QWIP, B- C QWIP) [40] dedektörler olmak üzere gruplandırılmaktadırlar. Bu durumlar arasındaki temel fark uyarılmış durum enerji seviyesinin sırasıyla kuyu içerisinde, kuyunun en üst seviyesi ile aynı hizada ve kuyu dışında olmasıdır. Şekil 4.2 B- B QWIP, B- QB QWIP ve B- C QWIP dedektörlerin bant diyagramını şematik olarak göstermektedir. Bağılıdan bağılyı ve bağılıdan yarıbağılyı dedektörlerde fotoakıma katkıda bulunacak taşıyıcıların bariyerin üst tarafından tünelleyeabilmesi için daha yüksek elektrik alana ihtiyaç vardır. Bağılıdan sürekliye dedektörlerde uyarılan taşıyıcılar bariyerlerden tünelleme yapmadan kuyu üzerindeki sürekli enerji düzeylerine geçmektedirler.

Bunun sonucu olarak fototaşıyıcıları kontak tabakalarına sürüklemek için gerekli voltaj değeri düşmekte ve karanlık akım azalmaktadır. Uyarılmış enerji seviyelerinin farklı konumlarda olduğu B- B QWIP, B- QB QWIP ve B- C QWIP dedektörlerin soğurma spektrumları kıyaslandığında B- C QWIP dedektörlerin kuyu üzerinde birden çok uyarılmış enerji seviyelerine sahip olmalarından dolayı daha geniş bir spektruma sahip oldukları gözlenmektedir. B- B QWIP dedektörlerin tepkisellik (responsivity) değeri diğer dedektörlere kıyasla daha düşüktür. Çünkü bu dedektörlerde uyarılan taşıyıcıların kuyu içerisinden çıkıp sürekli enerji seviyesine geçmesi için enerji düzeyleri arasındaki geçişlerin yanı sıra tünelleme yapması da gerekmektedir. Genellikle B- QB QWIP dedektörler yüksek algılama (detectivity) değerine sahip olduklarından dolayı tercih edilmektedirler. Bağlıdan- bağıya geçişler ilk kez 50 adet GaAs/ $Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum kuyu içeren GaAs/ $Ga_{1-x}Al_xAs$ engel yapılarında West ve Eglash tarafından (1985) gözlenmiştir [41]. QWIP olarak çalışan ilk aygıt ise Levine (1987) tarafından algılama dalgaboyu 10.8 μm olacak şekilde üretilmiştir[38].



Şekil 4.2. (a) Bağlıdan- bağıya, (b) Bağlıdan- yarıbağıya, (c) Bağlıdan sürekliye dedektörlerin bant diyagramı

Kızılötesi algılamada kuantum kuyuların kullanılabileceği ve özellikle MBE ve MOCVD gibi tabakalı yarıiletken yapı büyütme tekniklerinin geliştirilmesiyle birlikte bu yapılar üretilmeye başlanmıştır ve en çok kullanılan türleri kuantum kuyu kızılötesi fotodedektörler (QWIP) ve Tip-II süperörgüler olmuştur.

4.1. n- Tipi Kuantum Kuyu Kızılötesi Fotodedektörlerde Işık Çiftlenimi

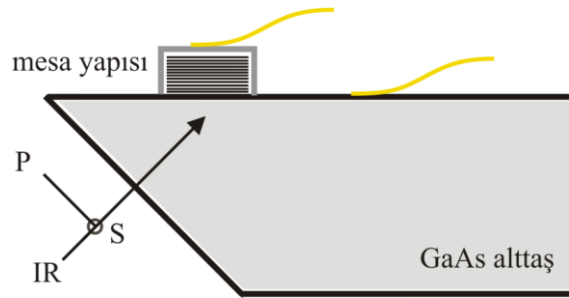
Kuantum kuyu kızılötesi fotodedektörlerde ışığın gelme doğrultusu ile soğurucu yüzeyin normali arasındaki açı oldukça büyük bir öneme sahiptir. Büyütme eksenine göre θ açısı ile ilerleyen bir kızılötesi demet için soğurulma olasılığı:

$$\eta = \frac{e^2 h}{4 \epsilon_0 n_r m c} \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} n_{2D} f \frac{1}{\pi} \frac{\Delta E}{(E_{n,n'} - \hbar \omega)^2 + (\Delta E)^2} \quad (4.3)$$

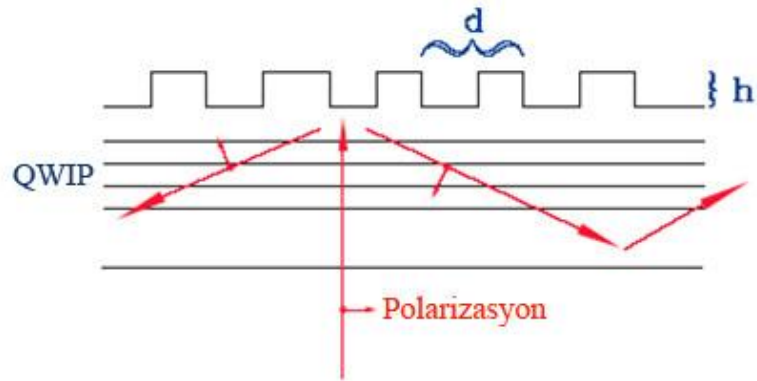
Denklem (4.3)'de ϵ_0 , boşluğun geçirgenlik sabiti; n_r , kırılma indisi; c , ışık hızı; $E_{n,n'} \equiv E_n - E_{n'}$; ΔE , yarı maksimumdaki genişlik; f , osilatör gücüdür. Denklem 4.3'den de anlaşılacağı gibi θ açısı sıfır olduğunda optik soğurma oluşmayacaktır. Gelen ışının soğurulması ve dolayısıyla taşıyıcıların uyarılmış düzeylere çıkabilmesi için sıfırdan farklı bir elektrik alan bileşeninin büyütme doğrultusu boyunca (soğurucu yüzeye dik) bulunması gerekmektedir. $\cos \theta$ terimi $\theta \rightarrow 90^\circ$ olduğunda fiziksel olmayan bir anlam verir gibi görünmektedir. Bu durum, η kuyu boyunca geçen ışığın soğurulma olasılığı olduğundan eğer ışığın geçtiği uzunluk sonsuz uzun olursa sonsuz büyük bir soğurulma meydana gelecektir şeklinde açıklanmaktadır.

Soğurucu yüzeye dik bir optik elektrik alan bileşeni oluşturmak için Şekil 4.3'de gösterildiği gibi 45° aşındırılmış altaş yapının yüzeyi kızılötesi demet ile aydınlatılmalıdır. Bu yapılar yalnızca bir dedektörün test aşaması için uygundur. İki boyutlu dizin dedektörlerde optiksel çiftlenim için her bir mesa yapısı üzerine ızgara (grating) tabakası oluşturulur. Izgara tabakası çukur ve tümseklerden oluşmaktadır. Bu tabakaların üzeri mükemmel bir yansıma elde etmek için

yansıtıcı bir metal tabaka (altın tabakası) ile kaplanmalıdır. Izgara, gelen ışığı yüzeyin normali yönünden saptırarak altbantlar arası soğurulmayı mümkün kılmaktadır. Izgara peryodu d ile algılanacak ışığın dalgaboyu arasında $d = \lambda/n_r$ eşitliği olmalıdır. Bu ifadede n_r kırılma indisini ifade etmektedir. Bu durumda hem kırılma açısı artar hem de maksimum soğurulma elde edilir. Basit bir ızgara yapısı Şekil 4.4’de gösterilmektedir.



Şekil 4.3. Alttaş tabakası 45° aşındırılmış mesa yapısı



Şekil 4.4. Dedektör üzerinde oluşturulmuş ızgara tabakasının şematik gösterimi [42]

Aşındırma yüksekliği $h = \lambda/4n_r$ yani gelen ışığın dörtte biri kadar olmalıdır. Şekil 4.4’den de görüldüğü gibi kızılötesi aydınlatma örneğin arka

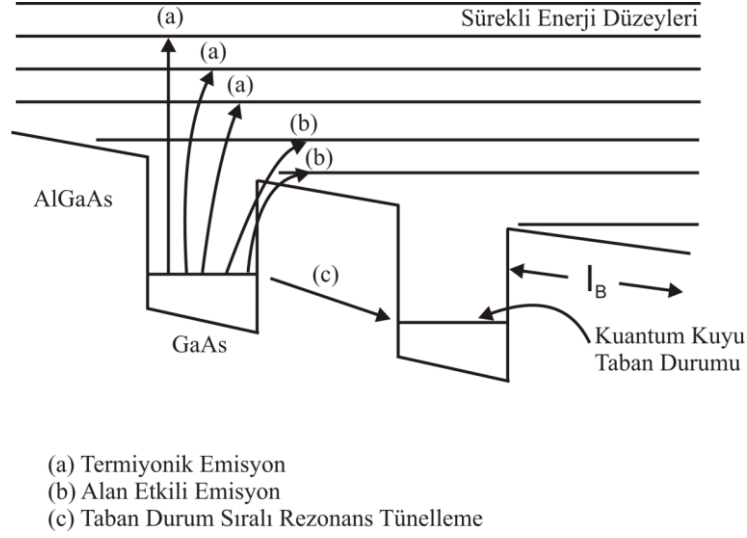
yüzeyinden yapılmaktadır. Ayrıca aşındırılmış ve aşındırılmamış bölgeler birbirine eşit olmalıdır.

4.2. Kuantum Kuyu Kızılötesi Dedektör Parametreleri

Bu bölümde kızılötesi dedektörlerin performansı hakkında bilgi edinilmesini sağlayan parametreler olan karanlık akım, tepkisellik (responsivity), kuantum verimlilik, fotoiletken kazanç, gürültü eşdeğer gücü (NEP), algılama (detectivity) ve gürültü çeşitleri üzerinde durulacaktır.

4.2.1. Karanlık akım

Karanlık akım; numunenin düşük sıcaklıkta tutulduğu ve herhangi bir aydınlatmaya maruz kalmadığı, sadece soğuk yüzey gördüğü durumda belirli bir voltaj altında yapıda oluşan akımdır. Kızılötesi dedektörlerin tasarımı ve en iyi koşullarının elde edilmesinde karanlık akım önemli bir yer tutmaktadır. Çünkü istenmeyen bu sinyal dedektör gürültüsüne katkıda bulunarak çalışma sıcaklığına etki etmektedir [43]. Bir fotodedektörde amaç dedektörün aydınlatılması sonucu oluşan fotoakımın karanlık akıma oranını maksimum yapmaktır. Çoklu kuantum kuyu fotodedektörlerde karanlık akım Şekil 4.5’de de gösterildiği gibi üç mekanizma ile oluşmaktadır [44, 45]. Bu mekanizmalar klasik ısısal yayım (termiyonik emisyon) teorisi, termal yardım ile son bariyerden sürekli enerji seviyesine kuantum mekaniksel tünelleme ve sıcaklıktan bağımsız olacak şekilde kuyular arasında kuantum mekaniksel sıralı tınlaşım (rezonans) tünellemesidir.



Şekil 4.5. Karanlık akım mekanizmaları

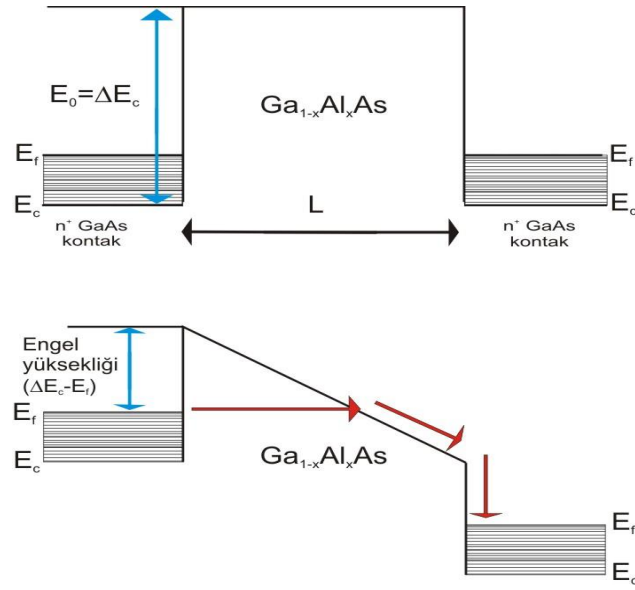
Isısal yayım akımı, elektron kuyudan çıkmak için yeterli termal enerjiyi kazandığında oluşmaktadır. Bunun için gerekli enerji aktivasyon enerjisi olarak bilinmektedir. Isısal yayım kaynaklı karanlık akım (4.4)'e göre değişim göstermektedir:

$$I_{th} = \frac{e^2 m^*}{\pi \hbar^2} \frac{A v_D}{L_w} \Delta_1 \exp[-(E_b - e\Delta_2 - E_F - E_1) / kT] \quad (4.4)$$

Denklem (4.4)'de E_b , bariyer yüksekliği; E_1 , altbant enerji seviyesi; Δ_1 , bir bariyer üzerine düşen potansiyel; Δ_2 , bir kuyu üzerine düşen potansiyel; A , numune yüzeyi; m , etkin kütle; v_D , elektronların sürüklenme hızı; L_w , kuyu genişliğini göstermektedir.

Fowler- Nordheim (F- N) tünellemesi olarak da bilinen alan etkili emisyon akımı, yapıya yeterince elektrik alan uygulanması sonucu üçgen haline gelen bariyerlerden elektronların tünellemesi ile oluşmaktadır. Düşük elektrik alan altında elektronların F-N tünelleme yapma olasılığı düşüktür. Kuantum kuyu içermeyen bir engel yapı göz önüne alındığında, taşıyıcıların yapıya bir elektrik alan uygulanmadan önce geniş olan engel tabakası içerisinde tünelleme yaparak akıma katkıda bulunma olasılıkları oldukça düşüktür. Yapıya bir elektrik alan

uygulanmasıyla birlikte taşıyıcılar genişliği azalan engel tabakasından daha rahat geçebileceklerdir ve tünelleme olasılıkları artacaktır. Engelden geçen taşıyıcılar sürekli enerji seviyesine geçiş yaparak ilettime katkıda bulunmaktadır. F- N tünellemesinde dikey akımın artması daha yüksek gerilimlerde üçgen engelin genişliğinin azalması ile olmakta ve çok yüksek gerilimlerde doyuma ulaşmaktadır.



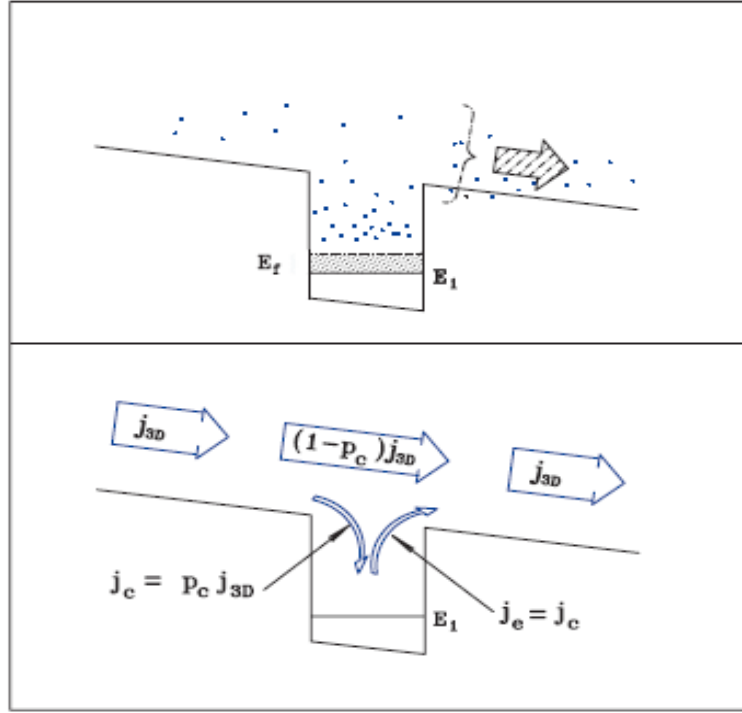
Şekil 4.6. Kuantum kuyu içermeyen n⁺-GaAs/Ga_{1-y}Al_yAs/n⁺-GaAs engel yapıda a) gerilim uygulanmadan önce b) sağ taraftaki kontakta gerilim uygulandıktan sonra enerji bant diyagramları ve yatay ok F- N tünellemesi yapan elektronu göstermektedir

Sıralı rezonans tünelleme akımı kuantum mekaniksel tünelleme ile olmaktadır. Isısal yayım akımından farklı olarak tünelleme olayı klasik fizik çerçevesinde açıklanamayan kuantum mekaniksel bir olaydır. Klasik mekaniksel olarak elektronun enerjisi bariyer yüksekliğinden düşük olduğunda elektron bulunduğu konumu değiştiremeyecek diğer bir deyişle bariyerden geçme olasılığı sıfır olacaktır. Kuantum mekaniksel olarak düşündüğümüzde elektronun bariyerden geçme olasılığı sıfır ile bir değeri arasında değişecektir. Rezonans tünelleme olayındaki “rezonans” kelimesi bir kuantum kuyudaki altbant ile komşu kuyudaki bir altbandın aynı enerji düzeyinde bulunması durumu için kullanılmaktadır. Örneğe düşük bir gerilim uygulandığında oluşan elektrik alan

Genel olarak standart bir kuantum kuyu kızılötesi fotodedektörde karanlık akım; bariyerler üzerinden akan elektronlar, kuyu içerisine yakalanan ve kuyudan çıkan elektronlar tarafından kontrol edilmektedir. Şekil 4.9'un üst tarafı, sonlu sıcaklıkta elektronların yalnızca kuyu içerisinde bulunmadıklarını aynı zamanda kuyu dışında da dağılım gösterdiklerini sergilemektedir. Karanlık akımı kontrol eden süreçler şeklin alt kısmında verilmektedir. Karanlık akıma katkıda bulunan elektronların enerji bölgesi büyük parantez ile gösterilirken, şeklin alt kısmında karanlık akımı oluşturan elektronların izlediği yol gösterilmektedir. Bariyer bölgesinde taşıyıcılar üç boyutta hareket etmektedirler ve akım yoğunluğu J_{3D} ile ifade edilmektedir ki bu değer karanlık akım yoğunluğuna J_{dark} eşittir. Her bir kuyu civarında kuyudan çıkan elektronlar (J_{em}) karanlık akıma katkıda bulunmaktadır. Bu durum kuyu içerisindeki elektron yoğunluğunun azalmasına neden olmaktadır. Sonuç olarak kuyu içerisindeki elektron yoğunluğu dengesinin sağlanması için aynı miktarda elektronun kuyu içerisine yakalanması gerekmektedir ($J_{em} = J_{trap}$). Yapı boyunca karanlık akım aynı olacağından J_{3D} ve J_{em} (ya da J_{trap}) birbirine bağlı olacaktır. Enerjisi bariyer yüksekliğinden daha büyük olan bir elektronun yakalanma olasılığı p_c olarak ifade edilecek olursa $J_{trap} = p_c J_{3D}$ olur. Kuyu içerisine yakalanan ve yakalanmayan taşıyıcıların oluşturduğu akım, bariyer bölgesindeki akıma eşit olur:

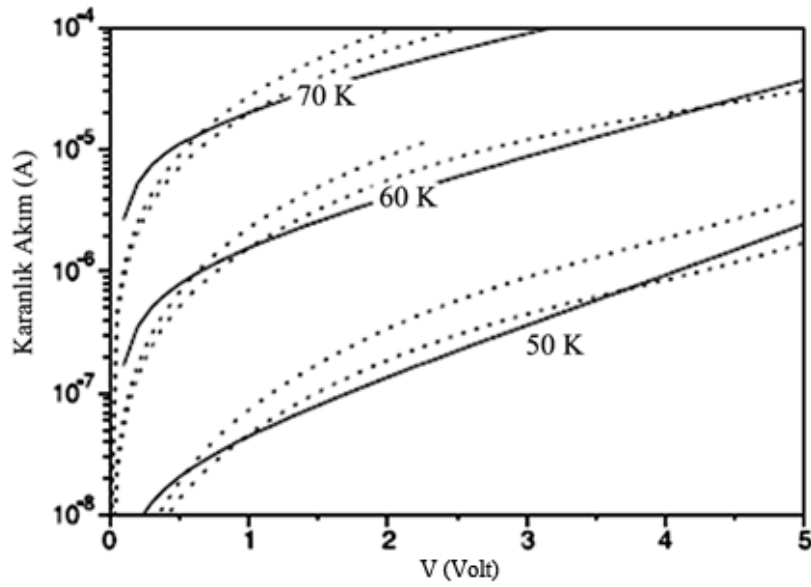
$$J_{3D} = J_{trap} + (1 - p_c) J_{3D} = J_{em} + (1 - p_c) J_{3D} \quad (4.5)$$

Bir kuantum kuyu kızılötesi fotodedektör yapısına ait karanlık akım-gerilim (I - V) karakteristiği yukarıda açıklanan üç mekanizma kullanılarak yorumlanmaktadır. Şekil 4.10'da 50 periyottan oluşmuş 6.4 nm kuantum kuyu genişliğine sahip n- tipi $Al_{0.147}Ga_{0.853}As$ yapı için karanlık akım- voltaj eğrisi değişik sıcaklıklar için verilmektedir. Elde edilen sonuçtan da anlaşılacağı üzere karanlık akım sıcaklığa bağlı olup, sıcaklık arttıkça artmaktadır.



Şekil 4.9. Elektron dağılımının şematik gösterimi (üst) ve karanlık akımı kontrol eden süreç (alt)

[42]



Şekil 4.10. GaAs kuantum kuyu genişliği 6.4 nm olan kuantum kuyu kızılötesi fotodedektörün karanlık akım eğrisi. Noktalı çizgiler deneysel sonuçları, düz çizgiler teorik olarak hesaplanan sonuçları göstermektedir [47]

4.2.2. Tepkisellik (Responsivity)

Tepkisellik, dedektör tarafından üretilen fotoakımın (I_{ph}) soğurulan toplam optik güç değerine oranı olarak tanımlanır.

$$R = \frac{I_{ph}}{\hbar\omega\Phi} \quad (4.6)$$

$$R_i = \frac{I_{ph}}{h\nu\Phi} \quad (4.7)$$

$$I_{ph} = e\Phi\eta \frac{p_e}{Np_c} \equiv e\Phi\eta g_{ph} \quad \text{ifadesi (4.7)'de yazılacak olursa:}$$

$$R_i = \frac{I_{ph}}{h\nu\Phi} = \frac{e}{h\nu}\eta g_{ph} \quad (4.8)$$

elde edilir. Denklem (4.8)'de Φ , birim zamanda yüzeye düşen foton sayısı; η , kuantum verimlilik; g_{ph} , fotoiletken kazançtır. Tepkisellik değeri kuantum verimlilik ve fotoiletken kazanç parametrelerinin ikisi ile kontrol edilmektedir. Dedektörün soğurma gücünün yüksek olması dedektör tepkisellik değerinin yüksek olacağı anlamına gelmemektedir. Bunun yanında fotonlar ile uyarılan taşıyıcıların yeterince yüksek fotoakım oluşturacak şekilde kuyulardan kaçmaları da gerekmektedir.

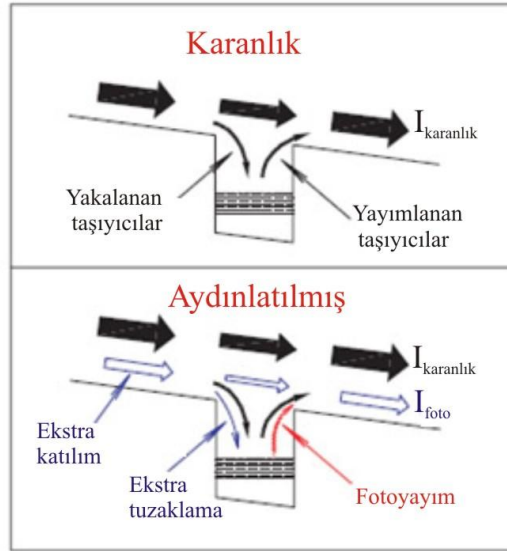
4.2.3. Kuantum verimlilik

Bir fotonun bir taşıyıcı oluşturma olasılığıdır. Bu değer dedektörün algılanacak olan radyasyon ile ne kadar iyi etkileşim içinde olduğunu gösterir. η ile gösterilir.

4.2.4. Fotoiletken kazanç

Soğurulan her foton başına dış devrede akan elektron sayısını vermektedir. Diğer bir değişle oluşturulan taşıyıcı çifti başına kaç tane taşıyıcı çiftinin kontakta geçtiğinin bir ölçüsüdür. Kazanç mekanizmasını gözümüzde canlandırmak için Şekil 4.11 incelenecek olursa:

Şekil 4.11'in üst kısmında karanlık akımın izlediği yol gösterilmektedir. Dedektör üzerine kızılötesi ışık gönderildiğinde bu yollar değişmez kalmaktadırlar. Kızılötesi ile aydınlatmanın sonucu olarak oluşan süreçler şeklin alt kısmında verilmektedir. Kuyudaki elektronlar direk olarak kızılötesi foton ile uyarılıp (fotoyayım) fotoakıma katkıda bulunmaktadır.



