

**$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ SÜPERÖRGÜNÜN OPTİKSEL ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ**

Esra YÜKSELTÜRK

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**EYLÜL 2010
ANKARA**

Esra YÜKSELTÜRK tarafından hazırlanan “ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ SÜPERÖRGÜNÜN OPTİKSEL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ” adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Doç.Dr. M. Mahir BÜLBÜL

.....

Tez Danışmanı, Fizik Anabilim Dalı

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği ile Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans olarak kabul edilmiştir.

Prof.Dr.Süleyman ÖZÇELİK

.....

Fizik Anabilim Dalı, G. Ü.

Doç.Dr. M.Mahir BÜLBÜL

.....

Fizik Anabilim Dalı, G. Ü.

Doç.Dr. İlbilge DÖKME

.....

Fen Bilgisi Eğitimi Anabilim Dalı, G. Ü.

Tarih: 07/09/2010

Bu tez ile G.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Yüksek Lisans derecesini onamıştır.

Prof. Dr. Bilal TOKLU

.....

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Esra YÜKSELTÜRK

**$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ SÜPERÖRGÜNÜN OPTİKSEL ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ
(Yüksek Lisans Tezi)**

Esra YÜKSELTÜRK

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
Eylül 2010**

ÖZET

Bu tez çalışmasında $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ süperörgü numunesi Moleküler Demet Epitaksi (V80H-MBE) ile büyütüldü. Büyütülen $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ bileşik yarıiletkenin optiksel özellikleri Fotolüminesans (FL) ve Spektroskopik Elipsometri (SE) sistemleriyle belirlendi.

Bilim Kodu	: 202.1.147
Anahtar Kelimeler	: Süperörgü, Kuantum kuyuları, Fotolüminesans, Elipsometri
Sayfa Adedi	: 82
Tez Yöneticisi	: Doç. Dr. M. Mahir BÜLBÜL

**EXAMINATION OF OPTICAL PROPERTIES OF AlGaAs/GaAs
SUPERLATTICE
(M.Sc. Thesis)**

Esra YÜKSELTÜRK

**GAZI UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY
September 2010**

ABSTRACT

In this thesis study, AlGaAs/ GaAs superlattice sample is grown with Molecular Beam Epitaxy (V80H-MBE). Optical properties of grown AlGaAs/ GaAs compound semiconductor is determined by Photoluminescence (PL) and Spectroscopic Elipsometry (SE) systems.

Science Code	: 202.1.147
Key Words	: Superlattice, Quantum well, Photoluminescence, Elipsometry
Page Number	: 82
Adviser	: Assoc. Prof. Dr. M. Mahir BÜLBÜL

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca değerli yardım ve katkılarıyla beni yönlendiren Hocam M. Mahir BÜLBÜL'e teşekkürü bir borç bilirim.

Yarıyeten Teknolojileri İleri Araştırma Laboratuvarı direktörü hocamız Prof. Dr. Süleyman ÖZÇELİK'e bize araştırma imkanını sunan bu laboratuvar da çalışmalarımızı yapmamızı sağladığı için çok teşekkür ederim.

Ayrıca her türlü konuda yardım ve bilgilerini esirgemeyen Yrd.Doç.Dr. M.Kemal ÖZTÜRK'e , Araştırma Görevlisi S.Şebnem ÇETİN'e , Yüksek Lisans öğrencisi Yunus ÖZEN'e ve laboratuvar çalışanları tüm arkadaşlara teşekkür ederim.

En önemlisi her zaman desteğini hiç esirgemeyen aileme ve manevi destekleri ile bana moral veren dostlarıma teşekkürü bir borç bilirim.

Bu tez, 2001K120590 numaralı proje kapsamında DPT tarafından desteklenmiştir.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET.....	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	x
RESİMLERİN LİSTESİ	xi
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	xii
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xv
1. GİRİŞ.....	1
2. GENEL BİLGİLER	5
2.1. Yarıiletkenler.....	5
2.1.1. Metallerde, yalıtkanlarda ve yarıiletkenlerde iletkenlik.....	5
2.1.2. Yarıiletken malzemeler	7
2.1.3. Bant aralığı	9
2.1.4. Yarıiletken tipleri	11
2.2. İki boyutlu Sistemler	13
2.2.1. İnce filmler	13
2.2.2. Çoklu yapılar	14
2.2.3. Kuantum kuyu yapıları.....	15
2.2.4. Kuantum kuyuları ve süperörgüler.....	17
2.2.5. Çoklu kuantum kuyular (MQW) ve süperörgüler.....	21
2.3. Süperörgülerin Enerji Spektrumu	22
2.4. İki Boyutlu Sistemlerin Optiksel Özellikleri.....	24

Sayfa

2.4.1. Ara seviye geçişleri	24
2.4.2. Kuantum kuyularında optiksel iyonizasyon	24
2.5. GaAs ve $Al_xGa_{1-x}As$ 'ın $T= 300\text{ K}$ 'deki Fiziksel Parametreleri	25
2.5.1. $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ 'ın bant yapısı	27
3. MOLEKÜLER DEMET EPİTAKSİ(MBE) YÖNTEMİ.....	29
3.1. Epitaksiyel Büyütme	29
3.2. Moleküler Demet Epitaksi (MBE) Yöntemine Giriş ..	29
4.KULLANILAN DENEYSEL SİSTEMLER	35
4.1. Yüksek Çözünürlüklü X-Işını Difraksiyonu (HRXRD)	35
4.2. Fotolüminesans Spektroskopisi.....	39
4.2.1. Fotolüminesans uygulamaları	41
4.2.2. Fotolüminesans uyarma	42
4.2.3. Uyarma enerjisi ve stok değişimi	42
4.2.4. Uyarma şiddeti	43
4.2.5. Fotolüminesans spektrumu	45
4.2.6. Fotolüminesans pik konumları ve enerji seviyeleri	45
4.2.7. Fotolüminesans çizgi genişliği ve ara yüzey pürüzlülüğü	48
4.2.8. Yüzey potansiyeli.....	50
4.2.9. Konuma bağlılık ve taşıyıcı difüzyonu	51
4.2.10. Zamana bağlılık ve geçiş oranları	52
4.2.11. Fotolüminesans ölçümlerinin sıcaklığa bağlılığı	54
4.2.12. Fotolüminesans polarizasyon	55
4.3. Elipsometri	55

Sayfa

5. DENEYSEL DÜZENEK VE ÖLÇÜMLER.....	58
5.1. Fotolüminesans Spektroskopisi.....	58
5.1.1. GaAs/AlGaAs süperörgünün fotolüminesansı.....	63
5.1.2 GaAs/AlGaAs süperörgünün oda sıcaklığında alınan fotolüminesans ölçümleri	63
5.2. Elipsometri Spektroskopisi	65
5.2.1. Deneysel sonuçlar	68
6. SONUÇ VE ÖNERİLER	75
KAYNAKLAR	77
ÖZGEÇMİŞ	82

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. Periyodik cetvelin yarıiletkenlerle ilgili olan bölümü	7
Çizelge 2.2. Önemli elementsel ve bileşik yarıiletkenler.....	8
Çizelge 2.3. Tipik yarıiletkenlerin yasak bant aralığı	10
Çizelge 2.4. Oda sıcaklığında GaAs'a ait bazı fiziksel parametreler.....	26
Çizelge 2.5. Oda sıcaklığında $Al_xGa_{1-x}As$ 'a ait bazı fiziksel parametreler.....	27
Çizelge 4.1. AlGaAs/GaAs numunesinin HRXRD' dan elde edilen parametreleri	38
Çizelge 5.1. GaAs için elde edilen kritik enerji noktaları	72

RESİMLERİN LİSTESİ

Resim	Sayfa
Resim 3.1. V80H-10 MBE sistemi	31
Resim 4.1. Bruker D8 Discover cihazının Göbel kısmı.....	38
Resim 4.2. Kullanılan XRD cihazının görüntüsü (Gazi-STARLAB)	38
Resim 5.1 FL ölçümlerinde kullanılan Horiba Jobin Yvon Fluorolog-3 sistemi.....	62
Resim 5.2. Spektroskopik Elipsometre cihazı	67

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Yalıtkanlar, yarıiletkenler ve metal için tipik iletkenlik aralığı.....	5
Şekil 2.2. Şematik enerji bandı gösterimi (a)metal, (b)yalıtkan, (c)yarıiletken.....	6
Şekil 2.3. Optik soğurma diyagramı, (a)İndirekt bant yarıiletken (Si)ve (b)Direkt bant yarıiletken (GaAs).....	9
Şekil 2.4. Saf ve katkılı yarıiletkenler için termal dengede enerji bant diyagramı, (a) Saf yarıltken, (b)n-tipi, (c)p-tipi	12
Şekil 2.5. (a)Keskin ve (b)geniş heteroeklemlerin iletim bant kenarının potansiyel profili	15
Şekil 2.6. Tekli kuantum kuyu yapısının şematik gösterimi.....	16
Şekil 2.7. İkili kuantum kuyu yapının şematik gösterimi	16
Şekil 2.8. Çoklu kuantum kuyu yapısının şematik gösterimi	17
Şekil 2.9. Süperörgü yapısının şematik gösterimi.....	17
Şekil 2.10. $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ Kuantum kuyusunun bant yapısı	18
Şekil 2.11. Bir kuantum kuyusunda (ikili hetero yapı) dar boşluk tabakasının farklı genişlikleri için bant diyagram.....	19
Şekil 2.12. Periyodik bir kuantum kuyusu sisteminin (süperörgü)bant diyagramı.....	20
Şekil 2.13. MQW(üstte) ve süperörgü (altta) yapılarının şematik iletim bandı profili	22
Şekil 2.14. Bir kuantum kuyusunun enerji profili.....	25
Şekil 2.15. GaAs kristal yapısı (çinko sülfür kristal yapısında).....	26
Şekil 3.1. MBE işleminin şematik diyagramı [V_g -Semicon V80H Klavuz]	30
Şekil 3.2. V80H-10 MBE sisteminin genel görünüşü	32

Şekil	Sayfa
Şekil 3.3. Tipik bir büyütme odası ve burada yer alan elemanlar. 1.Sızma hücreleri, 2.RHEED tabancası, 3.Alttaş ısıtıcısı, 4.Vakum ölçer, 5.Hazırlama odası geçişi, 6.Soğuk paneller, 7. azimuthal dönme mekanizması, 8.Fosfor ekran, 9.Kapaklar (demet kesiciler)	32
Şekil 4.1. Kristal düzlemlerinden x-ışınlarının saçılması	36
Şekil 4.2. X-ışınları difraktometresinin genel geometrisi	37
Şekil 4.3. AlGaAs/GaAs kalibrasyon numunesinin HRXRD eğrisi	39
Şekil 4.4. Işımalı geçiş türleri (a) banttan banda (b) verici (donor) seviyesinden valans bandına (c) iletim bandından alıcı (acceptor) bandına (d) bir orta seviye yoluyla ışımsız geçiş	46
Şekil 4.5. Eksiton dalga fonksiyonlarının ara yüzeylerdeki durumları: (a) iki pürüzlü ara yüzey (b) bir düz ve bir de pürüzlü ara yüzey (c) iki düz ara yüzey	49
Şekil 4.6. Uygulanan potansiyele bağlı olarak değerlik ve iletim bantlarının durumları yüzey	50
Şekil 4.7. GaAs/AlGaAs hetero yapıları için FL dağılım eğrileri.....	53
Şekil 5.1. Fotolüminesans ölçümlerinde kullanılan deneysel düzenek.....	59
Şekil 5.2. FL ölçümlerinde gerçekleşen fiziksel olaylar	60
Şekil 5.3 Birleşim tipleri ve FL spektrum yorumu	61
Şekil 5.4 Tipik bir GaAs FL spektrumu.....	61
Şekil 5.5. Tipik bir GaAs kuantum kuyu FL spektrumu.....	62
Şekil 5.6. Tez çalışmasında kullanılan GaAs/AlGaAs süperörgü (GS025)	63
Şekil 5.7. GaAs/AlGaAs süperörgünün fotolüminesans spektrumu.....	64
Şekil 5.8 Elipsometrinin ana hatları	65
Şekil 5.9. Elipsometri ve modelin grafik eşlemesi.....	66

Şekil	Sayfa
Şekil 5.10. Δ parametresine göre enerji grafiği.....	69
Şekil 5.11. Ψ parametresine göre enerji grafiği	69
Şekil 5.12. Alttaştan elde edilen Ψ , Δ grafiği	70
Şekil 5.13. Spektroskopik elipsometri yöntemiyle elektromanyetik bir dalganın polarizasyon durumunu veren grafik (Ψ , Δ parametrelerine bağlı)	70
Şekil 5.14. Dielektrik fonksiyonunun reel kısmının enerji grafiği.....	71
Şekil 5.15. Dielektrik fonksiyonunun imajiner kısmının enerji grafiği	71
Şekil 5.16. GaAs için enerjiye karşı dalga vektörünün band diyagramı.....	72
Şekil 5.17. Dielektrik fonksiyonunun spektral değişimini gösteren grafik.....	73
Şekil 5.18. Spektroskopik elipsometri yardımıyla ölçülen GaAs'ın dielektrik fonksiyonunu grafiği	73

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış bazı simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
Φ	İş fonksiyonu
μ	Taşıyıcı mobilitesi
τ	Taşıyıcı ömrü
ζ	Fermi enerjisi
h	Planck sabiti
k	Boltzman sabiti
E_g	Yasak enerji aralığı
E_A	Alıcı enerjisi
E_D	Verici enerjisi
E_c	İletim bandı üstü enerjisi
E_v	Valans bandı üstü enerjisi
T	Sıcaklık
Ψ	Dalga fonksiyonu
e	Elektronun yükü
m^*	Elektronun etkin kütlesi
P	Momentum
ϵ	Dielektrik katsayısı
a	Kuantum kuyusu genişliği
b	Bariyer tabakası genişliği
S	Ara yüzey geçiş hızı
R_s	Ara yüzey geçiş oranı
ν	Frekans
V_s	Yüzey potansiyeli

Kısaltmalar**Açıklama****FL**

Fotolüminesans

EL

Elipsometri

SE

Spektroskopik Elipsometri

MOS

Metal-Okside Semiconductor (metal ve yarıiletkenlerden oluşan yapılar)

MQW

Multi Quantum Well (Çoklu kuantum kuyusu)

SRH

Shockley-Read-Hall

MBE

Molecular Beam Epitaxy

MOVPE

Metal Organic Vapour Phase Epitaxy

HR-XRD

Yüksek Çözünürlüklü X-Işınları Difraksiyonu

1. GİRİŞ

Yüzyıllar önce soy metallerin ince filmleri cam ve seramik üzerine dekorasyon olarak kullanılmış olması, 1940'lı yıllardan itibaren yarıiletken teknolojisi üzerine olan ilgiyi günümüze kadar devam ettirmiştir. Son yıllarda teknolojik ve bilimsel araştırmalarda önemli yer tutan yarıiletken malzemeler bütün dünya çapında temel bir araştırma alanı olmuştur. Araştırmalar sonucunda geliştirilen elektronik araçlar günlük hayatımızda, askeri ve uzay teknolojisinde kullanılmaktadır.

Günümüz teknolojisinde III-V ve II-VI yarıiletken bileşikler, lazer uygulamalarından detektör uygulamalarına ve elektronik alanında ise; diyot, varistör, transistör uygulamalarına kadar geniş bir yelpaze de çalışan yarıiletken yapılarıdır [1, 2]. Tabiatta bulunan yarıiletken malzemeler Si ve Ge'dur. Bunlar elementer yarıiletken olup mikrochip üretiminde kullanılmaktadır. Bunun yanı sıra indium-fosfat (InP) ve galyum arsenik (GaAs) gibi ikili, InGaAs gibi üçlü ve InGaAlAs gibi dördü alışımlar da elektronik ve optoelektronik cihazların üretiminde temel elemanlardır. Ancak bu yarıiletkenleri doğada saf olarak bulmak mümkün değildir. Bunlar yapay olarak belirli ileri teknoloji ihtiva eden sistemlerde (yapay büyüme teknikleriyle) üretilebilmektedir. Bu teknikler günümüzde ; Metal Organik Buhar Faz Epitaksi (Metal Organic Vapour Phase Epitaxy: MOVPE), Kimyasal Buhar Birikimi (CVD) ve Moleküler Demet Epitaksi (Molecular Beam Epitaxy: MBE) şeklinde sıralanabilir[3].

MBE sistemi 1970'li yıllarda geliştirilmeye başlandı [4, 5]. MBE yöntemini diğer yöntemlerden ayıran özellikler katkı kontrasyonunun belirlenmesi, büyüme sırasında yüzeyin kontrol edilmesi, çevreye zararlı maddelerin yayılmaması ve kalınlık hassasiyetinin ayarlanmasının oldukça ileri düzeyde oluşturulabilmesidir. MBE sistemi ilk olarak ülkemizde, DPT-2001K120590 nolu proje kapsamında Gazi Üniversitesi Fizik Bölümünde Yarıiletken Malzeme ve Teknolojileri Araştırma Biriminde kurulmuştur [6].

Çeşitli yarıiletken materyal büyütme tekniklerinin gelişmesi ile çok tabakalı yapılara olan ilgide artmıştır. Çokluyapı terimi $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ tek çokluyapı lazerini anlatmak için kullanılmıştır [7, 8]. Çok tabakalı yapıların ve ince filmlerin doğuşu ve incelenmesi ile bu sistemlerin hacimli (bulk) kristallere göre çok farklı ve yeni elektronik özelliklerinin olduğu ortaya çıkmıştır. En önemli değişim kuantumlu yapılarda meydana gelmiştir. Bu yapılarda taşıyıcılar, de Broglie dalga boyu mertebesinde karakteristik bir boyuttaki bir bölgede harekete zorlanır. Bu durumda sistemin pek çok temel özelliğinin (enerji spektrumu gibi) değişimi ile kuantum mekaniksel kanunlar devreye girer. Uygulanan elektrik alan ve saçıcıların (fononlar, kusurlar vb.) etkisi altında taşıyıcı momentumunun iki bileşeni değişebilir. Sonuç olarak, taşıyıcıların davranışı iki boyutlu elektron gazını ortaya koyar.

İki boyutlu elektron gazı yapıları bilinen üç boyutlu elektron ve boşluk sistemlerinden farklı bir dizi eşsiz özelliğe sahiptir. Bu özelliklerin en şaşırtıcı olanı kuantum Hall etkisinin keşfidir (1980). Bu yapılar yeni tür yarıiletken düzeneklere de uygulanabilir [9].

Çoklu yapılar; küçük, hızlı, verimli elektronik ve optoelektronik düzeneklerin geliştirilmesi için önemlidir. Bu yapıların kullanılmasıdaki başlıca neden; materyal ara yüzeylerinde elektronların ve boşlukların potansiyel enerjisini değiştirmektir. Yüzey ve ara yüzeylerde eksitonların davranışı, hetero yapılarda baskındır. Bu nedenle pek çok mikroelettronik düzeneklerin performansı heteroeklemlerin özellikleri yüzünden sınırlı durumdadır. Düzgün, atomik olarak keskin (abrupt) ara yüzeyler, elektriksel yansıma ve yüksek taşıyıcı mobilitesi için numunelerde bulunması gereken özelliklerdir. Kusurlar ve katkılar elektronlar ve boşluklar için yeni enerji seviyeleri oluştururlar ve onların hareketlerini, geçiş enerjileri ile ömürlerini değiştirirler.

Yeterli enerjiye sahip olan ışık numuneye gönderildiğinde fotonlar soğurulur ve elektronik eksitonlar oluşur. Uyarılarak daha üst enerji seviyelerine çıkan elektronlar temel enerji seviyelerine dönerlerken ışımalı geçiş olursa yayılan ışık fotoluminesans olarak bilinir [10]. Bu ışık fotonla uyarılabilen (photoexcited)

numuneler hakkında bilgi edinmek için toplanabilir ve analiz edilebilir. Fotolüminesans (FL) spektrumu, geçiş enerjilerini verir. Bu durum elektronik enerji seviyelerini ifade etmekte kullanılabilir. FL şiddeti, ışımalı ve ışımasız geçişlerin görelî hızının bir ölçümünü verir. Sıcaklık ve uygulanan voltaj gibi dış parametreler ile FL şiddetindeki değışiklik belli başlı elektronik enerji durumlarını ve enerji bantlarını karakterize etmekte kullanılır [11].

FL sinyalleri üç temel özellikle karakterize edilir. Bunlar enerji, şiddet ve polarizasyondur. Çünkü FL, elektronik seviyeler arasındaki optik geçişlerin sonucu oluşur. FL spektrumu, meteryaldeki enerji seviyelerinde bulunan elektronlar üzerine net ve eksiksiz bilgiler verir.

FL pikleri, fotonla uyarılan elektronların yoğunluğuna bağılıdır ve uyarıcı ışığın şiddeti çeşitli parametreleri kontrol etmek için ayarlanabilir. Numunenin türü ve kalitesi değıştiğinde fotolüminesans pikleri, uyarmanın konumu ile değışecektir. Kısa lazer pikleri hemen hemen anlık uyarılmış popölasyonlar üretir.

FL, bir numunenin yüzeyinde meydana geldiğî için yüzey karakterizasyonu için önem taşır. Bu amaçla FL, yüzey ve ara yüzeylerin yakınlarında uzanan elektronik durumları elde etmek için de kullanılır. Enerji dağılımı ve ara yüzey durumlarının yoğunluğu FL spektrumunun uyarma şiddetine bağımlılığının incelenmesiyle araştırılabilir [12].

Bu çalışmada, elektronik ve optoelektronik cihazların yapımında kullanılabilecek III-V yarıiletkenlerinden GaAs ve üçlü yarıiletkenlerden AlGaAs çoklu kuantum yapısı MBE tekniğî ile büyütüldü. Oluşan süperörgü numunenin elipsometre ve fotolüminesans spektrumları 300 K sıcaklığında incelendi.

Elipsometre , tüm katı maddelerin özelliklerini belirlemek için kullanılan ve numune yüzeyinden yansıyan ışığın polarizasyonundaki değışimine dayanan bir ölçüm

teknikidir. Bu ölçüm tekniği ile filmin kalınlığı, kırılma indisi, sönüm katsayısı, kristallliği, kompozisyonu, derinlemesine ya da alansal tek biçimliliği ve mikroyapısı gibi özellikler analiz edilebilmektedir.

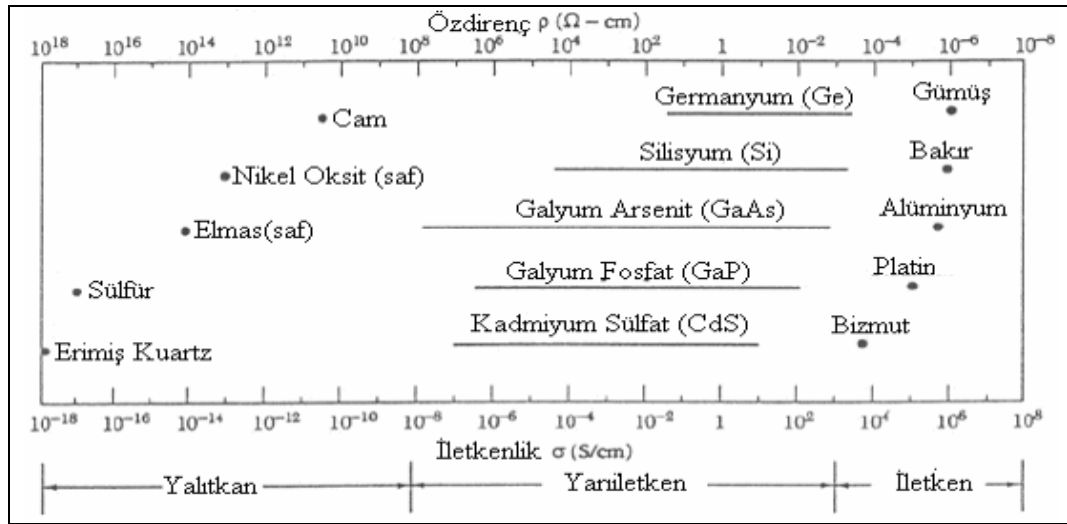
Bu tez çalışmasının ikinci bölümünde yarıiletkenler, kuantum kuyular, çoklu kuantum kuyuları (MQW) ve süperörgülerin özellikleri birbirleriyle karşılaştırılarak verilmiştir. Ayrıca GaAs ve $Al_xGa_{1-x}As$ 'ın $T= 300\text{ K}$ 'deki fiziksel parametreleri, $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ 'ın bant yapısı hakkında bilgi verildi. Üçüncü bölümde büyütme teknikleri, dördüncü bölümde ise fotoluminesans ve elipsometri , beşinci bölümde de deneysel çalışmalara yer verilmiştir. Çalışmanın altıncı bölümünde yapılan ölçümlerle ilgili kısa bir sonuç değerlendirmesi yapılmıştır.

2.GENEL BİLGİLER

2.1. Yarıiletkenler

2.1.1. Metallerde, yalıtkanlarda ve yarıiletkenlerde iletkenlik

Katı haldeki malzemeler, iletkenliklerine (özdirenç: $\rho=1/\sigma$) göre yalıtkanlar, yarıiletkenler ve metaller olmak üzere gruplandırılabilirler (Şekil 2.1) [13].



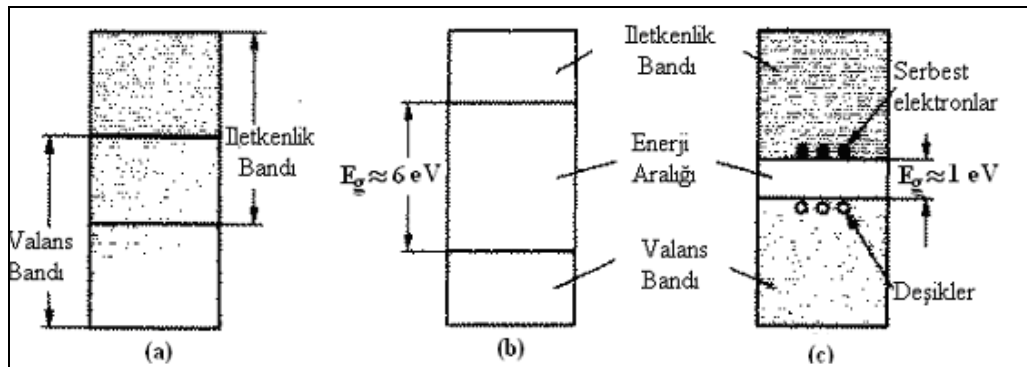
Şekil 2.1. Yalıtkanlar, yarıiletkenler ve metaller için tipik iletkenlik aralığı

(i) Metaller (10^4 S/cm $< \sigma < 10^6$ S/cm)

Metallerin (iletkenler), iletkenlik bandı ya kısmen boş yada valans bandı ile çakışmış durumdadır [14], böylece yasak bant aralığı (E_g) yoktur (Şekil 2.2(c)) [13]. Sonuç olarak, kısmen dolu olan valans bandının tepesinde bulunan elektronlar, uygulanan küçük bir elektrik alandan kinetik enerji kazanarak, yakındaki enerji seviyesine doğru hareket edebilirler.

(ii) Yalıtkanlar ($10^{-18} \text{ S/cm} < \sigma < 10^{-8} \text{ S/cm}$)

Yalıtkanlarda, valans elektronlarının komşu atomlarla yaptığı güçlü bağları kırmak çok zordur ve sonuç olarak oda sıcaklığında ya da oda sıcaklığı civarındaki sıcaklıklarda, akım iletimine katılacak serbest elektronlar yoktur. Şekil 2.2(b)'de görüldüğü gibi, yalıtkanlar geniş bant aralığı ile karakterize edilirler ve valans bandındaki tüm enerji seviyeleri elektronlar tarafından doldurulmuş, iletkenlik bandındaki tüm enerji seviyeleri ise boştur [13]. Termal enerji ya da uygulanan elektrik alan (elektrik alan şiddetinin elektron yapısını bozacak kadar büyük olmadığı varsayılır) [15] nedeniyle kazanılan enerji, valans bandının en tepesinde bulunan elektronları iletkenlik bandına göndermek için yeterli değildir. Böylece, çok az sayıdaki elektron iletkenlik bandı seviyelerini işgal eder.