Şekil 4.11. Fotoiletken kazanç mekanizması. Üstteki şekil karanlık akımın izlediği yolu göstermektedir. Alt şekil ise kuyulardan elektron kaçışını dengelemek için kontakta verilen ekstra akımı göstermektedir. Aydınlatma sonucunda karanlık akımın izlediği yol değişmemektedir [42]

Fotoiletken kazanç kuyudan elektron çıkışı ile oluşan kaybı dengelemek için kontakta verilen ekstra akımın bir sonucu olarak da değerlendirilebilir. Ekstra akımın kuyu tarafından tuzaklanan kısmı, kızılötesi ışığı ile uyarılan taşıyıcıların fotoyayımı sonucu oluşan akıma eşittir. Öncelikle kuyu içerisindeki

elektronun direk olarak kuyu üzerindeki sürekli enerji seviyesine geçmesiyle oluşan yayım akımını hesaplayalım. Bir kuyu tarafından dışarı verilen fotoakım:

$$i_{ph}^{(1)} = e\Phi\eta^{(1)} \frac{\tau_{relax}}{\tau_{relax} + \tau_{esc}} \quad (4.9)$$

ile ifade edilir.

Denklem (4.9)'da Φ birim zamanda gelen foton sayısı, τ_{esc} kaçma süresi, τ_{relax} altbantlar arası gevşeme zamanı, $\eta^{(1)}$ soğurma kuantum verimliliği (quantum efficiency), N ise kuyu sayısını göstermektedir. (1) üst indisi, verilen değerlerin 1 kuyu için olduğunu göstermektedir. $\eta \equiv N\eta^{(1)}$ ise toplam kuantum verimlilik miktarını vermektedir. Uyarılmış elektronların kuyudan kaçma olasılığı:

$$p_e \equiv \frac{\tau_{relax}}{\tau_{relax} + \tau_{esc}} \quad (4.10)$$

ile verilir.

Kuyudan elektron çıkışını dengelemek için verilen ekstra akım aslında $i_{ph}^{(1)} / p_c$ değerine yani fotoakıma eşittir.

$$I_{ph} = i_{ph}^{(1)} / p_c \text{ yani } I_{ph} = e\Phi\eta \frac{p_e}{Np_c} \equiv e\Phi\eta g_{ph} \text{ ile verilir.}$$

Bu ifadede fotokazanç :

$$g_{ph} \equiv \frac{p_e}{Np_c} \quad (4.11)$$

ile verilir. Denklem (4.11)'de elektronun kuyu tarafından yakalanma olasılığı:

$$p_c = \frac{\tau_{trans}}{\tau_{life} + \tau_{trans}} \quad (4.12)$$

şeklinde tanımlanır. τ_{trans} elektronun bir kuantum kuyu bölgesi boyunca yani bir periyot boyunca geçme süresini verir.

Fotoiletken kazanç aynı zamanda (4.13) ile de verilmektedir:

$$g = \frac{\tau_L}{\tau_t} = \frac{\tau_L V_{drift}}{\tau_t V_{drift}} = \frac{L_{drift}}{L_{device}} \quad (4.13)$$

τ_L , taşıyıcıların yeniden yakalanma yaşam süresini vermektedir.

4.2.5. Gürültü eşdeğer gücü (Noise Equivalent Power, NEP)

Gürültü eşdeğer gücü (NEP), dedektörün sinyal/ gürültü oranını (Signal to Noise Ratio, SNR) 1 yapmak için gerekli ışık gücüdür. Sinyal/ gürültü oranı tek başına dedektörün performansı hakkında bilgi vermemekte, gürültü eşdeğer gücü dedektörün radyasyona olan hassasiyetini ölçmede daha etkili bir parametredir.

$$NEP = \frac{\varphi_{det}}{S / N} \quad (4.14)$$

4.2.6. Algılama (Detectivity)

Bir dedektörün algılama değeri D , gürültü eşdeğer gücünün tersidir ve dedektörün ne kadar küçük bir sinyali algılayabileceğinin bir ölçüsüdür. Detektörün performansını belirlemek için özgül algılama (specific detectivity) genellikle kullanılmaktadır [48].

$$D^* = \frac{R\sqrt{A\Delta f}}{i_n} \quad (4.15)$$

R , dedektörün tepkisellik değeri; A , dedektörün aktif yüzeyi; Δf elektriksel bant genişliği; i_n , gürültü akımı değerleridir. Elektriksel bant genişliği dedektörün elektriksel çıkış gücünün DC olarak %50 değerine düştüğü frekanstır ve (4.16) ile verilmektedir:

$$\Delta f = 1/2\pi T \quad (4.16)$$

T , sistemin zaman sabitidir ve elektriksel çıkış gücünün $(1 - 1/e) \approx \%63$ değerine ulaşması için geçen süre olarak tanımlanmaktadır.

4.2.7. Gürültü

Gürültü çıkışta gözlenen ve istenmeyen sinyallerdir. Fotodedektörlerde çeşitli gürültü kaynakları vardır. Bu gürültü çeşitleri $1/f$ gürültü, Johnson gürültü, karanlık akım gürültüsü ve foton gürültüsü olarak sınıflandırılmaktadırlar.

$1/f$ gürültüsünün fiziksel mekanizması çok karmaşık olup taşıyıcıların rastgele tuzaklanması veya yeniden birleşmesi sonucu oluşur. Yapılan deneyler GaAs QWIP yapılar için bu gürültü çeşidinin nadiren dedektör performansını etkilediğini göstermiştir. Bu nedenle bu gürültü genellikle ihmal edilir.

Johnson gürültü bütün dirençli malzemelerin yapısında vardır. Bu gürültü taşıyıcıların bir iletken içerisindeki rastgele hareketleri sonucu oluşmaktadır. Bunun sonucu olarak da dedektörün iç direncinde dalgalanmalar oluşmaktadır. QWIP'lerde Johnson gürültü katkısı oldukça küçüktür [49].

Shot gürültü tanecikli yapıda olan ışığın rastgele numune üzerine düşmesi sonucu oluşmaktadır. Soğurulan fotonlar rastgele aralıklarda fototaşıyıcıları oluşturmakta ve akımdaki bu değişim gürültü olarak gözlenmektedir.

Karanlık akım gürültüsü ve foton gürültüsü QWIP yapıların performansını sınırlayan etkin gürültü çeşitleridir. Aslında karanlık akım gürültüsü oluşma ve yeniden birleşme (generation- recombination, g-r) gürültüsü olarak bilinmektedir. Bu gürültü mekanizmasının oluşturduğu akım (4.17) ile verilir:

$$i_{n,karanlık}^2 = 4eg_{gürültü} I_{karanlık} \Delta f \quad (4.17)$$

$g_{karanlık}$, gürültü kazancı; $I_{karanlık}$, malzemenin karanlık akımıdır. OWIP yapıların çalışmasında g-r gürültüsü baskındır. Foton gürültüsü için bir ifade yukarıdaki denklemde karanlık akım yerine fotoakım yazılarak elde edilir. Foton gürültüsünün en önemli kaynaklarından bir tanesi dedektör tarafından soğurulan arkaplandaki (background) fotonlardır. Bu gürültü genellikle dedektörün çalışma sıcaklığını belirlemektedir.

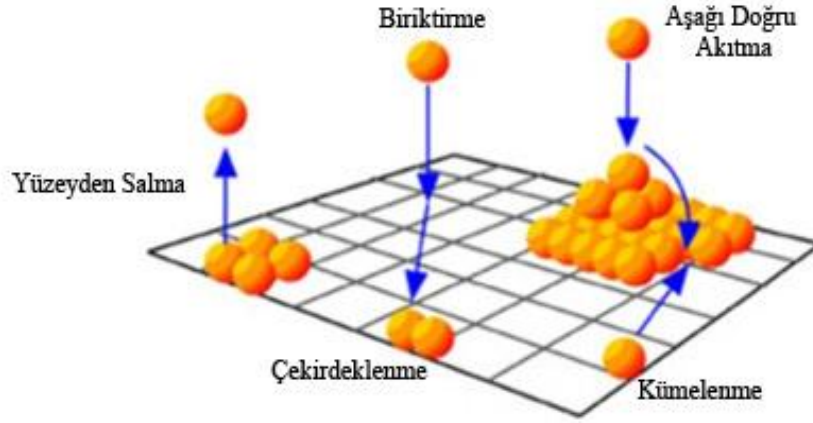
5. DENEYSEL YÖNTEMLER

5.1. Kuantum Kuyu İçeren Yapıların Büyütülmesi

Kuantum kuyu içeren yapılar genellikle metal organik kimyasal buhar depolama yöntemi ya da moleküler demet epitaksi (Molecular Beam Epitaxy, MBE) yöntemi ile büyütülmektedirler. Tez dahilinde incelenen yapılar moleküler demet epitaksi sisteminde büyütülmüştür

MBE tekniği, yarıiletken ince film büyütme tekniklerinin en önemlilerinden bir tanesidir. Ultra yüksek vakum (Ultra High Vacuum, UHV) (10^{-8} , 10^{-11} Torr) şartları altında ısıtılmış bir kristal alttaş ile atom ya da moleküllerin bir veya birkaç ısıl demetlerinin reaksiyonunu içeren bir epitaksiyel büyütme sürecidir. Bu teknik ile yüksek saflıkta malzeme üretimi mümkün olduğundan metallerin, yalıtkanların, yarıiletkenlerin ve süperiletkenlerin araştırma ve endüstriyel düzeyde epitaksiyel üretiminde yaygın olarak kullanılmaktadır.

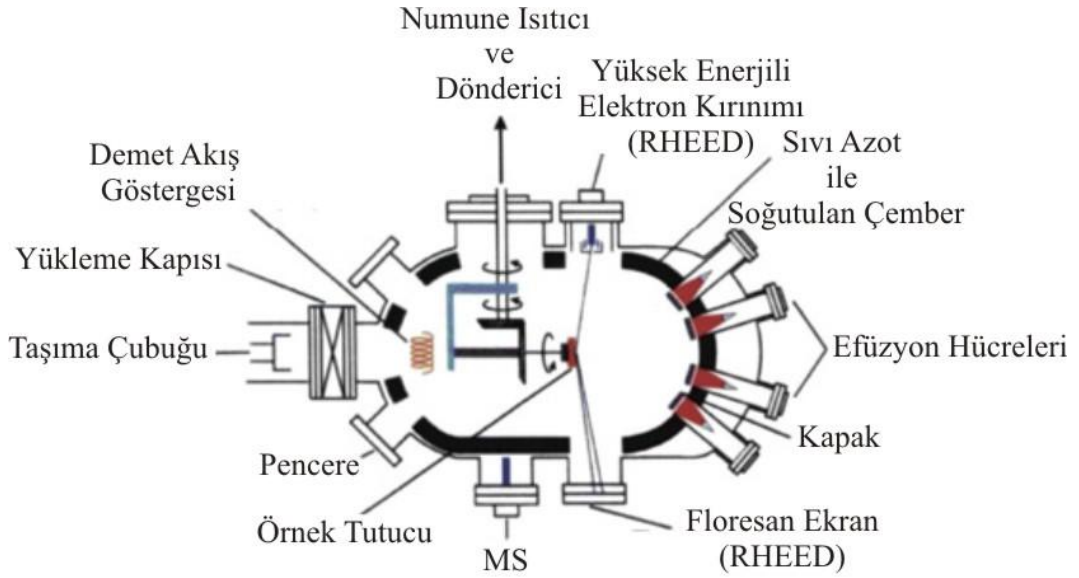
Epitaksi işlemi, tek bir cins veya farklı cins malzemelerden yapılmış ince filmleri benzer yapıdaki kristallerden oluşturulan temel bir tabaka üzerine yerleştirebilme tekniğidir. Moleküler Demet Epitaksi sisteminde alttaş ultra yüksek vakum ortamına yerleştirilir ve film için kullanılacak kaynak malzemeleri elementel kaynaklarından buharlaştırma yolu ile elde edilmektedir. Buharlaştan molekül ya da atomlar bir ışın demeti olarak hareket edip alttaşa çarpmaktadırlar. Alttaş üzerine ulaşan atom ya da moleküller alttaş ile bağ yapacak termodinamik olarak uygun bir konuma yerleşene kadar yüzey difüzyonu ile hareket ederler. Şekil 5.1 yüzey üzerinde olabilecek süreçleri göstermektedir. Atomların yüzey difüzyonu için zamana ihtiyaçları olacağından, film kalitesi yavaş büyütme ile daha iyi olacaktır.



Şekil 5.1. Moleküler demet epitaksi boyunca büyüyen yüzey üzerinde meydana gelebilecek süreçlerin şematik olarak gösterimi [51]

MBE sisteminin temel parçaları Şekil 5.2’de şematik olarak gösterilmektedir. Yarıiletkeni oluşturacak bileşen atomları mekanik kapaticılara sahip efüzyon hücrelerinde elementel formda bulunmaktadırlar. Yüksek saflıkta tabakalar elde etmek için kaynak malzemeleri yeterince saf ve geri kalan işlemlerin tümünün ultra yüksek vakum ortamında yapılması gerekmektedir. Efüzyon hücreleri içerisindeki kaynak elementleri ısıtılarak moleküler demet elde edilmektedir. Isıtılmış yarıiletken alttaş yüzeyine doğru yönlendirilmiş moleküler demetler yüksek vakum ortamında çarpışmaların ortadan kalktığı bir ortam içerisinde doğrusal bir yolda hareket ederek alttaşa ulaşmaktadırlar. Moleküler demet akısı ise efüzyon hücrelerinin sıcaklığının kontrol edilmesi ile ayarlanmaktadır. Ultra yüksek vakum ortamı sistem üzerine monte edilen birkaç pompa aracılığı ile sağlanmaktadır. MBE sistemi yükleme, tampon/hazırlık ve büyütme odası olmak üzere üç adet vakum odasından oluşmaktadır. Yükleme odası numunenin vakum odasına giriş çıkışında ve diğer vakum odaları ile vakum bütünlüğünün sağlanmasında etkilidir. Tampon/ hazırlık odası numunenin büyütme odasına girmeden önce hazırlandığı ve korunduğu odadır. Büyütme odası ise numunenin büyütüldüğü yerdir. Alttaş numunesi büyütme odasında bulunan, büyütme süresince homojen bir dağılımın sağlanması amacıyla dönen ve alttaşı belirli bir sıcaklığa kadar ısıtan tutucu üzerine transfer çubuğu yardımı ile

yerleştirilir. Sistemde bulunan sıvı azot kroyopanelleri ise her bir efüzyon hücresi ve büyütme odasının duvarlarını iç kısımdan çevreleyerek hücreler arası ısı izolasyonu ile yüksek vakum ortamının oluşturulmasında büyük bir öneme sahiptir.



Şekil 5.2. Moleküler demet epitaksi sisteminin şematik olarak gösterimi [51]

MBE büyütme tekniğinin avantajlarından bir tanesi de numunenin atmosfer ortamına çıkarılmadan önce nicel analizlerinin yapılabilir olmasıdır. Elipsometre ve yüksek enerjili elektronların difraksiyonu (RHEED) kullanılarak büyütme süreci kontrol edilebilmektedir. RHEED, kristal malzemelerin yüzeyini karakterize etmek için kullanılan bir tekniktir. RHEED yardımıyla faz geçişleri, büyüme oranı ve tabakalar arası gerilme büyüme süreci boyunca izlenebilmektedir. Ayrıca sistem içerisindeki moleküllerin kısmi basıncını ölçen rezidüel gaz analiz cihazı ve alttaşı sıcaklığını ölçmek için kullanılan payrometre de sisteme monte edilmektedir.

5.2. Aygıt Üretimi

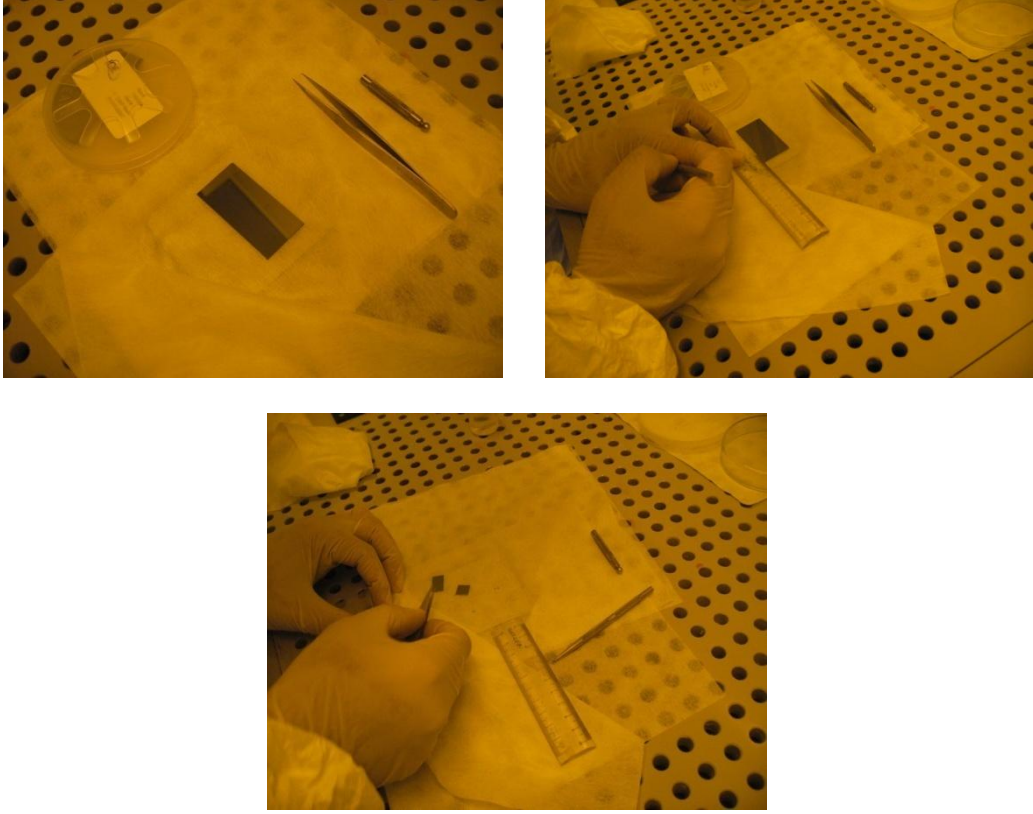
Nano boyutlarda aygıtlar tasarlamak için özel ortamlarda (temiz oda) bazı özel işlemler yapılır. Çok küçük boyutlarda çalışıldığı için ortamın çok temiz olması gerekmektedir. Bu tür ortamlar temizlik derecesine göre sınıflandırılır; Class10, Class100, Class1000 ve Class10000 gibi...

Class100 sınıfı bir ortam 1 adımküp (bir adım 12 inch olarak alınmaktadır) hacimdeki 0.5 mikrondan büyük partiküllerin sayısının 100 den daha az olduğunu belirtir.

Temiz odalarda dışarıdan tozlu hava girmemesi için iç basınç dış basınçtan daha yüksekte tutulur. Özellikle fotolitografi işleminin yapılacağı bölümlerin daha temiz olması gerekmektedir. Fotolitografi işlemi yapılan birimler sarı-oda olarak bilinir. Çünkü fotolitografi işlemleri ışıkla ilgili işlemlerdir. Kullanılan kimyasal malzemeler ışığa duyarlıdır. Ayrıca, temiz odada giyinme kabinleri girişte bulunur. İlgili kıyafetler giyinildikten sonra hava duşu kabininden geçilerek temiz odaya girilmektedir.

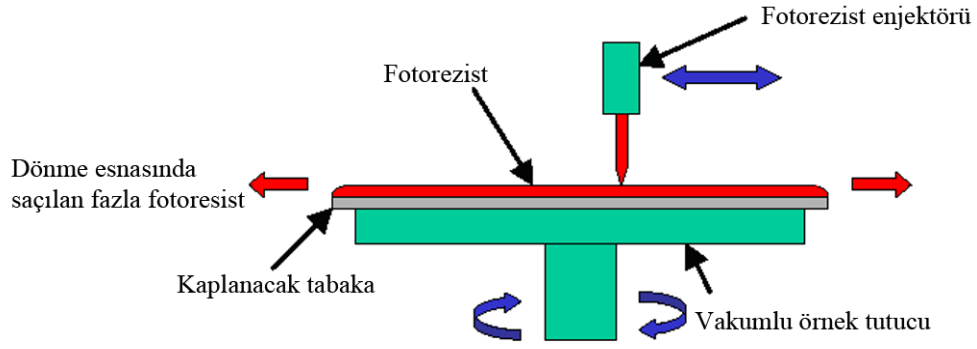
Kendi örneklerimizin fotolitografi işlem basamaklarında uyguladığımız reçete aşağıdaki gibi sıralanmaktadır:

- MBE sisteminde disk halinde büyütülen numuneden üretilecek cihaz için boyutları 1cm- 8mm olacak şekilde bir numune elmas uç yardımıyla kesilir.

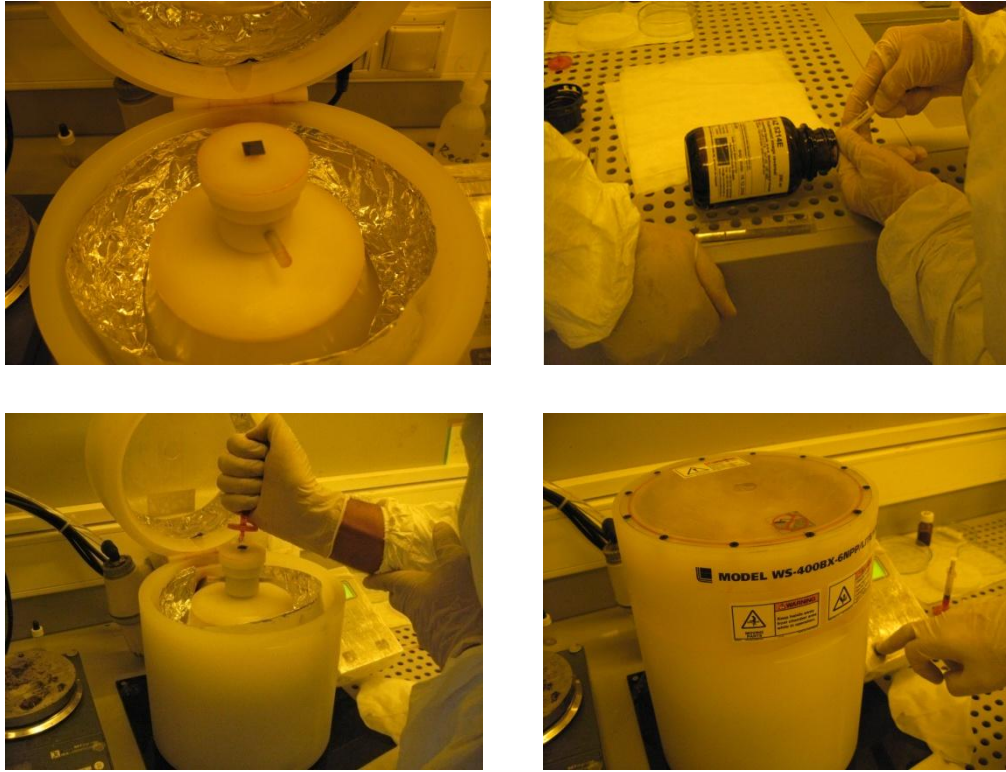


Şekil 5.3. Elmas uç ile numune kesimi

- Kesilen numune yüzeyine standart olarak fotorezist kaplamanın yolu, yüksek hızda merkezkaç etkisiyle kaplama yapmaktır (Spin Coating). Spin coater içine yerleştirilen numune yüzeyine AZ5214-E marka pozitif fotorezist damlatılarak 5000 devirde 40 sn. döndürülme işlemi sonucunda homojen kaplama yapılmıştır (Şekil 5.5). Bu şartlar altında numune yüzeyi üzerine kaplanan fotorezist kalınlığı 1.4 μm olarak ölçülmüştür.



Şekil 5.4. Spin coater ile fotorezist kaplama işleminin şematik gösterimi



Şekil 5.5. Cihaz üretimi esnasında kendi numunelerimizi fotorezist ile kaplarken uyguladığımız işlem basamakları

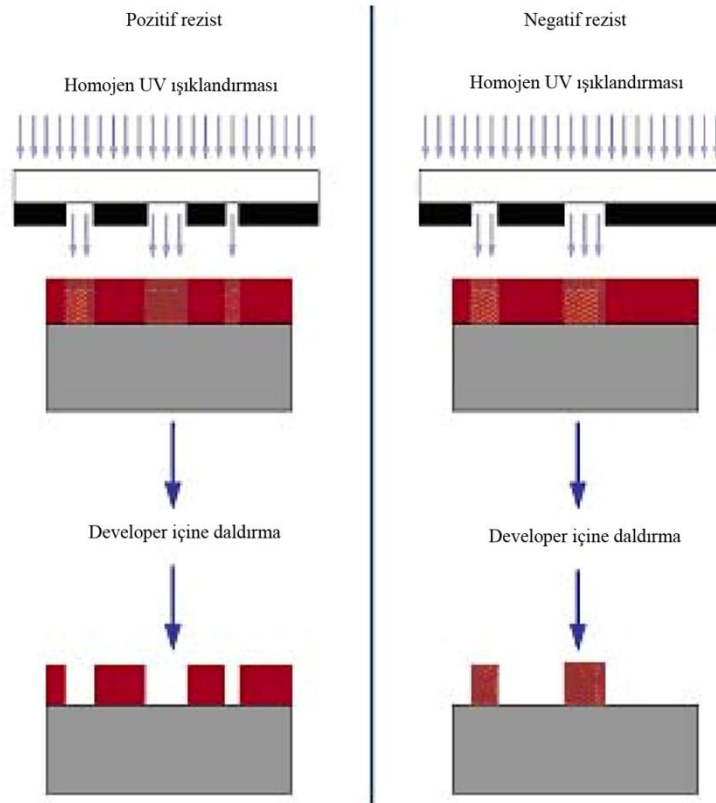
Fotorezist ışığa duyarlı bir maddedir. Bu maddelerin özelliği ışığa olan duyarlılıkları sonucu yapılarının değişmesidir. Numune yüzeyinin sadece istenilen

bölgeleri (maske yardımıyla) UV ışığa tabi tutulur. Işık alan bölge ile almayan bölgedeki maddenin yapısı (developer adı verilen çözücüsü içerisindeki çözünürlükleri) değişir.