Şekil 2.2 Şematik enerji bandı gösterimi (a) metal, (b) yalıtkan ve (c) yarıiletken

(iii) Yarıiletkenler ($10^{-8} \text{ S/cm} < \sigma < 10^4 \text{ S/cm}$)

Kristal örgünün periyodikliği nedeniyle yarıiletkenlerde, izinli ve yasaklanmış enerji bölgeleri vardır (yasak bant aralığı) ve bu yasak bant aralığı 1 eV mertebesinde olup (dar bant aralıklı malzeme), yarıiletkenlerin birçok özelliklerini tanımlamakta kullanılan önemli bir parametredir. İzinli enerji bölgeleri yasak bandın altında ve üstünde yerleşir. Yasak bandın altında kalan ve bağlı elektronların oluşturduğu enerji bölgesi valans bandı ve üstünde kalan serbest elektronların oluşturduğu enerji bölgesi iletkenlik bandı olarak adlandırılır [16]. Şekil 2.2(c)'de yarıiletkenlerin bant diyagramı gösterilmiştir.

$T = 0 \text{ K}$ 'de, tüm elektronlar valans bandındadır. İletkenlik bandında bir çok boş seviye olduğundan, uygulanan küçük bir potansiyel bu elektronları kolaylıkla hareket ettirebilir ve bir akım meydana gelir. Yarıiletkenlerin iletkenliği genellikle sıcaklığa, aydınlatmaya, manyetik alana, basınca ve safsızlık atomlarının konsantrasyonuna bağlıdır. İletkenlikteki bu tür bağımlılıklar, yarıiletkenleri elektronik uygulamalar için en önemli malzemelerden biri haline getirir.

2.1.2. Yarıiletken malzemeler

Yarıiletken malzeme çalışmalarına 19. yüzyılın başlarında başlanmış ve bu yıllar boyunca, oldukça fazla sayıda yarıiletken malzeme bulunmuştur. Çizelge 2.1'de periyodik tablonun yarıiletkenlerle ilgili olan bölümü gösterilmiştir.

Çizelge 2.1 Periyodik cetvelin yarıiletkenlerle ilgili olan bölümü

Periyot	II.Sütun	III.Sütun	IV.Sütun	V.Sütun	VI.Sütun
2		B	C	N	O
3	Mg	Al	Si	P	S
4	Zn	Ga	Ge	As	Se
5	Cd	In	Sn	Sb	Te
6	Hg		Pb		

(i) Elementsel yarıiletkenler

Ge ve Si, tek tip atomlardan oluşan yarıiletkenlerdir. Her bir atom, bir elektronunu en yakın komşusuyla ortaklaşa kullanarak kuvvetli bir bağ (kovalent bağ) oluşturur. Önemli elementsel ve bileşik yarıiletkenler Çizelge 2.2'de verilmiştir.

(ii) Bileşik yarıiletkenler

İki yada daha çok elementten meydana gelen yarıiletkenlerdir ve elementlerin elektronegatifliklerindeki farklılıktan dolayı, kristal bağlanma iyonik ve kovalent bağlanmanın bir kombinasyonudur.

(iii) Alaşım yarıiletkenler

Bileşiğe üçüncü bir elementin eklenmesiyle meydana gelirler. $Al_xGa_{1-x}As$ bu yapıya örnektir. Burada x alt indisi, elementlerin alaşımdaki oranını göstermektedir. Ayrıca $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$ gibi dördü yarıiletken alaşımlara bir örnektir. Bu tipteki yarıiletkenler, birçok ikili ve üçlü bileşik yarıiletkenlerin birleşiminden elde edilir. Kimyasal formülde yer alan x ve y alt indisleri, elementlerin alaşımdaki oranını göstermektedir [17].

Çizelge 2.2 Önemli elementsel ve bileşik yarıiletkenler

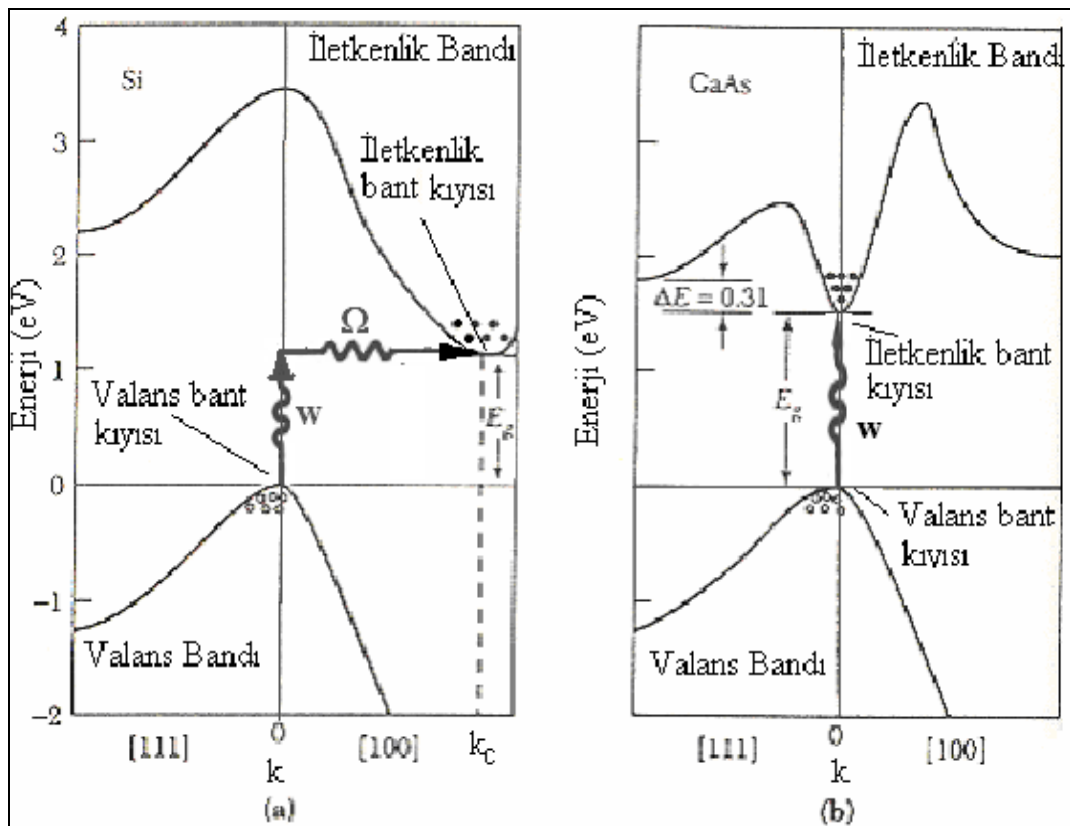
Genel Sınıflandırma	Yarıiletken	
	Sembol	İsim
Element	Ge	Germanyum
	Si	Silisyum
İkili bileşik		
IV-IV	SiC	Silisyum karbit
III-V	AlAs	Alüminyum arsenit
	GaAs	Galyum arsenit
	GaN	Galyum nitrat
	GaP	Galyum fosfat
	InP	İndiyum fosfat
II-VI	ZnO	Çinko oksit
	ZnS	Çinko sülfür
	CdSe	Kadmiyum selenit
	CdTe	Kadmiyum tellür
IV-VI	PbS	Kurşun sülfür
	PbTe	Kurşun tellür
Üçlü bileşik		
	$Al_xGa_{1-x}As$	Alüminyum galyum arsenit
	$Al_xIn_{1-x}As$	Alüminyum indiyum arsenit
	$GaAs_{1-x}P_x$	Galyum arsenit fosfat
	$Ga_xIn_{1-x}As$	Galyum indiyum arsenit
Dördlü bileşik		
	$Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$	Alüminyum indiyum arsenik fosfat
	$Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$	Alüminyum galyum arsenik antimonit
	$Al_xGa_{1-x}As_yN_{1-y}$	Alüminyum galyum arsenik nitrat
	$In_xGa_{1-x}As_yN_{1-y}$	İndiyum galyum arsenik nitrat

2.1.3. Bant aralığı

Bir yarıiletkenin temel tanımı, 1.Brillouin Bölgesinde bulunan elektronun enerjisinin (E), dalga vektörü ($\vec{k}$) ne bağlı olarak değişmesi ile tanımlanır.

(i) Direkt bant yarıiletkenler (Doğrudan soğurma)

Teknolojik öneme sahip yarıiletkenlerde, valans bandının maksimumu ile iletkenlik bandının minimumu 1.Brillouin Bölgesinin merkezinde bulunan gama noktası (Γ) diye bilinen $\vec{k}=0$ noktasında oluşur. Bant aralığı bu şekilde olan yarıiletkenlere “direkt bant yarıiletkenler” denir. Şekil 2.3(b)’de direkt bant yarıiletkenlerin optik soğurma diyagramı verilmiştir. Direkt geçiş $\vec{k}$ değerinde önemli bir değişikliğe yol açmaz, çünkü soğurulan fotonun dalga vektörü küçüktür.



Şekil 2.3 Optik soğurma diyagramı, (a) İndirekt bant yarıiletken (Si) ve (b) Direkt bant yarıiletken (GaAs). Halkalar (o) valans bandındaki boşlukları ve noktalarda (•) iletkenlik bandındaki elektronları gösteriyor.

Sürekli optik soğurma bölgesinin eşik frekansı w ise, bant aralığı $E_g = \hbar w$ ile verilir. Doğrudan soğurma olayında, bir foton kristal tarafından soğurulurken, bir elektron ve bir deşik yaratılır. İletkenlik bandı minimumu ve valans bandı maksimumu aynı momentumda ($\vec{k}=0$ noktasında $p=0$) olduğu için, elektron valans bandından iletkenlik bandına, momentumunu değiştirmeden geçebilir.

(ii) İndirekt bant yarıiletkenler (Dolaylı soğurma)

Bu tip yarıiletkenlerde iletkenlik bandı minimumu ile valans bandı maksimumu aynı doğrultuda değildir. Elektronun, valans bandının maksimumundan, iletkenlik bandının minimumuna geçiş yapması için, enerjisinin yanı sıra momentumunu da değiştirmesi gerekmektedir. Şekil 2.3(a)'da indirekt bant yarıiletkenlerin optik soğurma diyagramı verilmiştir.

İndirekt geçiş hem foton, hem de fonon içerir; foton enerji sağlar, fonon ise momentum sağlar. Minimum enerji aralığında doğrudan bir foton geçişi, dalga vektörü korunumu koşuluyla sağlanamaz, çünkü bu enerji aralığında foton momentumu çok küçüktür.

Yarıiletkenlerde yasak bant aralığı (E_g), iletkenlik bandının (E_c) en düşük enerjisi (iletkenlik bant kuyusu) ile valans bandının (E_v) en yüksek enerjisi (valans bant kuyusu) arasındaki enerji farkıdır. Tipik yarıiletkenlerin bant aralıkları Çizelge 2.3'te verilmiştir [15].

Çizelge 2.3 Tipik yarıiletkenlerin yasak bant aralığı [15].
(d=direkt bant , i=indirekt bant)

Kristal	Aralık	$E_g(\text{eV})$		Kristal	Aralık	$E_g(\text{eV})$	
		0 K	300K			0 K	300 K
Elmas	i	5.47		GaAs	d	1.52	1.42
Si	i	1.17	1.11	InP	d	1.42	1.27
Ge	i	0.74	0.66	GaP	i	2.32	2.25

2.1.4. Yarıiletken tipleri

Oda sıcaklığında yarıiletken malzemenin atomlarının termal enerjileri, ilettime katılacak çok az sayıda elektron sağlar. Yüksek sıcaklıklarda, termal titreşim kovalent bağları kırabilir. Bağ kırıldığında, serbest kalan elektron, akım iletimine katılır. Kovalent bağda bir elektron boşluğu (eksikliği) meydana gelir. Bu boşluk komşu elektronlardan birisi tarafından doldurulabilir. Sonuç olarak, boşluk pozisyonunda bir kayma meydana gelir. Böylece, boşluğu elektrona benzer bir parçacık olarak düşünebiliriz. Bu hayali parçacık “deşik” olarak adlandırılır. Pozitif yük taşır ve uygulanan elektrik alan altında elektronun yönüne ters yönde hareket eder. Böylece hem elektronlar ve hem dedeşikler iletkenliğe katkıda bulunurlar.

(i)Saf (intrinsic) yarıiletkenler

Saf (katkısız, intrinsic) yarıiletken ilginç bir malzemedir. Saf yarıiletken davranışı yalıtkan katılarda yasak enerji aralığının yeterince büyüklükte olması ile elektronların termal olarak dolu bandın üst kısmından diğer boş bandın alt kısmına uyarılması ile elde edilir. Dolu bant valans (değerlik) bandı olarak bir sonraki boş bant ise iletkenlik bandı olarak tanımlanır.

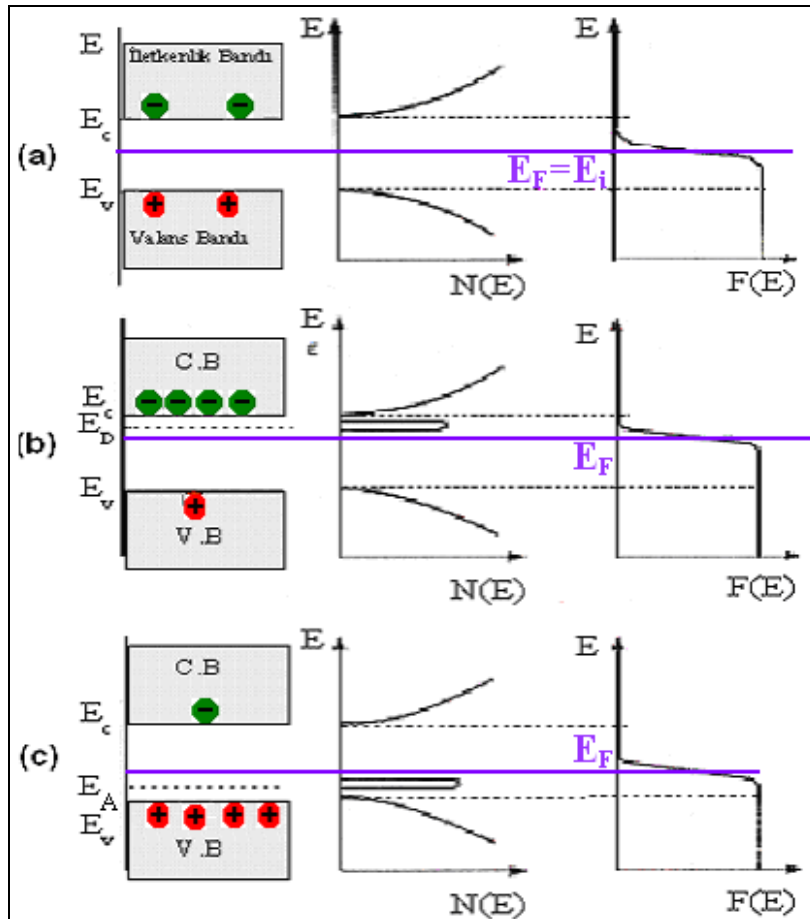
Eğer yarıiletken tamamen saf ve kristal yapısı açısından mükemmel ise n_0 ve p_0 yoğunluğu eşit olmalıdır. Yani $n_0=p_0=n_i$ olur. Burada n_0 ve p_0 sırasıyla termodinamik denge durumu için iletkenlik bandı elektronlarının ve valans bandı boşluklarının yoğunluğunu verir. Burada n_i ise saf taşıyıcı yoğunludur. İletkenlik bandı elektronları sadece valans bandı elektronlarının uyarılması ile üretilir. Fermi seviyesi serbest boşlukların ve elektronların her ikisinin de enerji dağılımını karakterize eder ve asal yarıiletkenlerde taşıyıcı kütlelerinin de eşit olması durumunda bant aralığının tam ortasındadır (Şekil 2.4(a)).

Fermi enerjisi (E_F), N elektronlu sistem için, mutlak sıcaklıkta dolu olan en yüksekteki yörünge'nin enerjisidir. Sıcaklık arttığında, elektronların kinetik enerjileri artar. Mutlak sıfırda boş olan bazı enerji düzeyleri dolmaya, dolu olan bazı

düzeylerde boşalmaya başlar. O halde, elektronların E enerjisine sahip bir elektronik seviyeyi doldurma olasılığı Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu ile şu şekilde verilir:

$$F(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/kT}} \quad (2.1)$$

Burada k Boltzman sabiti, T mutlak sıcaklık (K), ve E_F ise Fermi seviyesinin enerjisidir. Saf yarıiletkenler için Fermi seviyesi E_i , bant aralığının hemen hemen ortasında yer alır (13). Şekil 2.4(a)'da saf yarıiletkenlerin termal dengedeki enerji-bant diyagramı gösterilmiştir.



Şekil 2.4 Saf ve katkılı yarıiletkenler için termal dengede enerji bant diyagramı, (a) $n_0 = p_0 = n_i$ şartının sağlanması için Fermi seviyesi genellikle yasak enerji aralığı ortasındadır. (b) Aynı yarıiletkende $n_0 > p_0 > n_i$ şartını sağlamak için donör safsızlıkları ilave edilmiş n-tipi yarıiletken. (c) p-tipi iletkenlik $p_0 > n_i > n_0$ şartının sağlanması için Fermi seviyesi valans bandına yakın.

(ii)Katkılı yarıiletkenler

Katkılanmış bir yarıiletken katkı (extrinsic) bir malzemedir ve bir çok farklı yarıiletken aygıtın oluşturulabilmesinin en önemli kaynağıdır. Yarıiletken safsızlık atomları (donorlar veya akseptörler) tarafından katkılандığı zaman, yarıiletken katkı yarıiletken haline gelir ve safsızlık enerji seviyeleri ortaya çıkar (Şekil 2.4(b) ve (c)).

Yarıiletkene elektron verebilen katkı atomları “donor (verici)” olarak adlandırılır ve çoğunluk taşıyıcılar elektronlar olduğu için, yarıiletken n-tipi yarıiletken haline gelir. Yarıiletkenden elektron alan katkı atomları da “akseptör (alıcı)” olarak adlandırılır ve yarıiletkende çoğunluk taşıyıcılar deşikler olduğu için yarıiletken p-tipi yarıiletken haline gelmiştir. Katkılı yarıiletkenlerde Fermi seviyesi iletkenlik bandının tabanına doğru (n-tipi) veya valans bandının tepesine doğru (p-tipi) hareket eder (Şekil 2.4).

2.2. İki Boyutlu Sistemler

2.2.1. İnce filmler

Alt tabaka olarak katı bir malzeme üzerine, malzemenin temel özelliklerinin ölçülmesi için hem doğrudan bir fiziksel işlemle hem de bir kimyasal ya da elektrokimyasal reaksiyonlarla ince film şeklinde katı bir malzeme oluşturulur. Yalnız başına atomik, moleküler ya da iyonik durumlar hem buharlaştırma hem de sıvı formunda oluşturulabilir. İnce film depolama teknikleri iki ana kategoriye ayrılabilir:

1. Gaz halde katılama
2. Sıvı/çözelti halde katılama

Burada üzerinde durulması gereken, filmin önemli bir özelliği ve filmin özelliklerini sınırlayan parametre olan, küçük film kalınlığının ölçülmesinin basit olmadığıdır. Bir alt tabaka üzerine doğrudan dağıtılarak ya da yapıştırılarak oluşturulan filmler

kalınlıklarından dolayı kalın filmler olarak adlandırılır ve bunların özellikleri önemli ölçüde ince filmlerden farklıdır.

İnce filmler küçük kalınlıkları, geniş yüzeye karşı hacim oranı ve büyütme tekniklerinin direk sonucu olarak iyi bir fiziksel yapı oluştururlar. İnce filmler oluşurken bunu oluşturan maddenin toz halindeki özellikleri ile ince film oluştuktan sonraki özellikleri arasında sapmalar başlar. Değişik ortam koşullarında; ince filmlerin yapısal, elektriksel ve optiksel özellikleri üzerinde durulmaya başlanmıştır. İnce filmlerin büyük yüzeye sahip olmalarına karşın hacim oranı onları küçük kalınlık ve mikroyapıların oluşturulmasına sebep olduğundan bu filmler gaz soğurması, difüzyon olaylarına maruz bırakılabilir [18].

2.2.2. Çoklu yapılar

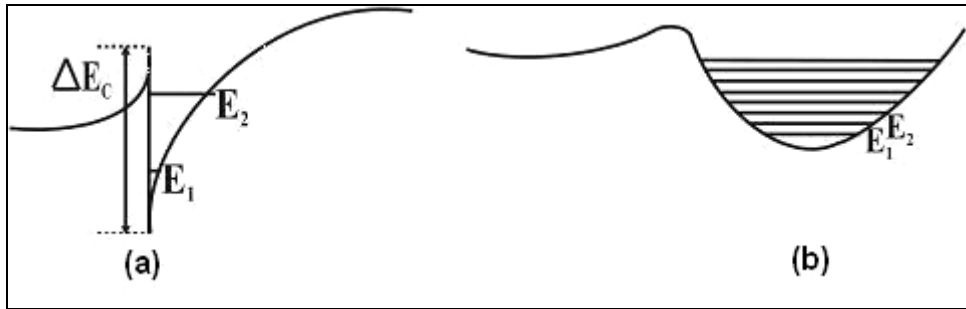
Çoklu yapı terimi ilk olarak $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ tek çoklu yapı lazerini anlatmak için kullanılmıştır [7, 8]. Çoklu yapı terimi, çok-katlı, çok bileşenli, tek-kristal, örgü uyumlu ve mükemmel ara yüzeyli yarıiletken yapıları daha genel bir tanım olan çoklu kavşak teriminden ayırmak için kullanılır.

Çoklu bir yapı benzer yapıdaki materyallerin birbirine ideal bir şekilde birleşimi ile oluşur. İdeal bir çoklu yapının hazırlanabilmesi için farklı türden malzemelerin aynı kristal yapıya (veya en azından aynı simetriye) sahip olmaları gerekir. Bu gereksinim temel III- V yarıiletken tarafından sağlanmaktadır. İkinci bir gereksinim ise hazırlanan çoklu yapıda gerinme oluşmamasıdır. Çünkü gerinme kritik bir kalınlıktan sonra tabakalarda kusurların oluşmasına sebep olmaktadır.

Çoklu yapıları esas alan cihazlarda aktif bölge, ara yüzeyler ya da ara yüzeylere yakın bölgelerdir [19]. Bu yüzden yüksek performans için mükemmel ara yüzeylere sahip ideal çoklu yapılar hazırlanmalıdır. Aksi halde ara yüzey boyunca hareket eden elektronlar kusurlar tarafından saçılır. Gerinmenin oluşmadığı bir çoklu yapı birbirlerine yakın örgü sabitine sahip malzemelerin birleştirilmesi ile sağlanabilir [19]. Ayrıca birleştirilen malzemelerin termal genleşme katsayıları da göz önünde

tutulmalıdır. Birleştirilen malzemelerin termal genleşme katsayılarının çok farklı olması durumunda yüksek sıcaklıklarda oluşturulan çoklu yapıların oda sıcaklığına soğutulması durumunda gerilme meydana gelir.

Günümüzde kaliteli epitaksiyel çoklu yapıların üretimi için kullanılan en popüler teknik MBE büyütme tekniğidir. MBE’de ultra yüksek vakum şartları altındaki ($\sim 10^{-11}$ mbar) bir numune üzerine, ayrı kaynaklardan, istenen elementlerin (Ga, Al, N gibi) moleküler ışın demetleri gönderilir. Kristalin özellikleri, bu sistemde büyütme sırasında kontrol edilebilir. Birkaç monolayer kalınlıkta tabakalara sahip yarıiletkenler ile keskin heteroeklemler büyütülebilir. Bu yapılarda, enerji seviyeleri arasındaki mesafeler dardır ve kuantum boyut etkilerinin gözlenmesi daha zordur (Şekil 2.5).

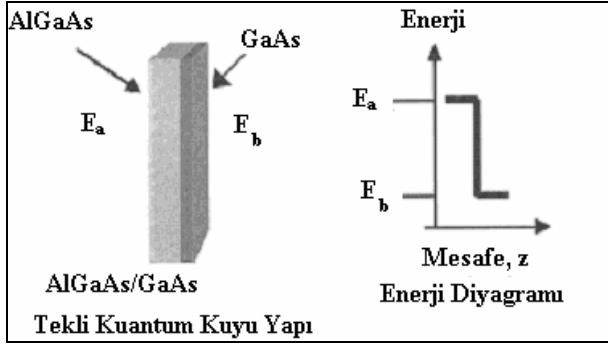


Şekil 2.5. (a) Keskin ve (b) geniş heteroeklemlerin iletim bant kenarının potansiyel profili

2.2.3. Kuantum kuyu yapıları

(i) Tekli kuantum kuyusu

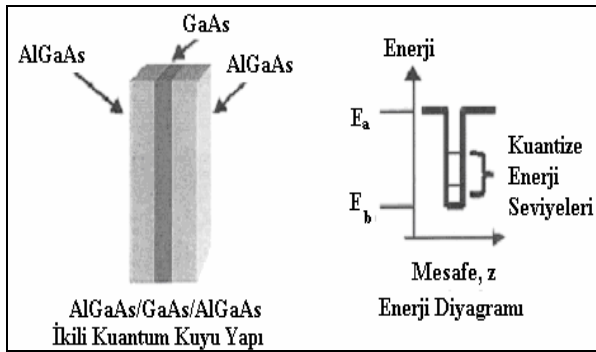
Bir tekli kuantum kuyu yapısı; bir uygun taban numune üzerine ikili, üçlü veya dörtlü yarıiletken alaşımların bir ultra ince tabaka olarak çoklu epitaksiyel olarak büyütülmesiyle elde edilir. Bu yapılara örnek olarak InP/GaAs, AlGaAs/GaAs, Si/Ge yapıları verilebilir. Tekli kuantum kuyu yapısının şematik gösterimi Şekil 2.6’da verildi.



Şekil 2.6. Tekli kuantum kuyu yapısının şematik gösterimi

(ii) İkili kuantum kuyusu

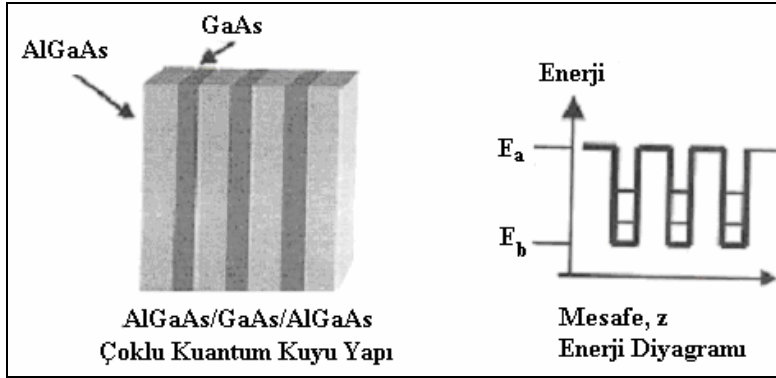
Bir ikili kuantum kuyu yapısı; bir dar bant aralıklı ultra ince tabakanın, geniş bant aralıklı tabakalar arasına sandiviçlenerek yerleştirildiği yapılardır. Geniş bant aralıklı yapılar genellikle aynı yarıiletkenlerdir. AlGaAs/GaAs/AlGaAs bu yapıya örnek olarak verilebilir. Şekil 2.7’de ikili kuantum kuyu yapısının şematik gösterimi verilmiştir.



Şekil 2.7. İkili kuantum kuyu yapısının şematik gösterimi

(iii) Çoklu kuantum kuyusu

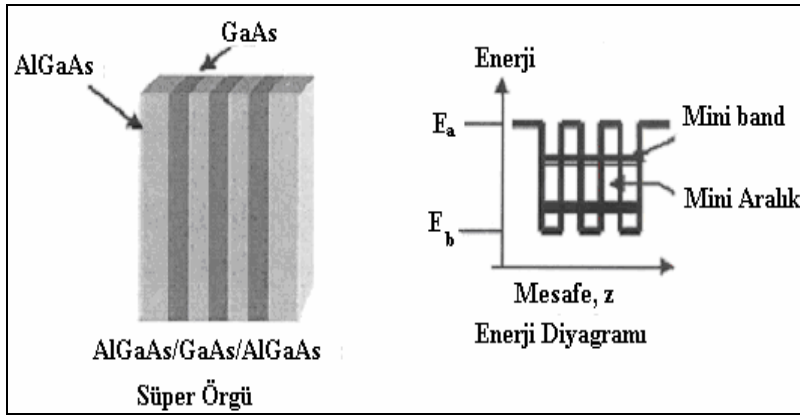
Çoklu kuantum kuyu yapısı; dar ve geniş bant aralıklı tabakaların birini diğerinin üzerine büyüdüğü çoklu yapıdır (Şekil 2.8). Genellikle geniş bant aralıklı materyaller, değişik kuantum kuyularındaki elektronlar arasında iletişimi sağlayan bir bariyer şeklindedir.