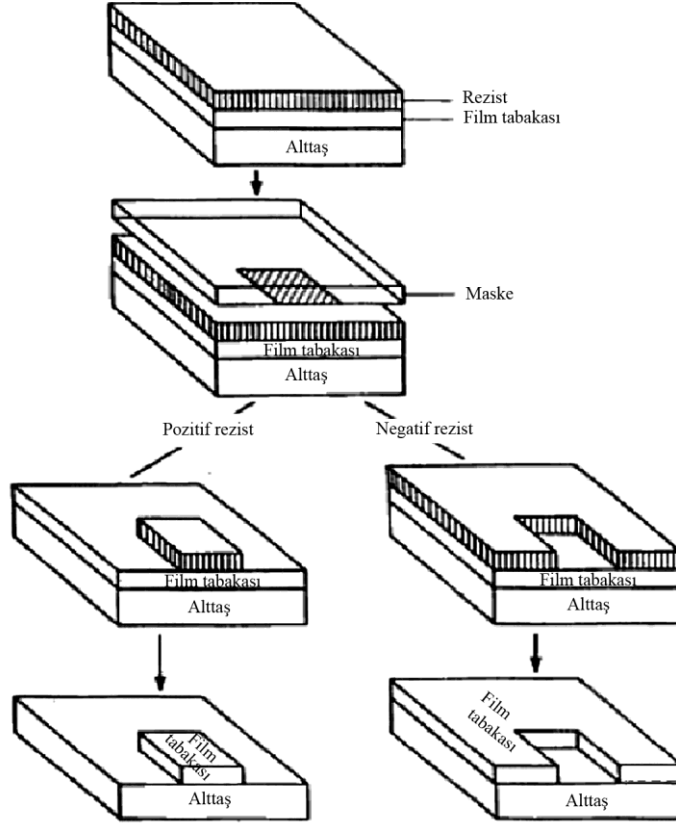
Pozitif ve Negatif Fotorezist: Fotorezistin pozitif ve negatif olmak üzere iki türü vardır. Pozitif rezistte UV ışığı rezistin kimyasal yapısını değiştirir dolayısıyla ışık gören kısımlar çözücü maddelerde daha kolay çözünebilir. Işıklandırılmayan bölümler ince film tabakasına yapışık vaziyette kalır (Şekil 5.6).

Negatif rezist bunun tam karşıtıdır. Işık gören bölüm çözünmesi daha zor hale gelir. Geçmişte negatif rezist daha çok kullanılmış olmakla birlikte üretim aşamalarında günümüzde baskın olarak pozitif rezist kullanılmaktadır. Çünkü pozitif rezist küçük maskelemelerde daha iyi çözümler vermektedir

Şekil 5.6 ve Şekil 5.7’de rezist tabakasının pozitif ve negatif olması durumlarında ortaya çıkan görüntü yer almaktadır:



Şekil 5.6. Pozitif ve negatif fotorezist uygulaması [52]



Şekil 5.7. Rezist tabakasının pozitif ve negatif olması durumlarında ortaya çıkan görüntü [53].

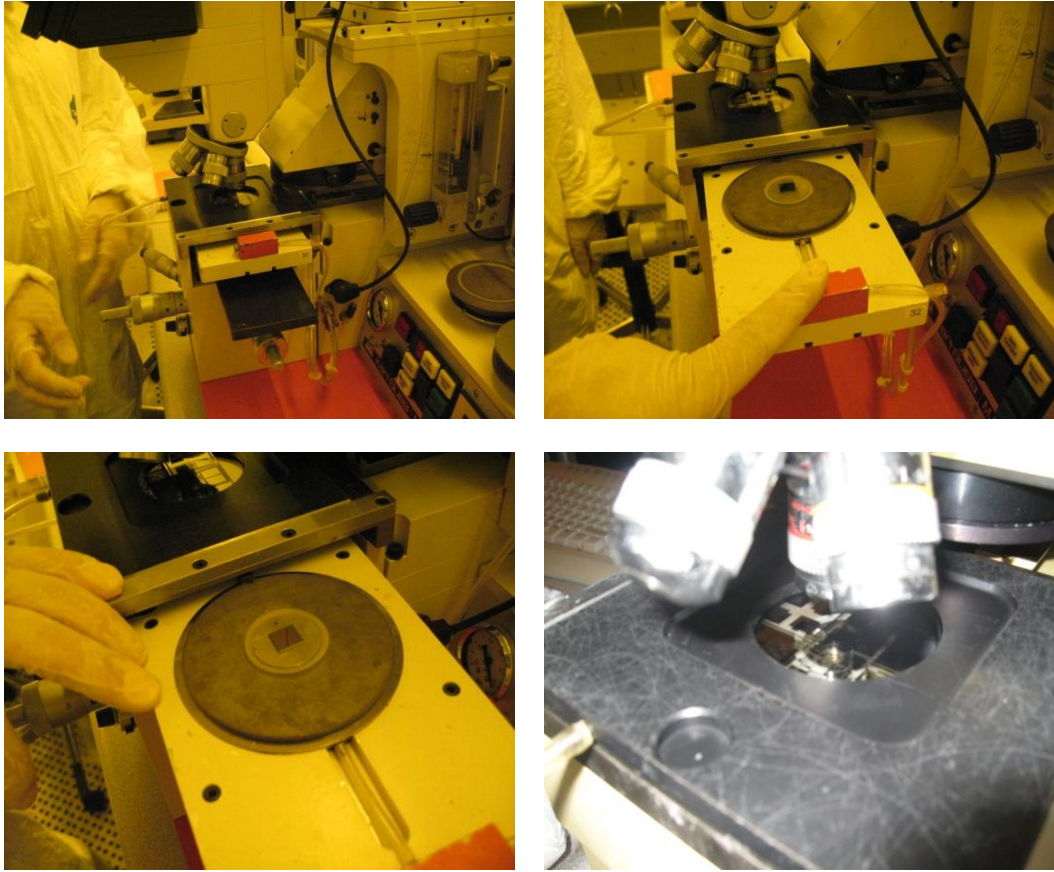
- Fotorezist ile kaplanan numune 110 °C’de 60 sn. ısıtılma tabi tutulur (Şekil 5.8). Bu işlem genellikle fotorezistin ışığa duyarlılığının artırılması ve ince film tabakasına daha iyi yapışması için kısa süreli olarak ısıtılması işlemidir. Ayrıca bu işlem ile fotorezist içerisindeki istenmeyen çözücüler uzaklaştırılmaktadır.



Şekil 5.8. Fotorezist kaplanan numuneye ısıtılma uygulama süreci

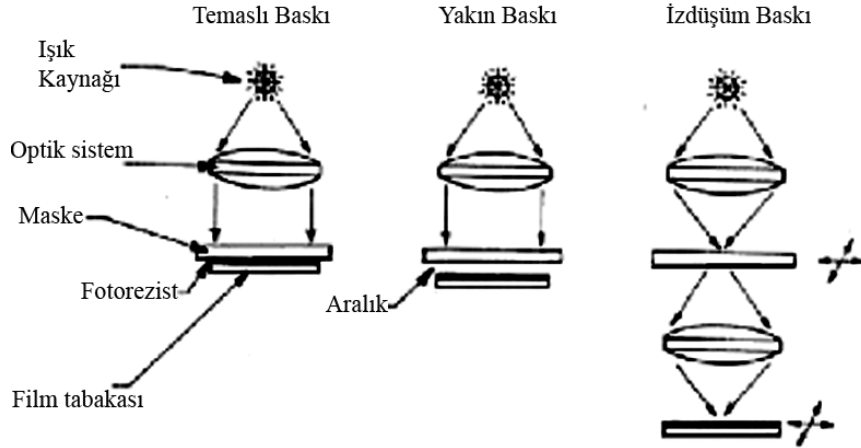
5.2.1. Maske hizalama ve ışıklandırma

En önemli fotolitografi aşamalarından birisi de maske hizalamadır. Maske, belli bölgesi ince metal film ile şekillendirilmiş olan cam tabakadır. Bir maske üzerinde yüzey alanı birbirinden farklı ince film tabakaları bulunmaktadır. Maske, numune yüzeyi ile hizalanır ve maske üzerindeki ince metal film tabakaları ışığı geçirmezken diğer bölgeler geçirmektedir. Maske hizalama cihazı (mask aligner) ile maskelenmiş numune 99sn. UV ışığına tabi tutulur (Şekil 5.9).



Şekil 5.9. Numuneye maske hizalama ve ışıklandırma işlemlerinin uygulanması

Başlıca üç tane ışıklandırma yöntemi vardır. Bu yöntemler; temaslı (contact), yakın (proximity) ve izdüşüm (projection) yöntemleridir. Şekil 5.10 şematik olarak ışıklandırma yöntemlerini göstermektedir.



Şekil 5.10. Maske hizalamada ışıklandırma yöntemleri [54]

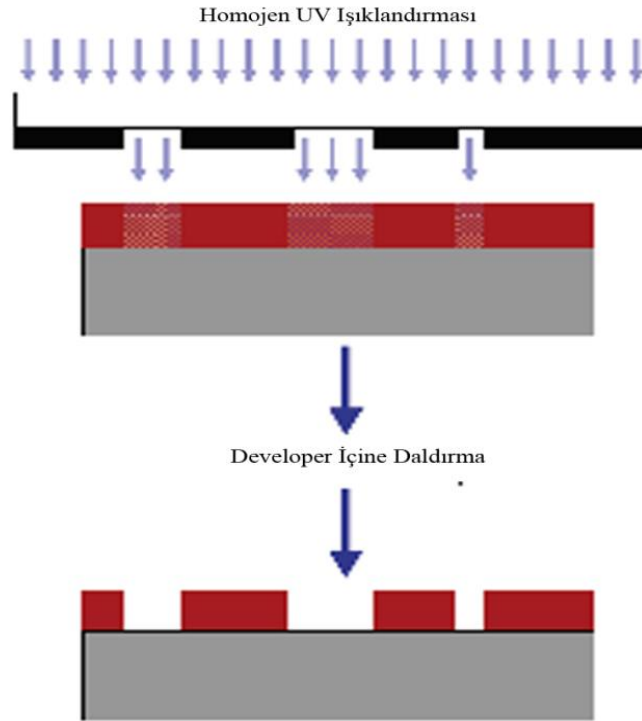
Temaslı baskı: Maske ile fotorezist fiziksel olarak birbirine dokunur. Yüksek çözünürlüklü örnekler alınması sağlanır. Fakat dezavantajı dokunmadan kaynaklı olarak fotorezistte kusurlar oluşabilmektedir.

Yakın baskı: Maske ile fotorezist aralarında 10-25 μm uzaklık olacak şekilde birbirilerine tutturulduktan sonra ışıklandırma yapılır. Temaslı baskıya benzerdir. Bu yöntem tahribat riskini azaltır. Diğer yandan çözünürlük düşer. Aşağı yukarı 2-4 μm çözünürlük sağlanabilir. Ürettiğimiz cihazlarda yakın baskı ışıklandırma yöntemi kullanılmıştır.

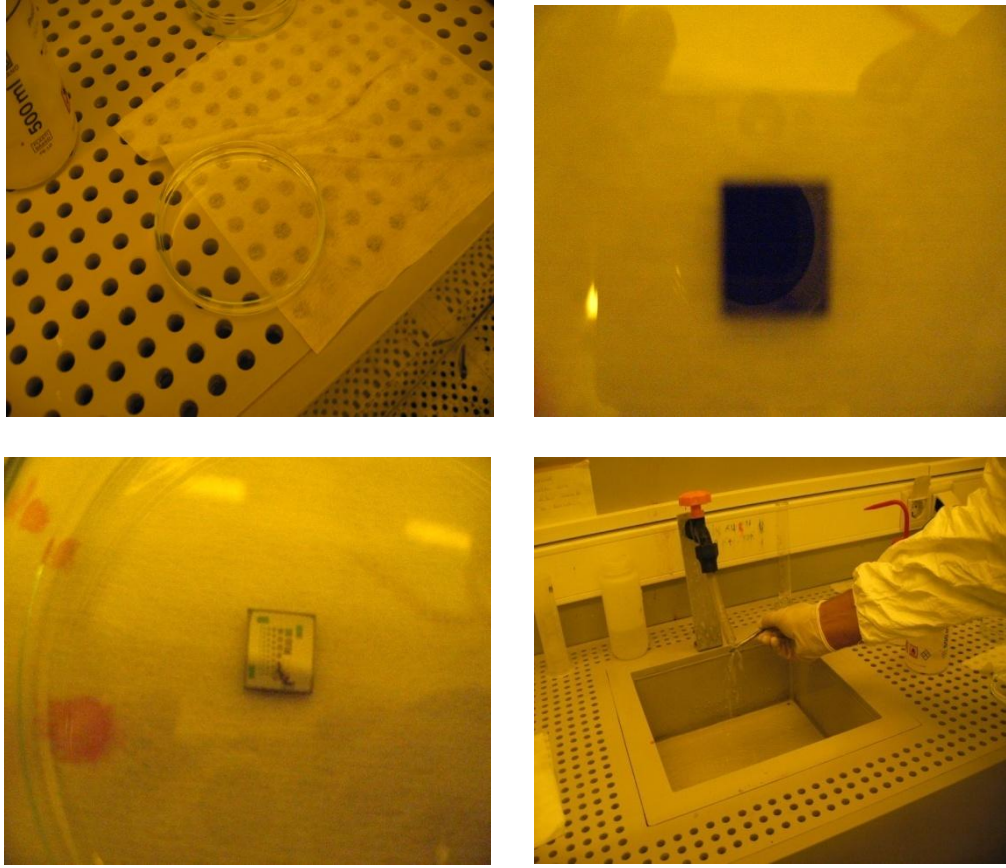
İzdüşüm baskı: Tahribat riskini ortadan kaldırır. Yüksek çözünürlük sağlamak için maskenin küçük bir kısmı ışıklandırılır. Bu küçük maske parçası levha yüzeyinde gezdirilir. Bu tip baskı sistemleri step-and-repeat sistem olarak bilinirler. Bu tür sistemler yaklaşık 1 μm çözünürlükte baskı yapabilirler.

5.2.2. Geliştirme

Bu aşama litografinin son aşamalarından birisidir. Rezistin pozitif veya negatif olmasına göre ışık gören ve görmeyen bölgelerin çözücülerinde (developer) çözünme karakterleri değişir (Şekil 5.6). Çözücülere maruz kalan levhalarda ışık gören/görmeyen bölgeler çözünür. İstenilen yapı oluşturulmuş olur. Numunelerimiz için çözücü hazırlanırken AZ 400K marka developer ile su 1: 4 oranında karıştırılmıştır. 12 ml developer, 48 ml su ile hazırlanan homojen çözelti çözücü olarak kullanılmıştır.



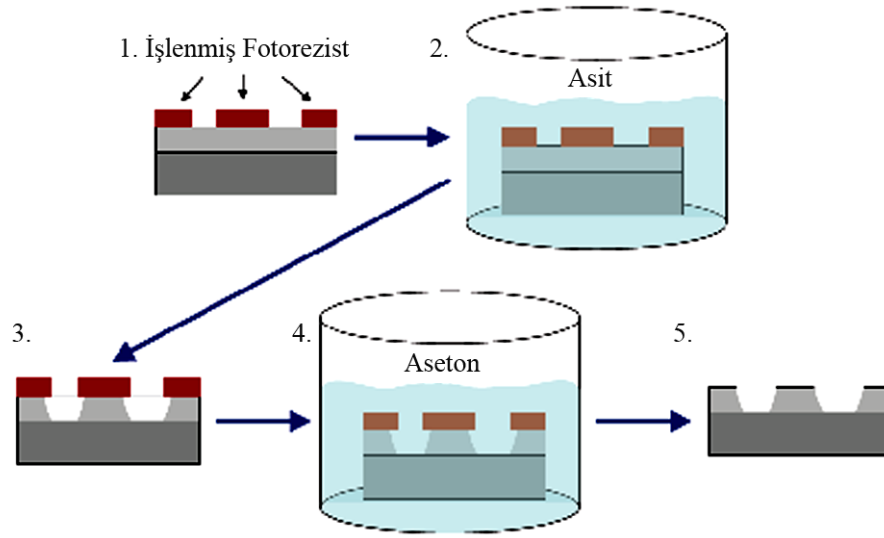
Şekil 5.11. Fotorezist ile kaplanıp UV ışığına tabi tutulan numunenin çözücü içerisinde çıkarıldıktan sonraki durumu [52]



Şekil 5.12. Maske hizalama ve ışıklandırma işlemlerinin ardından hazırlanan çözelti içerisine numunenin konulup yeterli sürede bekletilmesi ve çözücünden çıkarılan numunenin su ile temizlenmesi işlemleri

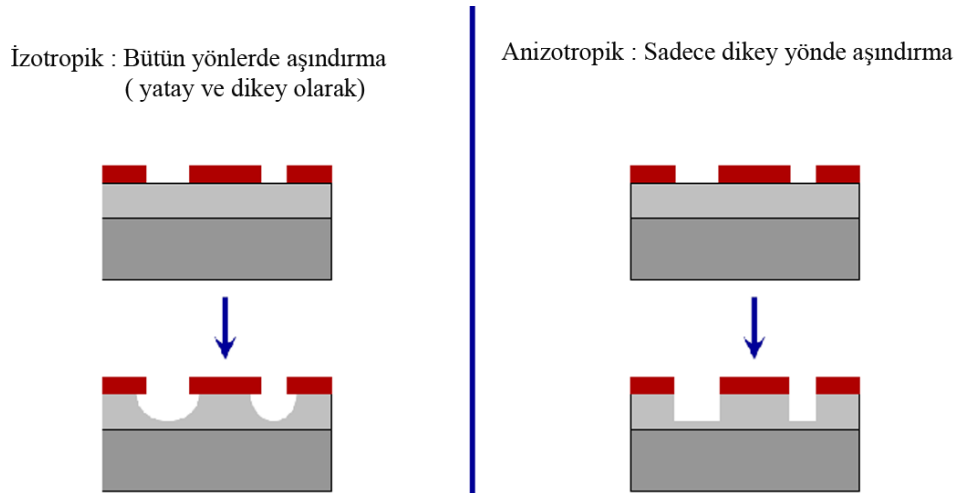
Fotolitografi işleminde amaç; fotorezist tabakasının altındaki ince film tabakasında belli kısımları kaldırıp belli kısımları tutmaktır. İstenmeyen ince film tabakası (genel anlamda maske dışı) bölümlerini kaldırma işlemi “oyma” (etching) olarak adlandırılır.

Oyma işlemi sıvı bir çözücüde yapılabileceği gibi (wet etch-sıvı oyma) yüksek basınçlı gaz bombardımanı ile de yapılabilmektedir (dry etch- kuru oyma). Reaktif İyon Oyma tekniği (Reactive Ion Etch, RIE) gazla yapılan bir kuru oyma işlemidir. Oyma işleminde litografi ile belirlenen bölgelerin alt tabakasına ne sıvı ne de gaz ulaşmadığı için o kısımlar oyulmaz. Diğer taraftan açıkta bulunan alanlar oyulur. Sonuçta Şekil 5.13’deki akış şemasında 2 ile belirtilen oyma işleminden sonra 3 ile belirtilen ürün ortaya çıkar.



Şekil 5.13. Oyma işleminin şematik gösterimi [52]

Oyma işleminde maliyet-kalite seçimini sunan iki durum söz konusudur. Bunlar; izotropik (eşyönel), anizotropik (tek yönde) oyma işlemleridir (Şekil 5.14). Genellikle sıvı oyma işlemi izotropik, kuru oyma işlemi anizotropik yapılar oluşmasını sağlar. İzotropik yapılar oluşturmanın maliyeti de kalitesi de düşüktür. Daha küçük boyutlarda yapılar oluşturmanın yolu kuru oyma işlemi (anizotropik) yapmaktır.



Şekil 5.14. İzotropik ve anizotropik oyma işlemleri [52]

Yaptığımız cihazlarda sıvı oyma işlemi (wet- ech) yöntemi kullanılarak aşındırma işlemi yapılmıştır. 400 ml H₂O + 5 ml H₂SO₄ + 40 ml H₂O₂'den oluşan çözelti hazırlanmıştır. Aşındırılmak istenilen kalınlıkla doğru orantılı olarak numune, çözelti içerisinde bekletilmiştir. Her seferinde numunenin ne kadar aşındığını belirlemek için aşındırma miktarı ölçülmüştür. Örneğin numunelerimizi hazırlanan çözeltide 7 dk beklettiğimizde aşınma miktarı 3.47µm olurken, 7dk 40 sn beklettiğimizde aşınma miktarı 3.74 µm olmuştur.

Oyma işleminin ardından fotorezist maddeleri uygun çözücüler (aseton) kullanılarak kaldırılır ve yalnızca oyulmuş ince film tabakası elde edilir.

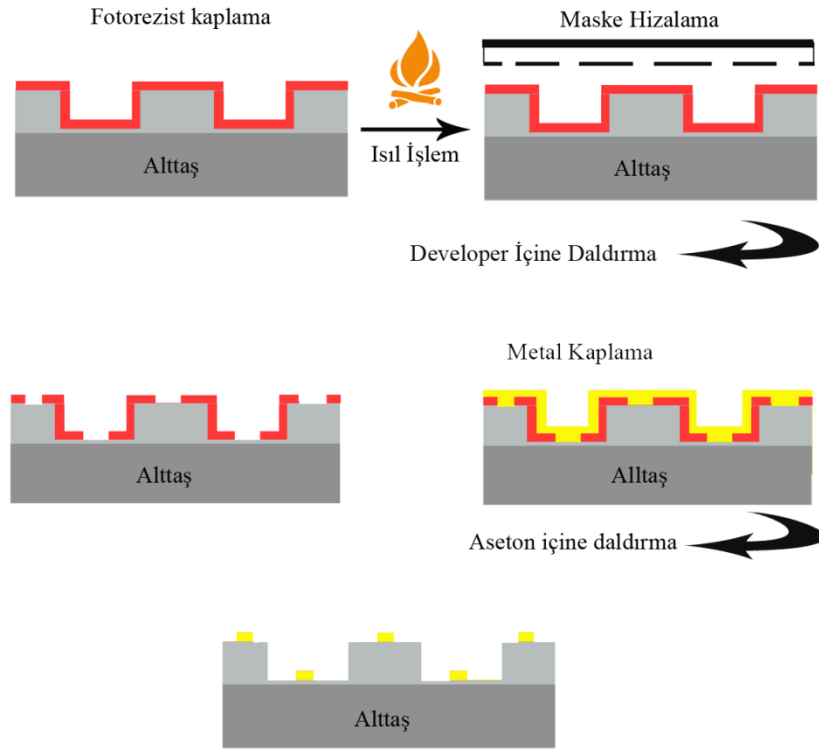
5.2.3. Metal kaplama

Belirli bölgeleri aşındırılan numuneden elektriksel kontak alabilmek için aşındırılmış ve aşındırılmamış yüzeylerde kaplama ile metal tabakalar oluşturulur. Metal kaplama için litografi yöntemiyle maskeleme yapılmalıdır. Bu süreç için aşağıdaki işlem basamakları uygulanmıştır:

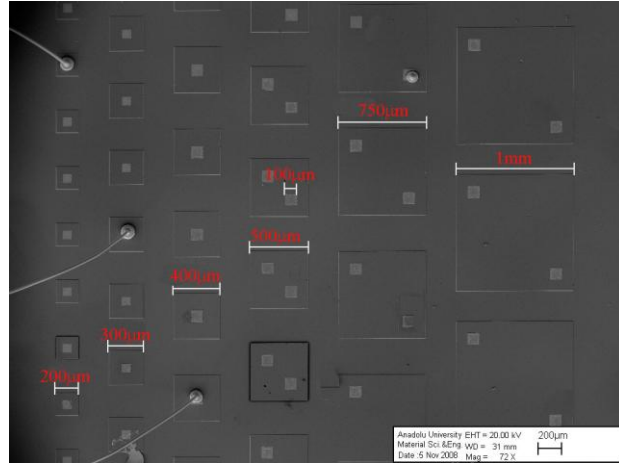
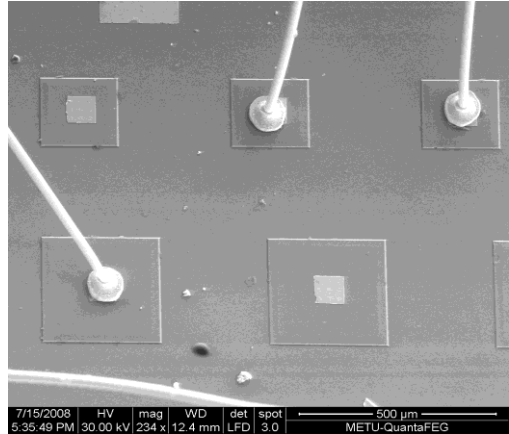
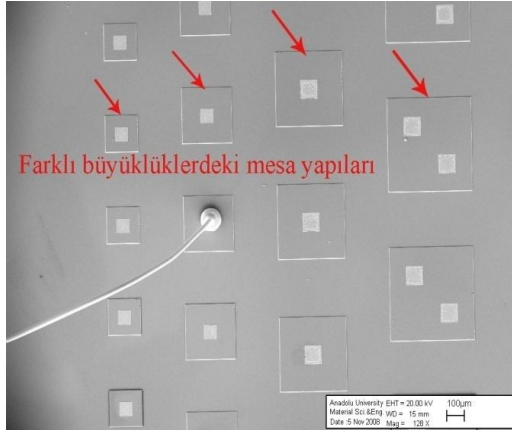
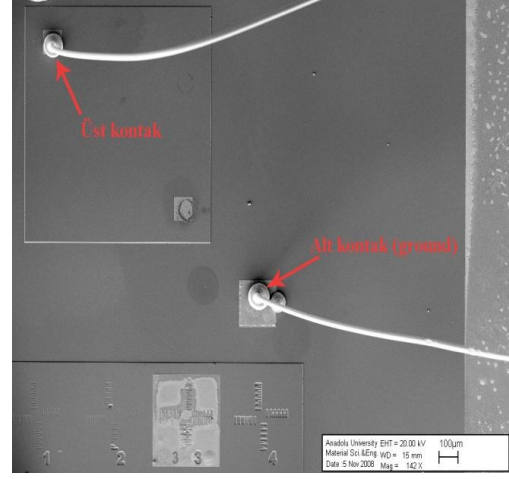
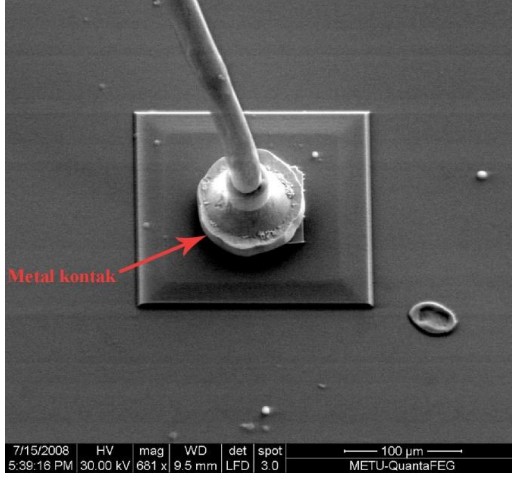
- Spin coater içine yerleştirilen aşındırılmış numune yüzeyine fotorezist damlatılıp 5000 devirde 40 sn. döndürülerek homojen kaplama yapılır.
- Fotorezist ile kaplanan aşındırılmış yüzey 110 °C'de 60 sn. ısıl işleme tabi tutulur.
- Maske hizalama yapılarak fotorezist ile kaplanan yüzey 99 sn UV ışığına tabi tutulur. Metal kaplamada kullanılan maske, aşındırma işleminde kullanılan maskeden farklıdır. Maske, aşınmamış numune yüzeyinin tam orta kısmı ile aşınmış numune yüzeyinin taban kısmındaki belli bölgeler metal ile kaplanacak şekilde tasarlanmıştır.
- Çözücü (developer) içerisine daldırılan numunede ışık gören yerlerdeki (kaplanacak yüzeylerdeki) fotorezist tabakası aşınacaktır.
- Metal kaplama yapılırken numune yüzeyi saniyede 1Å kaplanacak şekilde Ge: Au: Ni: Au kaplanır. Bizim numunelerimize tabaka kalınlıkları sırasıyla 333 Å Ge, 666 Å Au, 350 Å Ni, 1000 Å Au olacak şekilde kaplama

yapılmıştır. Numune yüzeyine önce kaplanan Ge sonraki Au tabakasının yüzeye daha iyi yapışmasını ve kontakların ohmik olmasını sağlamaktadır. Ni tabakası ise Ge kolaylıkla yapıdan uzaklaşabildiği için Ge difüzyonunu önlemek amacıyla atılmış bir tabakadır.