Şekil 2.8. Çoklu kuantum kuyu yapısının şematik gösterimi

(iv) Süper örgü

Potansiyel bariyerler yeterli kalınlıkta değilse, kuyular içindeki enerji düzeyleri kesikli yapısını kaybeder ve minibantlar ile mini aralıklar oluşturur. Bu yapıya süperörgü denir. Şekil 2.9’da süperörgünün şematik yapısı görülmektedir.

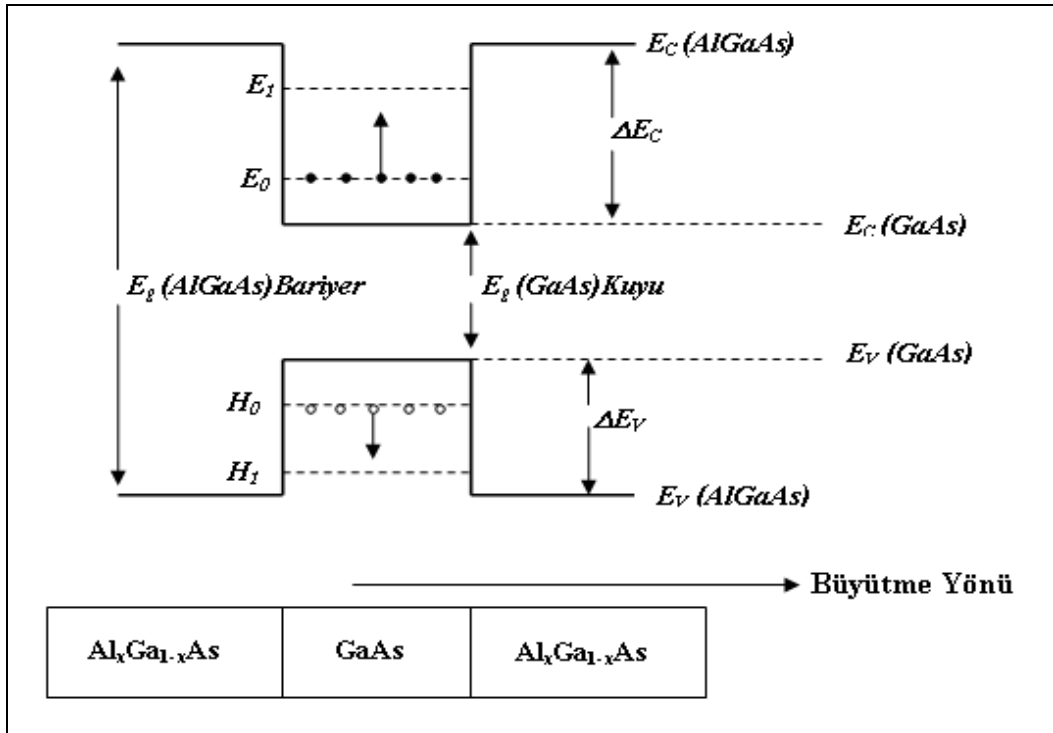


Şekil 2.9. Süper örgü yapısının şematik gösterimi

2.2.4. Kuantum kuyuları ve süper örgüler

Günümüzde bulk (külçe) malzemedeki elektronik ve optik özellikler ile ilgilenilmektedir. Böyle külçe malzemelerde, elektronların ortalama serbest yolu veya de Broglie dalgaboyu ($\sim 200-400 \text{ Å}$) numune boyutlarından çok daha küçüktür. Yarıiletkenin boyutları, taşıyıcıların ortalama serbest yolu ile kıyaslanabilir olduğu zaman, Kuantum Boyut Etkisi önem kazanır ve bu da malzemenin elektronik

özelliklerini etkiler [20, 21]. Yarıiletken mikroyapıların çoğu, heteroeklem yapıya dayanır [22]. Bu yapılar için en çok kullanılan malzemeler de GaAs ve $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 'dir. İletkenlik bandındaki potansiyel bariyerinin büyük olmasını sağlamak için alüminyum konsantrasyonu genellikle %30-35 civarında seçilir, ancak alaşım malzeme $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ hala direk yasak bant aralığına sahiptir [20, 23]. Böyle yapılarda, kalınlıkları, elektronun ortalama serbest yolu ile kıyaslanabilir nitelikte olan ve band aralığı enerjisine sahip iki yarıiletken birbirini ardına sıralanmıştır. Çift heteroekleme sahip olan bu sistem, İki Boyutlu Yapı ya da Kuantum Kuyusu olarak adlandırılır. Böyle adlandırılmasının sebebi, dar yasak bant aralığına sahip yarıiletken tabakasının yeterince ince olmasından dolayı, taşıyıcıların hareketinin büyütme doğrultusunda kuantize, diğer iki doğrultuda ise serbest oluşudur. Şekil 2.10'da gösterildiği gibi elde edilen kuyu yapısı elektronların bir yönelimdeki (z-doğrultusu) hareketini sınırlarken diğer iki yönelimdeki (x-y doğrultuları) hareketlerini serbest bırakır. Kuyunun genişliği yeterince küçük olursa, kuyunun içerisindeki elektronların hareketi büyütme yönünde kuantize olur ve bu yöndeki enerji seviyeleri farklı değerler alır [24,25].

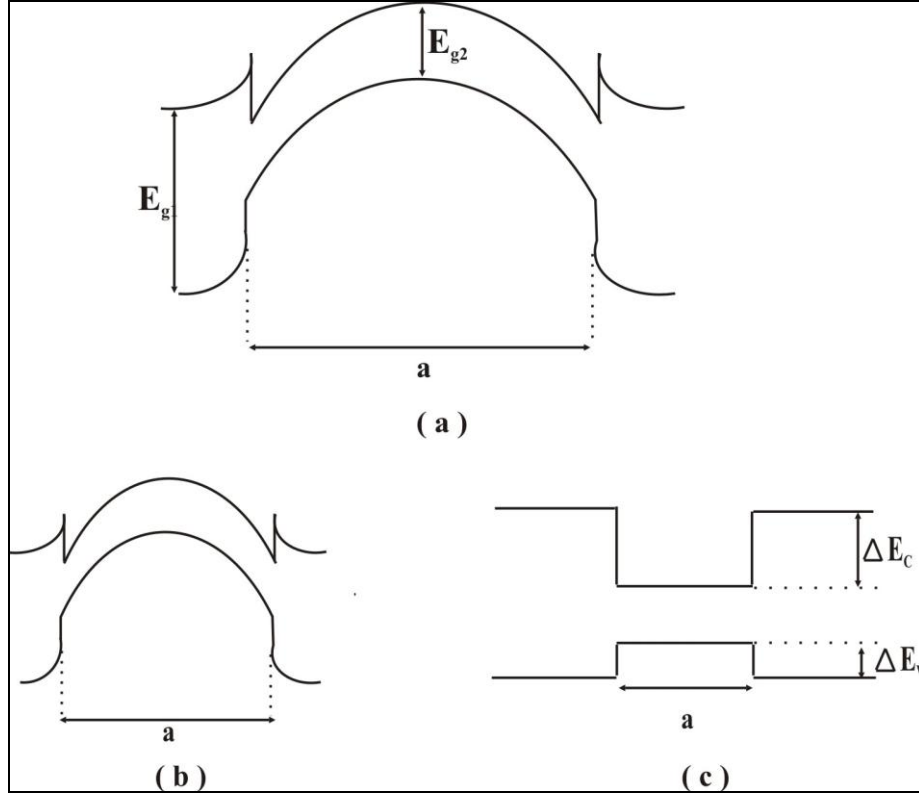


Şekil 2.10 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ Kuantum kuyusunun band yapısı [26].

Bir kuantum kuyu yapılandırması için basit bir heteroeklem yapı düşünelim. Merkezi dar boşluk tabakasının a genişliği azaltılırken bu yapının enerji bant diyagramının nasıl değiştiğini inceleyelim (Şekil 2.11). Kritik bir kuyu genişliği değeri için (a), tabakada merkezi nötr bölüm kaybolur ve tüm tabaka yoğunluğu eN_D olan iyonize olmuş vericiler (donorlar) tarafından dolar. Bu durumda kuyu içindeki potansiyelin parabolik şekilde olacağı Poisson denkleminde kolayca görülebilir.

$$\Delta\phi = \frac{\pi e N_D a^2}{2\epsilon} \quad (2.2)$$

Eş. 2.2’de görüldüğü gibi kuyu içindeki potansiyel ile kuyunun genişliği arasında parabolik bir ilişki vardır. a daha da küçültülürse $e\Delta\phi$ değeri küçülür. Bu durumda bant bükülmesi ihmal edilebilir ve iletim bandında genişliği a , derinliği ΔE_c olan bir kare kuyunun olduğu varsayılabilir (Şekil 2.11.c).



Şekil 2.11. Bir kuantum kuyusunda (ikili hetero yapı) dar boşluk tabakasının farklı genişlikleri için bant diyagramı

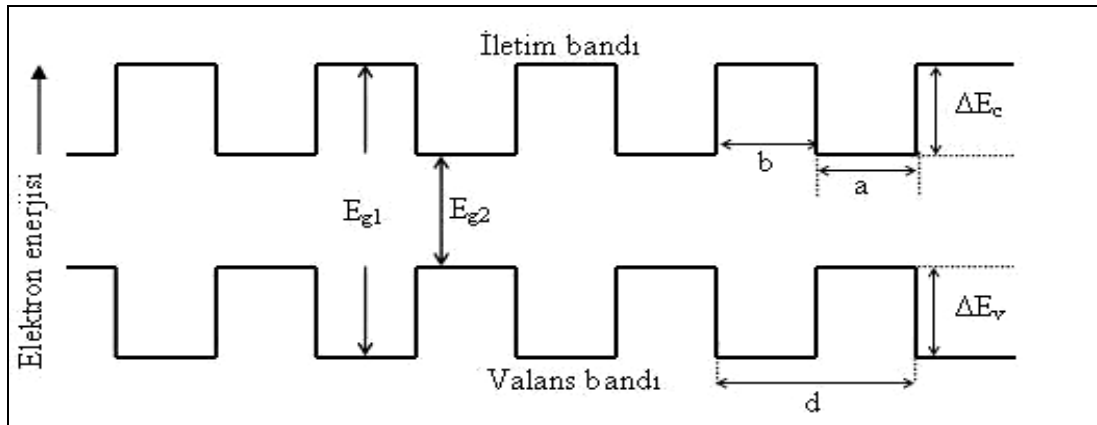
Böylece oluşan kuantum kuyusu, tek bir ince filmi andırır. Bu kuyunun ince filmden tek farkı elektron ve boşluklar için küçük bir potansiyel kuyusuna sahip olmasıdır. Bu nedenle N. kuantum seviyesi için enerji ifadesi E_N ,

$$E_N = \frac{\pi^2 \hbar^2 N^2}{2m^* a^2} \quad (2.3)$$

ile verilemez. Sonsuz derinlikte bir kuyu için daha karmaşık bir formül kullanılmalıdır [27].

Süperörgüler, belli enerjiye sahip elektronları filtreler. Sadece minibantlara denk düşen elektronlar geçebilir ya da yansıtılır. Süperörgülerde sürekli bir enerji spektrumu ile yüksek enerji seviyeleri oluşur. Yüksek enerjili taşıyıcılar bir tabakadan diğerine hareket edebilir ve enerjileri kesikli değildir.

Tek bir kuantum kuyusu yerine çok tabakalı, periyodik olarak çok sayıda tekrar eden benzer kuyulu hetero yapılar büyütülür (Şekil 2.12). Enerji bariyerlerinin kalınlığına bağlı olarak bu yapılar iki şekilde incelenebilir.



Şekil 2.12. Periyodik bir kuantum kuyusu sisteminin (süperörgü) bant diyagramı

$b > 100 \text{ \AA}$ için komşu kuyular birbirini etkilemez ve her bir kuyunun etkisi basit şekilde toplanır. Böyle yapılar çoklu kuantum kuyusu (MQW) yapılar olarak bilinir. Optiksel soğurma deneylerinde tek bir kuyuda oluşan gelen ışığı soğurma olayının

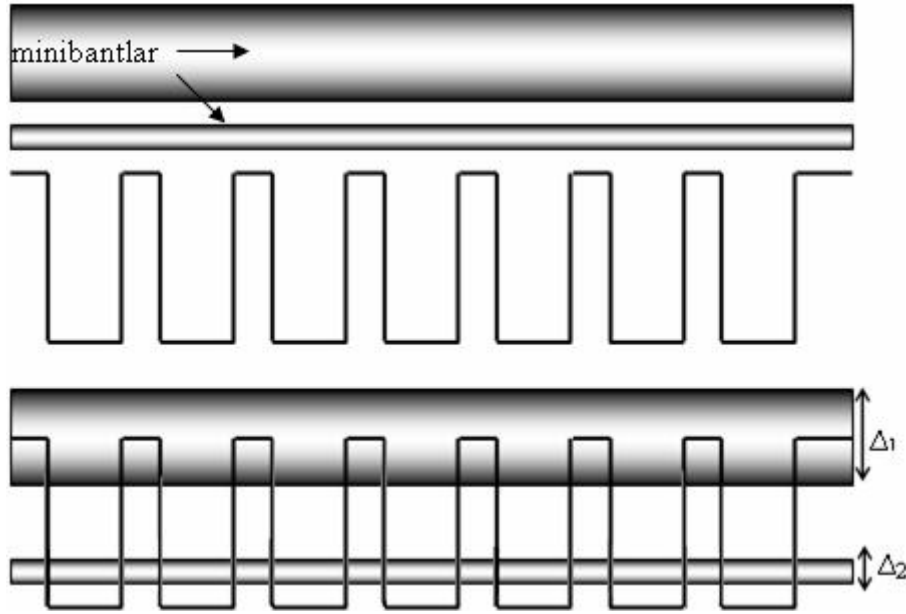
deneysel ölçümler için yeterli olmadığı gözlenmiştir. Bu nedenle MQW yapılar daha avantajlıdır.

Bariyer kalınlığı küçüldüğünde, sistemin enerji spektrumu değişir. Kuyular arası geçiş olasılığı, bantlar içindeki kuantum boyut seviyelerinin değişmesine sebep olur. Bu nedenle süperörgü olarak bilinen tamamen yeni ve özellikleri tekli kuantum kuyularından tamamen farklı yeni yapılar oluşur.

2.2.5. Çoklu kuantum kuyular (MQW) ve süperörgüler

Kuantum kuyularında elektron ve boşluklar sırasıyla iletim ve değerlik (valans) bantları arasında bir yönde hareket ederler ve elde edilen izinli enerji seviyeleri büyütme doğrultusu boyunca kuantumludur. İzole edilmiş birkaç kuantum kuyusu ile oluşturulan MQW yapılar ile sonsuz sayıda kuantum kuyusunun periyodik şekilde dizilmesi ile oluşan süperörgüler arasında bazı farklılıklar vardır. Kuantum kuyusu sayısı fazla olan süperörgülerde enerji spektrumu her zaman süreklilik gösteren birbirine çok yakın bir dizi bağlı durumdan (altbant) oluşur. Çok sayıda özdeş kuantum kuyusu içeren bir sistem, periyodik sınır şartları ile tanımlanır. Bu durumda enerji bantları $E_n(k_z)$ elde edilir. Burada k_z , dalga vektörünün büyütme doğrultusuna paralel yöndeki bileşenidir. Eğer bariyer kalınlığı çok ince ise bu sistem süperörgü olarak bilinir. Enerji bantlarına da minibant denir [28].

Şekil 2.13'de görülen süperörgü için Δ_1 ve Δ_2 sırasıyla birinci ve ikinci minibant genişliğine karşılık gelmektedir. Δ_1 ve Δ_2 arasında görülen boşluğa ise mini boşluk (minigap) denir. Bariyerlerin alt ve üstünde kalan minibantlar arasında temel bir fark yoktur. Bariyerler kalınsa MQW'ler oluşur. Bu sistemlerde bariyerlerin tepe noktası altındaki minibantlar aşırı derecede dardır ve her bir kuantum kuyusu içine yerleşmişlerdir. Bariyerlerin üst kısmında da minibantlar görülür. Fakat oldukça yoğundurlar.



Şekil 2.13. MQW (üstte) ve süperörgü (altta) yapılarının şematik iletim bandı profili ve minibantlar

Süperörgülerin bariyerleri çok ince olduğundan kuyular arasında tünelleme olayı gözlenebilir. Taşıyıcıların geçişi, süperörgü düzlemine dik yönde gerçekleşir. MQW yapılarında ise kuyular arası geçiş gözlenmez. Ayrıca süperörgü ve MQW'ler için yüksek ışımalı verimlilik, kuyularda taşıyıcıların hapsedilmiş olması gibi özellikler ise ortaktır.

2.3. Süperörgülerin Enerji Spektrumu

Bu bölümde hem iletim hem de değerlik bandı potansiyelleri periyodik, süperörgü olarak bilinen periyodik şekilde büyütülmüş kuantum kuyularının enerji spektrumunun özellikleri incelenecektir [29, 30].

z -ekseni boyunca taşıyıcı hareketi, z -ekseni boyunca olan P_z momentumu ve P_z 'nin periyodik bir fonksiyonu olan enerji ile tanımlanabilir. Enerji spektrumu, sırasıyla birbirini izleyen izinli bantlar ($E_N(P_z)$) ve yasak enerji aralıklarını içeren bir bant karakterine sahiptir. Bu bantlar minibant olarak bilinir.

Kuantum kuyusunun alt seviyelerinden oluşan minibantların genişlikleri ($2\Delta_N$), kuyular arası tünelleme olasılığını etkilediği için oldukça küçüktür. Minibantların enerji spektrumu

$$E_N(P_z) = E_N + \Delta_N \cos\left(\frac{P_z z}{\hbar}\right) \quad (2.4)$$

dur. Süperörgü ve bilinen kristal örgünün enerji spektrumları arasında bazı farklar vardır. Bunlardan birincisi, Eş.2.4 ile verilen süperörgü bant spektrumu, sadece süperörgü eksenini olarak bilinen z-ekseni boyunca hareket eden taşıyıcılar içindir. Taşıyıcıların serbest parçacık olarak hareket ettiği x-y düzleminde, toplam süperörgü enerji spektrumu anizotropiktir. Yani hem x, hem de y yönündeki hareketin etkisini içerir [31].

Süperörgü ve bilinen kristal örgünün enerji spektrumları arasındaki bir diğer fark ise, süperörgü enerji spektrumunda enerji ve momentumun karakteristik ölçüsünün külçe kristalindekinden daha düşük olmasıdır. Karakteristik minibant genişliği elektronların termal yada Fermi enerjisi ile benzer ölçüdedir. Bu nedenle taşıyıcı hareketi, süperörgü eksenini boyunca sadece bir etkin kütle ile açıklanamaz. Bu yöndeki dinamik karmaşıktır. Bariyer tabakasının kalınlığı sonsuza giderken ($b \rightarrow \infty$), enerji mini boşluklar (minigap) azalır. b azalırken ise bariyer yüksekliğine karşılık olan ΔE enerjisinden daha düşük enerjili minibantlar darlaşır (mini boşluklar genişler).

2.4. İki Boyutlu Sistemlerin Optiksel Özellikleri

2.4.1. Ara seviye geçişleri

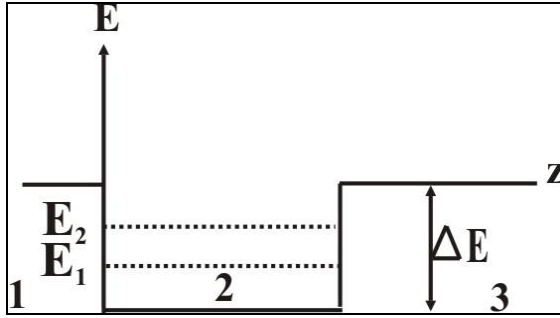
Bantlar arası geçişlere sebep olan ışığın frekansından daha düşük frekanslı ışık, sadece enerji bantları içinde geçişlere neden olur. Eğer ışık bir kuantum tabakası normal boyunca yönlendirilirse, ışığın yüksek frekanslı elektrik alanı elektronların serbest parçacıklar olarak hareket ettiği tabaka düzleminde uzanır. Bu nedenle, bu polarizasyonlu ışık, taşıyıcı saçılmasına sebep olan serbest taşıyıcılar tarafından soğurulur. Polarize olmuş ışığın soğurulması, kuantum seviyeleri arasında rezonans soğurmaya sebep olabilir. Bu soğurmanın olup olmayacağı (seçim kuralları), şiddeti, ara seviye momentum matris elemanı ile ifade edilir;

$$P_{MN} = -i\hbar \int \psi_M^*(z) \frac{d\psi_N(z)}{dz} dz \quad (2.5)$$

Simetrik kuantum kuyuları için seçim kuralları ara seviye geçişlerinininkinden farklıdır. Ara seviye geçişler sadece zıt polariteli seviyeler arasında gerçekleşir. Başka bir ifadeyle, birinci seviyedeki elektronlar ikinci yada dördüncü seviyeye geçebilir fakat üçüncü yada beşinci seviyeye geçemez.

2.4.2. Kuantum kuyularında optiksel iyonizasyon

Sonlu derinlikte olan bir kuantum kuyusunun, optiksel özelliklerini inceleyelim. Kuyu düzlemine normal ve $\hbar\omega = E_N - E_M$ enerjisi ile ara seviye geçişlerine sebep olan polarize ışık elektron geçişleri üretebilir. Böyle geçişlerin olasılığını ifade eden matris elemanı ifadesini elde etmek için, kuyunun üst kenarından ölçülen pozitif E enerjisi için Ψ dalga fonksiyonunu bilmeliyiz. Dalga fonksiyonu aşağıdaki formda yazılabilir.



Şekil 2.14 Bir kuantum kuyusunun enerji profili

$\Psi = \exp(ikz) + A \exp(-ikz)$	1. bölge
$\Psi = B \exp(iKz) + C \exp(-iKz)$	2. bölge
$\Psi = D \exp(ikz)$	3. bölge

Düşük enerjili elektronlar ($E \ll \Delta E$) için $B \sim k$ 'dir. Yani B kat sayısı bu durum için çok küçük bir değere sahiptir. C ve D'de benzer şekilde çok küçüktür. Bu elektronlar hemen hemen tamamen kuyudan saçılır.

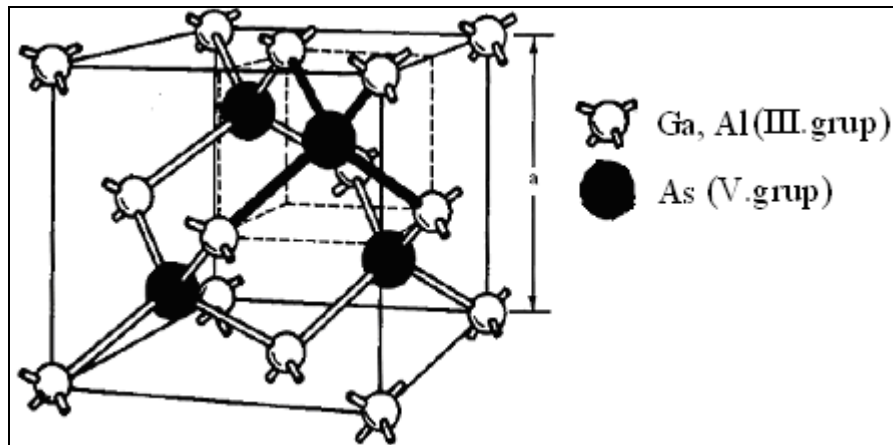
Yukarıda bir kuantum kuyusunun her bir bölgesi için ifade edilen dalga fonksiyonları için $k^2 = 2mE/\hbar^2$ ve $K^2 = 2m(\Delta E + E)/\hbar^2$ 'dir. A,B,C,D kat sayıları ise sınır koşullarından bulunur.

2.5. GaAs ve $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 'ın $T = 300 \text{ K}$ 'deki Fiziksel Parametreleri

Bu tez çalışmasında kullanılan GaAs ve genel haliyle $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 'a ait bazı parametreler Çizelge 2.4 ve Çizelge 2.5'de verilmiştir.

Çizelge 2.4. Oda sıcaklığında GaAs'a ait bazı fiziksel parametreler [13, 32, 33]

GaAs (T=300K)		
Kristal yapısı	Çinko sülfür	
Yasak bant aralığı (eV)	1.424	
Örgü sabiti (Å)	5.65325	
Atom/cm ³	4.42x10 ²²	
Dielektrik sabiti	Statik	12.4
	Yüksek frekans	10.89
İletkenlik bandı efektif DOS (cm ⁻³)	4.7x10 ¹⁷	
Valans bandı efektif DOS (cm ⁻³)	7x10 ¹⁸	
Elektron etkin kütlesi(m _e /m _o)	0.063	
Deşik etkin kütlesi (m _h /m _o)	Ağır m _{hh}	0.51
	Hafif m _{lh}	0.082
Erime noktası (K)	1513	
Termal genleşme katsayısı(10 ⁻⁶ K ⁻¹)	6.03	
Elektron ilgisi(eV)	4.07	
De Broglie elektron dalgaboyu(Å)	240	



Şekil 2.15 GaAs kristal yapısı (çinko sülfür kristal yapısında).

2.5.1. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ / GaAs'ın bant yapısı

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ üçlü bileşiği %x(AlAs) ve %(1-x) (GaAs)'tan oluşur. Yarıiletkendeki x kompozisyonunun $0 \leq x \leq 1$ şeklinde değişmesiyle, bant yapısı da indirekt geçişli ve direkt geçişli olacak şekilde değişim gösterir. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ bant yapısı $x \leq 0.45$ değerleri için direkt bant yarıiletken ve $x \geq 0.45$ değerleri için indirekt bant yarıiletken özelliği gösterir.

Çizelge 2.5. Oda sıcaklığında $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 'a ait bazı fiziksel parametreler [32].

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$		
Kristal yapısı		Çinko sülfür
Yasak bant aralığı(E_g) (eV)	Direkt bant	$1.424 + 1.247x$, ($0 \leq x \leq 0.45$)
	İndirekt bant	$1.900 + 0.125x + 0.143x^2$, ($0.45 < x \leq 1.0$)
Örgü sabiti(Å)		$5.65325 + 0.00809x$
Atom/cm ³		$(4.42 - 0.17x) \cdot 10^{22}$
Statik dielektrik sabiti		$12.40 - 2.84x$
Yüksek frekans dielektrik sabiti		$10.89 - 2.73x$
İletkenlik bandı efektif DOS (cm ⁻³)		$N_c = (2.510 \cdot 10^{19}) \left(\frac{m_e}{m_0} \right)^{3/2}$
Valans bandı efektif DOS (cm ³)		$N_v = (2.510 \cdot 10^{19}) \left(\frac{m_h}{m_0} \right)^{3/2}$
Elektron etkin kütlesi		$m_e = (0.063 + 0.083x)m_0$
Deşik etkin kütlesi $m_{p,h}$ ağır deşik kütlesi $m_{p,l}$ is hafif deşik kütlesi		$m_{p,h} = (0.51 + 0.25x) m_0$ $m_{p,l} = (0.62 + 0.14x) m_0$

Çizelge 2.5 (Devam). Oda sıcaklığında $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 'a ait bazı fiziksel parametreler [32].