- Kaplama işlemi, (Şekil 5.15), yüksek sıcaklıktaki metallerin buharlaşarak numune yüzeyine yapışması ile oluşmaktadır. Kaplama esnasında fotorezist kaplı numunede maskeleme işlemi ile ışık gören kısımlar çözücü içerisinde çözündüğünden dolayı buharlaşan metal, numune yüzeyine direkt yapışırken, ışık görmeyen yerler çözücü içerisinde çözünmediğinden dolayı metal, fotorezist üzerine kaplanmaktadır. Böylelikle numune yüzeyi üzerinde alt kısmında fotorezist tabakası bulunan ve bulunmayan kaplı yüzeyler oluşmaktadır. Yüzeyi metal ile kaplı fotorezist tabakasını sökmek için numune aseton içerisinde bekletilir. Fotorezist aseton içerisinde çözünmektedir. Bu tabakaların kolay çözünmesi için ultrasonik titreştirici de kullanılabilir. Yapılan bu işlem lift- off olarak bilinmektedir.



Şekil 5.15. Metal kaplama işlemi



Şekil 5.16. Üretilen cihazların elektron mikroskobu resimleri

Metal kaplama tamamlandıktan sonra elektriksel kontaklar tel bağlama (wire- bonder) cihazı kullanılarak alınmaktadır. Fotolitografi yöntemiyle

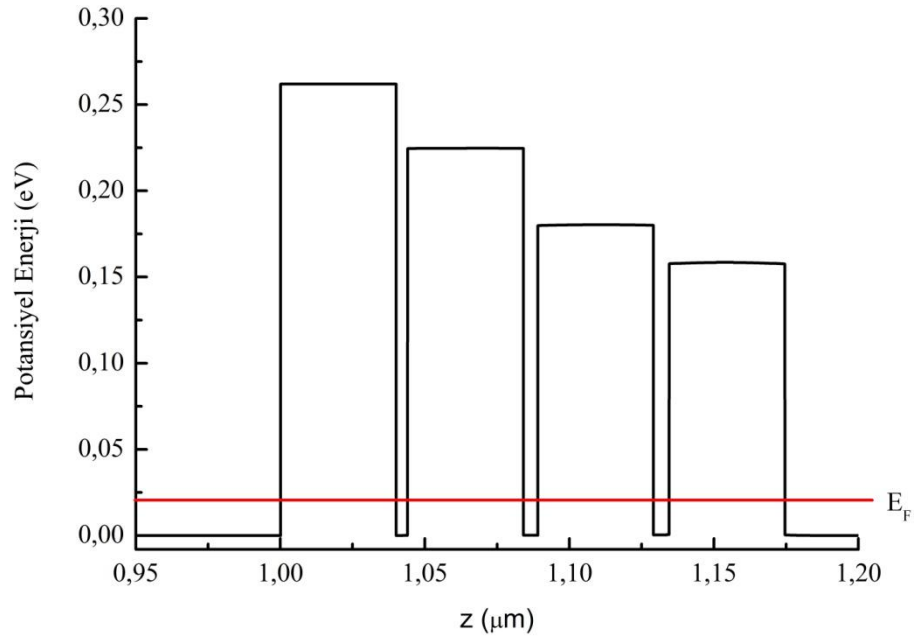
aşındırıldıktan sonra metal kaplanarak elektriksel kontakların alındığı örneklerin elektron mikroskobu resimleri Şekil 5.16’da gösterilmektedir.

5.3. Numune Yapısı

Tasarlanan yapılarda yapıyı oluşturan tabakaların kalınlıkları, kuyu içerisindeki katkılama miktarları ve bariyer bölgelerindeki Al katkı konsantrasyonları Çizelge 5.1, 5.2 ve 5.3’de verilmiştir.

Çizelge 5.1. Rev4 kodlu numunenin yapısı

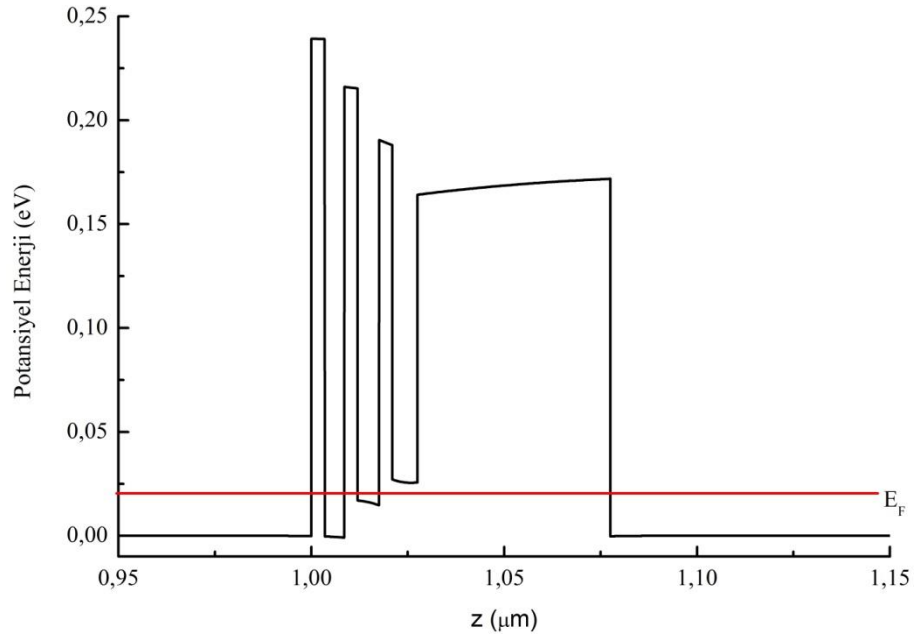
Profil	Grup	Tekrar	Mol %	Kalınlık (Å)	Katkı	Katkı Miktarı (atom/cm ³)
n+GaAs				10000	Si	1.0e18
n GaAs	1	x 10	21.0	500	Si	1.0e18
i AlGaAs	1			400	-	-
n GaAs	1			55	Si	1.0e18
i AlGaAs	1			400	-	-
n GaAs	1		24.0	50	Si	1.0e18
i AlGaAs	1			400	-	-
n GaAs	1		30.0	40	Si	1.0e18
i AlGaAs	1			400	-	-
n+GaAs				15000	Si	1.0e18
SI GaAs Alttaş					-	-



Şekil 5.17. Rev4 yapısının iletkenlik bandı potansiyel enerji profili

Çizelge 5.2. Rev5 kodlu numunenin yapısı

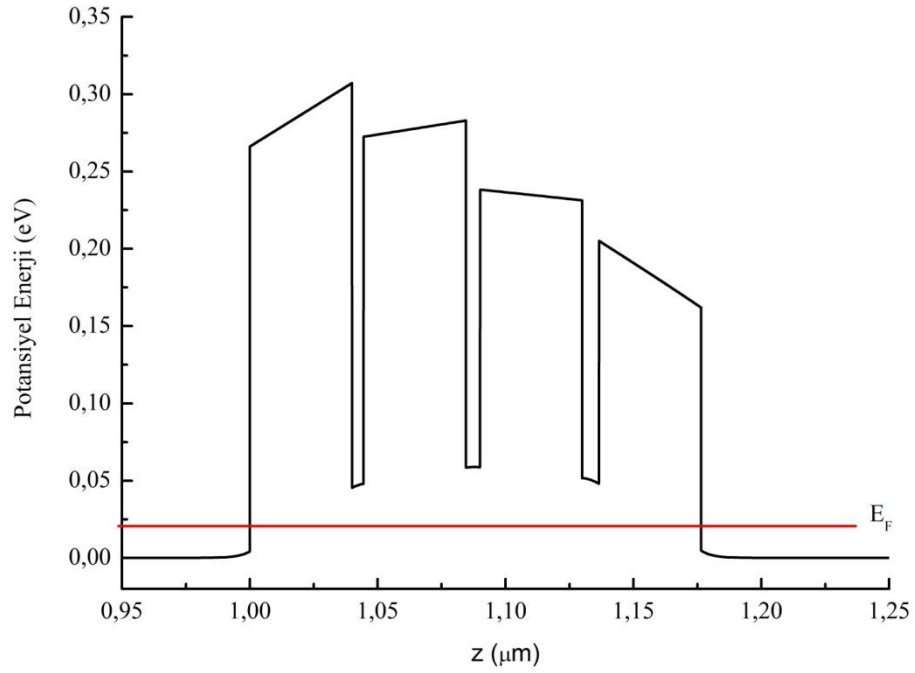
Profil	Grup	Tekrar	Mol %	Kalınlık (Å)	Katkı	Katkı Miktarı (atom/cm ³)
n+GaAs				10000	Si	1.0e18
i AlGaAs	1	x 10	23.0	500	-	-
n AlGaAs	1		4.5	65	Si	5.0e17
i AlGaAs	1		26.0	35	-	-
nAlGaAs	1		2.5	55	Si	5.0e17
i AlGaAs	1		29	35	-	-
nGaAs	1			50	Si	1.0e18
iAlGaAs	1		32.0	35	-	-
n+GaAs	1			500	Si	1.0e18
n+GaAs				15000	Si	1.0e18
SI GaAs Alttaş					-	-



Şekil 5.18. Rev5 yapısının iletkenlik bandı potansiyel enerji profili

Çizelge 5.3. Rev6 kodlu numunenin yapısı

Profil	Grup	Tekrar	Mol %	Kalınlık(Å)	Katkı	Katkı Miktarı (atom/cm ³)
n+GaAs				10000	Si	1.0e18
n GaAs	1	x 30	21.0	500	Si	1.0e18
i AlGaAs	1			400	-	
n GaAs	1			65	Si	5.0e16
i AlGaAs	1			400	-	
n GaAs	1			55	Si	5.0e16
i AlGaAs	1			400	-	
n GaAs	1			45	Si	5.0e16
i AlGaAs	1			400	-	
n+GaAs				15000	Si	1.0e18
n+ GaAs					Si	1-2e18
Alttaş						



Şekil 5.19. Rev6 yapısının iletkenlik bandı potansiyel enerji profili

5.4. Akım- Voltaj Ölçüm Düzenegi

Cihaz formuna getirilip elektriksel bağlantıları yapılan örneklerin karanlık akım ölçüm düzeneginde Oxford Instruments kapalı devre helyum kriyostat, LakeShore 331 marka sıcaklık kontrolcüsü ve Keithley 238 yüksek akım kaynağı kullanılmıştır. Örnek kriyostatın soğuk kafa kısmına yerleştirilip gerekli elektriksel bağlantılar yapıldıktan sonra cihazın çalışma haznesini örten ve optik pencere içermeyen üst kapağı kapatılmıştır. Ayrıca örnek ile üst kapak arasına örneğin dışarıdan gelebilecek radyasyonu görmesini engellemek için radyasyon kalkanı yerleştirilmiştir. Sistem vakuma alınıp 15K sıcaklık değerine soğutulduktan sonra, sistem ısınırken ölçümler alınmıştır. Karanlık akım ölçümleri 15- 150K sıcaklık aralığında farklı sıcaklık değerleri için alınmıştır.

5.5. Fotolüminesans Ölçüm Düzenegi

Fotolüminesans (PL) ölçümleri, elektriksel uyarma gerektirmediği için numune hazırlanması minimaldir. PL ölçümleri için kullanılan deneysel

düzenekler, laboratuarlara ya da kullanılan cihazlara ve ölçülmek istenen özelliklere göre bazı değişiklikler gösterir. Ancak bu düzeneklerde temel prensip aynıdır. Optiksel bir ışık kaynağı ile uyarılan sistemin kendiliğinden yaptığı ışınının toplanması ve dalgaboyuna ya da enerjiye göre spektrumun elde edilmesi en temel prensiptir.

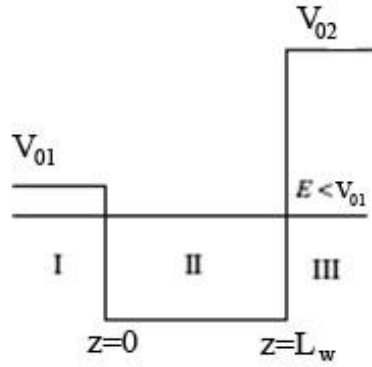
PL deney düzeneğinde ışık kaynağı olarak 35 mW gücünde He-Ne laser ($\lambda=632.8$) kullanılmıştır. Düşük sıcaklıklarda ölçüm alınabilmesi için numune optik penceresi bulunan CTI- Croyogenics marka He kriyostat içerisine yerleştirilmiştir. Numune sıcaklığını kontrol etmek için LakeShore 331 marka sıcaklık kontrolcüsü kullanılmıştır. Işık kaynağı örnek üzerine düşürülürken önüne ışık kesicisi (chopper) yerleştirilmiştir. Kilitlemeli yükseltecin frekansı ışık kesicisinin dönme frekansı ile aynı olup sadece o frekanstaki ışınlar algılanmış ve dış ortamdan gelebilecek gürültü engellenmiştir. Örnekten yayımlanan ışınlar değişik mercekler kullanılarak MS- 257 Newport monokromatör girişine odaklanmıştır ve dalgaboylarına ayrılmıştır. Işık sinyalinin elektrik sinyaline dönüştürülmesi için fotoçoklayıcı tüp dedektör olarak kullanılmıştır.

6. ARAŞTIRMA BULGULARI

6.1. GaAs/ Ga_{1-x}Al_xAs Çoklu Kuantum Kuyu Yapılarının Elektriksel Özelliklerinin İncelenmesi

6.1.1. Taban enerji düzeyinin hesaplanması

Engel yükseklikleri farklı, V_{01} ve V_{02} , olan asimetrik bir kuantum kuyu yapısı için potansiyel enerji görüntüsü Şekil 6.1’de gösterilmiştir.



Şekil 6.1. V_{01} ve V_{02} yüksekliğinde L_w genişliğinde bir kuantum kuyusunun enerji- bant yapısının şematik gösterimi

Kuyu ve bariyer bölgelerindeki çözümler için Schrödinger denklemi yazılacak olursa:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \frac{1}{m^*} \frac{d}{dz} + V(z) \right] \psi(z) = E \psi(z) \quad (6.1)$$

$m^* = m_w^*$, kuyu içindeki elektronların etkin kütlesi; $m^* = m_{b1}^*$ ve $m^* = m_{b2}^*$ bariyer bölgesi içerisindeki elektronların etkin kütlesidir. Çözümlerimiz bağlı durumlar için ($E < V_0$) olacaktır. Her üç bölge için çözümler yazılacak olursa:

$$\frac{d^2\psi(z)}{dz^2} - \alpha_1^2 \psi(z) = 0 \quad \text{I. Bölge} \quad (6.2)$$

$$\frac{d^2\psi(z)}{dz^2} + k^2 \psi(z) = 0 \quad \text{II. Bölge} \quad (6.3)$$

$$\frac{d^2\psi(z)}{dz^2} - \alpha_2^2 \psi(z) = 0 \quad \text{III bölge} \quad (6.4)$$

$$k = \sqrt{\frac{2m_w^* E}{\hbar^2}} \quad , \quad \alpha_1 = \sqrt{\frac{2m_{b1}^* (V_{01} - E)}{\hbar^2}} \quad , \quad \alpha_2 = \sqrt{\frac{2m_{b2}^* (V_{02} - E)}{\hbar^2}} \quad (6.5)$$

Çift dalga fonksiyonları için çözümler:

$$\psi_1(z) = Ae^{\alpha_1 z}$$

$$\psi_2(z) = B\sin(kz) + D\cos(kz) \quad (6.6)$$

$$\psi_3(z) = Ce^{-\alpha_2 z}$$

Potansiyel enerji fonksiyonunun $z=0$ ve $z=L_w$ 'de $\psi(z)$ çözümleri ve türevleri süreklilik koşulunu sağlamak zorundadır.

$$\begin{aligned} \psi_I(0) &= \psi_{II}(0) \\ \frac{1}{m_{b1}^*} \frac{d}{dz} \psi(0) &= \frac{1}{m_w^*} \frac{d}{dz} \psi(0) \end{aligned} \quad (6.7)$$

$$\begin{aligned} \psi_{II}(L_w) &= \psi_{III}(L_w) \\ \frac{1}{m_w^*} \frac{d}{dz} \psi(L_w) &= \frac{1}{m_{b2}^*} \frac{d}{dz} \psi(L_w) \end{aligned} \quad (6.8)$$

Denklem (6.8)'deki sınır şartlarından (6.9) elde edilir.

$$A = D$$

$$\frac{\alpha_1 A}{m_{b1}^*} = \frac{kB}{m_w^*} \quad (6.9)$$

Denklem (6.7)'deki sınır şartlarından (6.10) elde edilir.

$$-\frac{\alpha_2}{m_{b2}^*} = \frac{kB \cos(kL_w) - kD \sin(kL_w)}{m_w^* (B \sin(kL_w) + D \cos(kL_w))} \quad (6.10)$$

Her iki denklem takımı kullanılarak (6.11) bulunur;

$$\tan(kL_w) = \frac{km_w^* (m_{b1}^* \alpha_2 + m_{b2}^* \alpha_1)}{k^2 m_{b1}^* m_{b2}^* - \alpha_1 \alpha_2 m_w^{*2}} \quad (6.11)$$

Dalga fonksiyonlarının kuantize enerji özdeğerleri için bulunan bu denklemin analitik çözümü yoktur. Çözümler eşitliğin sağındaki ve solundaki eğrilerin üst üste çizilen grafiklerinin kesişim noktalarından bulunabilirler.

Asimetrik bir kuyu yapısı için elde ettiğimiz (6.11) eşitliğinin her iki tarafındaki ifadelerin eğrisi aynı grafik üzerinde çizilecek olursa bu eğrilerin kesiştiği noktanın değeri kuyu içerisindeki taban enerji seviyesinin değerini verecektir. Yapıları oluşturan tabakalar GaAs ve $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ tabakaları olduğundan (6.12)'deki değerler kullanılmıştır.

$$m_w^* = 0.067m_0$$

$$m_b^* = (0.067 + 0.083x)m_0$$

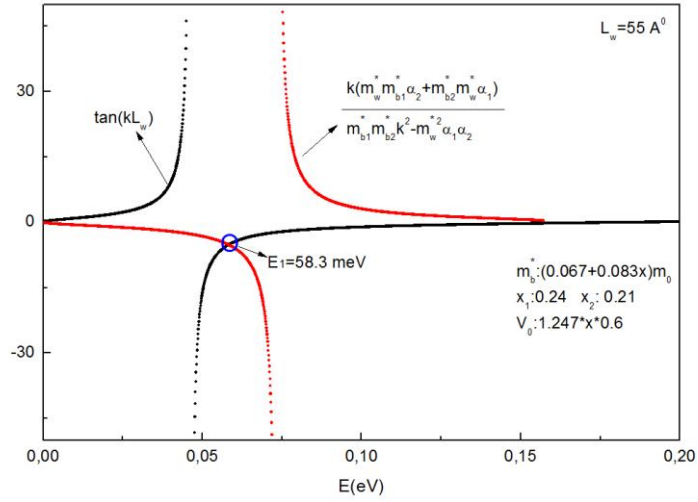
$$E_g(x) = 1.424 + 1.247x$$

$$\Delta E_g(x) = 1.247x$$

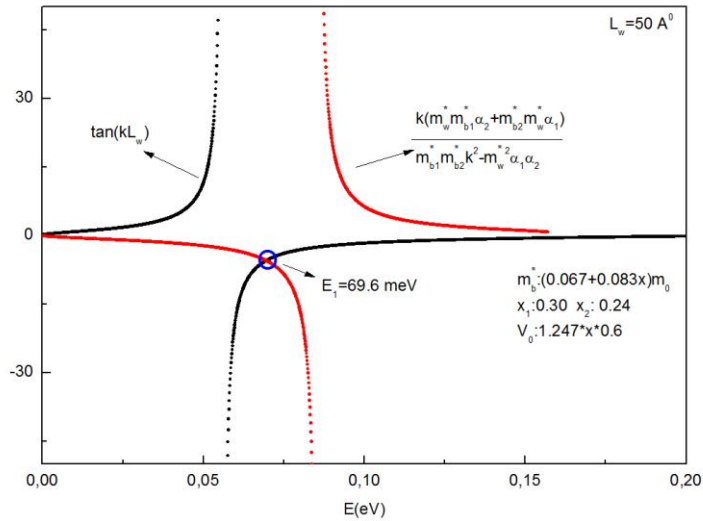
$$V_0 = \Delta E_c = 0.6\Delta E_g(x) \quad (6.12)$$

m_0 , elektronun kütlesi; $E_g(x)$, $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 'ın yasak enerji aralığı; ΔE_g , hetero yapı oluşumu sonucu iletkenlik ve değerlik bantında meydana gelen süreksizliklerin toplamı ($E_g(\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}) - E_g(\text{GaAs})$); V_0 , iletim bantı süreksizliğidir.

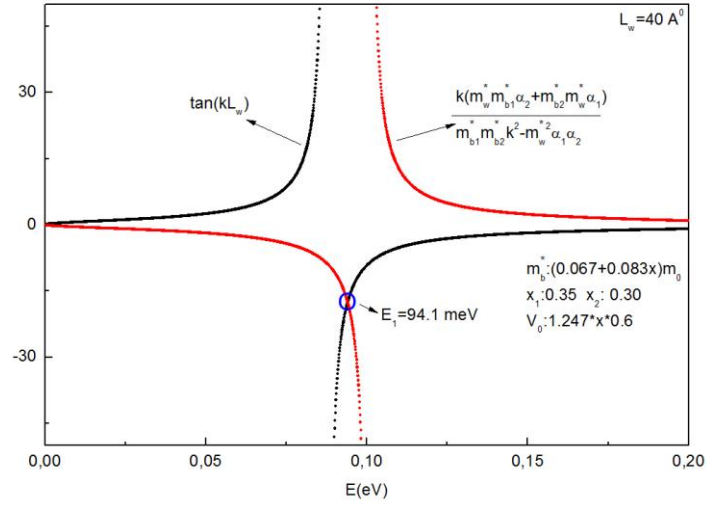
Rev4 numunesindeki her bir kuyu için (6.11)'in her iki tarafındaki ifadelerin eğrisi aynı grafik üzerinde çizilecek olursa Şekil 6.2, Şekil 6.3 ve Şekil 6.4 elde edilir.



Şekil 6.2. $L_w = 55 \text{ Å}$ olan kuyu için taban altbandın hesaplanması



Şekil 6.3. $L_w = 50 \text{ Å}$ olan kuyu için taban altbandın hesaplanması



Şekil 6.4. $L_w=40 \text{ Å}$ olan kuyu için taban altbandın hesaplanması

Valans bandındaki kuyuların ağır boşluk (heavy hole, hh) ve hafif boşluk (light hole, lh) enerji seviyeleri Çizelge 4.1'deki ağır boşluk ve hafif boşluk için gerekli olan parametreler kullanılarak (6.11) yardımıyla hesaplanmıştır. Rev4, Rev5 ve Rev6 numunelerinin bir periyotluk yapısı içerisinde bulunan üç kuantum kuyu yapısı için bulduğumuz elektron, ağır boşluk ve hafif boşluk taban enerji seviyeleri ile bariyer yükseklikleri Çizelge 6.1'de verilmektedir.

Çizelge 6.1. Rev4, Rev5 ve Rev6 numuneleri için hesaplanan E_{e1} , E_{e2} , E_{hh1} , E_{lh1} , V_{01} ve V_{02} değerleri

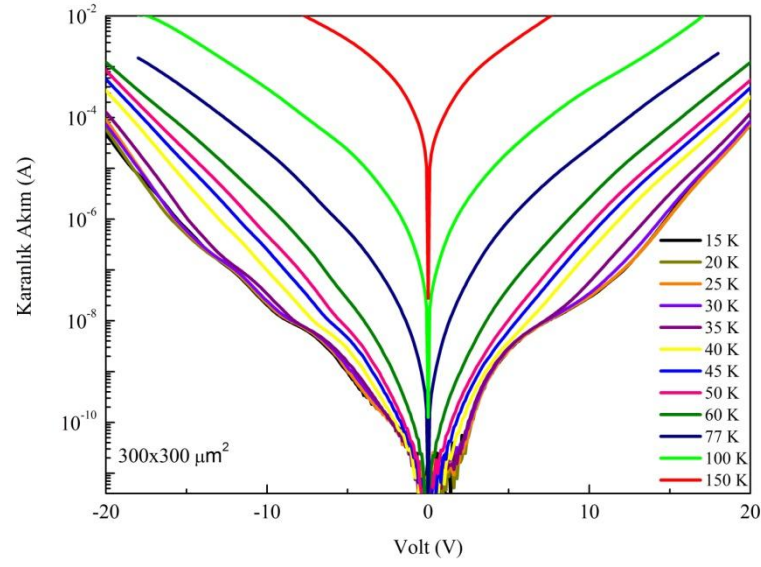
Numune Adı	Kuyu Genişliği (Å)	E_{e1} (meV)	E_{e2} (meV)	E_{hh1} (meV)	E_{lh1} (meV)	V_{01} (meV)	V_{02} (meV)
Rev4	40	94.1	195.1	21.6	69.9	261.8	224.4
	50	69.6	141.7	14.9	51.7	224.4	179.5
	55	58.3	122.3	12.2	43.2	179.5	157.1
Rev5	50	72.7	155.8	15.11	54.3	239.4	216.9
	55	60.3	127.8	12.48	44.9	198.2	175.8
	65	45.6	96.7	9.1	34.1	160.8	138.4
Rev6	45	83.3	177	18	62.25	261.8	224.4
	55	62.3	133.3	12.7	46.5	224.4	179.5
	65	48.3	103.9	9.4	36	179.5	157.1

6.1.2. Karanlık akımın teorik ve deneysel olarak incelenmesi

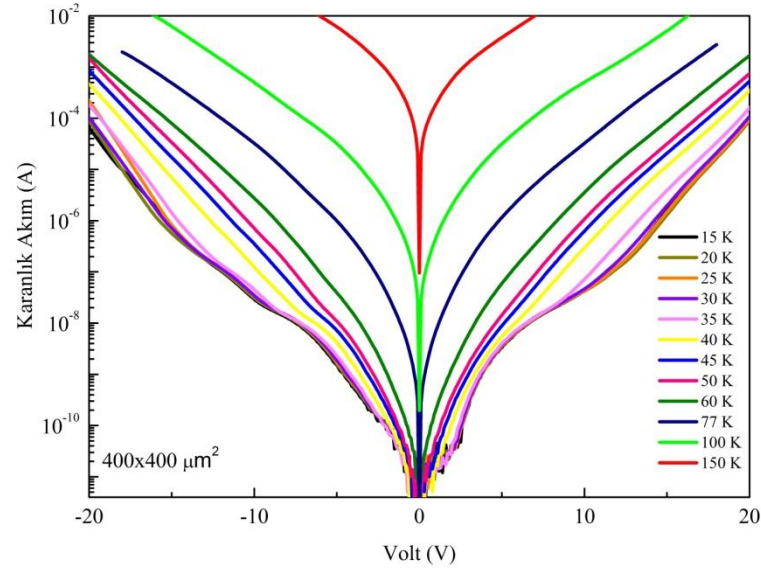
Bu bölümde Rev4, Rev5 ve Rev6 yapılarının deneysel olarak ölçülen karanlık akım- voltaj karakteristiği sıcaklığa bağlı olarak verilecektir. Ayrıca her bir numune için ısısal uyarılma sonucu oluşan karanlık akım- voltaj karakteristiği literatürde mevcut bulunan üç ayrı model kullanılarak hesaplanmıştır. Sonuçta deney- teori karşılaştırılması yapılacaktır.

6.1.2.1. Rev4 yapısı için elde edilen deneysel sonuçlar

Rev4 asimetric kuantum kuyu yapısının $300 \times 300 \mu\text{m}^2$, $400 \times 400 \mu\text{m}^2$ ve $500 \times 500 \mu\text{m}^2$ kesit alanına sahip mesa yapıları için 15-150 K sıcaklık aralığında ölçülen karanlık akım- gerilim karakteristikleri Şekil 6.5, Şekil 6.6 ve Şekil 6.7’de verilmektedir.



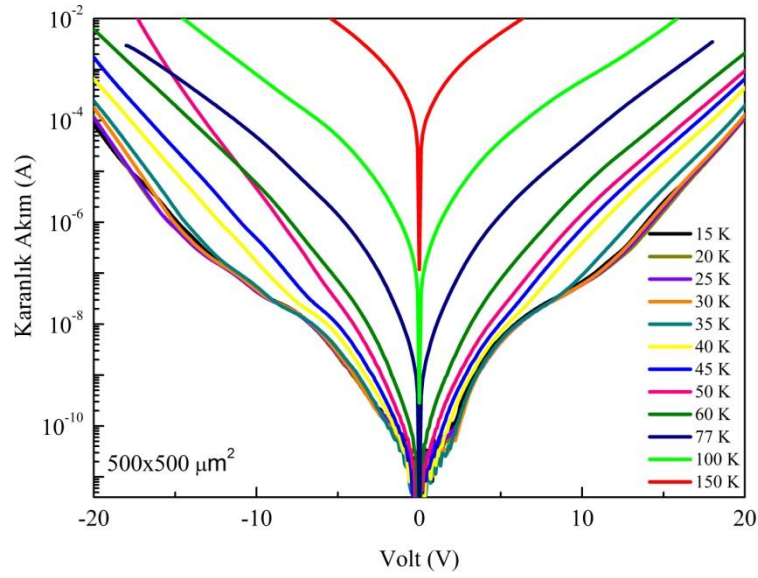
Şekil 6.5. Rev4 yapısının 300x 300 μm^2 mesa yapısı için farklı sıcaklıklarda ölçülen karanlık akım- voltaj grafiği



Şekil 6.6. Rev4 yapısının 400x 400 μm^2 mesa yapısı için farklı sıcaklıklarda ölçülen karanlık akım- voltaj grafiği

Akım- gerilim değişimleri dikkatlice incelendiğinde düşük sıcaklık bölgesinde (15- 35K) 5 V'a kadar akımın voltaj artışına bağlı olarak arttığı görülmektedir. Bu durum oluşturulan mesa yapısında düşük sıcaklık bölgesinde tek bir akım mekanizmasının etkili olduğunu göstermektedir. Ayrıca 5- 10V

aralığında (aynı durum negatif voltaj bölgesi için (-7)V- (-9.5)V ve (-12)V- (-13.5)V) voltaj artışına bağlı olarak akım değerinin daha yavaş arttığı görülmektedir. 35K'nin üzerindeki sıcaklıklarda bu durum ortadan kaybolmaktadır. Bu bölgenin oluşumunu yapı içerisindeki akım iletim mekanizmasının değişimi ile açıklayabiliriz. Bilindiği gibi düşük sıcaklıklarda tünelleme akımı, yüksek sıcaklıklarda ısısal akım, ara sıcaklık bölgesinde ise her iki akım mekanizması da etkilidir. Yüksek sıcaklıklarda termiyonik emisyon mekanizması baskın mekanizma olduğundan bu bölge ortadan kalkmaktadır. Çünkü iletim sıcaklıkla uyarılan elektronlar tarafından sağlanmaktadır.



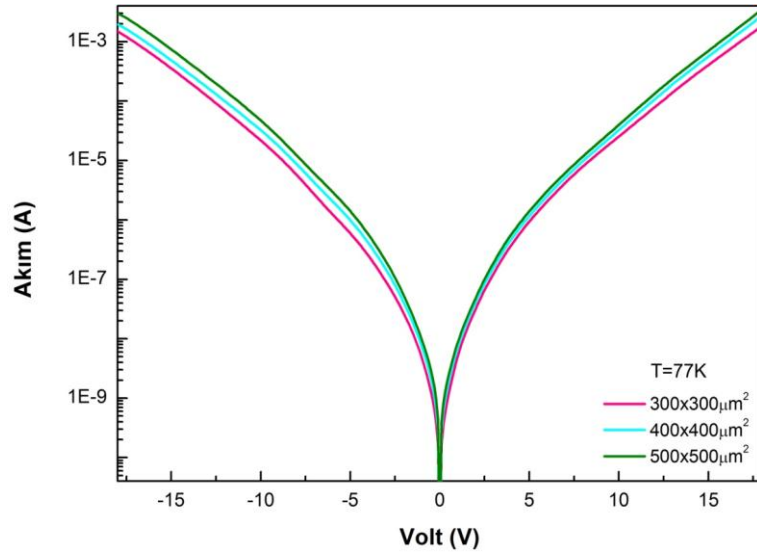
Şekil 6.7. Rev4 yapısının 500x 500 μm^2 mesa yapısı için farklı sıcaklıklarda ölçülen karanlık akım- voltaj grafiği

Ölçüm sonuçları incelendiğinde pozitif ve negatif voltaj uygulanarak elde edilen akım değerlerinin çok az da olsa asimetric bir durum sergilediği gözlenmektedir. 77 K sıcaklıkta 5 V voltaj altında I_+/I_- değeri 1.63 değerindedir. Pozitif voltaj uygulandığında düşük sıcaklıklarda tek bir plato gözlenirken voltaj negatif olarak yapıya uygulandığında plato sayısının arttığı (2 plato) gözlenmiştir. Pozitif voltaj uygulandığında bant yapısı elektronların hareketini kolaylaştırıcı şekilde bükülmesine rağmen, negatif voltaj uygulandığında ters yönde bükülen bant yapısında yüksek potansiyel engeli elektronlar için bir engel teşkil eder. Bu

durumda elektronlar bu engellerden tünelleme yaparak kontak tabakasına ulaşırlar. I-V ölçümlerindeki negatif voltaj bölgesinde gözlenen çift plato bölgesi bu şekilde açıklanabilir. Sıcaklık artışına bağlı olarak plato bölgelerinin yapıda termiyonik emisyon mekanizmasının baskın olmasına bağlı olarak kaybolması da gözlenen diğer bir sonuç olarak karşımıza çıkmaktadır. Diğer bir değişle sıcaklığın artması ile taşıyıcıların termal enerjisi (kT) artacağından dolayı taşıyıcılar engel tabakasını daha kolay geçeceklerdir. Sıcaklık arttıkça kazanılan bu enerji ile taşıyıcılar tünelleme fırsatı bulamadan sürekli enerji seviyelerine geçerek iletme katkıda bulunacaklardır.

400x400 μm^2 ve 500x500 μm^2 yüzey alanına sahip mesa geometrileri için sonuçlar incelendiğinde I-V karakteristiklerinin benzer bir davranış sergilediği görülmektedir.

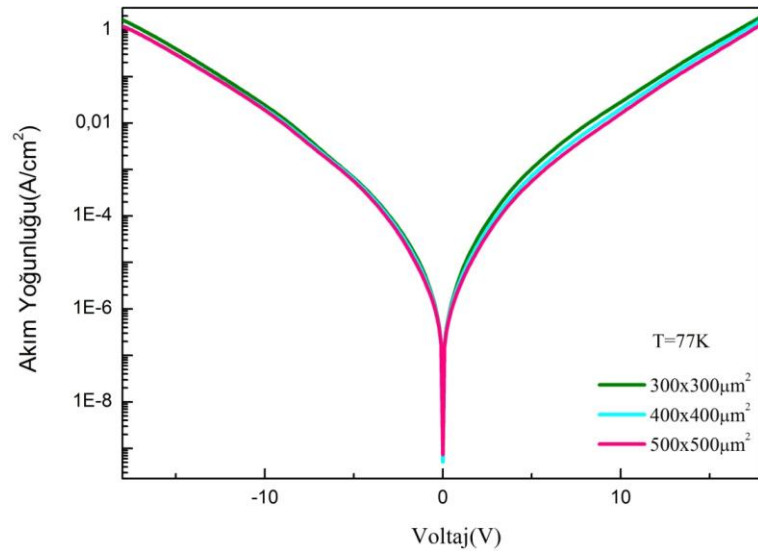
Farklı yüzey alanına sahip mesa yapıları göz önüne alındığında yapı içerisinde yüzey alanıyla orantılı miktarda akım geçtiği gözlenmiştir. Şekil 6.8’de üç farklı yüzey alanına sahip mesanın 77K sıcaklığında ölçülen karanlık akım- gerilim ölçüm sonuçları kıyaslandığında yüzey alanıyla orantılı miktarda akımın yapı içerisinde geçtiği gözlenmektedir.



Şekil 6.8. Rev4 yapısının 300x 300 μm^2 , 400x 400 μm^2 ve 500x 500 μm^2 kesit alanına sahip mesa

yapıları için ölçülen karanlık akım değerlerinin karşılaştırılması

Akım yoğunluğu değeri göz önüne alınırsa her üç yüzey için de aynı değerin elde edilmesi gerekmektedir. Çünkü akım yoğunluğu birim yüzeyden geçen akım miktarıdır. Yapının homojen olup olmadığını kontrol etmek amacıyla aynı sıcaklıkta farklı yüzey alanına sahip mesa yapıları için akım yoğunluğu hesaplanmış ve voltaja bağlı grafiği çizilmiştir (Şekil 6.9). Her üç yüzey için sonuçlar aynı grafikte gösterildiğinde grafiklerin çok az fark da olsa üst üste çakışması yapının homojen olarak büyüdüğü konusunda bilgi vermektedir.



Şekil 6.9. Rev4 yapısının 300x 300 μm^2 , 400x 400 μm^2 ve 500x 500 μm^2 kesit alanına sahip mesa yapıları için karanlık akım yoğunluğu değerlerinin karşılaştırılması

6.1.2.2. Rev4 yapısı için hesaplanan sonuçlar

Termiyonik (ısısal) akım (J_{th}) için literatürde farklı modellemeler mevcuttur. Denklem (6.15) Levine modeli, (6.16) ve (6.18) sırasıyla Üç Boyutta Taşıyıcı Sürüklenme Modeli (3D Taşıyıcı Sürüklenme Modeli) ve Salım Yakalama Modeli'dir [55, 42].

Levine Modeli, ısısal olarak uyarılıp kuyu dışındaki sürekli enerji seviyelerine çıkan etkin taşıyıcı yoğunluğunu voltajın fonksiyonu olarak hesaplamaktadır.

$$n(V) = \left(\frac{m^*}{\pi \hbar^2 L_p} \right) \int_{E_0}^{\infty} f(E) T(E, V) dE \quad (6.13)$$

Denklem (6.13)'de $f(E) = [1 + \exp((E - E_0 - E_F)/kT)]^{-1}$ Fermi dağılımını; $T(E, V)$, tek bir bariyer için voltaja bağlı tünelleme akımı geçiş katsayısını vermektedir. Levine Modeli için karanlık akım yoğunluğu (6.14)'deki değerler yerine yazılarak (6.15) yardımıyla hesaplanmaktadır.

$$J_{karanlık}(V) = n(V)ev(V) \quad (6.14)$$

$$J_{th - Levine} = e \cdot \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \cdot \frac{v_d}{L_w} \cdot eFL_b \cdot e^{-\frac{V_b - eFL_w - E_{fw}}{k_b T}} \quad (6.15)$$

3D Taşıyıcı Sürüklenme Modeli'ne göre karanlık akım kuyu üzerinde üç boyutta hareket eden taşıyıcıların oluşturduğu akımın hesaplanması ile elde edilmektedir. Denklem (6.14)'deki akım yoğunluğu denkleminde taşıyıcı yoğunluğu kuyu üzerinde üç boyutta hareket eden taşıyıcı yoğunluğu n_{3D} 'dir. Bu değer difüzyon akımı ihmal edilip, sürüklenme akımı dikkate alınarak hesaplanmaktadır. Denklem (6.16) 3D Taşıyıcı Sürüklenme Modeli için karanlık akım yoğunluğu denklemdir. Bu denklem değiş- tokuş etkisine göre taban enerji düzeyindeki değişimi ve bariyer eğme etkisini göz önüne almaktadır.

$$J_{3D_Taşıyıcı_Sürüklenme_Modeli} = 2ev_d \left(\frac{m^* k_b T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{V_b - (E_1 - E_{ex}) + E_f - \frac{eFL_w}{2}}{k_b T}} \quad (6.16)$$

Salım Yakalama Modeli, kuyulardan taşıyıcıların kaçması ya da yayımlanması sonucu taşıyıcı yoğunluğunu dengelemek amacıyla tuzaklanma ya da yakalanma süreçlerini göz önüne almaktadır. Bu modelde yayım akım yoğunluğu J_e hesaplanır ve karanlık akım yoğunluğu $J_d = J_e/p_c$ ile hesaplanmaktadır. Yayım akım yoğunluğu (6.17) ile verilmektedir.

$$J_e = eN_{2D} / \tau_{scatt} \quad (6.17)$$

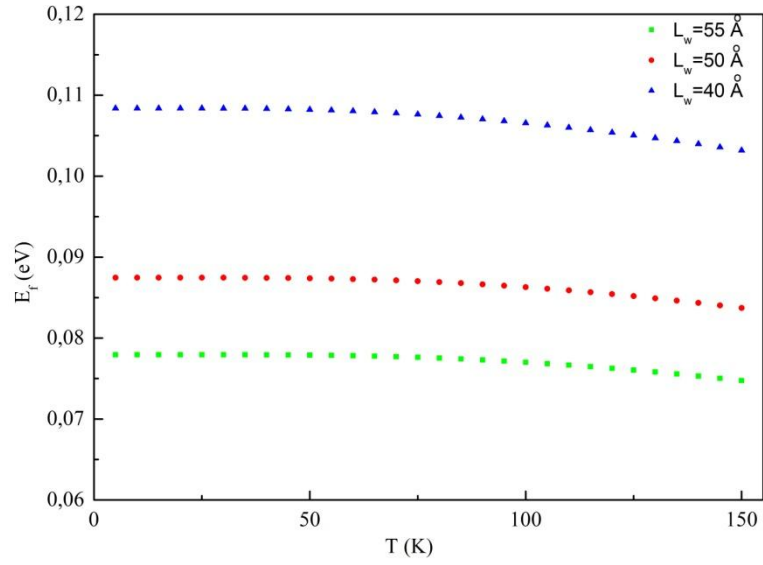
Denklem (6.17)'de N_{2D} iki boyuttaki taşıyıcı yoğunluğunu vermektedir. Taşıyıcıların kuyu tarafından yakalanma olasılığı bölüm 4.2.4'de verilmiştir. Salım Yakalama Modeli'ne göre akım yoğunluğu (6.18) ile verilmektedir.

$$J_{Salım_Yakalama_Modeli} = \frac{ev_d m^* \tau_c}{\pi \hbar^2 L_p \tau_{scatt}} k_b T e^{-\frac{V_b - (E_1 - E_{ex}) + E_f - \frac{eFL_w}{2}}{k_b T}} \quad (6.18)$$

Denklem (6.15), (6.16) ve (6.18)'de e , elektron yükü; $\hbar$ Planck sabiti; v_d , sürüklenme hızı; τ_c , yakalanma zamanı; τ_{scatt} , taban enerji durumundan sürekli enerji durumuna saçılma zamanı; L_b , bariyer genişliği; L_w , kuyu genişliği; L_d , bir periyot genişliği ($L_b + L_w$); k_b , Boltzman sabiti; T , sıcaklık; V_b , engel yüksekliği; F , yapıya uygulanan elektrik alan ($F = V/d$; V yapıya uygulanan voltaj); E_1 , kuyu içindeki taban enerji seviyesi; E_{ex} , değiş-dokuş enerjisidir. Bu akım ifadelerinin hepsi genel olarak Arrhenius yasasına uymaktadır, $J_{th} \sim e^{-E_{act}/k_b T}$. Kuantum kuyularında sıcaklığa bağlı olarak Fermi enerjisinin konumu birinci altbant enerjisine göre (6.19) ile verilmektedir.

$$E_F - E_1 = k_b T \ln \left[\exp \left(\frac{\pi \hbar^2 L_w N_{3D}}{m^* k_b T} \right) - 1 \right] \quad (6.19)$$

Kuantum kuyularında Fermi enerjisi yüzey yoğunluğu ile belirlenmektedir ki; (6.19)'da $L_w N_{3D} = N_{2D}$ 'dir. Çizelge 5.1'de yapısını verdiğimiz Rev4 kodlu numunede kuyu genişlikleri farklı olan 3 ayrı kuyu yapısı bulunmaktadır. Bu kuyuların taban enerji seviyeleri (E_1) bölüm 6.1.1'de hesaplamıştı. Dolayısı ile hesapladığımız E_1 değerini (6.19)'da yazacak olursak her bir kuyu içerisindeki Fermi enerji seviyesini belirleyebiliriz. Her bir kuyu için Fermi enerjisinin sıcaklıkla değişimi Şekil 6.10'da verilmektedir.



Şekil 6.10. Rev4 numunesinin 3 farklı kuyu içerisindeki Fermi enerjisinin sıcaklığa bağlı değişimi

Denklem (6.15), (6.16) ve (6.18) 'deki sürüklenme hızı (6.20) yardımı ile hesaplanmaktadır.

$$v_d = \frac{\mu F}{\sqrt{1 + \left(\frac{\mu F}{v_{sat}} \right)^2}} \quad (6.20)$$

Denklem (6.20)'de μ , mobilite; v_{sat} , doyum (saturation) hızı; F , elektrik alandır.

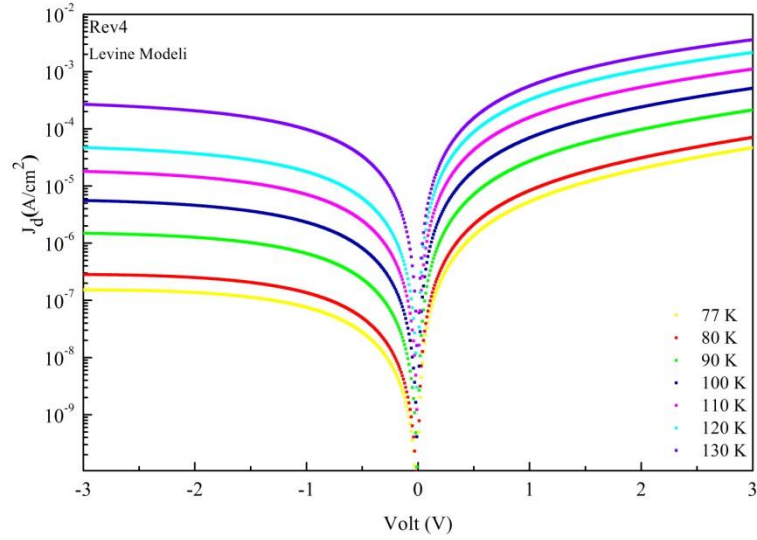
Denklem (6.16) ve (6.18)'de değiş-tokuş enerjisinin (E_{ex}) etkisine göre taban enerji seviyesindeki enerji değişimini içeren ifade yer almaktadır. E_{ex} enerji değeri (6.21)'den hesaplanmaktadır:

$$E_{ex} \approx -\frac{e^2}{4\pi\epsilon} k_F \left[1 - 0.32 \frac{k_F L_w}{\pi} \right] \quad (6.21)$$

Bu denklemde k_F , Fermi dalga vektörü; ϵ , GaAs'ın elektrik geçirgenlik (permittivity) değeridir ($\epsilon=13.2*\epsilon_0$).

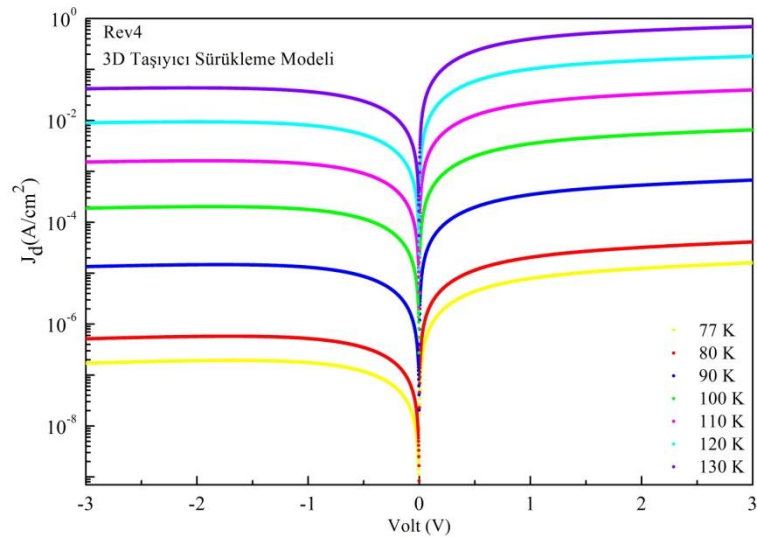
Denklem (6.15), (6.16) ve (6.18)'den üç farklı model ve farklı sıcaklık değerleri için hesaplanan karanlık akım yoğunluğunun voltajın fonksiyonu olarak değişimi Şekil 6.11, Şekil 6.12 ve Şekil 6.13'de verilmektedir. Numune yapısı

asimetrik olduğundan hesaplamalar yapılırken pozitif ve negatif polaritede taşıyıcıların gördüğü engel yüksekliği değişimi göz önüne alınmıştır.