Erime noktası (K)	$T_s = 1511 - 58x + 560x^2$, katılaşmış yüzey $T_1 = 1511 + 1082x - 580x^2$, sıvılaşmış yüzey
Termal genleşme katsayısı (10^{-6}K^{-1})	$\alpha_x = 5.97 - 1.76x$
Elektron ilgisi (eV)	$4.07 - 1.1x$, ($0 \leq x \leq 0.45$) $3.64 - 0.14x$, ($0.45 < x \leq 1.0$)

3. MOLEKÜLER DEMET EPİTAKSİ (MBE) YÖNTEMİ

3.1. Epitaksiyel Büyütme

Epitaksi kristal alttaş üzerinde, yüksek kaliteli ince filmlerin büyütülmesi için kullanılan bir tekniktir. Epitaksi kelimesi Yunanca iki kelimenin birleşimidir: $\epsilon\pi\iota$ (epi) ve $\tau\alpha\chi\iota\varsigma$ (taksis). Epi kelimesi “üzerinde” ve taksi kelimesi ise “düzgün sıralamak” anlamına gelir. Molekül demetleri kullanılarak, tek kristal alttaş üzerinde, alttaşın yönelimini tekrarlayarak, düzgün sıralanmış tek kristal tabakalar büyütülür. Alttaş üzerine tabaka büyütme için yaygın olarak kullanılan üç teknik vardır:

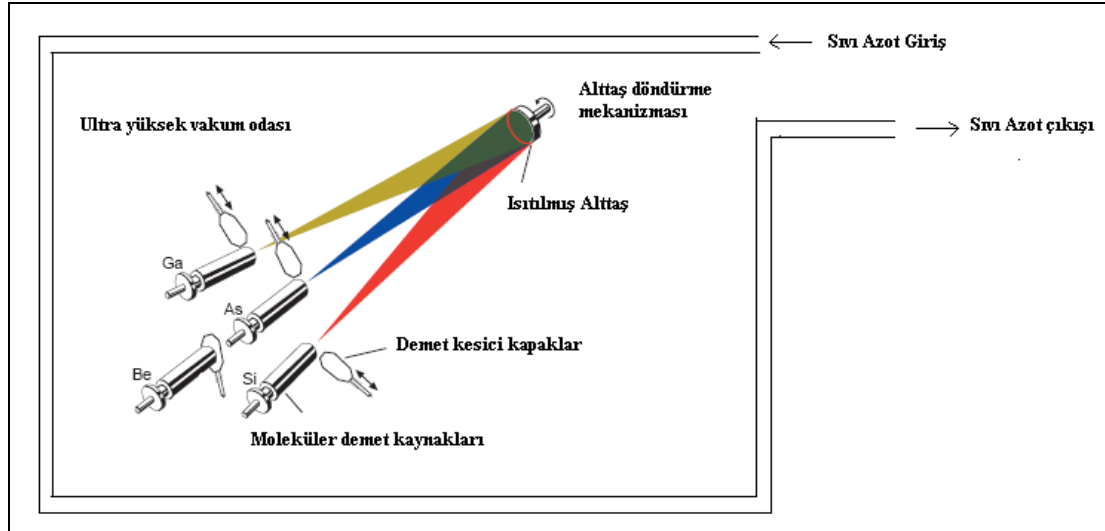
1. *Kimyasal Buhar Biriktirme (CVD)* : Bu metotta buharlar özel bir kap içinde bulunan alttaşlar üzerinden geçirilir. Kap içindeki sıcaklıklar alttaş yüzeyinde bir reaksiyona neden olacak şekilde ayarlanır ve yarıiletken bileşik biriktirilir.
2. *Sıvı Faz Epitaksi (LPE)* : Alttaş, doymuş bir çözelti ile kontak haline getirilir. Dengeye gelindikten sonra, sıcaklık yavaşça azaltılır, bu işlem çözeltiden bileşik ayrılmasına ve onun yüzey üzerinde birikmesine neden olur.
3. *Moleküler Demet Epitaksi (MBE)* : Bu teknik prensipte diğer büyütme teknikleri arasında en basit olanıdır. Ancak, pratikte vakum büyütme teknikleri içerisinde en mükemmelidir. Demetler yüksek derecede saf malzemeler içeren farklı kaynak hücreleri tarafından oluşturulur. Atomların akışı kaynak hücrenin sıcaklığı ile kontrol edilir.

3.2. Moleküler Demet Epitaksi (MBE) Yöntemine Giriş

MBE, yarıiletkenleri, metallerin ve yalıtkanların ince epitaksiyel tabakalarını büyütme için kullanılan bir tekniktir. MBE esas olarak bir vakum buharlaştırma tekniğidir. MBE ile sıradan vakum büyütmesi arasındaki belirgin farklar, büyüme oranlarının ve alttaş sıcaklığının büyük bir doğrulukla kontrol edilebilmesi ve diğer vakum büyütme ile karşılaştırıldığında büyütme işleminin çok daha temiz koşullarda (10^{-10} - 10^{-11} mbar) gerçekleştirilebilmesidir.

Temel olarak MBE işleminin şeması Şekil 3.1’de gösterilmiştir. Knudsen buharlaştırma hücrelerinin içine konulan katı halde bulunan kaynaklar ısıtılarak

moleküler demet elde etmek için kullanılır. Alttaş gerekli olan sıcaklığa kadar ısıtılır ve büyütme işlemi sırasında da döndürülerek homojen bir büyütme işleminin gerçekleşmesi sağlanır.



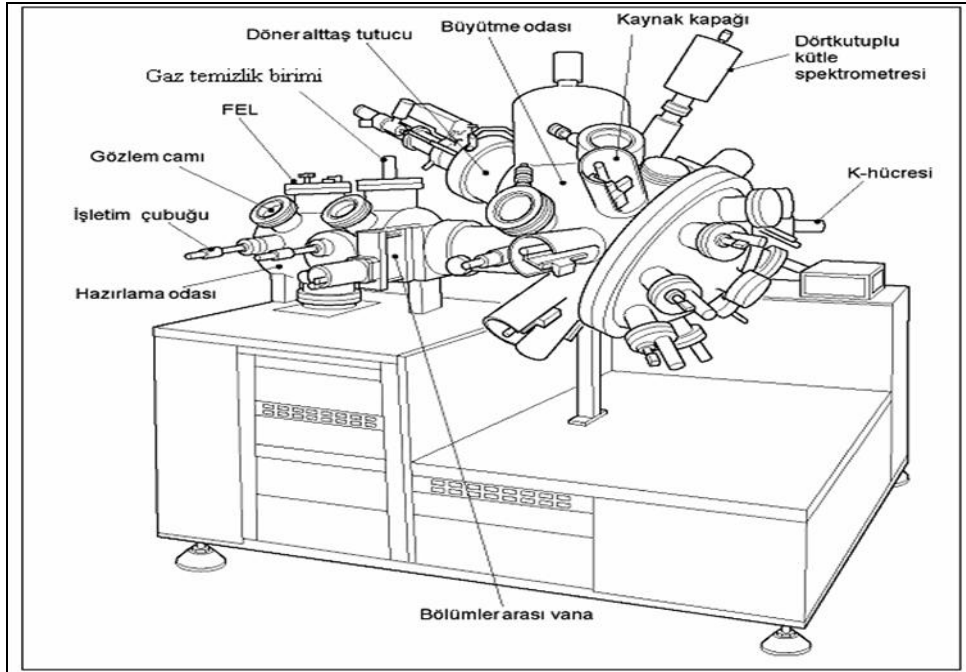
Sekil 3.1. MBE işleminin sematik diyagramı [Vg-Semicon V80H Klavuz]

MBE tekniği, UHV şartları altında bir kristal yüzey ile atom veya termal enerjili moleküler demetlerinin reaksiyon prosesini içeren bir epitaksiyel büyütme sürecidir. Moleküler demet, kaynak elementin buharlaşacak düzeye kadar ısıtılması ile elde edilir. Yüksek kalitede ince film üretebilmek için kaynak element mümkün olduğunca saf olmalı ve büyütme işlemi çok yüksek vakum ortamında gerçekleştirilmelidir. UHV şartlarından dolayı MBE büyütmesi termodinamik dengeden bağımsız sayılabilir. Resim 3.1’ de MBE sistemi görülmektedir.

V80H-10 MBE sistemi, büyütme odası (deposition chamber), hızlı yükleme odası (FEL) hazırlık odası, transfer mekanizması ve bilgisayardan meydana gelir. V80H-10 sisteminin genel görünüşü Şekil 3.2’ deki gibidir. Büyütme odası 3×10^{-11} mbar, hazırlık odası $\sim 10^{-10}$ mbar ve yükleme odası $\sim 10^{-9}$ mbar’ lık basınçlara düşecek şekilde pompa sistemlerine sahiptir. Sistemin kontrolü IBM OS/2 yazılımı ile sağlanmaktadır. Isıtıcı sıcaklıkları, kesici çalışması ve numune tutucu hareketi kontrol edilebilir ve sıcaklıklar Eurotherm PC 3000 ile hassas olarak kontrol edilir. Bu kontrolör sistem bilgisayarlarıyla bağlantılıdır. Oda basınçları izlenebilir ve akı kalibrasyonları ayarlanabilir [34].



Resim 3.1. V80H-10 MBE sistemi.

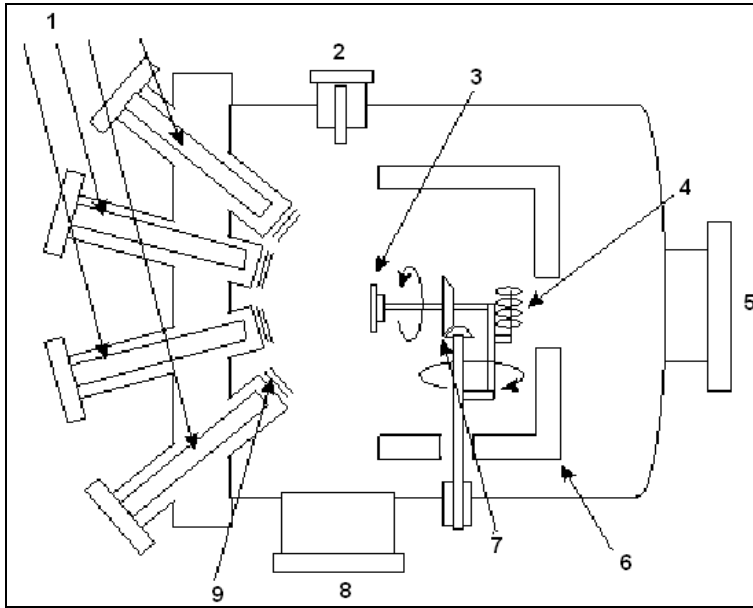


Şekil 3.2. V80H-10 MBE sisteminin genel görünüşü.

FEL, numunenin sisteme alındığı ilk odadır ve beş adet numune konabilecek bir asansörlü kasete sahiptir. Kasete yerleştirilen numuneler, asansörlü sistem yardımıyla hazırlık odasına uygun vakum şartları sağlandıktan sonra transfer edilir. Bu oda 500 l/s' lik turbo moleküler pompa yardımıyla vakumlanmaktadır.

Hazırlık odası; alttaşın ilk gaz temizliğinin yapıldığı birimdir. Bu birimde 450 °C' ye kadar ısıtılan alttaş, yağ ve su gibi buharlaşabilen kirliliklerden temizlenir.

Büyütme odası bütün MBE sisteminin en önemli bölümüdür. Mükemmel derecede temiz bir ortamda epitaksiyel büyütmeyi sağlayan bütün elemanlar buradadır. Şekil 3.3' de tipik bir büyütme odası ve burada yer alan elemanlar gösterilmiştir.



Şekil 3.3. Tipik bir büyütme odası ve burada yer alan elemanlar.1.Sızma hücreleri, 2.RHEED tabancası, 3.Alttaş ısıtıcısı, 4.Vakum ölçer, 5.Hazırlama odası geçişi, 6.Soğuk paneller, 7. azimuthal dönme mekanizması, 8.Fosfor ekran, 9.Kapaklar (demet kesiciler).

Büyütme odası, büyütme kaynak hücrelerini, kapakları, alttaş manipulatörünü ve hareketli manevra kolunu içerir. İyon pompası, soğuk pompa, titanyum süblimleşme pompası, turbo moleküler pompa, sıvı nitrojenle soğutulmuş soğuk panel ve iyon

ölçerler vakum araçlarını oluşturur. Görüntüleme araçları; RHEED tabancası ve ekranı, görüntülü iyon ölçer ve 4-kutuplu kütle spektrometresidir.

Moleküler demet kaynaklar “Knudsen - hücre” dizaynındadır. K - hücreler uzun süre sıcaklık kararlılığına, hızlı tepki süresine ve düşük gaz temizliği yapabilme yeteneğine sahiptir. Kaynak elementler (In, Ga, Al, ...) Pyrolitik Boron Nitrat (PBN) potalarla hücrelerin içerisine yerleştirilir. Hücre sıcaklığı termoçift ile algılanır ve sıcaklık kontrolcüsü (Eurotherm) ile çok hassas olarak ayarlanabilmektedir.

MBE yöntemiyle yarıiletken filmlerinin büyütülmesi, UHV koşulları altında uygun sıcaklıkta tutulan kristal alttaş yüzeyi ile büyütülmek istenen malzemeye ait elementlerin moleküler demetleri arasındaki reaksiyon ile oluşur. İçinde kaynakların bulunduğu ısıtılmış kaynak hücrelerinde moleküler demetler oluşturulur. Kaynak hücreleri alttaş yüzeyine doğru hedeflenmiştir ve moleküler demet akısı, hücreleri sıcaklığının kontrol edilmesiyle ayarlanır. Hücrelerden çıkan moleküler demetler kontrollü olarak, ısıtılmış yarıiletken alttaşa doğru doğrusal bir yolda hareket ederler. Moleküler demetlerin çıkışına izin vermek ya da engel olmak için, her bir kaynağın kendine ait dışarıdan kontrol edilen bir kesicisi vardır. Kesiciler saniyenin onda biri kadar bir zamanda açılır ve kapanır. Bu süre, bir atomik tabaka kalınlığındaki keskin arayüzeyler ile sonuçlanan tipik 1-2 monotabaka/s’ lik MBE büyüme hızından oldukça kısadır [35].

GaAs gibi III-V grubu yarıiletken bileşiklerinde, ısıtılmış yüzeye çarpan bileşen elementlerinden biri diğerine göre yüzeyden daha hızlı uzaklaşabilir. Bu nedenle MBE ile teknolojik kalitede III-V bileşiklerini meydana getirmek için grup III ve grup V elementlerine ait olan moleküllerin demet akıları birbirinden farklı olmalıdır.

Kinetiksel olarak kontrol edilen MBE büyütmesi, yüzeyden salınma, yüzeyde göç etme, yüzeye tutunma ve bileşen atomlarının alttaş kristal örgüsüne dahil olması gibi bir dizi olay içerir. Örneğin GaAs büyütmesini; Alttaşa çarpan As_2 molekülleri önce alttaş yüzeyine zayıfça tutunurlar. Serbest yüzey $500\text{ }^{\circ}C$ nin üzerinde iken (Ga atomlarının yokluğunda), As_2 çok küçük yapışma katsayısına sahiptir ve kolaylıkla

yüzeyden buharlaşabilir. Yüzeye tutunan As_2 atomlarının bölünmesi ve daha sonra GaAs örgüsüne dahil olması sadece, yüzeyde göç ederken çiftlenmiş Ga örgü kenarlarıyla karşı karşıya geldiğinde meydana gelir. Bu şartlar altında büyüyen ince film alttaşın kristal yapısıyla benzer bir yapıya sahip olur. Böylece büyütülen GaAs tabakası epitaksiyeldir ve GaAs tabakasının büyütülmesi sadece As türlerinin fazla akısına ihtiyaç duyar [36].

MBE' nin diğer vakum kaplama tekniklerinden farkı demet akışının ve büyüme durumlarının daha doğru bir derecede kontrol altına alınabilmesidir. Diğer epitaksiyel büyütme tekniklerine göre MBE' nin kendine özgü bir avantajı vardır: çok yüksek vakum ortamı olduğundan, Yüksek Enerjili Elektron Kırınımı Yansıması (RHEED), Auger Elektron Spektroskopi (AES), Elipsometri veya optik yansıma-kırınım ve lazer interferometrik metotları gibi yüzey teşhis metotları kullanarak malzeme, büyütme esnasında kontrol altına alınabilir. Kontrol ve analiz için kullanılan bu güçlü teknikler MBE' deki tahmine dayalı varsayımların birçoğunu yok eder ve bu büyütme tekniğini kullanarak üstün cihaz yapılarının imal edilmesine imkân sağlar [35].

4. KULLANILAN DENEYSEL SİSTEMLER

Bu çalışmada kullanılan AlGaAs süperörgü yapısı Gazi Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Yarıiletken İleri Araştırmalar Laboratuvarı (STARLAB) bünyesinde yer alan SEMICON V80H-10 Moleküler Demet Epitaksi (MBE) sistemi kullanılarak büyütüldü. Büyütülen malzemenin yapısal ve optik özellikleri sırasıyla STARLAB bünyesinde yer alan Bruker D8– Discovery yüksek çözünürlüklü x-ışını difraktrometresi (HRXRD), Horiba Jobin Yvon Triax 550 Fotoluminesans (FL) sistemi ve Elipsometrik ölçümlerde 260 ile 2100 nm arasındaki spektral alana sahip olan Horiba Jobin Yvon'un UVISEL modeli kullanılarak gerçekleştirildi.

4.1. Yüksek Çözünürlüklü X-Işını Kırınımı (HR-XRD)

Yüksek çözünürlüklü X-ışını kırınımı (HR-XRD) alttaş üzerine büyütülen ince filmlerin yapısal karakterizasyonu için kullanılan bir tekniktir. X-ışınları malzemelerin (İnce film, toz, polimer, vs.) yapısal analizlerini, tanımlanmasını ve karakterize edilmesini sağlayan yöntemlerden birisidir. X-ışınları, epitaksiyel tabakaları delip geçer ve böylece hem filmin hem de alttaşın özelliklerini belirlemek için bilgi verebilir. İnce film numunelerini karakterize etmek için XRD kullanılırken birçok özel durum vardır. İlk olarak, iletim için alttaş çok kalın olduğunda bu ölçümler için yansıma geometrisi kullanılır. İkinci olarak, yüksek açısal ayrışma gerekir. Çünkü yarıiletken maddeden gelen pikler maddedeki çok düşük kusur yoğunlukları nedeniyle keskindir. Film kalınlığı ve kalitesi alınan ölçümlerden belirlenebilir.

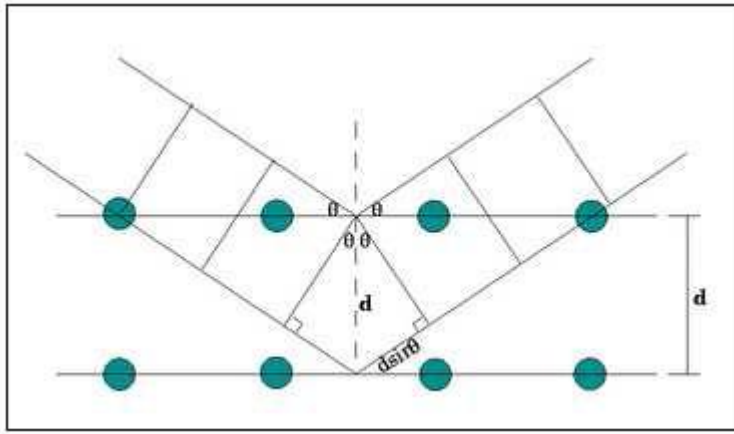
Bir kristal üzerine gönderilen x-ışınları demeti, kristal içindeki atomlar tarafından saçılır. Saçılan ışınların yapıcı girişim yaparak, difraksiyon deseni oluşturabilmesi için Bragg kanununu sağlaması gerekir: Bu kanun şu şekilde ifade edilebilir: farklı atomik düzlemlerden saçılan ışınların yapıcı girişim oluşturarak birbirlerini kuvvetlendirmesi için, farklı düzlemlerden saçılan ışınlar arasındaki

yol farkı kullanılan ışının dalga boyunun tam katlarına eşit olmalıdır. Gelen ışının dalga boyu λ , atomik düzlemler arası uzaklık d , yansıma açısı θ olmak üzere: Bragg şartı Şekil 4.1’ de gösterildiği gibidir. Yol farkının gelen ışının dalga boyunun tam katları olduğu durumlarda saçılan ışınlar yine aynı dalga cephesi üzerinde birbirini kuvvetlendirir. Eş. 4.1 ile Bragg kanunu ifade edilir.

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (4.1)$$

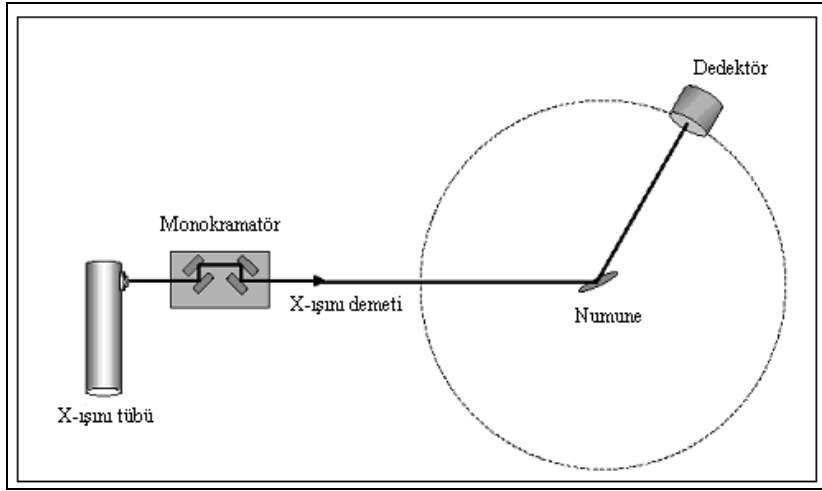
Bu ifade kristal yapı hakkında detaylı bilgileri hesaplamamızda yardımcı olur. Kübik kristaller için d değeri Miller indisleriyle (hkl) Eş. 4.2’ deki gibi ifade edilir [37].

$$d = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (4.2)$$



Şekil 4.1. Kristal düzlemlerinden x-ışınlarının saçılması

Bragg kanunu kristal örgüde ortaya çıkan periyodik yapılanmanın sonucudur. Kanun örgü noktalarını dikkate alır. Örgü noktalarına karşılık gelen atomik düzen önemli değildir, bu düzen sadece ortaya çıkacak yansımanın şiddeti üzerinde relatif bir etkiye sahiptir [38]. XRD şematik resmi Şekil 4.2’ de verilmiştir. Numunenin düzlemi ve x-ışını kaynağı arasındaki açı θ , Bragg açısıdır.



Şekil 4.2. X-ışınları difraktometresinin genel geometrisi.

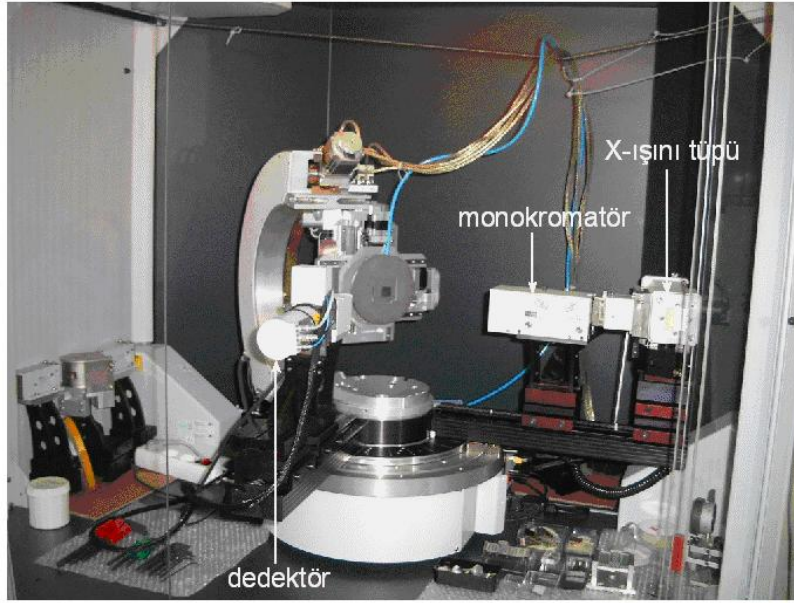
Kristalleşmiş bir numune ister saf ister alaşım isterse bileşik halde bulunsun daima karakteristik bir difraksiyon deseni oluşturur [39].

Çoklu epitaksiyel tabakaların x-ışını kırınım metodu ile incelenmesi, MBE tabanlı örneklerde tabaka kalınlıklarının ve örgü yapısının anlaşılmasında, gerekli kimyasal bileşenlerin belirlenmesinde oldukça yararlıdır. X-ışınları kırınımı incelenen örneğe zarar vermediği için, diğer karakterizasyon metotlarına (TEM, HALL, AFM) göre daha avantajlıdır. Bu tez çalışmasında MBE sistemi kullanılarak büyütülen $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ süperörgü yapısının yapısal analizi, BRUKER-AXS-D8-Discover x-ışını difraktometresi kullanılarak incelendi. Bu cihaz Ge(022) yönelimli dört kristal monokromatöre ve x-ışını kaynağı olarak KPLCu 2α 'ya sahiptir. Cihazın resmi Resim 4.1 ve Resim 4.2'de verilmiştir.

HRXRD ölçümlerinden elde edilen deneysel veriler Bruker D8 sisteminin bilgisayarında yüklü olan LEPTOS programı ile simüle edilmiş ve bazı parametreler elde edilmiştir. Elde edilen bu parametreler Çizelge 4.1'de verilmiştir. Bu elde edilen parametreler ikinci bölümde verilen Çizelge 2.4 ve Çizelge 2.5 deki değerler ile uyumludur.

Çizelge 4.1. AlGaAs/GaAs numunesinin HRXRD' dan elde edilen parametreler

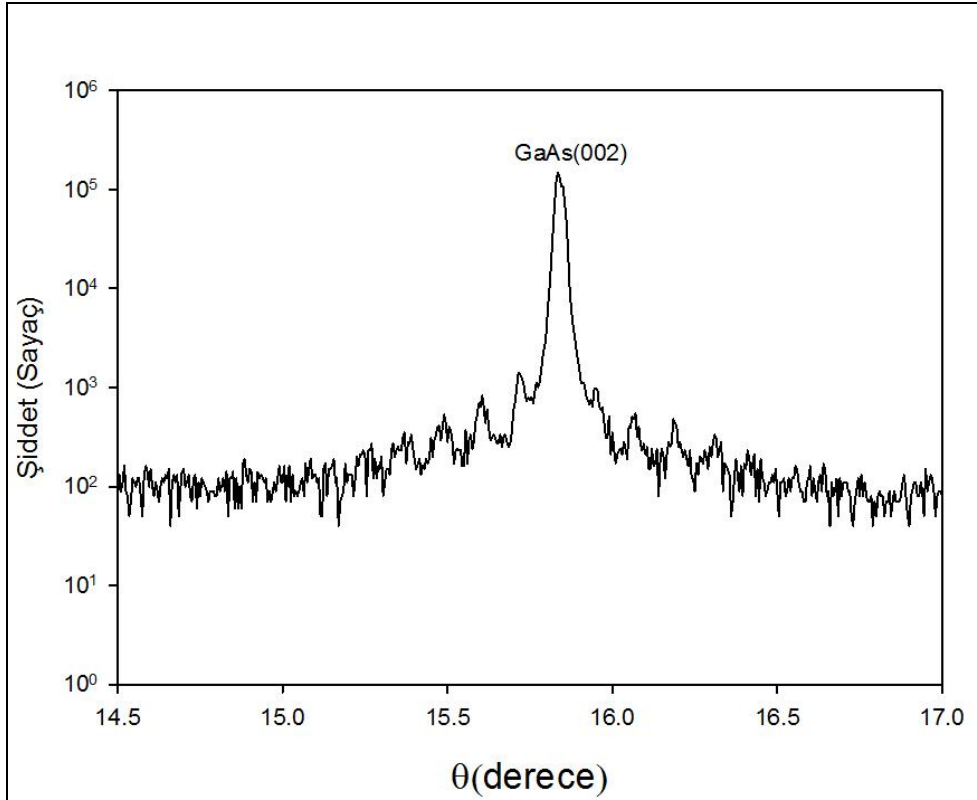
HRXRD de elde edilen parametreler	AlGaAs	GaAs
Kırınım açısı değeri ($^{\circ}$) (0 0 4 düzlemi)	32.9684	32.9802
Örgü Sabiti ($\text{\AA}$)	5.6805	5.6787
Strain ($\frac{\Delta c}{c}$)	3.1889×10^{-4}	3.1687×10^{-4}



Resim 4.1. Bruker D8 Discover cihazının Göbel kısmı



Resim 4.2. Kullanılan XRD cihazının görüntüsü (Gazi-STARLAB)



Şekil 4.3. AlGaAs/GaAs kalibrasyon numunesinin HRXRD eğrisi

Şekil 4.3’ de GaAs (100) yönelimli altaş üzerine büyütülen AlGaAs çoklu kuantum kuyu örneğinin uydu pikleri gözlenmiştir. Bu uydu piklerinin gözlenmesinin nedeni GaAs ve AlGaAs arasındaki örgü uyumsuzluklarıdır. Ayrıca GaAs kuyu kalınlığının AlGaAs bariyeri kalınlığına göre küçük olmasından ve ara yüzeyin kalitesinden de kaynaklanmaktadır. Maksimum pikler GaAs altaş ve tampon tabakasına karşılık gelmektedir.