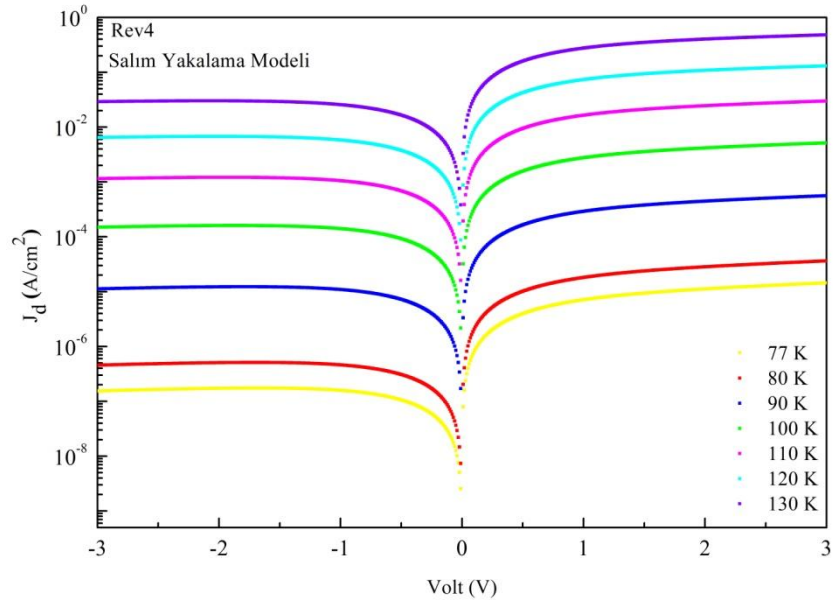
Şekil 6.11. Levine Modeli'ne göre 77 K- 130 K sıcaklık aralığında hesaplanan karanlık akım

yoğunluğunun voltajın fonksiyonu olarak değişimi



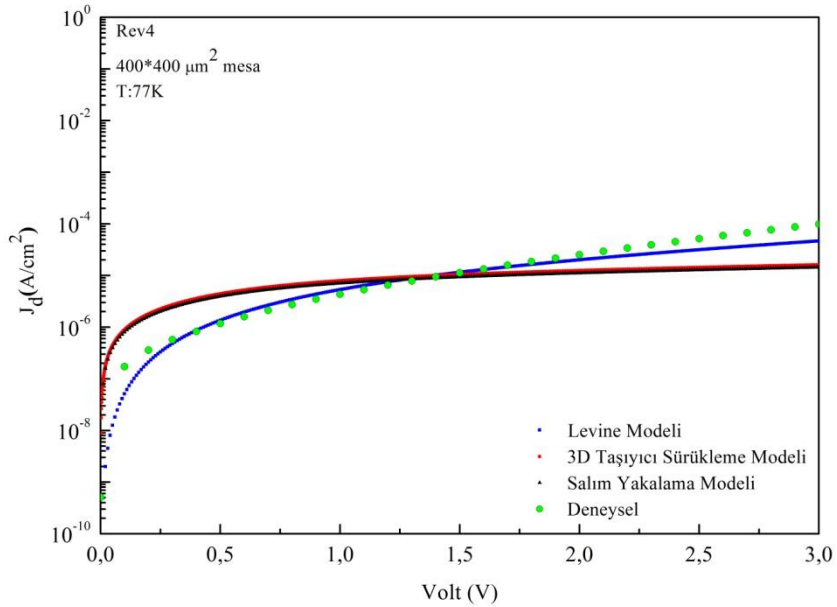
Şekil 6.12. 3D Taşıyıcı Sürüklenme Modeli'ne göre 77 K- 130 K sıcaklık aralığında hesaplanan

karanlık akım yoğunluğunun voltajın fonksiyonu olarak değişimi



Şekil 6.13. Salım Yakalama Modeli'ne göre 77 K- 130 K sıcaklık aralığında hesaplanan karanlık akım yoğunluğunun voltajın fonksiyonu olarak değişimi

Bir kenarı 400µm olan kare şeklindeki mesa yapısı için teorik olarak hesaplanan karanlık akım yoğunluğu değerlerinin deneysel olarak ölçülen karanlık akım yoğunluğu değerleri ile karşılaştırılması Şekil 6.14'de gösterilmiştir.

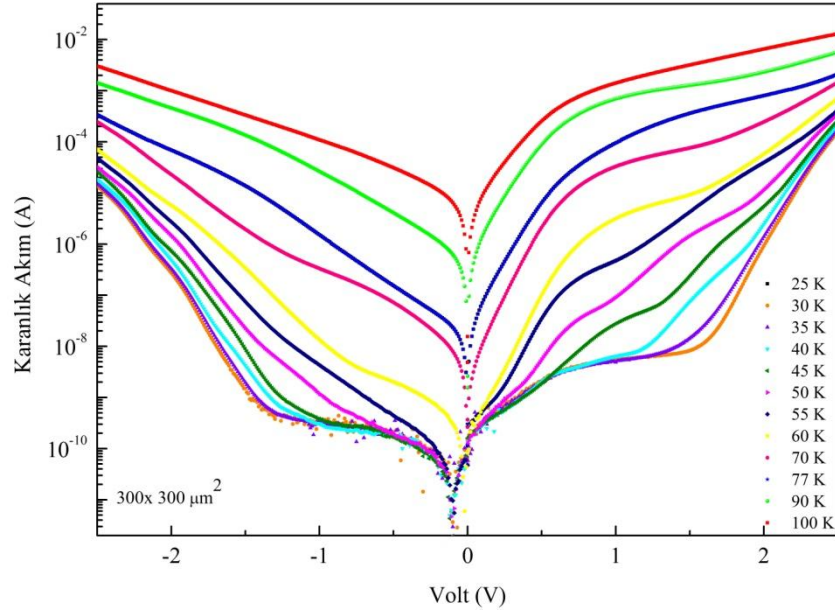


Şekil 6.14. Deneysel ve modellere göre hesaplanan akım yoğunluğu değerlerinin 77 K'de voltajın fonksiyonu olarak karşılaştırılması

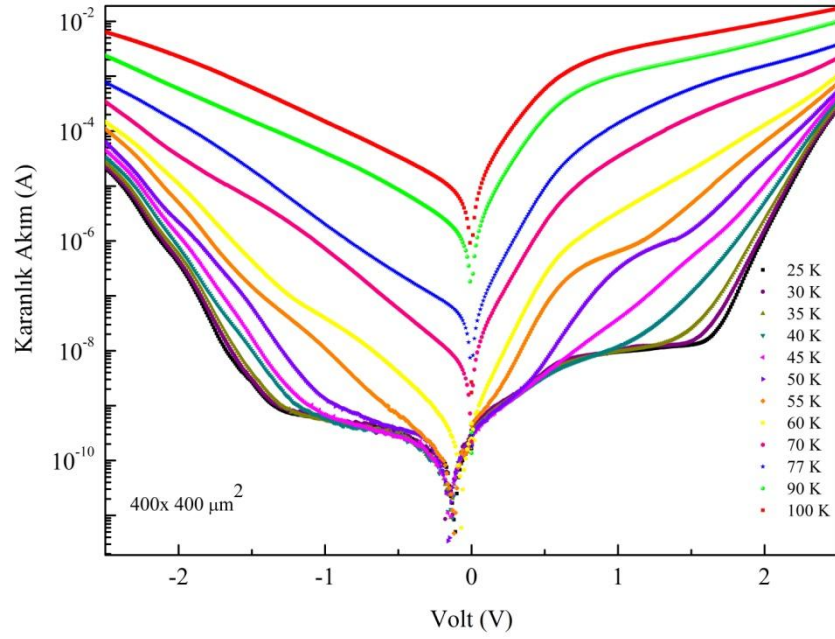
3D Taşıyıcı Sürüklenme Modeli ve Salım Yakalama Modeli'ne göre hesaplanan karanlık akım yoğunluğu değerleri yaklaşık olarak aynı sonucu vermektedir ki bu modellerin denklemlerine baktığımızda yalnızca üstel fonksiyonun önündeki katsayının farklı olduğu görülmektedir. Rev4 yapısının deneysel karanlık akım yoğunluğu en iyi Levine Modeli ile uyuşmaktadır. Bu modelde üstel fonksiyonun yanı sıra bu fonksiyonun önündeki katsayının da elektrik alana bağımlı olması deneysel sonuç ile uyumu artırmıştır.

6.1.2.3. Rev5 yapısı için elde edilen deneysel sonuçlar

Şekil 6.15 ve Şekil 6.16 Rev5 numunesi için $300 \times 300 \mu\text{m}^2$ ve $400 \times 400 \mu\text{m}^2$ yüzey alanına sahip mesa yapılarının 25K- 100K sıcaklık aralığında ölçülen karanlık akım- gerilim grafiklerini göstermektedir. Karanlık akım eğrileri her iki mesa yapısı için de iki farklı davranış sergilemiş, genel olarak sıcaklık arttıkça karanlık akımın arttığı görülmüştür. Sıcaklığın 40K değerinden yüksek olduğu bölgede karanlık akım ısısal yayım (termiyonik emisyon) davranışında olduğu gibi sıcaklığa kuvvetli bir şekilde bağlı iken, 40K altındaki sıcaklıklarda sıcaklığın düşüşü karanlık akıma etki etmemekte, 1.5V değerine kadar eğriler üst üste çakışmaktadırlar. Karanlık akımın sıcaklığa bağlı olmaması tünelleme davranışının varlığını göstermektedir. Düşük sıcaklık (<40K) eğrilerini 3 bölgeye ayırıp inceleyecek olursak; $V < 0.5\text{V}$ volt bölgesi ohmik davranış sergilemiş akım uygulanan voltaj ile lineer olarak artmıştır. $0.5\text{V} < V < 1.5\text{V}$ bölgesinde eğriler plato davranışı sergilemiştir. Plato bölgesinde akımın voltaj artışına bağlı olarak değişimi oldukça düşüktür. Literatürde akımın voltaj artışına düşük şekilde bağlı olması elektrik alan bölgelerinin oluşumuna atfedilmiştir [56, 57]. $V > 1.5\text{V}$ bölgesinde voltaj artışına bağlı olarak akımın arttığı gözlenmiştir. Rev5 yapısı asimetrik kuantum kuyu yapıları ihtiva ettiğinden pozitif ve negatif polaritede aynı voltaj değeri için akım değerleri farklı çıkmış, eğriler asimetrik davranış sergilemişlerdir. Bu yapı için 77 K sıcaklıkta 2.5 V voltaj altında I_+/I_- değeri 4.8 olarak hesaplanmıştır.



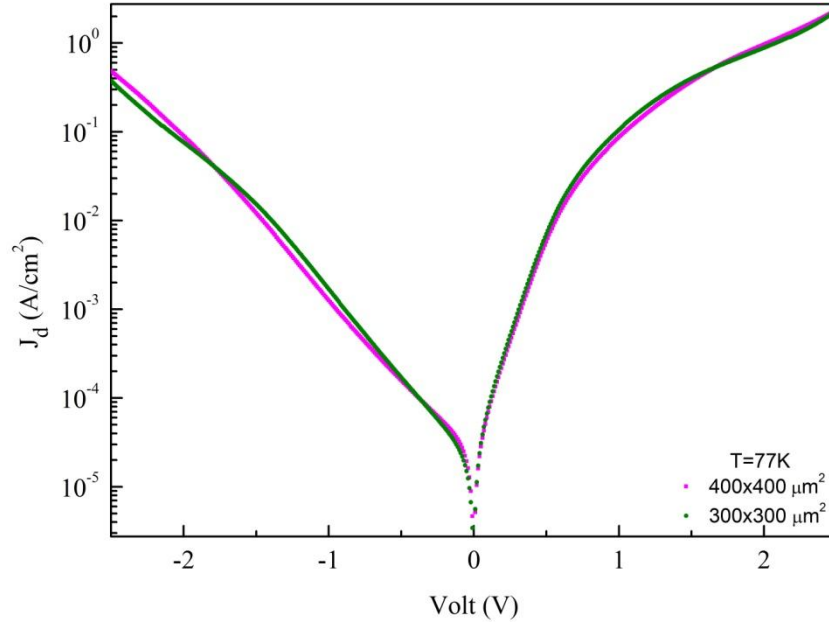
Şekil 6.15. Rev5 yapısının 300x 300 μm^2 mesa yapısı için farklı sıcaklıklarda ölçülen karanlık akım- voltaj grafiği



Şekil 6.16. Rev5 yapısının 400x 400 μm^2 mesa yapısı için farklı sıcaklıklarda ölçülen karanlık akım- voltaj grafiği

Yapıların 77K'deki karanlık akım yoğunluklarının voltaja göre değişimi incelendiğinde (Şekil 6.17) farklı yüzey alanına sahip mesa yapılarından elde

edilen akım yoğunluklarının aynı olduğu görülmektedir. Bu durum büyütülen yapıların ve aygıt üretme işlemlerinin düzgün yapıldığının bir göstergesidir.

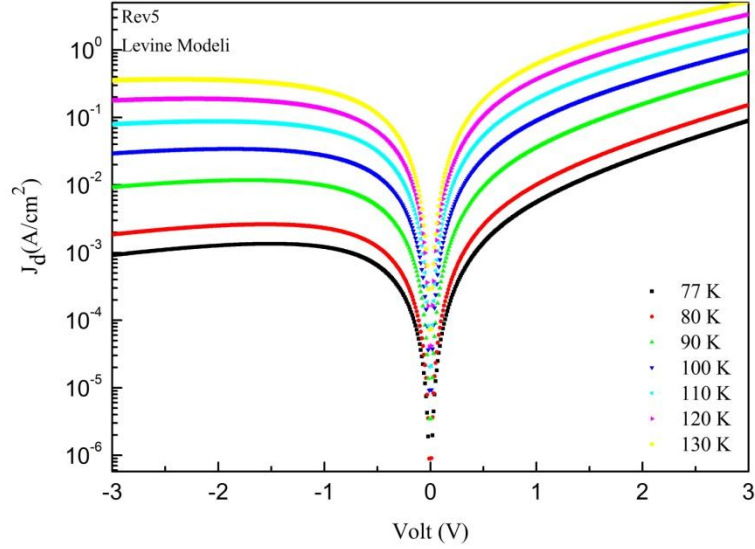


Şekil 6.17. Rev5 yapısının 300x 300 μm^2 ve 400x 400 μm^2 kesit alanına sahip mesa yapıları için karanlık akım yoğunluğu değerlerinin karşılaştırılması

6.1.2.4. Rev5 yapısı için hesaplanan sonuçlar

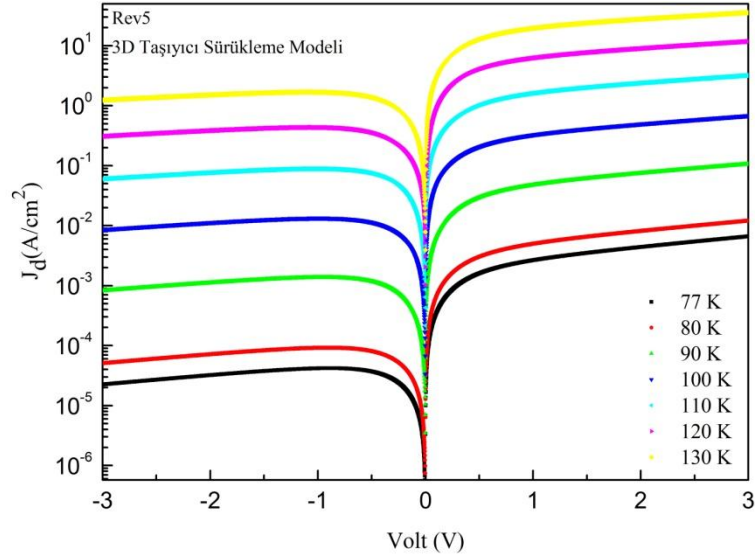
Rev5 yapısının Denklem (6.15), (6.16) ve (6.18)'e göre farklı sıcaklık değerleri için hesaplanan J_d - V grafikleri Şekil 6.18, Şekil 6.19 ve Şekil 6.20'de verilmektedir. Genel olarak sıcaklık arttıkça karanlık akım değerinin diğer yapıda olduğu gibi arttığı görülmektedir. J_d -V sonuçları incelendiğinde 3D Taşıyıcı Sürüklenme Modeli ile Salım Yakalama Modeli'nin benzer bir davranış sergilediği ve karanlık akım değerlerinin birbirlerine çok yakın değerler aldığı gözlenmiştir. 77 K sıcaklığında 1V potansiyel fark altında Salım Yakalama modeline göre akım yoğunluğu $3.6 \times 10^{-3} \text{ A/cm}^2$ olarak hesaplanırken 3D taşıyıcı Sürüklenme Modeline göre $2.6 \times 10^{-3} \text{ A/cm}^2$ olarak hesaplanmıştır. Her iki modele göre elde edilen sonuçlar incelendiğinde yaklaşık olarak 0.6V değerine kadar karanlık akım yoğunluğu uygulanan voltaj ile hızlı bir değişim gösterirken, 0.6 V değerinden

daha yüksek değerlerde voltaj artışına bağlı olarak akım yoğunluğunda daha yavaş bir artış gözlenmiştir. Hesaplanan sonuçların pozitif ve negatif polaritede asimetrik davranış göstermesi beklenen bir sonuçtur.



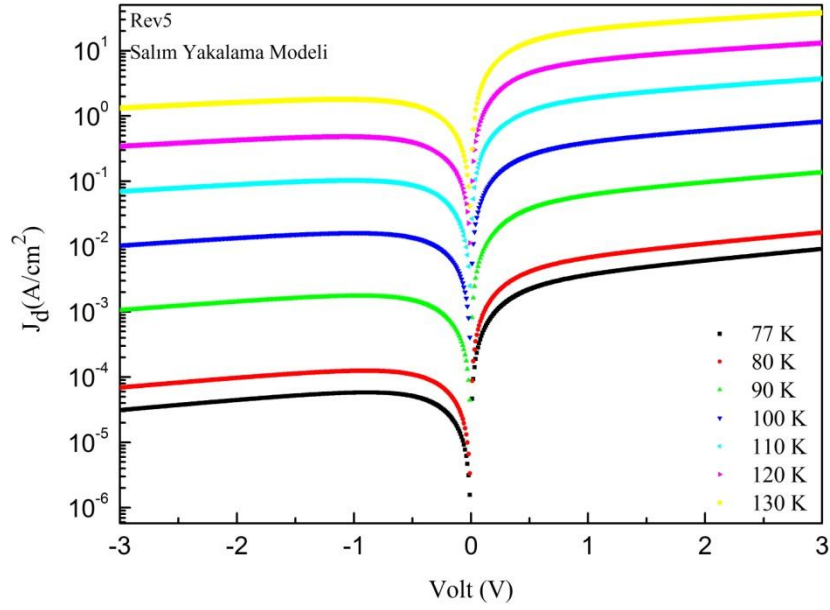
Şekil 6.18. Levine Modeli'ne göre 77 K- 130 K sıcaklık aralığında hesaplanan karanlık akım

yoğunluğunun voltajın fonksiyonu olarak değişimi



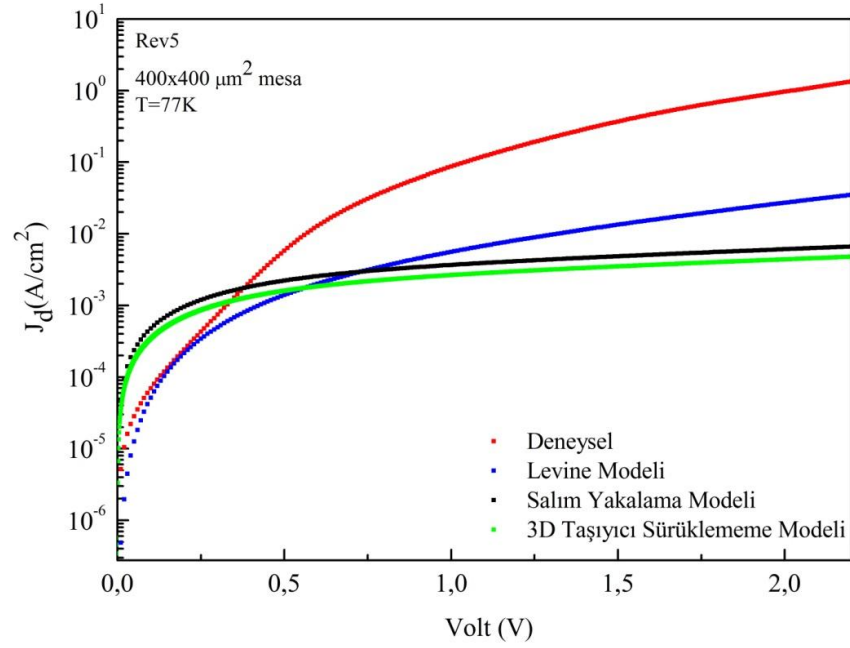
Şekil 6.19. 3D Taşıyıcı Sürüklenme Modeli'ne göre 77 K- 130 K sıcaklık aralığında hesaplanan

karanlık akım yoğunluğunun voltajın fonksiyonu olarak değişimi



Şekil 6.20. Salım Yakalama Modeli'ne göre 77 K- 130 K sıcaklık aralığında hesaplanan karanlık akım yoğunluğunun voltajın fonksiyonu olarak değişimi

Şekil 6.21 Levine Modeli, 3D Taşıyıcı Sürüklenme Modeli ve Salım Yakalama Modeli'ne göre hesaplanan karanlık akım yoğunluğu ile deneysel olarak ölçülen akım yoğunluğu değerlerinin karşılaştırmasını vermektedir. Deneysel sonuç $\approx 0.3V$ değerine kadar Levine Modeli ile uyum sağlarken, bu voltaj değerinin üstünde teorik olarak hesaplanan karanlık akım yoğunluğu değerlerinden daha yüksek değerler almaktadır. Bu sonuç yapı içerisindeki akım mekanizmasının yalnızca termal akım kaynaklı olmadığını, tünelleme akımının da etkin olduğunu göstermektedir. Kuyular arasında $400 \text{ \AA}$ kalınlığında bariyer tabakaları bulunan Rev4 yapısına kıyasla bu yapıdaki bariyer tabakalarının $35 \text{ \AA}$ olması tünelleme akımının olabileceğine işaret etmektedir. Dolayısıyla hesaplanan değerler sadece ısısal yayımdan kaynaklanan akım yoğunluğu değerlerini verirken, deneysel değerler bariyer tabakalarının ince olmasından dolayı tünelleme akımı ve ısısal yayım akımının toplamı şeklindedir.



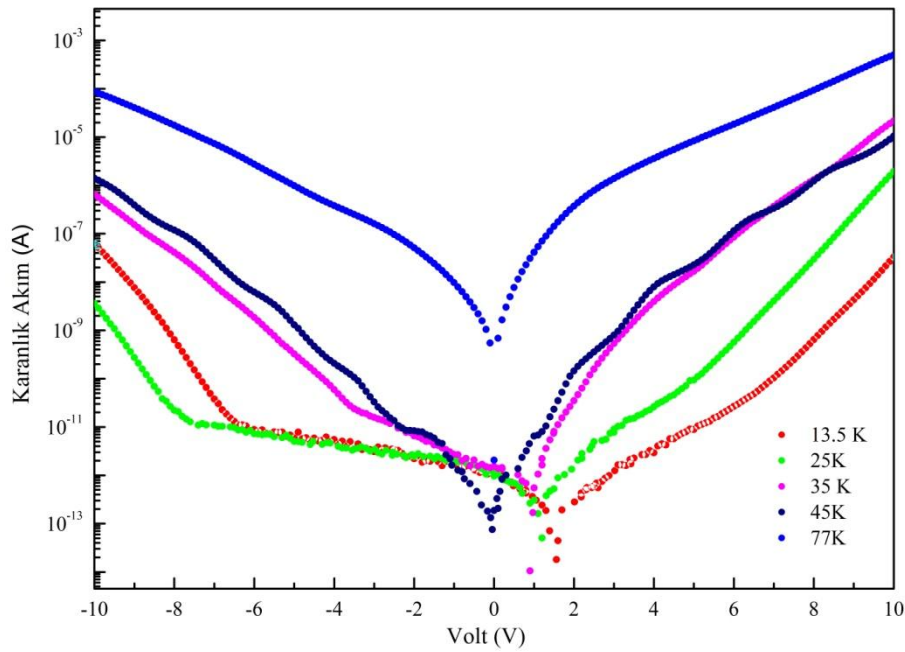
Şekil 6.21. Deneyisel ve modellere göre hesaplanan akım yoğunluğu değerlerinin 77 K’de voltajın fonksiyonu olarak karşılaştırılması

6.1.2.5. Rev6 yapısı için elde edilen deneysel sonuçlar

Şekil 6.22 Rev6 numunesinin farklı sıcaklık değerlerinde ölçülen karanlık akım- gerilim (I- V) karakteristiklerini göstermektedir. Ölçüm sonuçları incelendiğinde özellikle düşük sıcaklıklarda bazı dedektörlerin karakteristik özelliği olan “zero- bias offset” davranışı gözlenmektedir [58]. Bu davranış beklenen sıfır voltta sıfır akımın okunmasının yerine sıfır voltta sıfır olmayan akımın okunmasına verilen isimdir. Bu davranışın gözlenmesinin nedeni kuantum kuyular ile bariyerler arasında oluşan kapasitans ve reaktif direnç etkisi ile RC zaman sabitinin ortaya çıkmasından dolayıdır. Diğer bir deyişle okunan akım ile uygulanan potansiyel arasında bir zaman gecikmesi oluşmaktadır. Direnç ve kapasitans değerleri katkılama konsantrasyonuna, kontaklara ve yüzey alanına bağlıdır [58]. Dedektördeki kapasitans ve direncin kaynağı bu etkiye katkıda bulunmaktadır. Böylece okunan akım ile uygulanan potansiyel arasında bir zaman gecikmesi olduğundan iki durum söz konusu olmaktadır: 1- Okunan akım bir dt zaman aralığı sonrasında ise ve bu RC ye göre çok uzun ise okunan değer kararlı

karanlık akımdır. 2-RC zaman sabitinden daha kısa bir zamanda ölçüm alınıyorsa okunan değer kararsız akımlardır. Yüksek sıcaklıklara çıkıldığında bu etki ortadan kalkmaktadır. Çünkü yüksek sıcaklıklarda karanlık akım artacağından dolayı direnç azalmakta ve dolayısıyla RC sabiti de azalmaktadır.

Rev6 yapısının Şekil 6.22'deki deneysel karanlık akım- gerilim grafiğinin pozitif ve negatif polaritede akım değerlerinin aynı olmadığı yani simetrik değil asimetrik bir davranış sergilediği görülmektedir. 77 K sıcaklıkta 5 V voltaj altında I_+/I_- değeri 8.4 olarak hesaplanmıştır.

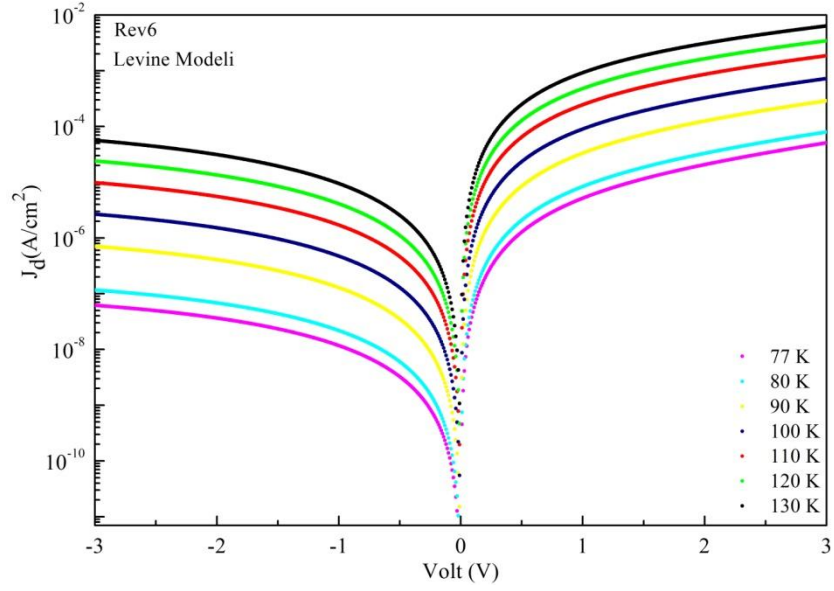


Şekil 6.22. Rev6 yapısının $r=250 \mu\text{m}$ mesa yapısı için farklı sıcaklıklarda ölçülen karanlık akım-voltaj grafiği

6.1.2.6. Rev6 yapısı için hesaplanan sonuçlar

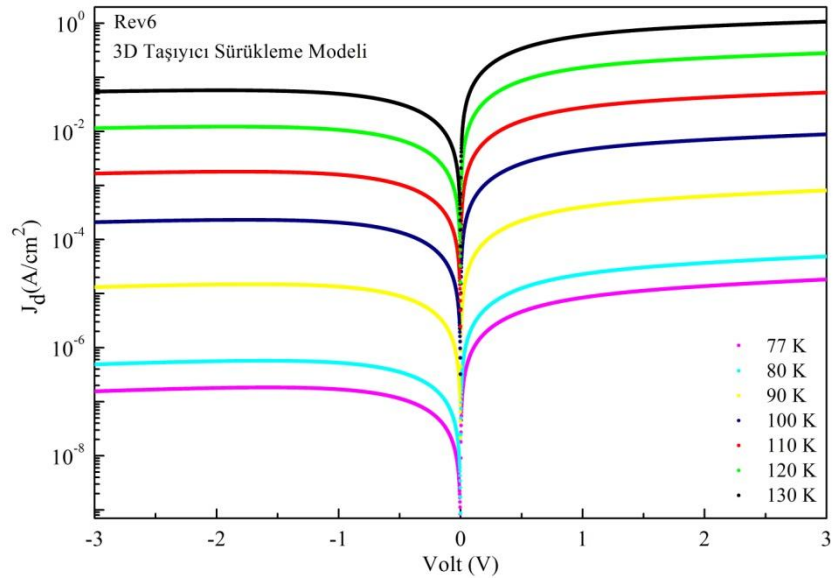
Bu yapı için de ısısal yayım (termiyonik emisyon) kaynaklı karanlık akım hesaplamaları Levine Modeli, 3D Taşıyıcı Sürüklenme Modeli ve Salım Yakalama Modeli kullanılarak hesaplanmıştır. Sonuçlar Şekil 6.23, Şekil 6.24 ve Şekil 6.25'de verilmektedir.

Termiyonik emisyon akımı ısıtılma kaynaklı olduğundan sıcaklık arttıkça hesaplanan karanlık akım değerlerinin de arttığı görülmektedir.



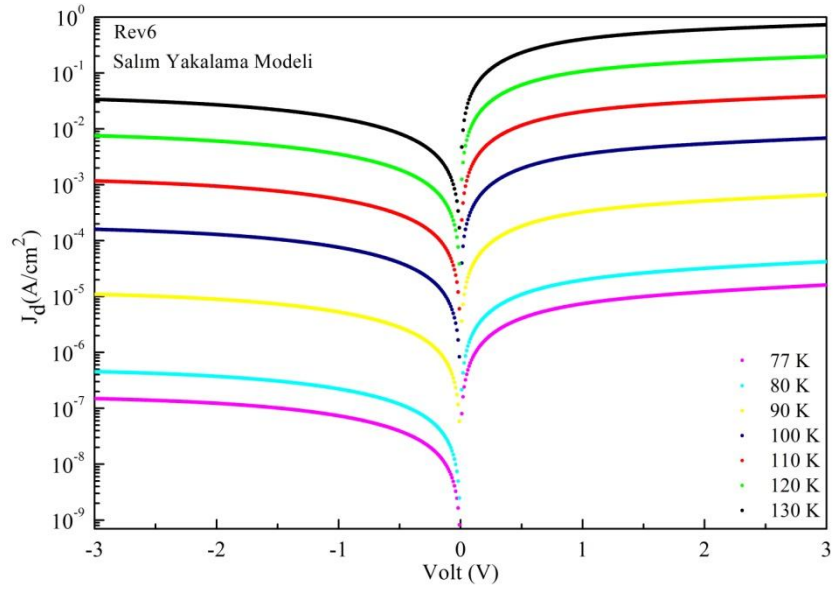
Şekil 6.23. Levine Modeli'ne göre 77 K- 130 K sıcaklık aralığında hesaplanan karanlık akım

yoğunluğunun voltajın fonksiyonu olarak değişimi



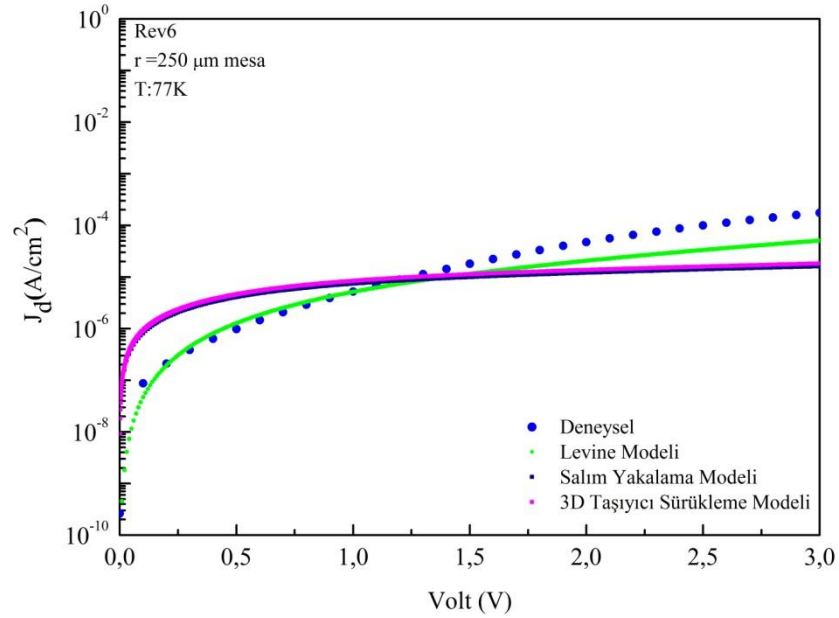
Şekil 6.24. 3D Taşıyıcı Sürüklenme Modeli'ne göre 77 K- 130 K sıcaklık aralığında hesaplanan

karanlık akım yoğunluğunun voltajın fonksiyonu olarak değişimi



Şekil 6.25. Salım Yakalama Modeli'ne göre 77 K- 130 K sıcaklık aralığında hesaplanan karanlık akım yoğunluğunun voltajın fonksiyonu olarak değişimi

Deneysel ve modellere göre hesaplanan karanlık akım yoğunluğu değerlerinin 77K'de karşılaştırılması Şekil 6.26'da verilmektedir. Deneysel sonuca en iyi uyan modelin Levine Modeli olduğu görülmektedir.



Şekil 6.26. Deneysel ve modellere göre hesaplanan akım yoğunluğu değerlerinin 77 K'de voltajın fonksiyonu olarak karşılaştırılması

6.2. Optiksel Özellikler

6.2.1. Fotolüminesans ölçümleri

Fotolüminesans (PL) spektroskopisi yapıların karakterizasyonu için güçlü bir optiksel metottur. PL spektrumundan elektronik enerji seviyeleri arasındaki geçiş enerjileri, yarıiletkenlerdeki bant aralığı, safsızlık seviyeleri ve büyütmeden kaynaklanan kusurlar belirlenebilmekte ve malzeme kalitesi test edilebilmektedir [59, 60].

Bu bölümde Rev4 ve Rev6 yapılarının sıcaklığa bağlı fotolüminesans ölçümleri incelenecektir. Ölçümler için moleküler demet epitaksi sisteminde büyütülmüş ince filmden kesilen ve üzerine herhangi bir işlem uygulanmamış (fotolitografi uygulanmamış) örnekler kullanılmıştır. Optik penceresi bulunan kriyostat içerisine yerleştirilmiş numune üzerine dalgaboyu 632.8 nm olan He- Ne lazer ışık kaynağı olarak düşürülüp ölçümler alınmıştır. Sıcaklığa bağlı fotolüminesans ölçümleri 18K- 250K sıcaklık aralığında sekiz farklı sıcaklık değeri için yapılmıştır.

Rev4 yapısı GaAs alttaş üzerine büyütülmüş 40Å, 50Å ve 55Å genişliğindeki kuyulardan, Rev6 yapısı ise GaAs alttaş üzerine büyütülmüş 45Å, 55Å ve 65Å genişliğindeki kuyulardan oluşmaktadır. Bölüm 6.1.1’de bu yapıların elektron (E_{e1}), ağır boşluk (E_{hh1}) ve hafif boşluk (E_{lh1}) enerji düzeyleri hesaplanmış ve Çizelge 6.1’de verilmiştir. GaAs’ın sıcaklığa bağlı bant aralığı değeri Çizelge 4.1’deki denklem yardımıyla hesaplanabilir. Dolayısıyla her bir yapı için valans bandında bulunan kuyulardan iletkenlik bandındaki kuyulara geçişin oluşması için gerekli enerji değeri hesaplanabilir ve bu geçişler PL spektrumunda belirlenebilir.

Şekil 6.27 Rev 4 numunesinin T=30 K’deki PL spektrumunu vermektedir. GaAs’ın 30 K’deki bant aralığı değeri 1.517 eV olarak hesaplanmıştır. Yapı içerisindeki kuyuların geçiş enerjileri hesaplanacak olursa:

40Å genişliğindeki kuyu için $E_{hh1} - E_{e1}$ geçiş enerjisi:

$$E_{hh1-e1} = E_{GaAs} + E_{hh1} + E_{e1}$$

$$E_{hh1-e1} = 1.517 + 0.0216 + 0.0941 = 1.6327 eV$$

50Å genişliğindeki kuyu için $E_{hh1} - E_{e1}$ geçiş enerjisi:

$$E_{hh1-e1} = E_{GaAs} + E_{hh1} + E_{e1}$$

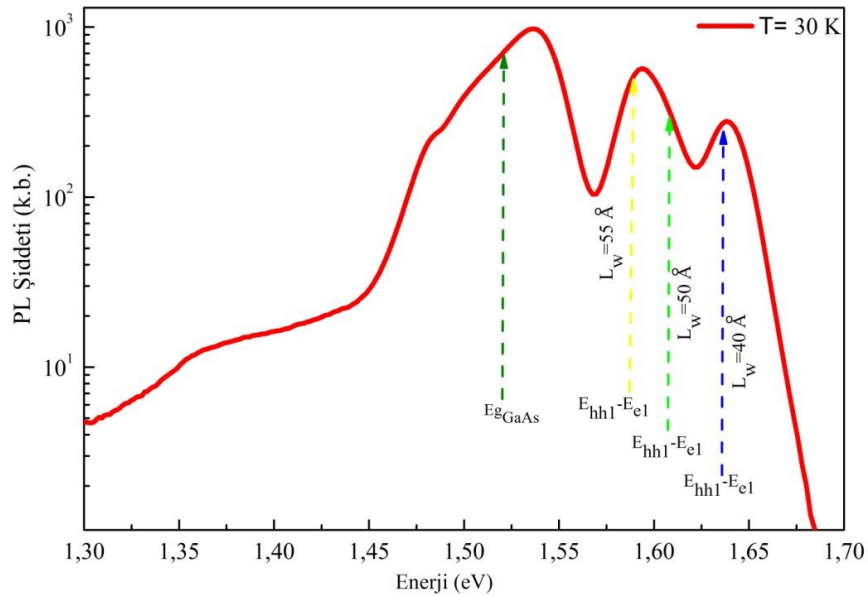
$$E_{hh1-e1} = 1.517 + 0.0149 + 0.0696 = 1.6015 eV$$

55Å genişliğindeki kuyu için $E_{hh1} - E_{e1}$ geçiş enerjisi:

$$E_{hh1-e1} = E_{GaAs} + E_{hh1} + E_{e1}$$

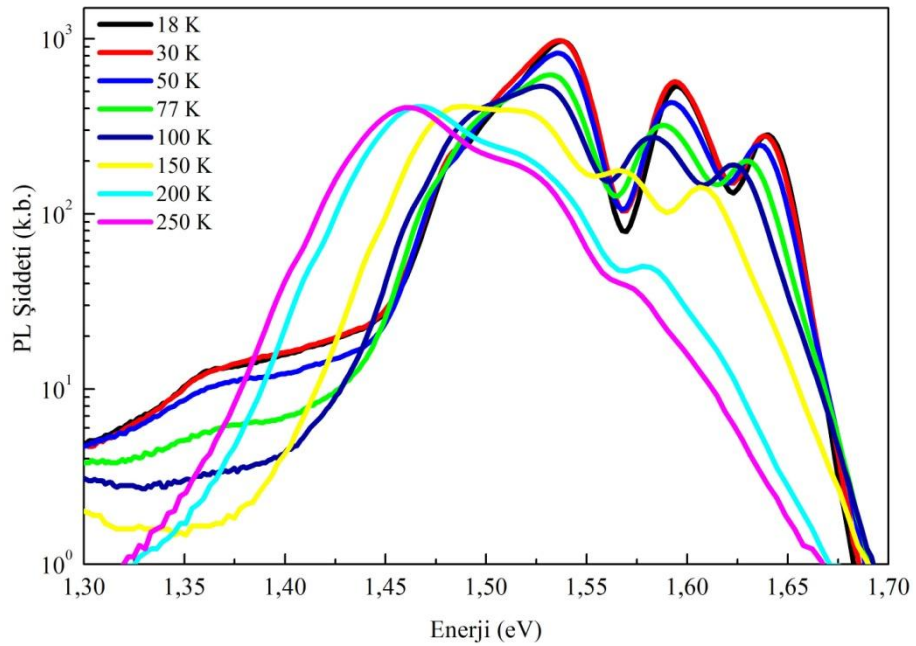
$$E_{hh1-e1} = 1.517 + 0.0122 + 0.0583 = 1.5875 eV$$

Hesaplanan $E_{hh1} - E_{e1}$ geçişlerine karşılık gelen enerji değerleri Şekil 6.27 'de gösterilmiştir. 1.637 eV değerine karşılık gelen pik $L_w = 40\text{\AA}$ genişliğindeki kuyunun $E_{hh1} - E_{e1}$ geçişlerine karşılık gelirken, 1.595 eV değerine karşılık gelen pik ise $L_w = 50\text{\AA}$ ve $L_w = 55\text{\AA}$ genişliğindeki kuyuların $E_{hh1} - E_{e1}$ geçişlerinden gelen katkıların toplamından oluşmaktadır. 1.535 eV değerine karşılık gelen geniş pik ise yapıdaki katkılı GaAs tabakasından gelen katkıya aittir.



Şekil 6.27. Rev4 yapısının 30 K'deki PL spektrumu ve hesaplanan geçiş enerji değerleri

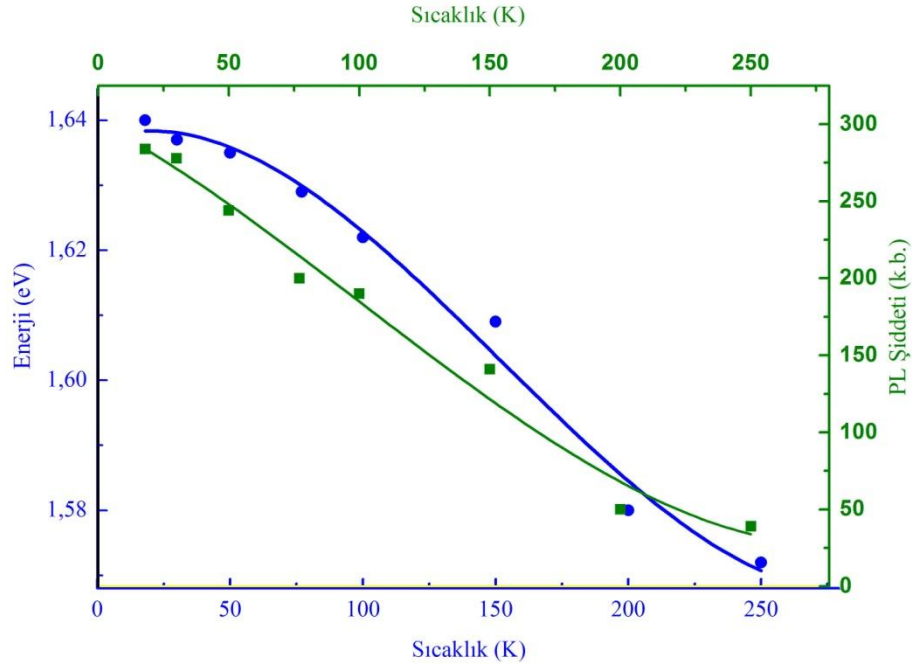
Şekil 6.28 Rev4 yapısının sıcaklığa bağlı fotolüminesans spektrumunu göstermektedir. Sonuçlar incelendiğinde sıcaklık değeri arttıkça fotolüminesans spektrumundaki piklerin tepe değerlerinin enerji ekseninde sola doğru kaydığı ve dolayısıyla geçiş enerji değerlerinin azaldığı görülmektedir. GaAs'ın yasak enerji aralığı $E_g(T) = E_0 - (\alpha T^2 / (T + \beta))$ ifadesi gereğince sıcaklık artışına bağlı olarak azalmaktadır. Başka bir ifadeyle elektronların valans bandındaki bir enerji düzeyinden iletim bandındaki bir enerji düzeyine geçmesi için gerekli enerji miktarı azalmakta ve dolayısıyla yeniden birleşme için valans bandına geçerken daha küçük enerjili bir foton yaymaktadırlar. Bu nedenle geçiş enerjilerinde de bir azalma olması beklenen bir sonuçtur. Bir diğer gözlenen sonuç ise artan sıcaklıkla birlikte fotolüminesans şiddetinin azalmasıdır (Şekil 6.29). Çünkü artan sıcaklıkla birlikte örgü titreşimleri ve fonon saçılmaları devreye gireceğinden dolayı fotolüminesans şiddetinde bir azalma meydana gelirken piklerin yarı maksimumundaki genişliklerinin de arttığı gözlenmektedir.



Şekil 6.28. Rev4 numunesinin sıcaklığa bağlı fotolüminesans ölçümleri

Şekil 6.29 30 K'de 1.637 eV değerine karşılık gelen pikin sıcaklık arttıkça enerji ve PL şiddetinde meydana gelen değişimi göstermektedir. Sonuç beklendiği

gibidir. Sıcaklık arttıkça pik şiddeti azalmakta ve pik şiddetine karşılık gelen geçiş enerjisinin değeri küçülmektedir.



Şekil 6.29. Sıcaklığa bağlı olarak 30 K'deki 1.637 eV pikinin geçiş enerjisi ve şiddetindeki değişim

Şekil 6.30 Rev 6 numunesinin T=30 K'deki PL spektrumunu vermektedir. Yapı içerisindeki kuyuların geçiş enerjileri hesaplanacak olursa:

45Å genişliğindeki kuyu için $E_{hh1} - E_{e1}$ geçiş enerjisi:

$$E_{hh1-e1} = E_{GaAs} + E_{hh1} + E_{e1}$$

$$E_{hh1-e1} = 1.517 + 0.0180 + 0.0833 = 1.6183eV$$

55Å genişliğindeki kuyu için $E_{hh1} - E_{e1}$ geçiş enerjisi:

$$E_{hh1-e1} = E_{GaAs} + E_{hh1} + E_{e1}$$

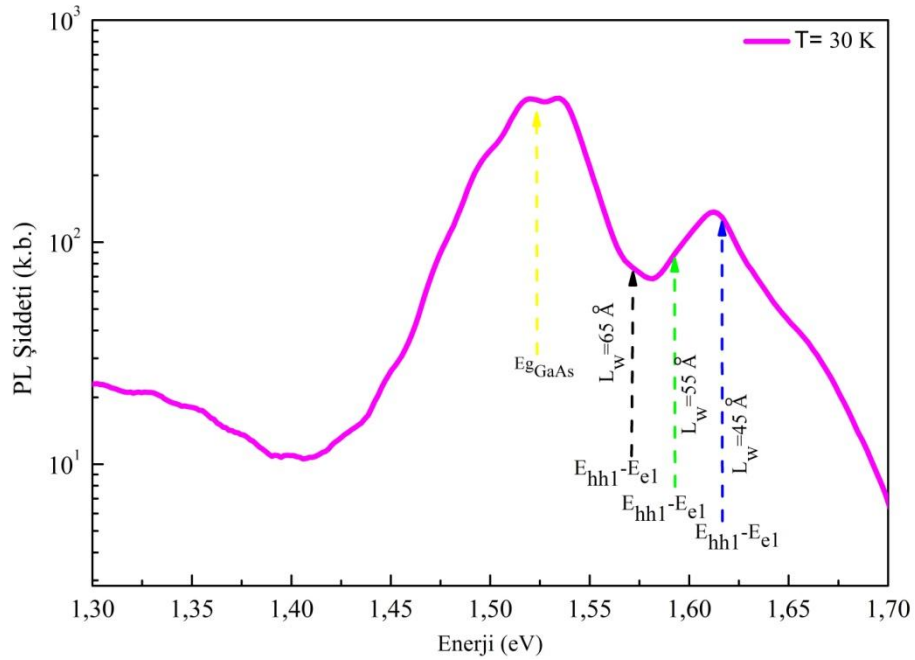
$$E_{hh1-e1} = 1.517 + 0.0127 + 0.0623 = 1.592eV$$

65Å genişliğindeki kuyu için $E_{hh1} - E_{e1}$ geçiş enerjisi:

$$E_{hh1-e1} = E_{GaAs} + E_{hh1} + E_{e1}$$

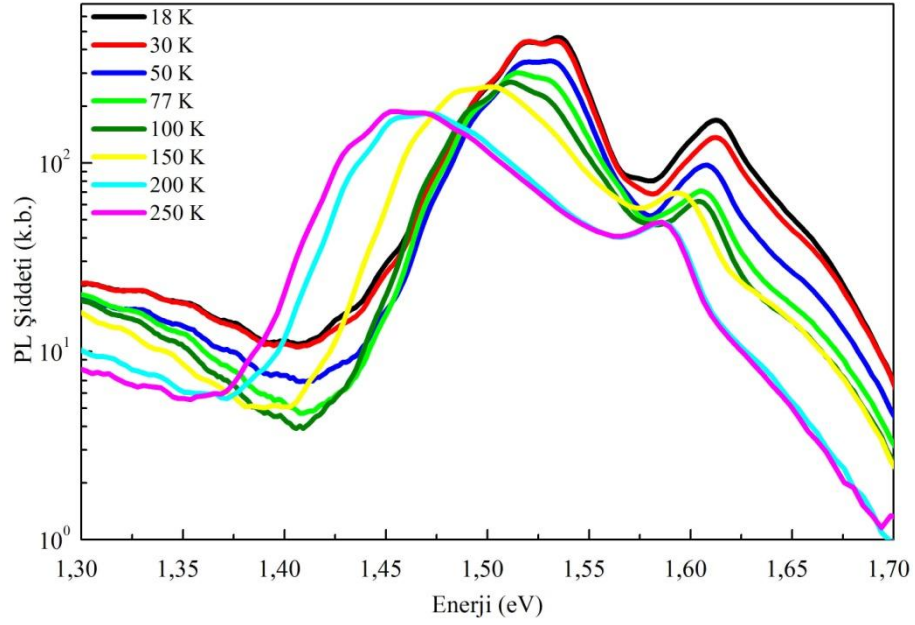
$$E_{hh1-e1} = 1.517 + 0.0094 + 0.0483 = 1.5747 \text{ eV}$$

Hesaplanan $E_{hh1} - E_{e1}$ geçişlerine karşılık gelen değerler 30K sıcaklığında ölçülen PL spektrumunda gösterilmektedir (Şekil 6.30). 1.62 eV değerine karşılık gelen pik $L_w = 45 \text{ \AA}$ ve $L_w = 55 \text{ \AA}$ genişliğindeki genişliğindeki kuyuların $E_{hh1} - E_{e1}$ geçişlerinden gelen katkıların toplamından oluşmaktadır. 1.52 eV değerine karşılık gelen geniş pik ise $L_w = 65 \text{ \AA}$ genişliğindeki kuyunun $E_{hh1} - E_{e1}$ geçişi ile katkılı GaAs tabakasından gelen katkıların birleşimidir.