4.2. Fotolüminesans (FL) Spektroskopisi

Fotolüminesans spektroskopisi, yarıiletken malzemelerin karakterizasyonu için güçlü bir optiksel metottur. Fotolüminesans silikon ve III-V grubu yarıiletken elementlerdeki safsızlık ve kusurları bulmak için kullanılabilir. Fotolüminesans optiksel özellik taşıdığı için yarıiletkenlerdeki bant aralığını belirlemede de kullanılır. Bu teknikte ışık, “foto-uyarım” denilen süreç içerisinde bir örnek üzerine

gönderilerek enerji soğurulur. Bu enerjinin örnek tarafından harcanabileceği yollardan biri ışığın emisyonu veya lüminesanstır. Foto-uyarım durumunda, bu lüminesans fotolüminesans adını alır. Fotolüminesans'ın şiddeti ve spektral içeriği, çeşitli önemli malzeme özellikleri hakkında bilgi verir [40].

Fotolüminesans basit, çok yönlü ve numuneye zarar vermeyen bir ölçüm yöntemidir. Fotolüminesans ölçümleri, elektriksel uyarma gerektirmediği için numune hazırlanması minimaldir. Bu özellik fotolüminesans'ı, düşük iletkenlikteki gelişmemiş kontak eklem teknolojilerindeki sistemler de önemli kılar. FL ölçümlerinde, ilerleyen dalganın FL şiddeti ve spektrumunun ölçümü hızlıdır. FL, numunelerde hızlı ve geçici davranışların incelenmesi için kullanılan mümkün tekniklerden biridir [11].

Fotolüminesans ölçümleri, herhangi bir çevre (dış şartlar) yada yüzeyde yapılabildiği için yüzey değişimleri ile oluşan olaylar denetlenebilir. FL, numune odasındaki basınca duyarlı olmadığı için göreceli yüksek basınçta yarıiletken büyütme tekniklerinde yüzey özelliklerini incelemek için de kullanılabilir. FL, sıcaklığa ve yüksek spektral kararlılık için istenen sıvı helyum sıcaklığına bağlı olmasına rağmen oda sıcaklığında yapılan ölçümler pek çok araştırma için yeterlidir. Ayrıca FL, araştırılan yüzey üzerinde küçük bir etkiye sahiptir. Yani yüzeye zarar vermez. Numuneyi ısıtmak mümkündür, fakat düşük miktarda yapılan uyarma bir takım etkileri azaltabilir. In situ FL ölçümleri, numune odasına optiksel geçişi gerektirir. Diğer optiksel karakterizasyon metodları ile karşılaştırıldığında FL, numune kalınlığında yüzey düzgünlüğünde ışın düzenlenmesi (beam alignment) gibi konularda daha az sınırlayıcı kurallara sahiptir[41].

FL analizlerinin özellikleri, optiksel ölçümlerin basitliğinden temel elektronik özelliklerin araştırılmasına kadar yukarıda ifade edildi. FL araştırmalarında en önemli problem, incelenen numunenin ışık yayması gerektiğidir. Dolaylı (indirect) bant aralıklı yarıiletkenlerde, iletim bant minimumu momentum uzayında değerlik bant maksimumundan ayrılır. Bu nedenle dolaylı bant aralıklı yarıiletkenler, düşük

FL verimliliğine sahiptir. Işımasız geçiş, bu numunelerde uyarılmış popülasyonların gevşemesine (relaxation) neden olur. Bu problem zayıf yüzey kalitesi ile artabilir. Bu durumda hızlı ışımasız geçişler oluşabilir. Yinede bir FL piki, dedekte edilebilir. Bu işaret hem ısımalı hem de ışımasız geçişlerde karakterize edilebilir. FL yoluyla ışımasız tuzakların direkt olarak belirlenmesi mümkün değildir. Ancak bu tuzakların izleri FL ölçümlerinin birkaç türünde açık olarak görülür.

FL tekniği kullanılarak ara yüzey ve katkı seviyelerinin yoğunluğunun incelenmesi zor bir işlemdir. Sözü edilen seviyeler ısımalı mekanizmaların olduğu seviyeler ise, FL spektrumunda değerlendirilebilirler ve bağdaştırılmış (associated) FL piklerinin boyutu numunedeki katkı durumlarının görelî ölçümünü sağlar. Ancak bu durumların kesin yoğunluk ölçümü zordur ve FL piklerinin uyarma şiddetine bağıllığının bulunması yorucudur [42].

4.2.1. Fotolüminesans uygulamaları

Bant aralığının belirlenmesi : Yarıiletkenlerdeki en yaygın ısımalı geçiş, iletim ve valans bantları arasındaki geçiştir. Bant aralığının belirlenmesi özellikle yeni bileşik yarıiletkenleri ile çalışılırken önemlidir [40].

Safsızlık seviyeleri ve kusurlar : Yarıiletkenler ısımalı geçişlere izin veren safsızlık seviyeleri ve kusurlar içerirler. Bu seviyelerle bağlantılı olan fotolüminesans kusurları belirtmek için faydalıdır ve fotolüminesans miktarı ise buların derişimlerini belirlemek amacıyla kullanılabilir [40].

Birleşme mekanizmaları : “Rekombinasyon” olarak da bilinen dengeye dönüş, hem ısımalı hem de ışımasız süreçleri içerebilir. Fotolüminesans miktarı safsızlık seviyeleriyle ve sıcaklıkla doğrudan bağlantılıdır [40].

Malzeme kalitesi : Genelde ısımalı olmayan süreçler, malzeme kalitesine ve sonradan cihaz performansına zararlı olan lokalize safsızlık seviyeleri ile ilgilidir. Bu nedenle malzeme kalitesi, ısımalı birleşme miktarı hesaplanarak ölçülebilir [40].

4.2.2. Fotolümünesans uyarma

Herhangi bir FL ölçümünde numuneyi uyarma enerjisinin seçimi, kritik bir durumdur. Uyarma enerjisi ve şiddeti FL pikleri üzerinde büyük bir etkiye sahiptir. Numunenin uyarılma koşulları dikkatlice düşünülür ancak FL ayarlanabilir parametreler sunduğu için avantajlıdır. Pek çok materyalin gelen ışığı soğurması, gelen ışığın enerjisine bağlı olduğu için uyarıcı ışığın nüfuz etme derinliği uyarma dalga boyuna bağlıdır. Dolayısıyla numunenin farklı bölgelerinde farklı uyarma enerjileri incelenir. Uyarma kaynağı olarak lazerler tek renkli, şiddetli ve tek yönlü ışık üretir ve FL uyarma için uygun cihazlardır. Çok pahalı olmayan He-Ne ya da diyot lazerler pek çok uygulama için yeterlidir. Daha zorlu deneylerde kullanılacak lazerler, numunede belirli yüzeyleri uyarmak ya da belirli bir derinliği incelemek için seçilebilir.

Uyarma enerjisi gibi, uyarma şiddeti de FL deneylerinin sonucunu etkileyecektir. Uyarma şiddeti kontrol edilebilir. Her bir elektron boşluk geçiş mekanizması, taşıyıcı yoğunluğu üzerinde farklı bir fonksiyonel bağımlılığa sahiptir. Örneğin ara yüzeyler ve katkı durumlarının sayısı sonludur ve bu seviyeler yüksek uyarma durumlarında dolacaktır. Bu nedenle uyarma şiddeti tam olarak kontrol edilmelidir.

4.2.3. Uyarma enerjisi ve stok değişimi

Bir materyalin ışığı soğurması, gelen ışığın enerjisine bağlıdır. Yüzey analizlerinde gelen ışığın dalga boyuna bağlı olan soğurmayı, nüfuz etme derinliği ile tanımlamak yerinde olacaktır. Bu durum incelenen numunenin kalınlığının bir ölçümüdür. Doğrudan bant aralıklı yarıiletkenlerde bant aralığı üstü uyarma 1 μm mertebesinde nüfuz etme derinliğine sahiptir. Fotonla uyarılmış taşıyıcıların difüzyonu oldukça değişiklik gösterebilir fakat tipik olarak 1-10 μm aralığındadır. Bu nedenle bant aralığı üstü uyarmasıyla FL, yüzey etkilerine duyarlıdır.

Yüzey yapısı pürüzlüyse, FL spektrumu artan uyarma enerjisi ile değişir. Bu değişimler nüfuz etme derinliği ile yüzey kusurlarını içerir. Yüksek kalitedeki bir yüzeyin FL spektrumu ise uyarma enerjisinden bağımsızdır [43].

Bir yarıiletken yüzey veya ara yüzeyde sarkma (dangling) bağları bant aralığında elektronik durumları arttırır. Bu yarı aralık (mid-gap) durumlar elektronlarla Fermi seviyesini doldurur. Yüzeyde yük birikmesi bir elektrik alan yaratır. Bu durum değerlik ve iletim bant kenarlarının eğilip bükülmesine neden olur. Ölü tabaka (dead-layer) modeline göre elektrik alan ile kaplı bölgelerde oluşan elektron boşluk çiftleri ısımalı geçişi engeller [46].

Elektronların uyarıldığı enerji seviyesi, fonon yayma yoluyla fotonla uyarılmış taşıyıcıların termalizasyonu hızlı olduğu için kısa ömürlüdür. FL ışıma, alt enerji seviyelerini açığa vurur. Yine de uyarılmış durumlarla ilgili spektral bilgi elde etmek mümkündür. FL pikleri, uyarma enerjisi ile uyarma durumu rezonans durumdayken çok iyi gözlenir. Bu teknik FL Uyarma Spektroskopisi (FLE) olarak adlandırılır. FLE, ışık geçirmeyen numuneler üzerindeki tabakaları çalışmada yararlıdır. Çünkü bu durumda soğurma olanaklı değildir.

Yarıiletken kuantum kuyularında optiksel geçişlerin önemli bir özelliği, soğurma ve ışıma pikleri arasındaki enerji farkıdır (Stok değişimi). Bu değişim, ara yüzey dalgalanmalarının bir ölçümüdür. Çünkü bu değişim, kuantum kuyusu kalınlığının konumla değişimini içerir. Kuantum kuyularında gözlenen FL spektrumu, ileriki bölümlerde daha ayrıntılı olarak tartışılacaktır.

4.2.4. Uyarma şiddeti

Fotoluminesans ölçümlerinin önemli bir özelliği de gelen ışığın şiddetini kontrol etmektir. Taşıyıcı yoğunluğu düşük olduğunda, ara yüzeylerdeki katkı ve kusur seviyeleri yoluyla ölçüm hakim hale getirilir. Shockley-Read-Hall (SRH) geçişleri olarak bilinen geçiş, enerji olarak uygun olan bu enerji durumlarında gözlenen geçiştir. SRH oranı, taşıyıcı yoğunluğu n ile orantılıdır. Eksitonik etkilerin ihmal

edildiği ışımalı geçişlerin olduğu durumlarda ışımalı geçiş oranı n^2 ile değişir. Ara yüzeylerin analizinde SRH ve ışımalı yenidenbirleşme (recombination) arası geçiş, katkı ve kusur seviyelerinin yoğunluğuna bağlı olduğu için en önemli geçiştir.

Ara yüzey geçiş oranı $R_s = (S/d).n$ ile ifade edilir. Burada d optik olarak aktif tabaka kalınlığıdır. İki ara yüzey olduğunda ara yüzey geçiş hızı S , S_1+S_2 olur ve ara yüzey katkıları birleştirilir. S , taşıyıcı yoğunluğu ve tabaka kalınlığından bağımsızdır. Bu nedenle çeşitli meteryaller için ara yüzey geçişlerini karşılaştırmada kullanılabilir. S , ara yüzeyin özelliğine bağlıdır. Örneğin GaAs ve hava ara yüzeyinde S ; 10^7 cm/s mertebesindeyken yüksek kalitedeki GaAs/GaInP ara yüzeylerinde $S < 10$ cm/s dir [47]. Ara yüzey geçiş hızındaki bu azalma yüzey pasifleşmesi olarak bilinir. Pek çok optoelektronik düzeneğin performansı ara yüzey geçişleri ile sınırlandırıldığından, pasifleşme kapsamlı olarak çalışılmaktadır. Pasifleşme teknikleri örgü uyumsuzluğu olan yarıiletken alaşımların epitaksiyel büyütülmesini içerir.

Taşıyıcı üretimi oranı geçiş oranına eşittir.

$$\frac{P_{abs}}{E_{ex}} = V \left(\frac{2S}{d} n + \frac{B}{N} n^2 + C n^3 \right) \quad (4.3)$$

Burada P_{abs} , soğurulmuş lazer gücü, E_{ex} lazerin enerjisi ve V ise hacimdir. Foton dönüştürme (recycling) faktörü N ışımalı geçiş olaylarının ortalama sayısı, B ve C parametreleri ise sırasıyla ışımalı ve Auger geçiş oranlarını tanımlamaktadır.

Uyarma şiddetine bağlı FL, kuantum kuyularının özelliklerini incelemek için kullanılabilir. Ding et al. asimetric kuantum kuyularında uyarma şiddeti I_{ex} 'i ölçülmüştür [44]. Geçiş ara yüzey tuzakları yoluyla baskın olduğunda FL şiddeti I_{ex}^2 olarak değişir. Işımalı geçiş daha baskınken ise, FL şiddeti I_{ex} ile orantılıdır.

4.2.5. Fotolüminesans spektrumu

Optiksel geçişler, bir sistemin enerji seviyelerine direkt geçişi sağlar. Bir numune tarafından soğurulan ya da yayınlanan belli enerjideki fotonlar elektronik durumlar hakkında bilgi verir. Soğurma bir sistemin toplam bant yapısını öğrenmek için iyi bir araçtır. Çünkü bantlar enerji durumlarının görelî olarak yüksek yoğunluğuna sahiptir [45]. Diğer yandan fotonla uyarılmış taşıyıcılar bantlar boyunca hızlıca termalize olduğundan ve daha alt seviyelere yerleştiklerinden FL ışıma, alt seviyeleri ayırmayı sağlar. Bu özellik FL'ı kusur ve katkı seviyelerinin bulunduğu ara yüzeyleri analiz etmekte etkin kılar. Işımalı geçişler FL spektrumunda kusursuz pikler oluşturur. Bu nedenle FL ölçümleri bu tür durumlara çok duyarlı ve hassastır.

FL piklerinin konumları, yarıiletken alaşımlarının bileşimlerini değerlendirmede kullanılabilir. Burada bant kenarı ışıma enerjisi ile alaşımların bileşimine bağlı bant aralığı arasında bağlantı kurulur. Bu uygulama, ara yüzey analizleri içinde önemlidir. Ara yüzey alaşımları, heteroeklemlerde taşıyıcıların davranışı üzerinde bir etkiye sahip olan dar kuyular ya da bariyerler olarak şekillenebilir. Ara yüzey kuyularının ve bariyerlerinin izleri FL spektrumunda görülebilir.

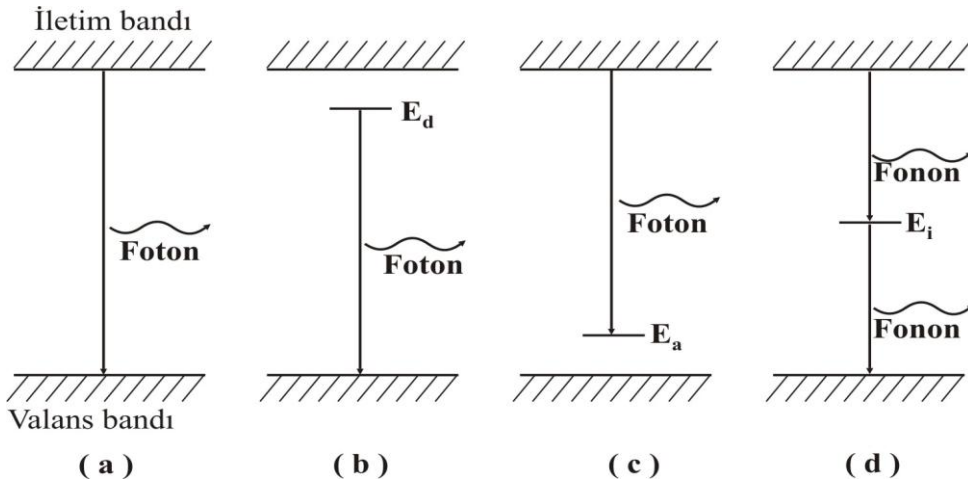
FL spektrumu, kuantum kuyularının ara yüzeyleri üzerinde de önemli bilgiler verir. Bu sistemler ara yüzey pürüzlülüğüne çok duyarlıdır. Çünkü bir atomik monolayer kadar küçük pürüzler taşıyıcı kısıtlama (confinement) enerjisini epeyce değiştirebilir. Kuantum kuyusu kalınlığı esaslı olarak değiştiğinde FL spektrumunda genel olarak bir genişleme gözlenir. Yüksek kalitedeki ara yüzeylerde FL, keskin ve iyi çözümlenebilir pikler verir.

4.2.6. Fotolüminesans pik konumları ve enerji seviyeleri

Katkı ve kusurlar kristalin periyodikliğini bozar ve bant yapısını perturbe eder. Perturbasyon bant aralığında uzanan yaratılmış bir enerji seviyesi ile karakterize edilebilir. Katkı ve kusurlara bağlı olarak enerji seviyesi kristaldeki fazlalık elektronlara göre alıcı veya verici olarak davranır. Elektronlar ya da boşluklar kusur

ya da katkılar yüzünden bölgesel yükün fazla yada eksik oluşuna göre çekilirler ve Coulomb çekimi oluşur. Bu durum bağlanma enerjisinin materyalin dielektrik sabit tarafından değiştirildiği bir sistem olarak modelleştirilebilir. Çünkü elektronlar ve boşluklar farklı etkin kütlelere, alıcı ve vericiler farklı bağlanma enerjilerine sahiptirler.

Sıcaklıktaki düşüşe bağlı olarak taşıyıcılar alt enerji seviyelerine düşerler. Eğer bu taşıyıcılar ışımalı olarak geçiş yaparlarsa yayılan ışık katkı ve kusur seviyelerinin enerjisini belirlemek için analiz edilebilir [48]. Değerlik ve iletim bandı kenarında uzanan sıkı seviyelerin ışımalı geçişlerde yer alması daha olasıdır. Şekil 4.4'de başlangıç ve katkı seviyelerine geçişler görülmektedir.



Şekil 4.4. Işımalı geçiş türleri (a) banttandır (b) verici (donör) seviyesinden valans bandına (c) iletim bandından alıcı (acceptor) bandına (d) bir orta seviye yoluyla ışımasız geçiş

(i) Banttandır ışımalı geçişler

Valans bandındaki serbest deşiklerle iletim bandındaki serbest elektronların birleşmesinden kaynaklanan geçişlerdir. Yüksek sıcaklık ve uyarım yoğunluğunun yüksek olduğu durumlarda meydana gelir. Doğrudan bant aralıklı bir yarıiletkenin enerjisinin konumuna göre uyarıcı fotonun

$$h\nu = E_s - E_i \quad (4.4)$$

ile verilir. Buradaki E_s ve E_i geçişle ilgili son ve ilk durum enerjileridir. Dolaylı bant aralıklı bir yarıiletkende yüksek seviyelere uyarılan elektron iletkenlik bandının minimumuna ulaşmak için ilave bir momentuma ihtiyaç duyar. Elektron bu ihtiyacını bir fononla etkileşerek kazanır. Momentumun korunması için elektron bu etkileşmeyi yapmak zorundadır. Bu durumda yayınlanan fotonun enerjisi :

$$h\nu = E_s - E_i \pm h\Omega \quad (4.5)$$

ifadesi ile verilir. Bu ifadede $h\Omega$, geçişe dahil olan fononun enerjisidir. (+) ve (-) işaretleri ise fononun yayınlanması ve soğurulmasına karşılık gelir [49].

(ii) Safsızlık geçişleri

Yarıiletkenlerin yapısında doğal olarak bulunan yada istenmeden oluşmuş veya kasıtlı olarak katkılanan donör-akseptör seviyelerinin sebep olduğu geçişlerdir. Bu geçişler, donör-bant ve bant-akseptör geçişleridir. $kT = 0$ için bu geçişlerin enerjileri

$$E = E_g - E_D \text{ (donör-bant geçişi)} \quad (4.6)$$

$$E = E_g - E_A \text{ (bant-akseptör geçişi)} \quad (4.7)$$

İle verilir. Burada E_g , E_D , E_A sırası ile yasak enerji aralığı ile donör ve akseptör enerji değerlerini göstermektedir. Sonlu sıcaklık değerlerinde tepe geçiş enerjilerinde

$\frac{1}{2} kT$ 'lik bir artış olur. Bu durumda enerji değerleri

$$E = E_g - E_D + \frac{1}{2} kT \quad (4.8)$$

$$E = E_g - E_A + \frac{1}{2} kT \quad (4.9)$$

olur.

(iii) Termal geçişler

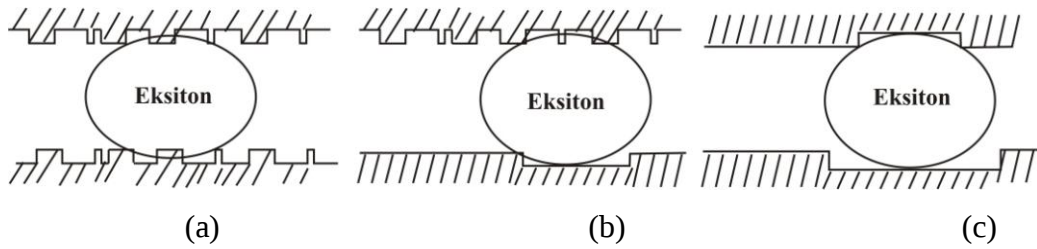
Termal geçişler, fonon yayınlanması ya da soğurulması yoluyla ortaya çıkar. Termal mekanizma genelde denge şartları altındaki yarıiletkenlerde iletkenlik bandındaki serbest elektronların ve değerlik bandındaki serbest taşıyıcıların oluşmasından sorumludur. Sıcaklığın düşmesi ile termal yaratılma oranı düşeceğinden serbest taşıyıcı yoğunluğu da düşer.

4.2.7. Fotolüminesans çizgi genişliği ve ara yüzey pürüzlülüğü

Geçiş enerjilerinin değişimi olası bir durum olmasına rağmen, ara yüzey pürüzlülüğü kuantum kuyularında ayrılma ve genişleme çizgisi üretir. Kuantum kuyularında görülen FL pikleri hemen her zaman külçe bölgesinde görülen FL piklerinden daha geniştir. Çizgi genişlemesi, kuantum kuyularının farklı bölgelerinde kısıtlama (confinement) enerjisinde istenmeden oluşan değişimlere atfedilir. Kuantum kuyularının özelliklerini iki mekanizma etkiler: kuyu veya bariyer tabakalarında oluşan alaşım düzensizlikleri ve ara yüzey pürüzlülüğü. Kuantum kuyularının L genişliliğinin azalmasıyla çizgi genişliliğinin artması, ara yüzey pürüzlülüğündendir. Kısıtlama enerjisi, dar kuantum kuyularında kuyu genişliği L'ye bağlıdır. Alaşım düzensizliği, kuyu genişliğine bağlı FL piklerinin genişlemesine neden olur. Bu durum, özellikle düzensizlik bariyer tabakalarında yoğunlaştığında görülür.

Optimal büyütme koşullarında ara yüzey dalgalanmaları tek bir monolayer ile sınırlandırılabilir. Atomik olarak düzgün ara yüzeylerin ortalama büyüklüğü kısıtlanmış durumların dalga fonksiyonundan daha büyük durumdadır. FL ölçümleri sıvı helyum sıcaklığında yapıldığında kısıtlanmış durumlar, Coulomb etkileşimi yoluyla küçük bir bağlanma enerjisi (E_x) ile bağlı elektron boşluk çiftleri yani

eksitonlardır. Coulomb etkileşimi ile birbirine bağlı olan elektron-boşluk çiftleri başka hiçbir merkezle etkileşmiyorlarsa bunlara serbest eksitonlar denir. Fotoluminesans spektrumunda serbest eksitona ait tepe enerji değeri $E=E_g-E_x$ olacaktır. Bağlı eksitonlar ise nötr veya iyonize olmuş sığ safsızlık merkezleri ya da yarıiletken örgüsündeki diğer kusurlar gibi çekici merkezlere bağlıdırlar. Şekil 4.5’de kuantum kuyularında birkaç mümkün durum görülmektedir.



Şekil 4.5. Eksiton dalga fonksiyonlarının ara yüzeylerdeki durumları: (a) iki pürüzlü ara yüzey (b) bir düz ve bir de pürüzlü ara yüzey (c) iki düz ara yüzey

Atomik olarak düz adaların boyutları, eksitonların dalga fonksiyonlarından küçüktür. Bu durumda FL pikleri genişler. Ara yüzey adacıkları eksitonlardan fazlaysa, düz duvarlara sahip kuantum kuyularında pek çok geçiş olur. Bu durumda kuantum kuyusu spektrumunda oluşan çizgiler çözümlenebilir.

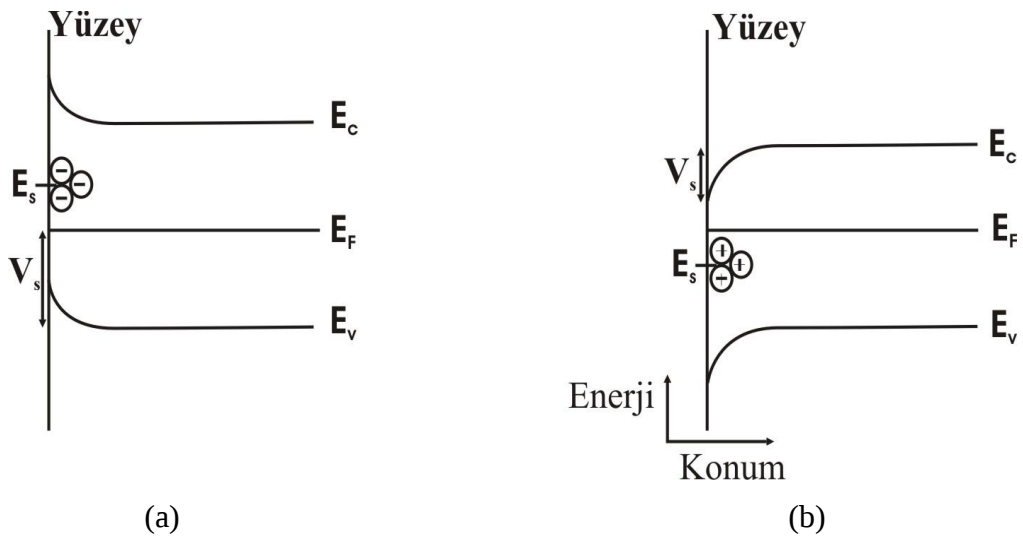
Düşük sıcaklıklarda yapılan FL ölçümlerinde elde edilen ince (fine) çizgilerin pek çok oluşma sebebi olabileceği için, kuantum kuyularının spektrumunda bu çizgiler dikkatle incelenmelidir. Yüksek kalitedeki kuantum kuyularının büyütülmeleri sırasında fazla kusurlar (impurity) oluştuğunda, ara yüzeylerde büyütme kusurları oluşur.