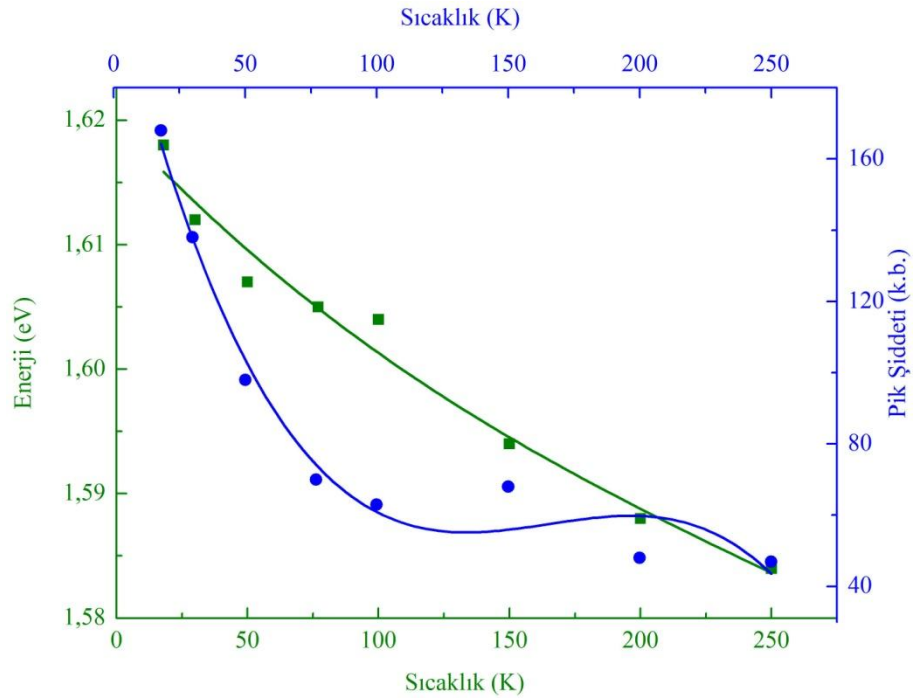
Şekil 6.30. Rev6 yapısının 30 K'deki PL spektrumu ve hesaplanan geçiş enerji değerleri

Şekil 6.31 ise Rev6 yapısının 18K- 250K sıcaklık aralığında 8 ayrı sıcaklık değeri için ölçülen PL spektrumunu göstermektedir. Sıcaklık azaldıkça pikler belirgin hale gelmekte ve geçiş enerjilerine karşılık gelen pik değerleri enerji ekseninde sağa doğru kaymaktadır [61]. Sıcaklık düştükçe GaAs'ın yasak enerji aralığı büyük değer alacağından dolayı bu durum beklenen bir sonuçtur.



Şekil 6.31. Rev6 numunesinin sıcaklığa bağlı fotoluminesans ölçümleri

Şekil 6.32 30 K’de 1.62 eV değerine karşılık gelen pikin sıcaklığa bağlı olarak şiddetinde ve geçiş enerjisindeki değişimi göstermektedir. sıcaklık düşüşüne bağlı olarak geçiş enerjisi ve pik şiddetinde artış meydana gelmiştir.



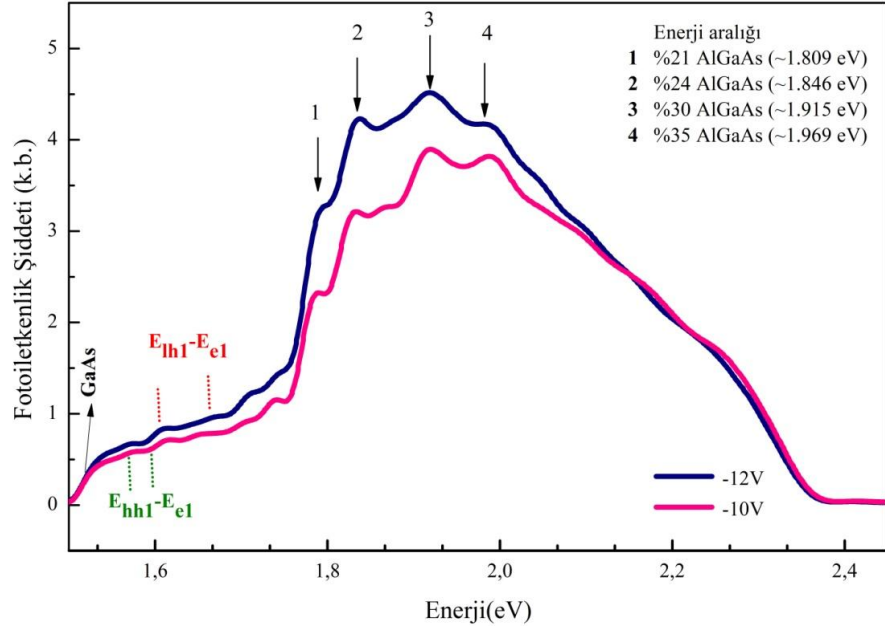
Şekil 6.32. Sıcaklığa bağlı olarak 30 K’deki 1.637 eV pikinin geçiş enerjisi ve şiddetindeki değişim

6.2.2. Fotoiletkenlik ölçümleri

Fotoiletkenlik (PC) bir maddenin elektromanyetik ışıının soğurması sonucunda elektrik iletkenliğinin değişmesidir [62]. Bir yarıiletkenin fotoiletken olması için serbest elektronlar ve boşluklar içermesi gerekir. Işık yarıiletken tarafından soğurulduğunda boşluklar ve serbest elektronların dağılımı değişir ve elektrik iletkenliğini artırır.

Bu bölümde aygıt üretimi yapılmış Rev6 yapısının farklı voltajlarda yapılan fotoiletkenlik ölçümleri incelenecektir. Fotoiletkenlik ölçümlerinde kriyostat içerisine yerleştirilmiş numune 37 K sıcaklığında tutulmuştur. Işık kaynağı olarak halojen lamba kullanılıp örnek uyarılmıştır. Fotoiletkenlik ölçümlerinde örneğe -10 V ve -12 V voltaj uygulanmıştır.

Fotoiletkenlik spektrumu (Şekil 6.33) GaAs tabakası, kuantum kuyuları ve bariyer bölgelerindeki geçişlerden gelen katkıları içermektedir. Şekil 6.33’de 1, 2, 3 ve 4 ile gösterilen pikler katkı konsantrasyonları sırasıyla $x = 0.21, 0.24, 0.30$ ve 0.35 olan $Ga_{1-x}Al_xAs$ için valans banttıan iletkenlik bantına geçişleri göstermektedir. En düşük elektron (E_{e1}), ağır boşluk (E_{hh1}) ve hafif boşluk (E_{lh1}) enerji düzeyleri hesaplanmış ve Çizelge 6.1’de verilmiştir. Bu hesaplanan enerji değerleri kullanılarak fotoiletkenlik spektrumunda 1.67- 1.60 eV enerji bölgesinin $E_{lh1} - E_{e1}$ geçişlerine ve 1.60- 1.57 eV enerji bölgesinin ise $E_{hh1} - E_{e1}$ geçişlerine ait olduğu görülmüştür. Uygulanan negatif voltaj değeri arttırıldığında fotoiletkenlik şiddetinin arttığı görülmektedir. Şiddetin değişim sebebi ise uygulanan voltaja bağlı olarak taşıyıcıların gördüğü engel yüksekliğinin (aktivasyon enerjisinin) azalmasıdır. Engel yüksekliğinin azalması ile birlikte kuyulardan daha fazla taşıyıcı çıkmakta ve fotoiletkenliğe daha fazla taşıyıcı katkıda bulunmaktadır.



Şekil 6.33. Rev6 yapısının 37 K'deki voltaj bağımlı fotoiletkenlik ölçümleri

7. SONUÇLAR

Yapılan bu tez çalışmasında, en kaliteli ince film büyütme tekniklerinden bir tanesi olan moleküler demet epitaksi sisteminde üretilmiş ve asimetric kuantum kuyularından oluşan çoklu kuantum kuyu yapılarının elektriksel ve optiksel özellikleri incelenmiştir. Yapıların cihaz üretimi temiz odada fotolitografi tekniği kullanılarak yapılmıştır.

Yapıların elektriksel karakterizasyonu farklı sıcaklıklarda karanlık akım- gerilim ölçümleri alınarak yapılmıştır. Çoklu kuantum kuyu yapılarının en çok araştırılan özelliklerinden bir tanesi dikey iletim mekanizmalarıdır. Yaptığımız çalışmada Rev4, Rev5 ve Rev6 kodlu numuneler belirli sıcaklıklarda ısısal dengede tutulup karanlık akım- gerilim ölçümleri yapılmıştır. Her bir yapı için düşük sıcaklıklarda ($T < 45$ K) belirli voltaj aralıklarında plato bölgeleri gözlenmiştir. Bu sonuç iletim mekanizmasının tek bir mekanizma olmadığını göstermektedir. Kuyular arası bariyer kalınlığı (35 Å), Rev4 ve Rev6 yapısına göre (400 Å) daha ince olan Rev5 yapısının I- V grafiklerinde plato bölgesi daha belirgin bir şekilde gözlenmiştir. Bariyer tabakasının ince olmasından dolayı 40 K'nin altındaki sıcaklıklarda sıcaklığın düşüşü karanlık akıma etki etmemiş, belirli bir voltaj değerine kadar eğriler üst üste çıkmıştır. Bu sonuç ise tünelleme akımının varlığını göstermektedir. Rev6 yapısının I- V karakteristiklerinde kuantum kuyular ile bariyerler arasında oluşan kapasitans ve reaktif direnç etkisi ile RC zaman sabitinin ortaya çıkmasından dolayı “zero- bias offset” davranışı düşük sıcaklıklarda görülmüştür. Sıcaklık arttıkça direncin azalmasından dolayı bu etki ortadan kalkmıştır.

Yapıların farklı yüzey alanına sahip mesa yapılarından ölçülen akım- gerilim karakteristiklerinin akım yoğunluğu değerleri karşılaştırılmış ve sonucun aynı olduğu gözlenmiştir. Bu sonuç büyütülen yapıların ve fotolitografi ile üretilen cihazların düzgün olduğunu göstermiştir.

Teknolojik açıdan dedektör olarak tasarlanan bir numunede karanlık akımın düşük olması istenir. Bu açıdan sonuçlar değerlendirildiğinde 77 K'de J_d

değerleri $Rev4 < Rev6 < Rev5$ olarak elde edilmiştir. Rev4 ve Rev6 yapılarının karanlık akım değerleri birbirine yakın çıkmıştır. Her bir yapı için ısısal yayım kaynaklı akım literatürde en çok kabul gören Levine Modeli, 3D Taşıyıcı Sürüklenme Modeli ve Salım Yakalama Modeli kullanılarak hesaplanmıştır ve sonuçlar deneysel sonuçlar ile karşılaştırılmıştır. Rev4 ve Rev6 yapıları için deneysel sonuca en iyi uyan modelin Levine Modeli olduğu görülmüştür. Rev5 yapısındaki kuyular arası bariyerlerin ince olmasından dolayı tünelleme akımının da devreye girmesiyle birlikte deneysel değerlerin hesaplanan değerlerden yüksek çıktığı gözlenmiştir.

Numunelerin tasarım aşamasında literatür incelemesi yapılmış olup, tasarımlar daha önce üretilmemiş bir formda gerçekleştirilmiştir. Dolayısı ile elde edilen sonuçlar bilimsel literatüre de katkıda bulunacaktır. Bununla birlikte, yapılan inceleme sonucunda Levine modelinin düşük voltaj bölgesinde bu tür sistemleri incelemek için uygun bir model olduğu görülmüştür.

Sıcaklığa bağlı PL ölçümlerinde pik tepe değerleri sıcaklık arttıkça GaAs yasak enerji aralığı küçüleceğinden dolayı enerji ekseninde sola doğru (düşük enerji bölgesine) kaymıştır. Kısım 6.1.1’de her bir yapı için elektron, ağır boşluk ve hafif boşluk seviyeleri hesaplanmıştı. Hesapladığımız bu değerler yardımıyla $E_{hh1} - E_{e1}$ geçiş enerjileri hesaplanmış ve PL spektrumunda gözlenen piklerin $E_{hh1} - E_{e1}$ geçişlerine karşılık geldiği görülmüştür. PL ölçümlerinde örnekleri uyarmak için kullanılan He- Ne lazer ile $E_{lh1} - E_{e1}$ geçişlerini görmek mümkün olmamıştır. Rev6 yapısının 37 K’deki fotoiletkenlik ölçümü ile hem $E_{lh1} - E_{e1}$ geçişlerinden gelen katkı hem de $Ga_{1-x}Al_xAs$ için valans banttıan iletkenlik bantına geçişler görülmüştür. PL ve fotoiletkenlik ölçümlerinden elde edilen sonuçların büyütülen numune parametreleriyle uyum içinde olduğu bulunmuştur.

KAYNAKLAR

- [1] Workman, C.L., *Intersubband Transitions in Strained InGaAs Quantum Wells for Multi- color Infrared Detector Applications*, PhD Thesis, University of Arkansas, 2002.
- [2] Singh, J., *Semiconductor Devices: Basic Principles* , John- Wiley, India, 2007.
- [3] Singh, J., *Semiconductor Optoelectronics Physics and Technology*, McGraw- Hill, New York, 1995
- [4] Herschel, W., “*Experiments on the refrangibility of the invisible rays of the sun*”, Phil. Trans. Roy. Soc. London, **90**, 284- 292, 1800.
- [5] Barr, E.S. “ *Historical survey of the early development of the infrared spectral region*”, American. J. Phys. **28**, 42- 54, 1960
- [6] Barr, E.S., “*The infrared pioneers- II. Macedonio Mellon*”i, Infrared Phys., **2**, 67- 73, 1962
- [7] Barr, E.S., “*The infrared pioneers- III. Samuel Pierpont Langley*”, Infrared Phys., **3**, 195- 206, 1963
- [8] Righini, G.C., Tajani, A., Cutolo, A. , *An Introducton of Optoelectronic Sensors Series in Optics and Photonics- Vol. 7*, World Scientific, USA, 2009
- [9] Kim, J.H., *Micromachined epitaxial colossal magnetoresistors for uncooled infrared bolometer*, Doctoral Thesis, Royal Institute of Technology, Stockholm, 2005
- [10] Beşikci, C., EE755 Infrared Devices and Systems, Lecture Notes, Türkiye, 2008
- [11] Wikipedia, Infrared, <http://en.wikipedia.org/wiki/Infrared>
- [12] Rogalski, A., Chrzanowski, K., “*Optoelectronics Review*”, **10**, 111, 2002
- [13] Rieke, G., *Detection of light: from the ultraviolet to the submilimeter*, 1st ed. Cambridge University Press, 2002.
- [14] Wilson, J. , Hawkes, J. F. B. , Çeviri: Okur, İ., *Optoelektronik*, Değişim Yayınları, Adapazarı, 2000
- [15] Leijtens, J., Court, A., Hoegge, J. H., ICMENS, 402- 408, 2004

- [16] Jr. Hudson, R. D., *Infrared Systems Engineering*, John Wiley & Sons, New York, 1969
- [17] Chevrier, J.-B., Baert, K. ve Slater, T., Verbist, A., “Micromachined infrared pneumatic detector for gas sensor” *Microsystem Technologies*, **1**, 71- 74, 1995
- [18] Dereniak, E.L., Boreman, G.D., *Infrared detectors and systems*, Wiley Interscience, New York, 1996
- [19] Rogalski, A., “Infrared detectors: an overview”, *Infrared Physics & Technology*, **43**, 187- 210, 2002
- [20] Rogalski, A., “Infrared detectors: status and trends” *Progress in Quantum Electronics*, **27**, 59- 210, 2003
- [21] Kore, L., *Characterization of quantum well infrared photodetectors by analysis of noise spectral density*, PhD Thesis, University of Florida, 2003
- [22] Rogalski, A., Piotrowski, J., “Intrinsic infrared photodetectors”, *Progress in Quantum Electronics*, **12**, 87- 289, 1988
- [23] Arias, J. M., Zandian, M., Pasko, J. G., Bajaj, J., Kozlowski, L. J., Tennant, W. E., DeWames, R. E., *Proc. SPIE*, 2274, 2, 1994
- [24] Hansson, C., Comparative study of infrared photodetectors based on quantum wells (QWIPS) and quantum dots (QDIPS), Master’s Thesis in Electrical Engineering, Halmstad University, Sweden, 2006
- [25] Sclar N., “Properties of doped silicon and germanium infrared detectors” *Prog. Quant. Electr.* **9**, 149- 257, 1984
- [26] Levine, B. F., “Quantum well infrared photodetectors” *J. Appl. Phys.*, **74**, R1-R81, 1993
- [27] Liu, H. C., “Quantum well infrared photodetector Physics and Novel devices”, *Intersubband Transitions in Quantum Wells* (Ed: Liu, H. C., Capasso, F.), Academic Presss. San Diego, pp. 129- 196, 2000
- [28] Gunapala, S. D., Bandara, S. V., “Quantum well infrared photodetector (QWIP) focal plane arrays”, *Intersubband Transitions in Quantum Wells* (Ed: Liu, H. C., Capasso, F.), Academic Presss. San Diego, pp. 197- 282, 2000
- [29] Choi, K. K., *The physics of Quantum Well Infrared Photodetectors*, World

Scientific, Signapore, 1997

- [30] Harrison, P., *Quantum wells, wires and dots: Theoretical and computational physics of semiconductor nanostructures*, Wiley Interscience, USA, 2005
- [31] Singh, J., *Electronic and optoelectronic properties of semiconductor structures*, Cambridge University Press, New York, 2003
- [32] Henini, M., “QWIPs enhance infrared detection”, *III- Vs Review*, **11**, 30-34, 1998
- [33] Rogalski, A., “Comparison of the performance of quantum well and conventional bulk infrared photodetectors”, *Infrared Physics & Technology*, **38**, 295- 310, 1997
- [34] Razeghi, M., Erdtmann, M., Jelen, C., Guastavinos, F., Brown, G. J., Park, Y. S., “Development of quantum well infrared photodetectors at the Center for Quantum Devices”, *Infrared Physics & Technology*, **42**, 135- 148, 2001
- [35] Esaki, L., Sakaki, H., *New photoconductor*, IBM Tech. Disc. Bull., **20**, 2456- 2457, 1977
- [36] Adachi, S., “GaAs, AlAs and $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$: Material parameters for use in research and device application”, *J. Appl. Phys.*, **58**, R1- R29, 1985
- [37] Blakemore, J. S., “Semiconducting and other major properties of gallium arsenide”, *J. Appl. Phys.*, **53**, R123- R137, 1982
- [38] Levine, B. F., Choi, K. K., Bethea, C. G., Walker, J., Malik, R. J., “New 10mm infrared detector using intersubband absorption in resonant tunneling GaAlAs superlattices”, *Appl. Phys. Lett.*, **50**, 1092, 1987
- [39] Kukkonen, C. A., Sirangelo, M. N., Chehayeb, R., Kaufmann, M., Liu, J. K., Rafol, S. B., Gunapala, S. D., *Infrared Physics and Technology*, **42**, 397, 2001
- [40] Levine, B. F., Bethea, C. G., Hasnain, G., Shen, V. O., Pelve, E., Abbott, R. R., Hsieh, J., *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 851, 1990
- [41] West, L. C., Eglash, S. J., “First observation of an extremely large- dipole infrared transition within the conduction band of GaAs quantum well”, *Appl. Phys. Lett.*, **46**, 1156- 1158
- [42] Schneider, H., Liu, H. C., *Quantum Well Infrared Photodetectors Physics*

and Application, Springer- Verlag Berlin Heidelberg, New York, 2007

- [43] Park, J., Jo, S. J., Hong, S., Song, J. I., “Reduction of dark current in an n-type In_{0.3}Ga_{0.7}As/ GaAs quantum well infrared photodetector by using a camel diode structure”, *Solid- State Electronics*, **46**, 651- 654, 2002
- [44] Li, N., Xiong, D. Y., Yang, X. F., Lu, W., Xu, W. L., Yang, C. L., Hou, Y., Fu, Y. “ Dark currents of GaAs/ AlGaAs quantum well infrared photodetectors”, *Applied Physics A* **89**, 701- 705, 2007
- [45] Etteh, N. E. I., Harrison, P. “The role of sequential tunneling in the dark current of quantum well infrared photodetectors”, *Superlattices and Microstructures*, **30**, 273- 278, 2001
- [46] Choi, K. K., Levine, B.F., Malik, R. J., Walker, J., Bethea, C. G., “Periodic negative conductance by sequantial resonant tunneling through an expanding high- field superlattice domain”, *Phys. Rev. B*, **35**, 4172-4175, 1987a
- [47] Li, N., Xiong, D. -Y., Yang, X. -F., Lu, W., Xu, W.- L., Yang, C. -L., Hou, Y., Fu, Y., “Dark current of GaAs/ AlGaAs quantum- well infrared photodetectors”, *Appl. Phys. A*, **89**, 701- 705, 2007
- [48] Piotrowski, J., Gawron, W., “Ultimate performance of infrared photodetectors and figure of merit of detector material”, *Infrared Phys. Technol.*, **38**, 63- 68, 1997
- [49] Xing, B., Liu, H. C., Wilson, P. H., Buchanan, M., Wasilewski, Z. R., Simmons, J. G., “Noise and photoconductive gain InAlGaAs/GaAs quantum well intersubband infrared photodetectors” *J. Appl. Phys.*, **76**, 1889, 1994
- [50] Rose, A., *Concepts in photoconductivity and allied problems*, Wiley Interscience, New York, 1963
- [51] Barron A. R., *Molecular Beam Epitaxy*, <http://cnx.org/content/m25712/latest/>
- [52] <http://fkm.altalanlar.net/dosyalar/VLSI.doc>
- [53] <http://www.eng.buffalo.edu/Courses/ce435/Polymers/Image1.gif>

- [54] <http://britneyspears.ac/physics/fabrication/photolithography.htm>
- [55] Lhuillier, E., Ribet- Mohamed, I., Tauvy, M., Nedeleu, A., Berger, Rosencher, V. E., “ Ultimate Performance of Quantum Well Infrared Photodetectors in the Tunneling Regime” *Infrared Physics and Technology*, **52**, 132- 137, 2009
- [56] Helgesen, P., Finstad, T. G., Johannessen, K., “Sequential resonant and nonresonant tunneling in GaAs/AlGaAs multiple quantum wells”, *J. Appl. Phys.*, **69**, 2689-2691. 1991
- [57] Han, Z. Y., Yoon, S. F., Radhakrishnan, K., “Electrical characteristics of GaAs–Al_{0.33}Ga_{0.67}As tunneling structures grown by molecular beam epitaxy”, *Journal of Crystal Growth*, **141**, 51-56, 1994
- [58] Singh, A., Cardimona, D. A., “Design Issues Relating to Low Temperature Dark Current in Quantum Well Infrared Photodetectors”, *Opt. Eng.*, 38(8), 1424- 1432, 1999
- [59] <http://een.iust.ac.ir/profs/Sadr/Papers/omd6.5.pdf>
- [60] Nickolaenko, A. E., Gilinsky, A. M., Tsarev, A. V., Zhuravlev, K. S. “Photoluminescence characterization of shallow acceptors in n- GaAs using a surface acoustic wave technique”, *Physica B*, **340- 342**, 333- 336, 2003
- [61] Brandt, O., Kanamoto, K., Tokuda, Y., Tsukada, N., “Optical properties of a high-quality (311)-oriented GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As single quantum well”, *Phys. Rev. B*, 48, 17599–17602, 1993
- [62] Joshi, N. V., *Photoconductivity: Art, Science and Technology (Optical Engineering)*, CRC Press, New York, 1990