Sıradan kuantum kuyularında FL piklerinin genişlemesi daha olasıdır. Geniş FL çizgileri kuyu genişliğinin göstergesi olduğu için, dar FL çizgileri iyi kalitedeki kuantum kuyularını yansıtır. Ancak bu tanımlama yanıltıcı olabilir. Yapılan çalışmalarda kusursuz büyütülen numunelerde azalan kuyu genişliği L ile çizgi genişliğinde oluşan artma, ara yüzey pürüzlülüğünün etkisine dayanır [49]. Büyütme kusurları ile de FL çizgi genişliği artmıştır. Büyütme kusurları ile beraber çizgi

genişliğindeki artış, ara yüzey adalarının büyüklüğündeki (lateral extent) artışa atfedilir.

4.2.8. Yüzey potansiyeli

Yüzey yakınlarında düşük enerji seviyelerinde yük birikmesi, iletim ve değerlik bantlarının bükülmesine sebep olur. Şekil 4.6, bu durumu göstermektedir.



Şekil 4.6. Uygulanan potansiyele bağlı olarak değerlik ve iletim bantlarının durumları (a)Yüzey seviyesinde elektronlar biriktiğinde (E_s ile gösterildi) değerlik ve iletim bantları yüzey yakınlarında yukarıya doğru bükülür (b)Yüzey seviyesinde boşlukların birikmesi durumunda bantlar yüzey yakınlarında aşağıya doğru bükülür (Etki büyüklüğü yüzey potansiyeli V_s ile karakterize edilmektedir)

Bir yarıiletken elektrik alan uygulanırsa, yarıiletkenin iki ucu arasında bir potansiyel farkı ve dolayısıyla enerjide de bir farklılık oluşur. Bu farklılık bantların bükülmesi ile tasvir edilir. Eğer yüzey durumları elektronları tuzaklarsa (trap), yüzeyde negatif yük birikir ve bant yukarıya doğru bükülür. Eğer yüzey durumları elektron kaybetmeye meyilliyse (boşluklar tuzaklanırsa), yüzeyde pozitif yük birikir ve bant aşağıya doğru bükülür. Elektrik alan, elektron ve boşlukları zıt yönlerde sürükler ve serbest elektron-boşluk azalma bölgesi şekillenir. Elektron ve boşluklar ayrılıp

birleşmediklerinden, azalma bölgesi, ölü tabaka (depletion region) olarak ifade edilir. FL şiddeti, bant bükülmesinin büyüklüğüne bağlı olan ölü tabaka kalınlığına bağlıdır.

Potansiyele bağlı FL pikleri ile ölü tabakanın genişliği arasında kurulan ilişki, iç yüzeyde yenidenbirleşme (recombination) hızının tahmini için kullanılabilir. Ölü tabaka modelinde iç yüzey yeniden birleşme hızı (S_{in}) sonsuz kabul edildiği için, FL piki ihmal edilebilir. Bu uygulama bir GaAs/elektrolit ara yüzeyinde tuzaklama hızının uyarma şiddetine bağlılığının analizinde kullanılmıştır [51]. Uyarma şiddetinin S_{in} iç yüzey geçiş hızına bağlılığı, yüzey durumlarının boşalmasına atfedilir.

4.2.9. Konuma bağlılık ve taşıyıcı difüzyonu

FL şiddeti, ara yüzey kalitesinin bir göstergesi olduğu için FL işaretine karşı konumun ölçümü ara yüzeydeki yük dağılımının özellikleri hakkında bilgi verir. FL ölçümlerinin numuneyi tahrip etmemesi ve ölçüm şartlarına sınırlandırmalar getirmemesi, numune yüzeyinin incelenmesinde FL deneylerini önemli kılar. FL incelemelerinde fiziksel kararlılık, yüzey bölgesi ve tarama zamanı vasıtasıyla dikte edilmesine rağmen, yaklaşık 1 μm 'lik diffraction limiti deneysel düzenlemelerle başarılabılır.

FL spektrumunun konuma bağlılığı, alaşım bileşimlerinin, tabaka kalınlığının ve FL spektrumunu etkileyen çeşitli materyal özelliklerinin benzer olarak değerlendirilmesinde kullanılabilir. Örneğin, FL spektrumu numunedeki pürüzlülük belirtilerini gözlemek için konumun bir fonksiyonu olarak kaydedildi [50]. Numunedeki pürüzlülüğün FL piklerini azaltması beklenir ve zor (stress) FL piklerini genişletmeye ve yerlerini değiştirmeye meyillidir. Tabaka kalitesine bağlı olan FL spektrumu, konuma bağlıdır.

Bir lazer yüzey üzerine yönlendirildiğinde, minimum nokta boyutu yaklaşık olarak lazer ışığının dalga boyuna eşit olan kırınım limiti ile ifade edilir. Yarıiletkenlerin analizinde optiksel uyarma enerjisi yasak enerji aralığı enerjisini aşmalıdır. Görünür

bölge ve yakın kızılötesi bölgedeki dalga boyları bu sınırlardadır. Dolayısı ile nokta boyutu, 1 μm mertebesinde. Taşıyıcı yoğunluğunun uzaysal değişimi mevcutsa, taşıyıcılar yüksek yoğunluklu bölgelerden düşük yoğunluklu bölgelere hareket ederler ve akımın bu bileşeni difüzyon akımı olarak bilinir. Taşıyıcı difüzyonunun olmadığı durumlarda, uyarılan bölgenin nokta boyutu, FL ölçümlerinin konumla ilgili (spatial) kararlılığını belirler. Ancak fotonla üretilmiş (photogenerated) taşıyıcılar geçiş öncesi 1 μm den çok daha geniş mesafelere yayılır. Bu nedenle FL, orijinal uyarma noktasından daha geniş bir bölgede meydana gelir. Uygun aydınlatma kullanılarak konumla ilgili kararlılık ve dağınık ışığa hassaslık artırılabilir.

4.2.10. Zamana bağlılık ve geçiş oranları

FL deneylerinde numunenin uyarılma oranı, geçiş oranına eşittir ve fotonla üretilmiş taşıyıcı yoğunluğu sabittir. Bunun tersi olarak, numune bir seri kısa lazer pulsu ile uyarıldığında taşıyıcı konsantrasyonu zamana bağlı olarak değişir. Lazer pulsu ortalama geçiş zamanından daha kısa olabileceği için, özel bir taşıyıcı yoğunluğu aniden oluşabilir. Zaman çözömlü (time resolved) FL ölçümleri, taşıyıcı ömrünü ifade etmekte, materyaldeki çeşitli geçiş mekanizmalarını çözümlemekte ve karakterize etmekte kullanılabilir.

Denge durumunda olmayan taşıyıcıların ömrü τ olarak aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2S}{d} + \frac{B}{N}n + Cn^2 \quad (4.10)$$

Bu ifade, SRH geçişinin (ara enerji seviyeleri yoluyla gerçekleşen geçiş türü) ara yüzeyler yoluyla baskın olduğu durumlar için geçerlidir. Ara yüzeylerin analizinde, SRH terimi ile ilgilenilir. Uyarma seviyesi arttırıldığında, ışımalı geçişler diğer geçiş türlerinden önce düşünülmelidir. Bu nedenle son denklemdeki Auger terimini ihmal edebiliriz. Fakat düşük kalitedeki küçük bant aralıklı C kat sayısı büyük olan yarıiletkenler için Auger oranları ışımalı oran ile karşılaştırılabilir.

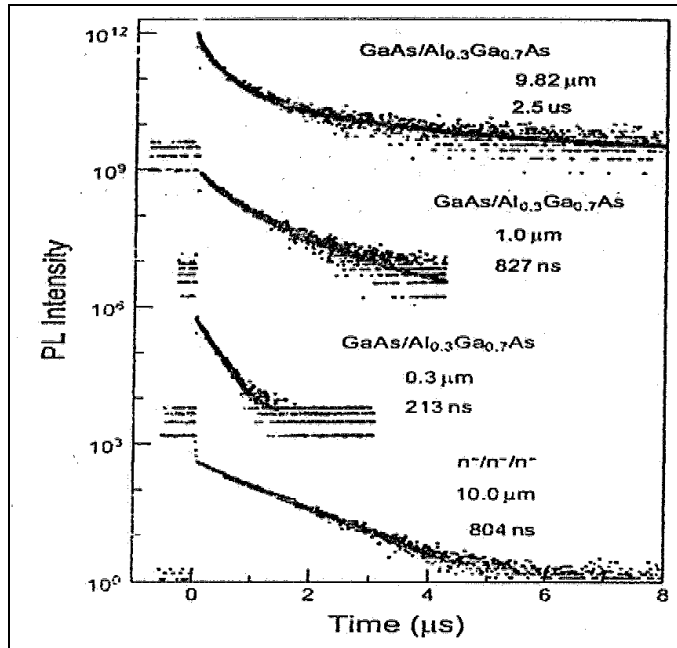
Özgün (intrinsic) taşıyıcı konsantrasyonunun küçük olduğu varsayıldığında, taşıyıcı kinetiğinde iki önemli olay karşımıza çıkar. Düşük uyarma durumunda taşıyıcılar azdır ve n ile orantılı olan ışımalı geçiş zayıftır. Bu nedenle taşıyıcı ömrü

$$\tau \approx \frac{d}{2S} \quad (4.11)$$

uyarma şiddetine bağlıdır. Ara yüzey durumları doluyken ve ışımalı oran fazlayken taşıyıcı ömrünün tersi

$$\frac{1}{\tau} \approx \left(\frac{B}{N}\right)n \quad (4.12)$$

dir ve artan uyarma ile taşıyıcı ömrü azalır. Zaman çözömlü FL ölçömlerinde n sabit değildir ve geçiş işlemlerinden sonra azalır. Şekil 4.7’de GaAs/AlGaAs hetero yapının çeşitli kalınlıkları için örnek dağılım eğrileri görölüyor [52].



Şekil 4.7. GaAs/AlGaAs hetero yapıları için FL dağılım eğrileri (aktif tabaka kalınlığı (μm) ve taşıyıcı ömrü (ns) olay örüntüsü içinde gösterilmiştir)

Çok bileşenli dağılım eğrilerinin analizi zordur. Katkılı materyaller için durum kolaylaşır. n , geçiş işlemlerinin başından sonuna kadar sabit olduğu için, taşıyıcı ömrü uyarmaya bağlıdır. Taşıyıcı ömrü, geçiş katsayılarının tam sağlanabilmesi için katkı konsantrasyonlarının geniş bir oranını kapsar [53].

4.2.11. Fotoluminesans ölçümlerinin sıcaklığa bağlılığı

Bir yarıiletken üzerine ışık gönderildiğinde, bant aralığındaki herhangi bir fotonun enerjisi ile elektronlar, değerlik bandından iletim bandına uyarılabilir. Bu işlemlerde uyarma enerjisi ile bant aralığı enerjisi arasındaki fark fotonla uyarılmış taşıyıcıların kinetik enerjisi olarak ortaya çıkar. Bu nedenle elektron ve boşlukların enerjilerinin başlangıç dağılımı, sıcaklığa değil enerjinin korunumuna bağlıdır ve orijinal taşıyıcı popülasyonları termal değildir. Örneğin, eğer uyarma enerjisi bant aralığından büyükse; elektronlar ve boşluklar kendi bantlarından yüksekte yaratılırlar. Daha sonra elektron ve boşluklar fonon yayarak termalize olurlar ve kendi bant kenarlarının yukarısına Boltzman dağılımları ile yerleşirler. Termal dağılımlar, sıradan FL ölçümlerinde genelde gözlenir. Bu nedenle FL deneylerinde sıcaklık, mümkün enerji seviyelerinin doldurulması için ayarlanabilen bir parametredir.

Düşük sıcaklıklarda yapılan FL deneylerinde, olay alt enerji seviyelerinde gözlenir. Örneğin elektron ve boşlukların Coulomb etkileşimi ile bağlanmış durumu olan eksitonlar ve sıg katkı seviyeleri düşük sıcaklıkta yapılan FL ölçümlerinde gözlenir. Bu seviyeler, birkaç meV mertebesindeki bağlanma enerjileri ile karakterize edilir. Herhangi bir enerji seviyesi yoluyla oluşan FL pikleri, iki parametreye bağlıdır. Birinci parametre; popülasyon azlığı (fractional) diğeri ise, katkı seviyelerinin yoğunluğudur. Bu nedenle düşük sıcaklıklarda, görel olarak seyrek düşük enerji tuzakları meydana gelir. Çünkü yüksek yoğunluklu bant seviyelerinin, termal popülasyonları çok küçüktür.

Enerji seviyesi popülasyonunda sıcaklıkla oluşan görel değişimler, numunenin aynı bölümünde FL piklerinin orijini hakkında ipucu verir. Örneğin, yüksek kalitedeki kuantum kuyularının FL ölçümlerinde çoklu (multiple) pikler, tek bir monolayer

tarafından farklılaşmış bölgelerin enerji seviyeleri olarak düşünülür. Bu sistemlerde; taşıyıcıların olmadığı yerlerde yeniden birleşme (recombination) yüzünden pikler oluşur.

Taşıyıcı dinamiğinde sıcaklık önemli bir parametredir. Taşıyıcı ömrünün sıcaklığa bağlılığı geçiş mekanizmaları ile ilgilidir. Düşük sıcaklıklarda eksitonlar ışımalı geçişlere hakimdir. Fotonların momentumu küçük olduğu için sadece düşük momentumlu eksitonlar direkt olarak yeniden birleşebilir.

4.2.12. Fotolüminesans polarizasyon

Polarizasyon, optiksel ölçümlerde bir başka önemli serbestlik derecesidir. FL deneylerinde ışıma polarizasyonu, dipol osilatörlerinin yönelimine bağlıdır. Elektron boşluk çiftlerinin geçiş olaylarının tüm yönelimleri, eşit olarak olasıdır. Bu nedenle FL polarize değildir. Ancak elektrik alan yönelimi ile bazen FL şiddetinde bir değişme gözlenebilir. Polarizasyonun açığa bağlı olduğu FL piklerinde, maksimum ve minimum noktalar oluşur. Polarizasyon anizotropisi bant asimetrisine, alaşım bileşimi modülasyonuna ve zorlamaya (strain) bağlıdır.

4.3. Elipsometri (SE) Spektroskopisi

Günümüzde yüzey incelemeleri ve soğurucu ya da soğurucu olmayan destekler üzerindeki filmlerin polarimetrik yöntemle incelenmesinde elipsometri yöntemi gittikçe artan bir oranda kullanılmaktadır [52]. Elipsometri genel olarak polarizenmiş bir dalga vektörünün polarizasyon durumunun ölçülmesi ile tanımlanan bir yöntemdir. Yansıma polarimetresi veya polarimetrik spektroskopi gibi adlarla da tanımlanan elipsometri ışığın kutuplanma durumu üzerinde yansıma etkisinin bir ölçümüdür [53]. Elde edilen ölçümler malzemenin optik özellikleri hakkında bilgi verir.

Bilindiği gibi spektroskopik elipsometri (SE) yöntemi bir elektromagnetik dalganın iki farklı ortamı ayıran ara yüzeyden yansıması durumunda kutuplanma halindeki

değişimi ölçer. Elipsometri geçen yüzyılın ortalarında bulunan deneysel bir metottur ve tüm katı maddelerin (metaller, yarıiletkenler, yalıtkanlar olmak üzere) özelliklerini belirlemek için kullanılan ve numune yüzeyinden yansıyan ışığın polarizasyonundaki değişimin ölçülmesi üzerine temellenen yüzeye zarar vermeyen (nondestructive) bir ölçüm tekniğidir [58].

Çoğu elipsometri, numune üzerinden yansıyan ışığın polarizasyonunu mekanik olarak dönen polarizör birimi ile çözümlemektedir. Bu tür elipsometrilere, pek çok gelişmelere rağmen, bazı durumlarda düşük hassasiyet ve özellikle az yansıma veren numunelerde düşük sinyal/gürültü oranı ile karşılaşılabilir.

Bu ölçüm tekniği ile başlıca olarak, filmin kalınlığı, kırılma indisi, sönüm katsayısı, kristallliği, kompozisyonu, derinlemesine ya da alansal tekbiçimliliği ve mikroyapısı gibi özellikleri analiz edilebilmektedir.

Elipsometrinin genel şemasında, polarizelenmiş bir ışık dalgasının, incelenen optik sistemle etkileşmesine izin verilmektedir. Bu etkileşme, ışığın polarizasyon durumunu değiştirir. Elektromanyetik bir dalganın polarizasyon durumu, elipsometrik parametreler olarak bilinen Ψ ve Δ değerleri ile verilir. Monokromatik ve polarizasyon durumu belli olan bir elektromanyetik dalganın istenilen gelme açısı altında, optik bakımdan farklı olan ortamların sınır yüzeyine düşürülmesi ile bu sınır yüzeyinden yansıyan veya geçen ışığın polarizasyon durumu değişir. Yansıyan veya geçen ışığın polarizasyon durumunun belirlenmesi ile kullanılan malzemenin optik parametreleri belirlenebilir.

Gelme düzlemine paralel polarize olan yansıma genliğinin büyüklüğünün, R_p , dik polarize olmuş yansıma genliğine, R_s , oranı elipsometrik Ψ parametresinin ifadesini vermektedir:

$$\tan \Psi = \frac{R_p}{R_s} \quad (4.13)$$

R_p ve R_s arasındaki faz farkı, ikinci elipsometrik parametre olan Δ dır:

$$\Delta = \Delta_p - \Delta_s \quad (4.14)$$

Burada Δ_p paralel yönde polarize olan ışığın faz farkı, Δ_s dik yönde polarize olan ışığın faz farkıdır. Δ_p ve Δ_s sırasıyla R_p ve R_s in fazlarıdır.

Elipsometrik parametrelerden yararlanarak; elipsometrik oran şöyle ifade edilebilmektedir:

$$\rho = \left| \frac{R_p}{R_s} \right| = e^{i(\Delta_p - \Delta_s)} = \tan \Psi e^{i\Delta} = \frac{R_p}{R_s} \quad (4.15)$$

Bu denklem elipsometrik parametrelerle Fresnell katsayıları, dolayısı ile yapının optik sabitleri arasında ilişki kurulabileceğini göstermektedir[60].

5. DENEYSEL DÜZENEK VE ÖLÇÜMLER

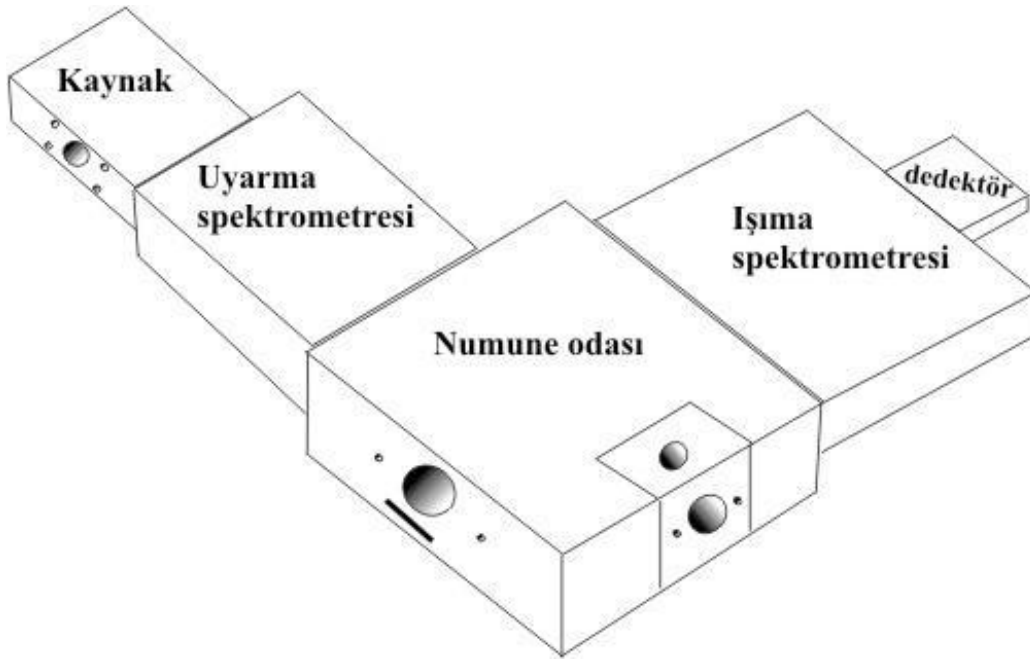
5.1. Fotolüminesans Spektroskopisi

Fotolüminesans optik uyarılmasından sonuçlanan ışığın yayılımıdır. Yarıiletken çalışmaları için, materyalin band aralığından daha büyük enerjiye sahip fotonları üreten optik kaynak gereklidir. Bilindiği gibi kuantum kuyulu heteroyapıların büyütülmesinde, heteroyapıların arayüzeylerinde oluşan yapısal kusurlar en önemli problemlerden biridir. Bu kusurların doğru bir şekilde tayin edilmesi mükemmel kalitede heteroyapıların büyütülmesinde kilit rol oynamaktadır. Materyalin enerji geçişleri karakteristiği tanımlamak için, yayılan ışık toplanır ve spektroskopi teknikleri kullanılarak analiz edilir. FL kristaldeki kusurlar ve safsızlıklar hakkında bilgi elde edebilmek için de yararlı bir cihazdır. Kristalin yasak enerji aralığındaki enerji seviyeleri, yayılan ışığın ya da lüminesansın spektral doğası ile analiz edilir. FL yasak enerji aralığındaki enerji seviyelerini haritalamak ve katkıların bağlanma enerjilerini belirlemek için de kullanılabilir.

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

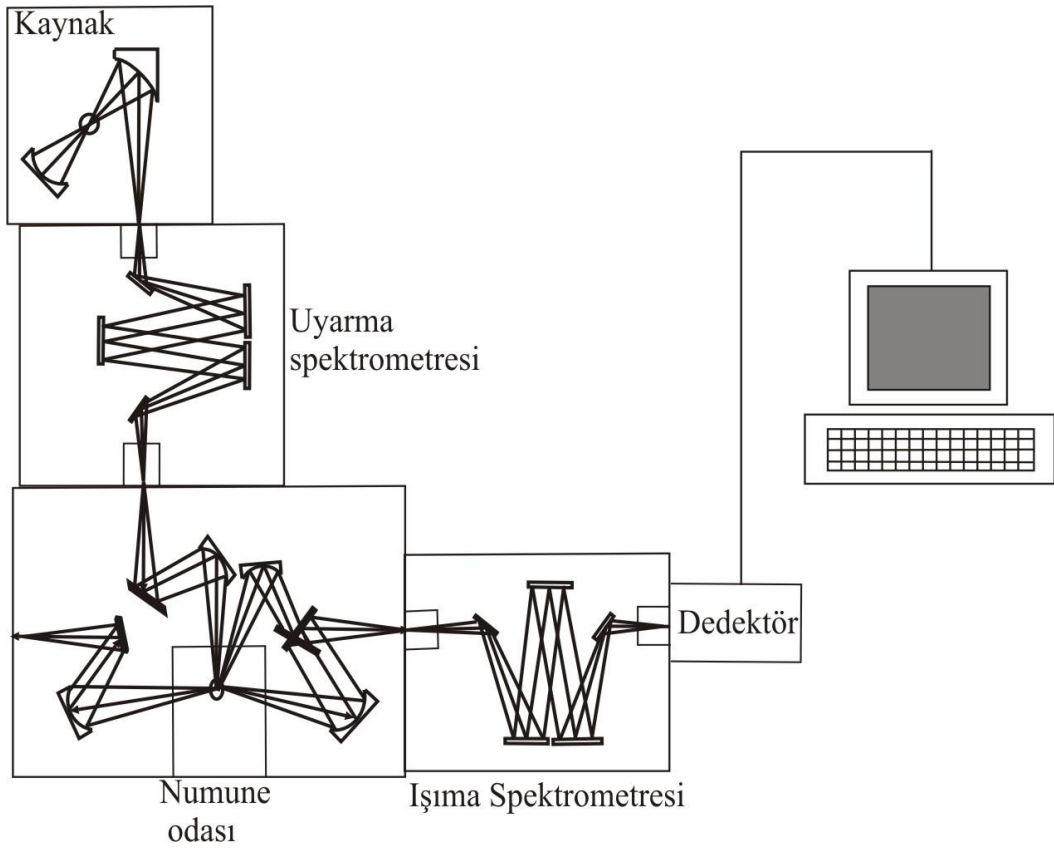
Bu bölümde Gazi Üniversitesi STARLAB’da büyütülen GS025 kodlu GaAs/AlGaAs yarıiletken süperörgü yapıdan elde edilen sonuçlar incelenmiştir.

Bu tez çalışmasında kullanılan deneysel düzeneğin basit bir gösterimi Şekil 5.1’de verilmiştir.



Şekil 5.1. Fotolüminesans ölçümlerinde kullanılan deneysel düzenek

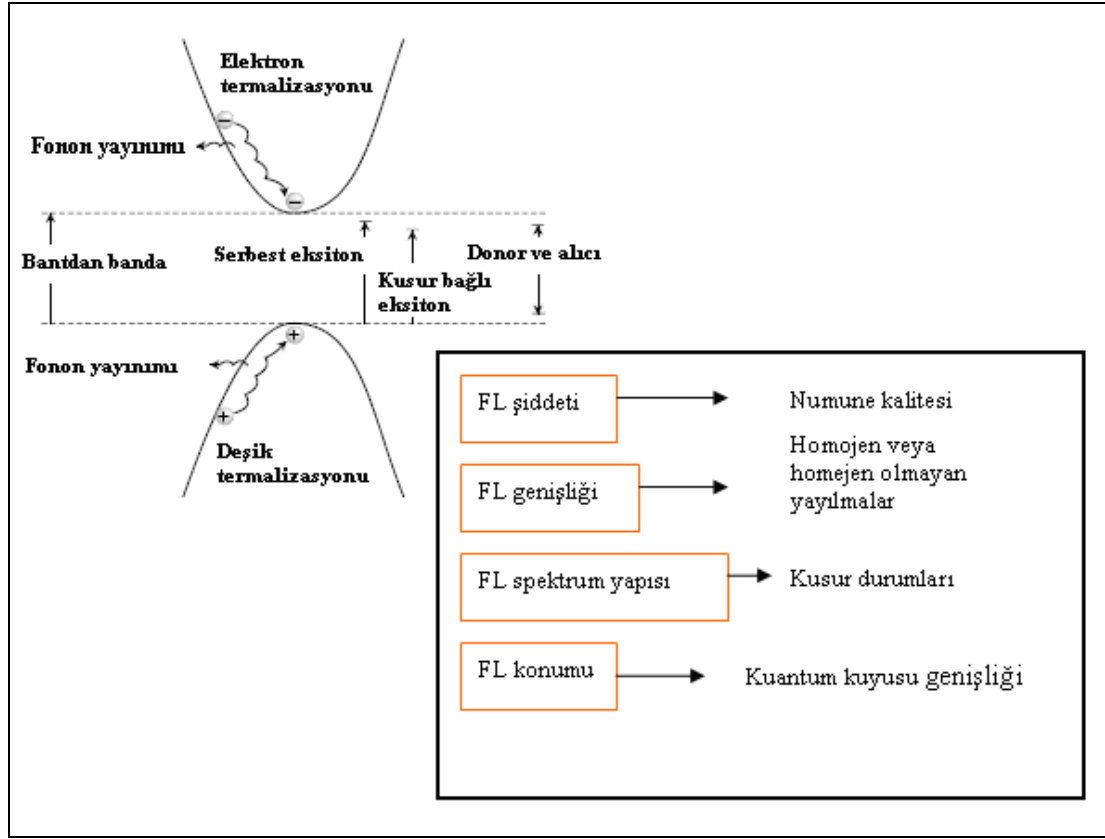
FL ölçümlerinde gerçekleşen fiziksel olaylar ise Şekil 5.2’de şematik olarak gösterilmiştir. Işık kaynağından gelen ışık, uyarma spektrometresine gönderilir. Uyarma spektrometresi, numuneye tek bir dalgaboyuna sahip ışık ışınının gönderilmesi için, ışığı içindeki aynalar vasıtasıyla filitre eder. Numune odasındaki numune, gönderilen ışık ışınına maruz bırakılır. Numuneden yansıyan ışık, ışıma spektrometresi yardımıyla filitre edilerek dedektöre gönderilir. Dedektör yardımıyla elektrik akımına çevrilen sinyaller bilgisayara gönderilerek, dalgaboyuna karşılık FL şiddetindeki değişiminin spektrumunu gösteren bir grafik üretilir.



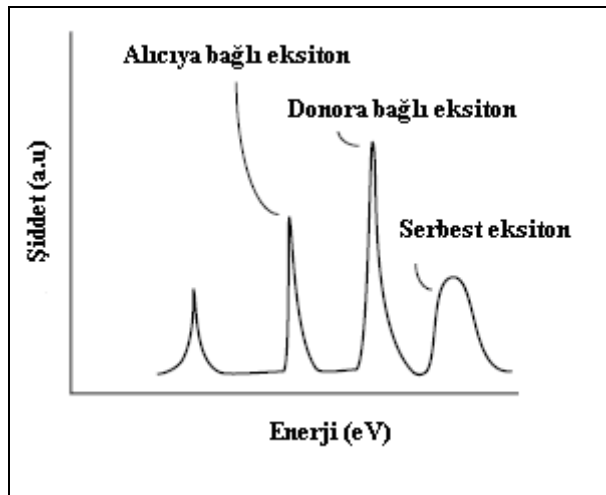
Şekil 5.2. FL ölçümlerinde gerçekleşen fiziksel olaylar

Şekil 5.3 ve Şekil 5.4 hacim GaAs ve çok kuantum kuyulu GaAs içindeki spektrumu göstermektedir. Şekil 5.5’den görüleceği gibi her bir kuantum kuyusu kendi geçişini üretmektedir. Geçişlerin konumları kuyuların genişliği ile ilgilidir. Şekil 5.3’de not olarak belirtildiği gibi, spektrumun genişliği ve eksiton piklerinin yapısı heteroyapıların yapısal kalitesi hakkında bilgi sağlar.

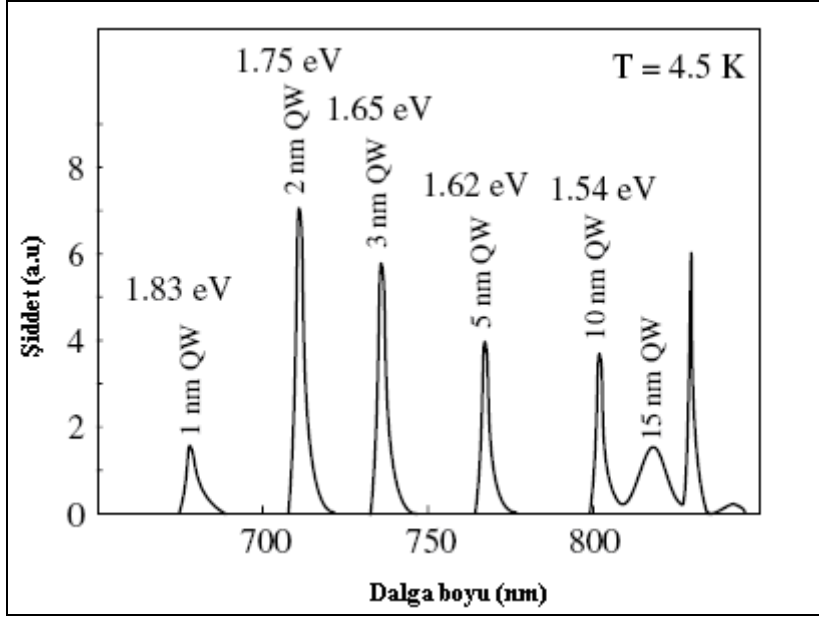
Bu tez çalışmasında fotoluminesans ölçümleri, 240 nm ile 600 nm dalgaboyları arasında ışık üreten, 450 W güç çıkışlı ksenon lambası kullanılarak oda sıcaklığında yapıldı. FL ölçümlerinde kullanılan Horiba Jobin Yvon fluorolog-3 Sistemi Resim 5.1.’de verildi.



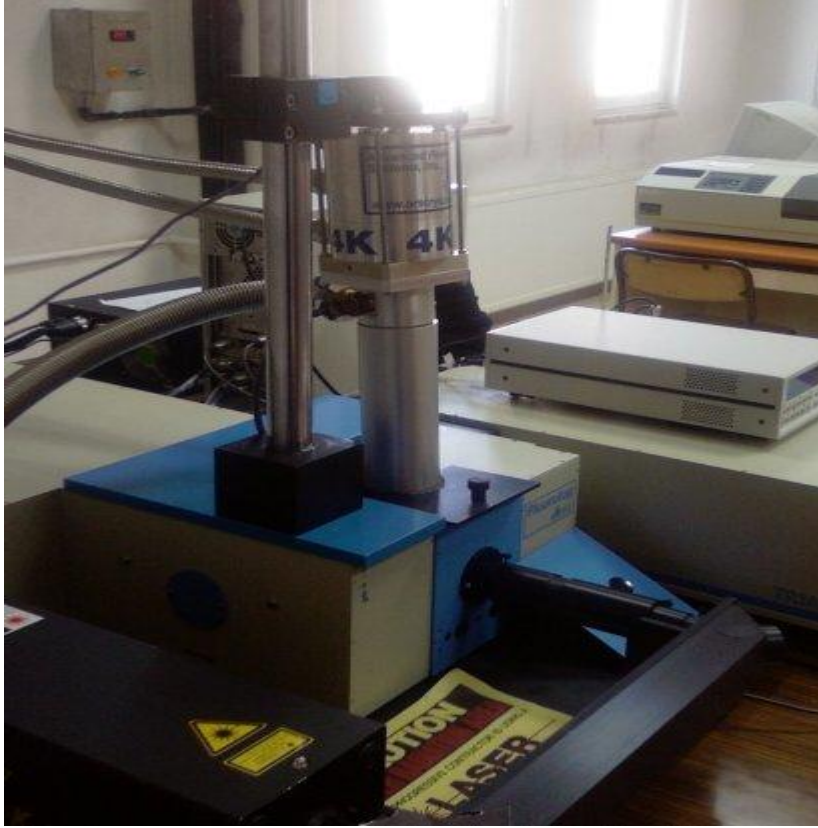
Şekil 5.3 Birleşim tipleri ve FL spektrum yorumu [59]



Şekil 5.4 Tipik bir GaAs FL spektrumu [59]



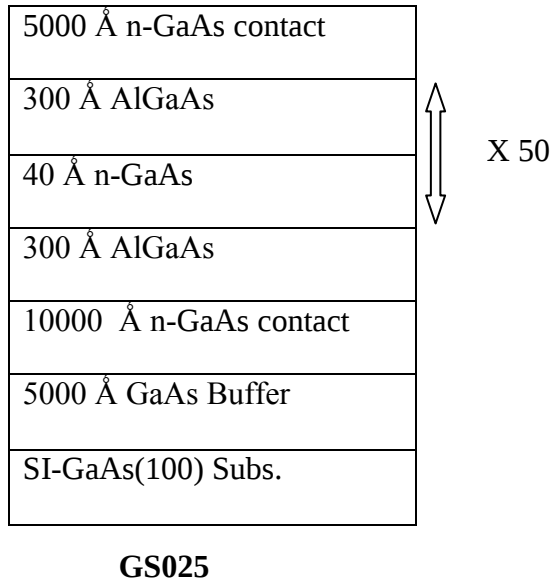
Şekil 5.5. Tipik bir GaAs kuantum kuyu FL spektrumu [59]



Resim 5.1. FL ölçümlerinde kullanılan Horiba Jobin Yvon Fluorolog-3 sistemi

5.1.1. GaAs/AlGaAs süperörgünün fotolüminesansı

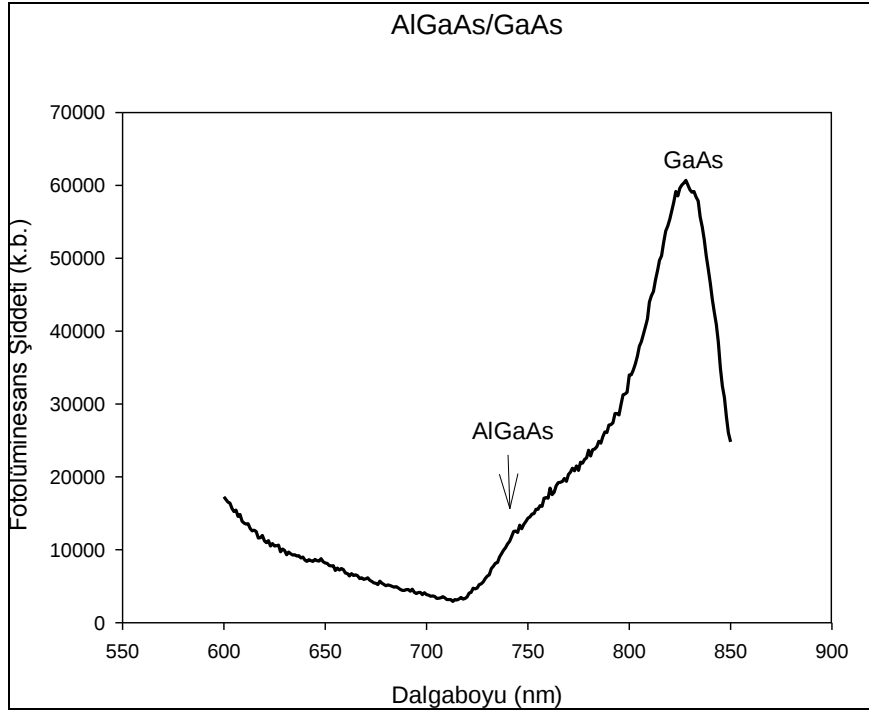
Bu tez çalışmasında fotolüminesans ölçümleri yapılan GS025 nolu GaAs/AlGaAs süperörgü, Gazi Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesinde bulunan STAR LAB’da yer alan Semicon V80H-10 MBE sistemi kullanılarak büyütülmüştür. GaAs/AlGaAs süperörgünün bazı özellikleri Şekil 5.6’da verilmiştir.



Şekil 5.6. Tez çalışmasında kullanılan GaAs/AlGaAs süperörgü (GS025)

5.1.2. GaAs/AlGaAs süperörgünün oda sıcaklığında alınan fotolüminesans ölçümleri

AlGaAs/GaAs süperörgü yapısının oda sıcaklığında optiksel karakterizasyonu laboratuvarımız bünyesinde yer alan Horiba Jobin Yvan firmasına ait Fluorolog-3 fotolüminesans spektrometresi kullanılarak gerçekleştirildi. Yapılan deneylerde optik uyarma kaynağı olarak 55 mw gücünde, 325 nm dalgaboylu He-Cd lazer kullanıldı. MBE sistemi ile büyütülen AlGaAs/GaAs süperörgü yapısına ait oda sıcaklığı FL ölçüm sonuçları şekil 5.7’ de verilmiştir. Ölçümler karanlık ortamda yapılarak, numunenin ortamın ışığından etkilenmesi engellenmeye çalışılmıştır.



Şekil 5.7. GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ süperörgünün fotoluminesans spektrumu

Şekil 5.7 Gs025 süperörgüsü için oda sıcaklığında ölçülen PL spektrumunu göstermektedir. Bu spektrumda görüldüğü üzere belirgin olarak 826 nm yani 1,493 eV civarında diğer piklere oranla güçlü bir PL piki vardır. Bu pik GaAs kuantum kuyusunun iletkenlik altbandı içindeki elektronlarla valans altbandı içindeki ağırdeşiklerin birleşmesinden meydana gelen E_0 pikidir. 728 nm yani yaklaşık 1,67 civarında bir pik görülmektedir. Bu pik AlGaAs tabakası içindeki elektron-deşik birleşiminden kaynaklanmaktadır. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ materyalinin x Al oranına göre band enerjisi Vegard yasası ile verilen

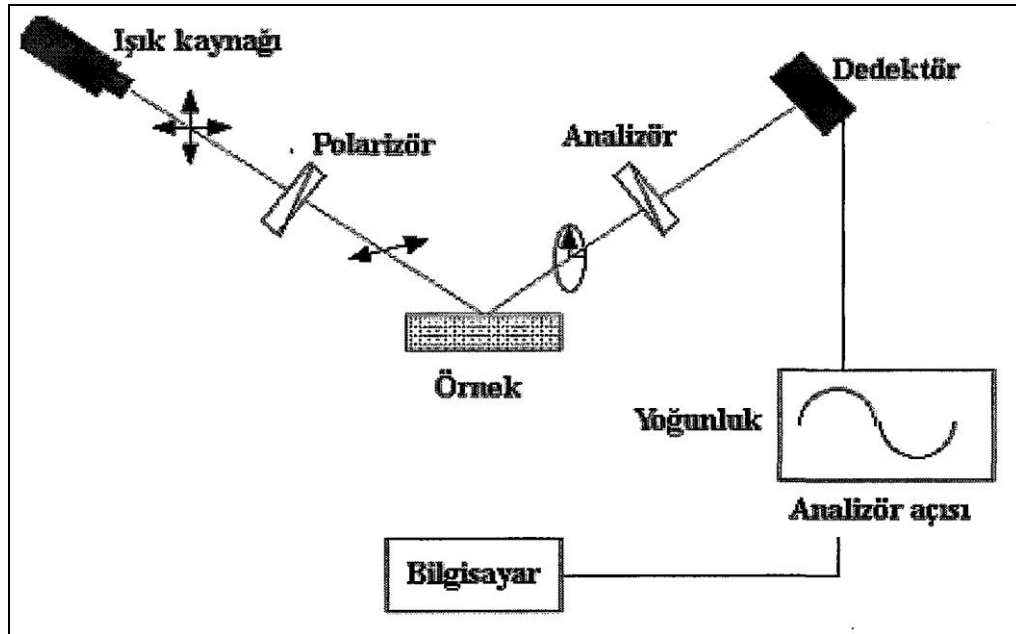
$$E_g(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}) = E_g(\text{GaAs}) + 1.247 \cdot x \text{ (eV)} \quad (5.1)$$

şeklinde değişmektedir. GaAs yasak enerji aralığı 1,42 eV olduğuna göre ve PL ölçümlerinden elde edilen $E_g(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}) = 1,67 \text{ eV}$ ise bu eşitlikten $x=0.20$ olarak bulunur.

Dalgaboyunun 826 nm'den daha küçük olduğu değerler için görülen ve diğerlerinden daha belirgin olmasının nedenini, istenmeden oluşmuş safsızlıklara ve yapıdaki kusurlardan kaynaklanmış olmasına bağlayabiliriz.

Yüksek kalitedeki bir yüzeyin FL spektrumu uyarma enerjisinden bağımsız olduğu için, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ numunesinin yüzey yapısının pürüzlü olduğunu ya da yüzey kusurlarının olduğunu da söyleyebiliriz.

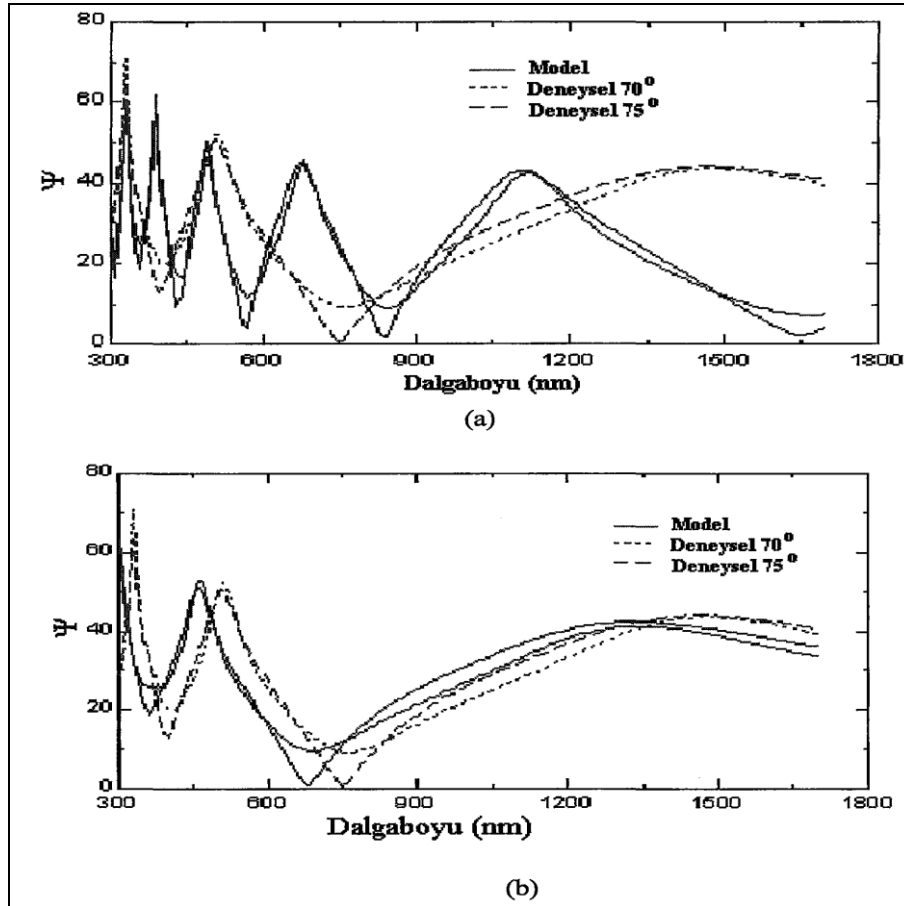
5.2. Elipsometri Spektrometrisi



Şekil 5.8 Elipsometrinin ana hatları. Işık kaynağından gelen ışık önce polarizleniyor daha sonra örnekle belirli açılarda temasa geçtikten sonra analizöre gidiyor.

Elipsometride veri analizi yapılırken belirli bir sıra izlenir. Önce elipsometri cihazından veriler elde ederiz. Bu veriler grafiğe dönüşür. Daha sonra bilgisayar programıyla incelediğimiz yapıya benzer basit bir yapı modeli oluştururuz. Sonuçta elimizde deneysel grafik ve oluşturduğumuz modelin grafiği vardır. İki grafik üst üste gelecek şekilde yeni bir grafik oluşturulduktan sonra modelimizdeki parametreleri değiştirerek deneysel grafiğe yakın grafik elde etmeye çalışırız ve

deneysele yaklaştığımızda gerçek yapımız hakkında bilgi edinmiş oluruz [60]. Şekil 5.9'de (a) kötü eşlemeyi (b) iyi bir eşlemenin nasıl olduğu gösterilmiştir.



Şekil 5.9. Elipsometri ve modelin grafik eşlemesi. (a) kötü eşleme, (b) iyi bir eşleme [60].

Resim 5.2'de gösterilen faz modülasyonlu Spektroskopik Elipsometre sistemi (Jobin Yvon-Horiba) numune üzerinden yansıyan ışığın polarizasyon durumunun bir fotoelastik modülatör yardımı ile mekanik bir hareket olmaksızın, 50 kHz frekansında değiştirilmesi üzerine temellendirilmektedir. Böylece, yüksek sinyal/gürültü oranı elde edilmiş ve geleneksel EL sistemlerinde bazı durumlarda karşılaşılan düşük hassasiyet sorunundan sistem arındırılmıştır. Bu tekniğin 1 ms kadar küçük bir zamanda veri almaya olanak vermesi, dinamik olayların gözlenmesi için önem taşımaktadır. Ayrıca, 260-2100 nm gibi geniş bir dalga boyu aralığında

ölçüm imkanı veren eldeki Elipsometre sisteminin önemli özelliklerinden biri de delta değerini 0° ve 180° çevresinde doğru ölçebilmesidir.



Resim 5.2. Spektroskopik Elipsometre cihazı

Sistem , başlıca olarak, 75 kW gücünde Xenon ışık kaynağı, otomatik goniometre üzerine monte edilmiş bir polarizör ve bir modulator başlığı, bir monokromatör, bir motorize numune platformu ve bir kontrol biriminden oluşmaktadır. Polarizör başlığı, ışık kaynağından gelen ışık demetini toplar ve bir polarizör lens (Glan tipi) yardımı ile numune üzerine odaklamaktadır. Odaklanan ışığın çapı manuel olarak 50, 100, 1000 μm 'ye ayarlanabilmektedir. Modulator başlığı, numune üzerinden yansıyan ışık demetini toplar, fotoelastik modulator yardımı ile modüle eder ve modüle edilmiş ışık demetini polarizör lens (Glan tipi) yardımı polarize ettikten sonra fiber optik kablolar yoluyla monokromatöre iletmektedir. Fotoelastik modulator ve polarizör lens motorize dönen bir plaka üzerine sabitlenmişlerdir. Monokromatör'den çıkan ışık dalga boyuna göre hareket eden bir ayna yardımı ile ya ön çıkış yarığında fotoçoğaltıcı tübe (PMT, morötesi ve görünür dalga boylarında) ya da yan çıkış yarığında InGaAs dedektöre (yakın kızılötesi dalgaboylarında, >880

nm) ulaştırılır. Numune platformu birbirine dik iki doğrultuda bir motor ile mikrometre hassasiyetinde hareket ettirilerek, numunenin istenilen alanda tekbiçimliliği (uniformity), haritalama (mapping) yoluyla çözümlenebilmektedir.

Numune üzerine düşen ışığın geliş açısı 40 ve 90° arası 0,01° kadar küçük basamaklarda otomatik olarak ayarlanabilmektedir. Ayrıca, ölçüm sistemi DeltaPsi2 isimli bir yazılımla hem kontrol edilebilmekte hem de elde edilen veriler kullanıcı için çokça kolaylaştırılmış bir ara yüzle çözümlenebilmektedir.

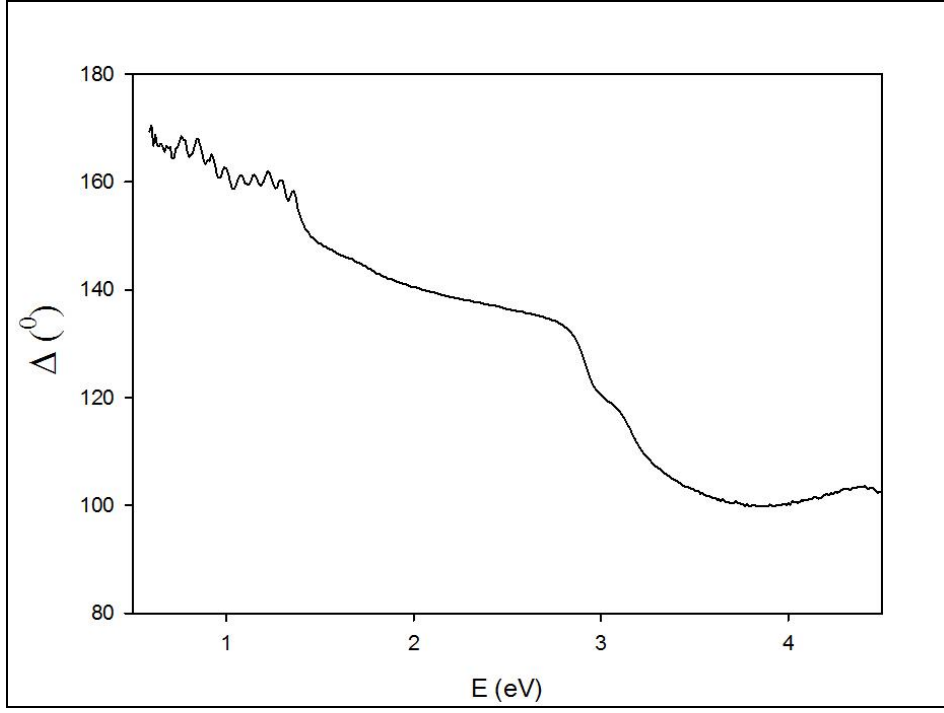
5.2.1 Deneyisel sonuçlar

Elipsometrik ölçümlerde STARLAB'da bulunan 260 ile 2100 nm arasındaki spektral alana sahip olan Horriba Jobin Yvon'un UVISEL modeli kullanılmıştır.

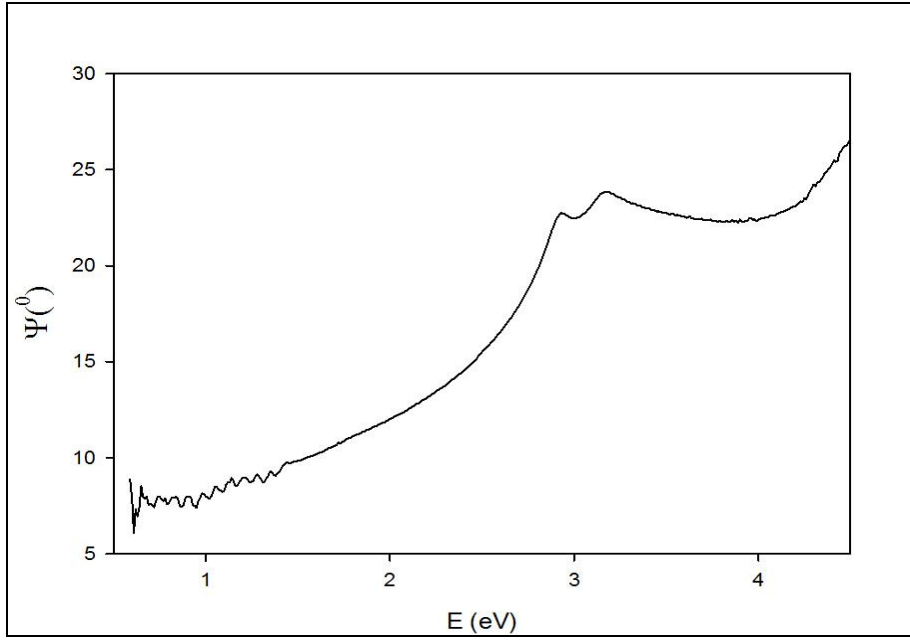
Yansıyan veya geçen ışığın polarizasyon durumunun belirlenmesi ile kullanılan malzemenin optik parametreleri belirlenebilir [60]. Bu yapının özelliğine bağlıdır ve bu parametrelerin ölçümü sonucunda oluşan grafik yapıya özgüdür. Yani elde ettiğimiz grafikte ölçümünü yaptığımız ne derece istediğimiz yapı olduğunu anlayabiliriz.

Elipsometri ile GS025 modelinin ölçümlerine 70 derecelik açı ile 450 nm'den başlanmıştır. Ölçümden elde ettiğimiz grafikler aşağıdadır.

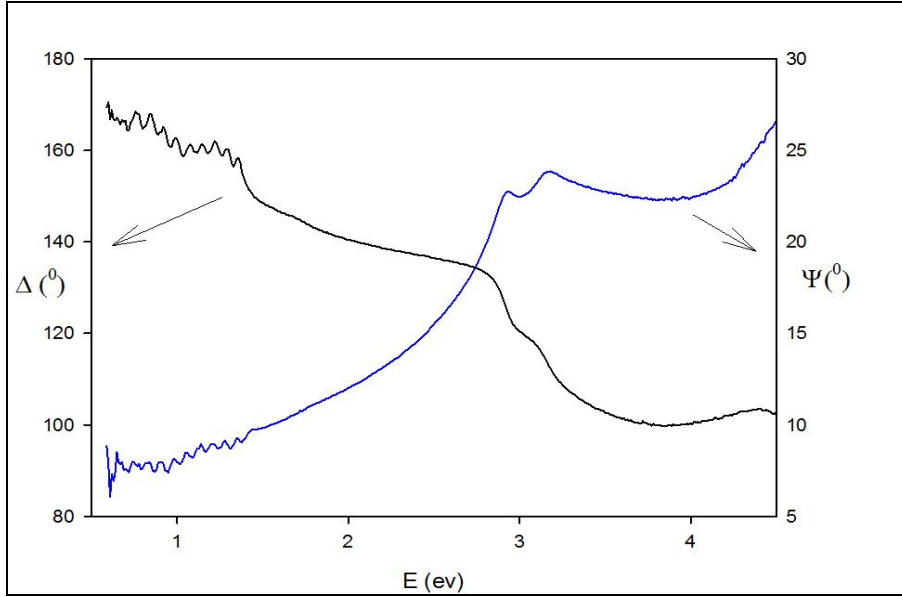
GaAs/AlGaAs alaşımları SI-GaAs(100) alttaş üzerine katı kaynaklı moleküler demet büyütme (MBE) tekniği kullanılarak büyütüldü. Yapıların bandlar arası-geçiş kenarının kritik nokta enerjileri, oda sıcaklığında spektroskopik elipsometri (SE) ile ölçülen dielektrik fonksiyonları analiz edilerek belirlendi. Ölçümler 0,5-4,8 eV foton enerjisi aralığında alındı.



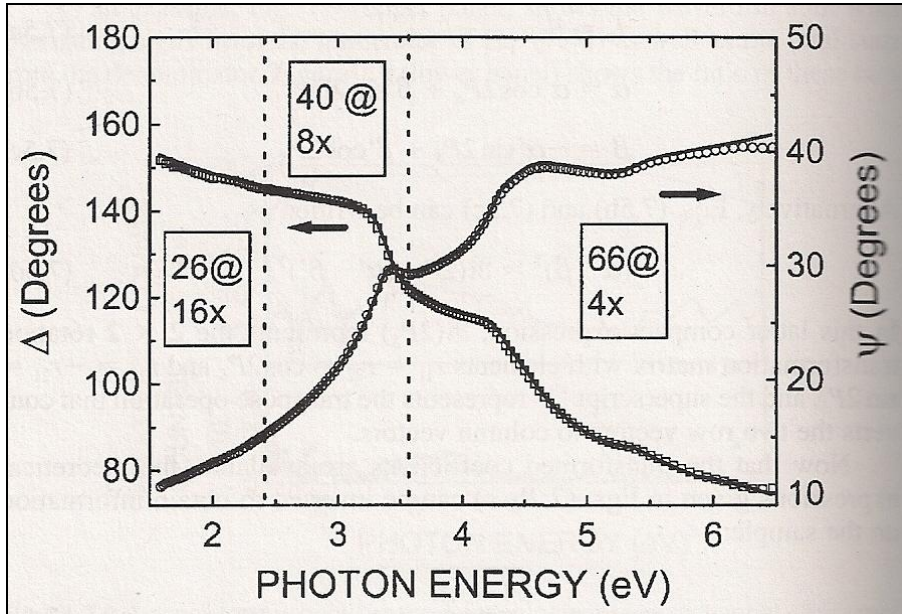
Şekil 5.10. Δ parametresine göre enerji grafiği.



Şekil 5.11. Ψ parametresine göre enerji grafiği.

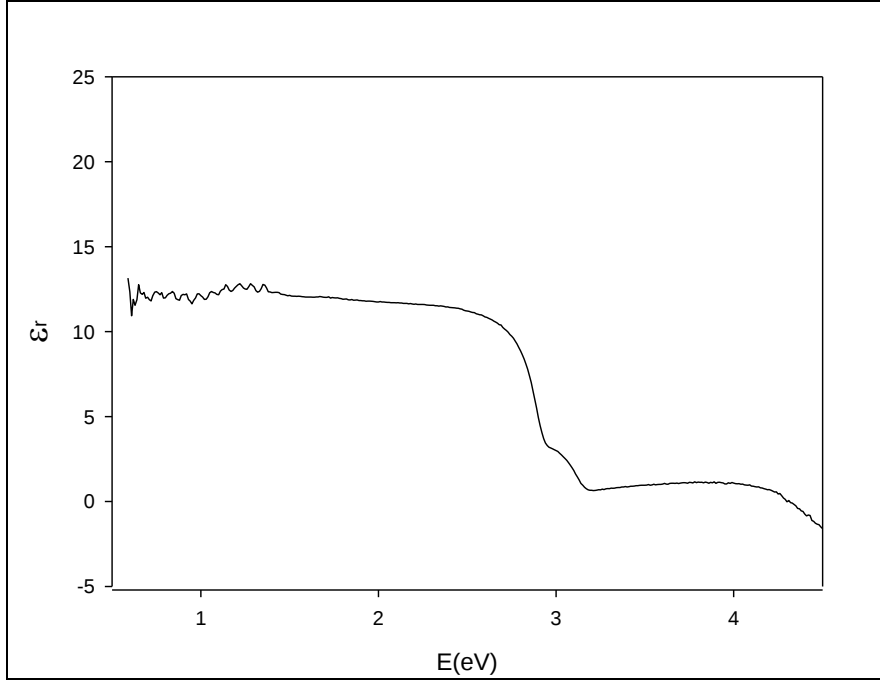


Şekil 5.12. Alt taştan elde edilen Ψ , Δ grafiği.

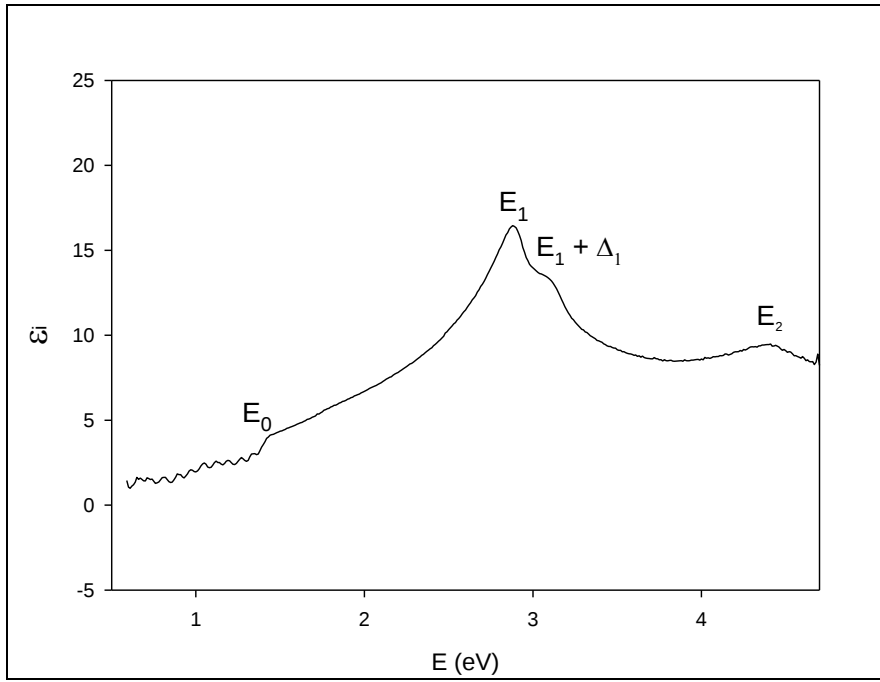


Şekil 5.13. Spektroskopik elipsometri yöntemiyle elektromanyetik bir dalganın polarizasyon durumunu veren grafik (Ψ , Δ parametrelerine bağlı) [61].

Şekil 5.12’de değişken açılarda SE spektrumlarını veren grafik gösterilmiştir. Bu grafik (Ψ , Δ parametrelerine bağlı) elektromanyetik bir dalganın polarizasyon durumunu verir [62].



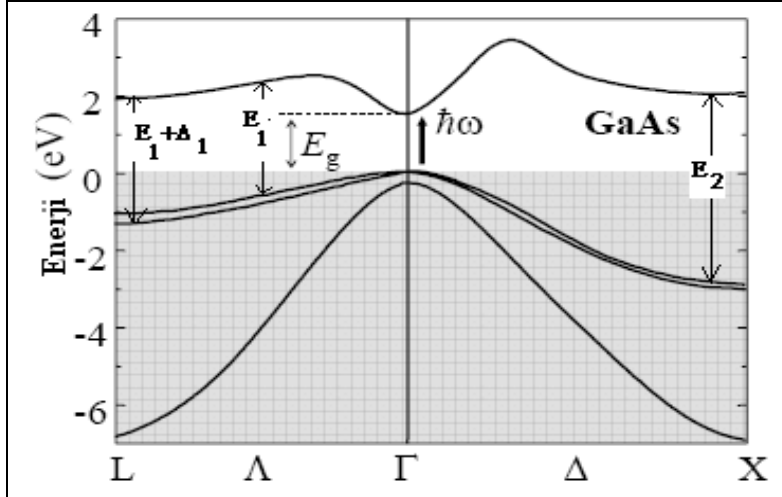
Şekil 5.14. Dielektrik fonksiyonunun reel kısmı enerji grafiği.



Şekil 5.15. Dielektrik fonksiyonunun imajiner kısmının enerji grafiği.

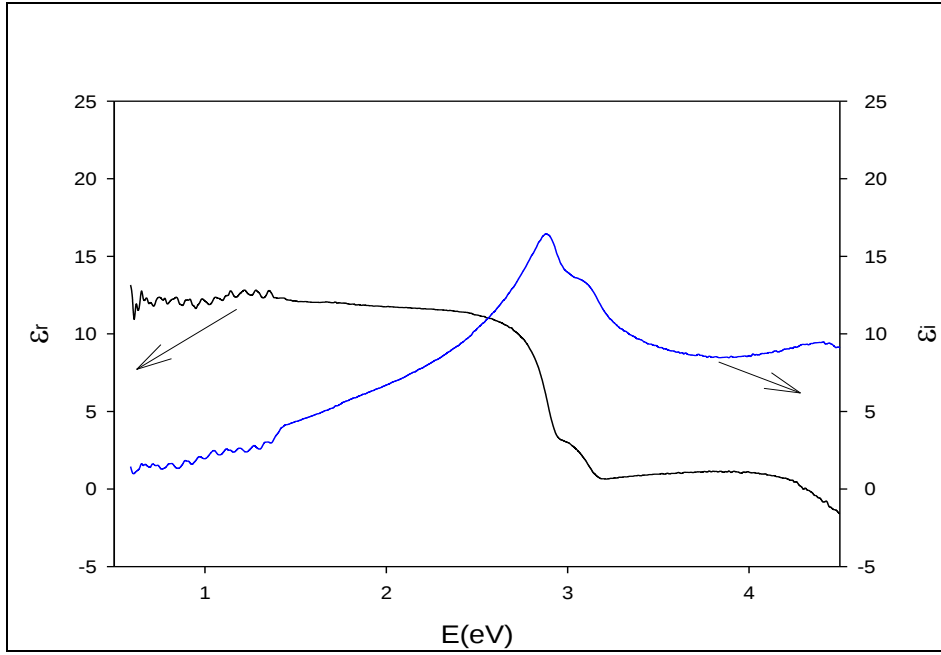
Çizelge 5.1. GaAs için elde edilen kritik enerji noktaları

	E_0	E_1	$E_1 + \Delta_1$	E_2
AlGaAs/GaAs	1,38 eV	2,9 eV	3,09 eV	4,51 eV

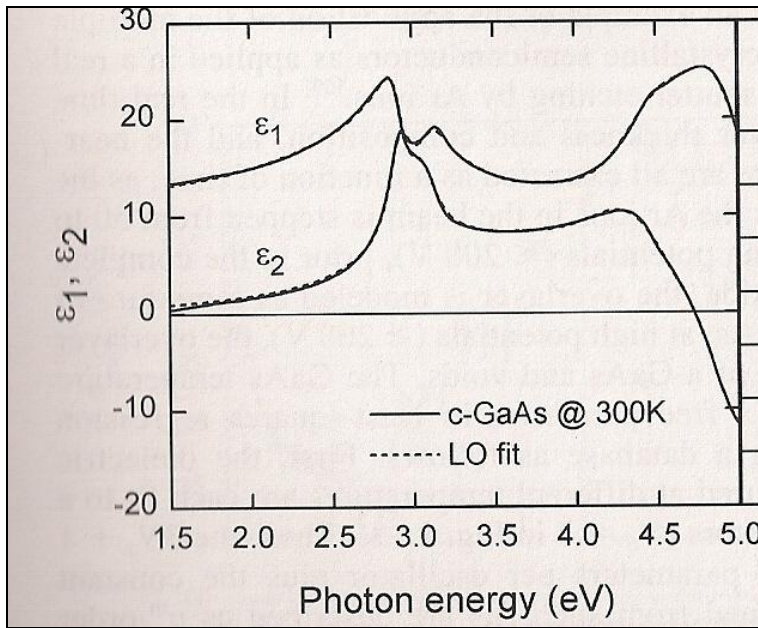


Şekil 5.16. GaAs için enerjiye karşı dalga vektörünün band diyagramı [62].

Gama vadisindeki geçişlere karşılık gelen valans bandının tepesi ve iletkenlik bandının çukuru arasındaki geçiş E_0 ' a karşılık gelir. E_0 , yasak enerji aralığıdır. E_1 enerjisi ise Λ vadisi arasındaki geçişlere denk gelir. Burada valans bandı spin orbit etkileşmesinden dolayı yarılmaya uğrar. Bu yarılmadan dolayı bu vadideki geçiş enerjisi $E_1 + \Delta_1$ olur. Burada Δ_1 spin orbit yarıлма enerjisine karşılık gelir. E_2 ise X vadisinde valans ve iletkenlik bandındaki geçişlere karşılık gelir. Bu enerji noktalarına kritik enerji noktası ya da noktaları adı verilir.



Şekil 5.17. Dielektrik fonksiyonunun spektral değişimini gösteren grafiği



Şekil 5.18. Spektroskopik elipsometri yardımıyla ölçülen GaAs'in dielektrik foksionunu grafiği (ϵ_1 , reel kısmı, ϵ_2 imajiner kısmı gösterir.)[64].

Şekil 5.17'de grafiğin sol taraftaki eksen dielektrik fonksiyonundaki reel değişmeyi, sağ taraftaki eksen dielektrik fonksiyonundaki imajiner değişmeyi göstermektedir. Numunelerin tek biçimliliği (uniformity) 0,5-4,8 eV enerji aralığında incelenmiştir ve görüldüğü gibi bu enerji aralığında numunenin dielektrik spektrumu gözlenmiştir.

Öte yandan dielektrik sabitinde görülen tepeler, Brillouin bölgesinde kritik geçiş enerjilerine denk gelmektedir. Yapıdaki çeşitli kusurlar nedeniyle bu tepelerin yarı genişlikleri değişebilir. Fakat numunenin her noktasında bu eğriler aynı davranışı göstermektedir. Bu ise yapının kristal kalitesinin numunenin her yerinde aynı olabileceğini gösterir.

6. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu tezde Moleküler Demet Epitaksi kristal büyütme yöntemiyle büyütülmüş AlGaAs/GaAs yarıiletken yapısı incelenmiştir. İncelemede fotoluminesans ve elipsometri teknikleri kullanılmıştır.

FL, yüzey ve ara yüzey karakterizasyonu için önemli bir düzenektir. Birçok deneysel teknik, ara yüzeyler hakkında ayrıntılı mekanik bilgiler verir. Ancak buna rağmen optoelektronik endüstri, temelde optik ve elektronik özelliklerle ilgilenir. Mekaniksel bilgiler bu özelliklerle yakından ilgili olduğundan kullanışlıdır. Fakat FL ölçümleri, direkt olarak elektronik özellikleri inceler. Diğer teknikler benzer geçişler sağlar fakat bu teknikler daha özel uyarma şartları ya da dedekte düzenlemeleri gerektirir.

AlGaAs/GaAs süperörgünün FL şiddetinin foton dalgaboyuna bağlı grafiği oda sıcaklığında elde edilmiştir. 826 nm dalgaboyuna sahip görünen pik, banttan banda geçiş olarak yorumlanmış ve bant aralığı enerjisinin 1.493 eV olduğu sonucu çıkarılmıştır. Dalgaboyunun 826 nm'den daha küçük olduğu değerler için görülen piklerin nedeni, istenmeden oluşmuş safsızlıklara ve doğal kusurlara bağlanmıştır. Vegard yasası ile verilen eşitlik ve PL grafiğinden elde ettiğimiz $Al_xGa_{1-x}As$ 'in E_g değeri yardımıyla Al oranı tayin edildi. Bu oran bize literatürde yapılan çalışmalarla uyumlu veriler elde ettiğimizi göstermiştir. $Al_{0.20}Ga_{0.80}As$ için band aralığı enerjisinin bizim elde ettiğimiz 1,67 eV değerinin literatür ile uyumlu olduğu görülmüştür.

Yüksek kalitedeki bir yüzeyin FL spektrumu uyarma enerjisinden bağımsız olduğu için, AlGaAs/GaAs numunesinin yüzey yapısının pürüzlü olduğu ya da yüzey kusurlarının olduğu sonucuna da varılmıştır.

Bu tez çalışmasında ayrıca, ince AlGaAs bariyerleriyle sarılı GaAs kuantum kuyularından oluşan bir süperörgü numunenin oda sıcaklığında elipsometri spektrumları incelenmiştir. Spektroskopik elipsometri tekniği kullanılarak yapılan yüzey analizi, Δ ve Ψ parametrelerinin enerjiye bağlı açısal değişim grafiği ile

gösterilmiştir. Yapıların bandlararası geçiş kenarının kritik enerji nokta enerjileri, oda sıcaklığında spektroskopik elipsometri (SE) ile ölçülen dielektrik fonksiyonları analiz edilerek belirlendi. Aynı şekilde dielektrik fonksiyonunun değişim gösterdiği enerji aralıklarında ölçümler alınmıştır ve farklı enerji aralıklarındaki grafiğin değişimi numunenin yüzey pürüzlülüğünün olduğunu göstermiştir.

KAYNAKLAR

1. Akaltun, Y., “CdSe, ZnSe ve $Cd_xZn_{1-x}Se$ Yarıiletken ince filmlerinin sılar tekniği ile büyütülmesi, yapısal, optik ve elektriksel özelliklerinin incelenmesi”, Doktora Tezi, *Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Erzurum, 1 (2006).
2. Türkoğlu, A., “GaAs- $Al_xGa_{1-x}As$ heteroyapı ve çoklu kuantum kuyu IR fotodedektörün elektro-optik özelliklerinin incelenmesi”, Doktora Tezi, *Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Sivas, 1 (2007).
3. Basu, P. K., “Theory of Optical Processes in Semiconductors –Bulk And Microstructures-“ *Clarendon Press*, Oxford, 2-235 (1997).
4. Cho, A., “Film deposition by molecular beam epitaxy” , *Journal Science Tech.*,8(1): 31-38 (1971).
5. Cho, A., Arthur J., “Molecular beam epitaxy” , *Solid-State Chem.*, 10(2) : 157-192 (1975).
6. İnternet : Gazi Üniversitesi, “İleri Araştırma ve Eğitim Programları (Proje)” , <http://www.starlab.gazi.edu.tr> (2003).
7. Panish, M. B., Hayashi, I. And Sumski, S., “A technique fort he preparation of low-threshold room-temperature GaAs laser diode structures” ,*IEEE J., QE* 5: 210-211 (1969).
8. Hayashi, I., Panish, M.B. and Foy, P.W., “A low-threshold room-temperature injection laser”, *IEEE J., QE*, 5: 211 (1969).
9. Shik, A., “Quantum Wells Physics and Electronics of Two Dimensional Systems” *World Scientific*, Singapore, 1-40 (1998).
10. Colley, P. McL And Lightowlers, E. C., “Calibration of the photoluminescence technique for measuring B, P and Al concentrations in Si in the range 10^{12} to 10^{15} cm^{-3} using Fourier transform spectroscopy”, *Semiconductor Science Technology*, 2: 157-166 (1987).
11. Perkowitz, S., “Optical Characterization of Semiconductors: Infrared, Raman and Photoluminescence Spectroscopy”, *Academic Press*, San Diego, 1-100 (1993).
12. Gfroerer, T. H., “Photoluminescence in Analysis of Surfaces and Interfaces”, *John Wiley & Sons* , Chichester, 9209-9231 (2000).
13. Sze, S. M., “Semiconductor Devices: Physics and Technology”, *John Wiley & Sons*, 85-127 (2002).
14. Beiser A., “Concepts of Modern Physics”, *McGraw-Hill*, New Delhi, 5 (1995).

15. Kittel, C., “Kıthıl Fiziğine Giriş”, Bekir Karaoğlu, **Güven Kitap Yayın Dağıtım LTD. ŞTİ**, 6 (1996).
16. Seeger, K., “Semiconductor Physics : An Introduction 8th edition”, **Springer**, 10-32 (2002).
17. Yu, P. Y., Cordona “Fundamentals of Semiconductors”, **Springer- Verlag Berlin Heidelberg**, Berlin, 2-11 (1996).
18. Chopra, K. L., “Thin film solar cells, 1 edition”, **Springer**, New York, USA, 19-71 (1983).
19. Davies, J. H., “The Physics of low-dimensional semiconductors”, **Cambridge University Pres**, Cambridge, 80-84 (1998).
20. Bhattacharya, P., “Semiconductor Optoelectronic Devices” , **Prentice-Hall Inc.**, Englewood Cliffs, New Jersey, 0-13-489766-8 (1994).
21. Cordona, M. And Peter, Y. Y, “Fundamental of Semiconductors”, **Springer-Verlag Berlin Heidelberg**, Germany, 3-540-65352-X (1999).
22. Jaros, M., ”Physics and Applications of Semiconductor Microstructures, **Claredon Press**, 0-19-851994-X (1990).
23. Butcher, P., March, N. H. And Tosi, M. P., “Physics of Low Dimensional Semiconductor Structures, **Plenum Press.**, New York, 0-306-44170-5 (1993).
24. Razeghi, M., “Fundamentals of Solid State Engineering, 1st ed.”, **Kluwer Academic Publishers**, 305-360 (2002).
25. Nag, B. R., “Physics of Quantum Well Devices, 1st ed.”, **Kluwer Academic Publishers**, 1-96 (2001).
26. Hickey, T. R., “Temperature dependence of dark current in quantum well infrared photodetectors” ; Doktora Tezi, **Naval postgraduate school**, U.S.A, 5-10 (2002).
27. Tavger, B. A., Demikhovskii, V.Y., “Quantum size effects in semiconducting and semimetallic films”, **Soviet Physics Uspekhi**, 11(5): 644-658 (1969).
28. Özkaya S., “GaAs/Al_{0,2}Ga_{0,8}As süperörgünün optiksel özelliklerinin fotoluminesans yöntemiyle incelenmesi”, Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 10-14, 24 (2005).
29. Flügge, S., “Practical Quantum Mechanics”, **Springer**, U.S.A, 40-80 (1971).

30. Herman, M. A., "Semiconductor Superlattices", **Academic- Verlag**, Berlin, 50-68 (1986).
31. Haug, H., Koch, S.W., "Quantum Theory of The Optical and electronic Properties of Semiconductor", **World Scientific, London**, 124-128 (1994).
32. Levistein M., Rumyantsev S. And Shur M., "Handbook Series On Semiconductor Parameters", **World Scientific Publishing Company**, vol.1&2, 2nd edition, Singapore, 77-84 (2000).
33. Look, D.C., "Electrical Characterization of GaAs Materials and Devices", **John-Wiley & Sons**, Chichester, New York, Brisbane, Toronto, Singapore, 1-57 (1989).
34. "V80H-10 Molecular Beam Epitaxy System Operator's Manual", **VG Semicon**, 2-5-2-20 (2000).
35. Gümüş, H., "Al_{0,2}Ga_{0,8}As/GaAs (100) Nanoyapısının Büyütülmesi", Yüksek Lisans Tezi, **Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Ankara 30-41 (2005).
36. Cheng, K. Y., **Proceedings of The IEEE**, 85 (11) : 94-1714 (1997).
37. Suryanarayana, C. And Norton., M. G., "X-Ray Diffraction A Pratical Approach", **Plenum Press**, New York and London, 21-62 (1998).
38. Kırış, S., "Saf ve çinko katkılı alüminyumun X-ışını kırınımı yöntemi ile incelenmesi", Yüksek Lisans Tezi, **Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Ankara, 24-38 (2005).
39. Afseth, A., Nordlien, J. H., Scamans, G. M. and Nişancioğlu, K., " Effect of heat treatment., on electrochemical behaviour of aluminium alloy AA3005", **Corros. Sci.**, 44: 145 (2002).
40. Sancar, C., "GaN Yarıiletken ince filmlerin optik özelliklerinin fotoluminesans tekniğiyle incelenmesi", Yüksek Lisans Tezi, **Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Ankara 20-21 (2004).
41. Özkaya, S., "GaAs/Al_{0,2}Ga_{0,8}As süperörgünün optiksel özelliklerinin fotoluminesans yöntemiyle incelenmesi", Yüksek Lisans Tezi, **Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Ankara, 20-36, (2005).
42. Perkowitz, S., "Technical Physics", **Academic Press**, London, 85-1021 (1993).
43. Garcia-Garcia, J. Gonzalez-Hernandez, J., Mendoza-Alvarez, J.G.,Cruz, E.L., Contreras- Prunte, G., "Photoluminescence Characterization of the Surface Layer of Chemically Etched CdTe", **J. Appl. Phys.**, 67: 3810-3814 (1990).

44. Ding, Y. J., Guo, C. L., Khurgin, J. B., Law, K., Merz, J. L., “Characterization of recombination processes in multiple narrow asymmetric coupled quantum wells based on the dependence of the photoluminescence on laser intensity”, **Appl. Phys. Lett.**, 60: 2051-2053 (1992).
45. Kittel, C., “Introduction to Solid State Physics”, **John-Wiley & Sons**, New York, 141-157 (1996).
46. Wang, H., Wong, K.S., Foreman, B. A., Yang, Z.Y., Wong, G.K.L., “One-and two-photon-excited time-resolved photoluminescence investigations of bulk and surface recombination dynamics in ZnSe”, **J. Appl. Phys. Lett.**, 83: 4773-4776 (1998).
47. Olson, J.M., Ahrenkiel, R.K, Dunlavy, D. J., Keyes, B., Kibbler, A. E., “Ultralow recombination velocity at Ga_{0.5}In_{0.5}P/GaAs heterointerfaces” **Appl. Phys. Lett.**, 55: 1208-1210 (1989).
48. Vij, D. R., “Luminescence of Solids”, **Plenum Press**, New York and London, 108-119 (1998).
49. Ferguson, I. T., Torres, C. M. S., Kerr, T. M., “The optical properties of thin Al_{0.3}Ga_{0.7}As –GaAs quantum wells on misoriented substrates with [100] terraces. A study of interface roughness using photoluminescence”, **Semicond. Sci. Technol.**, 7: 892-899 (1992).
50. Kauffman, J.f., Liu, C. S., Karl, M. W., “Surface recombination kinetics at the GaAs/Electrolyte interface via photoluminescence efficiency measurements”, **J. Phys. Chem. B**, 102: 6766-6773 (1998).
51. Naritsuka, S., Nishinaga, T., “Spatially resolved photoluminescence of laterally overgrown InP on InP-coated Si substrates”, **J. Cryst. Growth**, 174: 622-629 (1997).
52. Wolford, D. J., Gilliland, G.D., Kuech, T.F., Smith, L. M., Martinsen, J., Bradley, J.A., Tsang, C. F., Venkata-Subramanian, R., Ghandi, S. K., Hjalmarson, H. P., “Intrinsic Recombination and Interface Characterization in ‘Surface- free’ GaAs Structures”, **J. Vac. Sci. Technol.**, B9: 2369-2376 (1991).
53. Ahrenkiel, R.K., Ellingson, R., Johnston, S., Wanlass, M. W., “ Recombination lifetime of In_{0.53}Ga_{0.47}As as a function of doping density”, **Appl. Phys. Lett.**, 72: 3470-3472 (1998).
54. Elman, B.S., Koteles, E.S., Jagannath, C., Chen, Y.J. Charbonneau, S., Thewalt, M. L. W., “Optical characterization of single quantum wells fabricated under conditions of interrupted growth”, **Proc. SPIE**, 794: 44-49 (1987).

55. Ohe, M., Matsuo, M., Nogami, T., Fujiwara, K., Okamoto, H., "Photoluminescence properties of a quantum system consisting of different size GaAs quantum wells", *J. Appl. Phys.*, 135-142 (2000).
56. Burtchakousky, E.G. , "Ellipsometric method for investigation of the optical anizotropy of thin films : Theory and calculations" *Thin Solid Films* 307: 192-199 (1997).
57. Kavcar, N., "İnce filmlerde optik yöntemlere kısa bir bakış" *C.Ü. Fen-Edebiyat Fak. Fen Bil. Der.* 3, Sivas, 177-190 (1985).
58. Harland, G.T., Eugene, A. I., "Handbook of Elipsometry 1nd ed." *William Andrew*, Springer, 237-239 (2005).
59. Sundaram , M., Wang, S.C., Taylor, M.F., Reisinger, A., Milne, G.L., Rei, K.B., Rose, R.E., Marin, R.R., "Two-color quantum well infrared photodetector focal plane arrays", *Infrared Phys. Technol.* 42: 301-308 (2001).
60. Çelik, V., "Moleküler demet epitaksi tekniğiyle üretilen Al_{0.6}Ga_{0.4}As/GaAs tekli kuantum kuyulu yapının optiksel ve yapısal özellikleri", Yüksek Lisans Tezi, *Balıkesir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Balıkesir, 44-46 (2005).
61. Harland, G.T., Eugene, A. I., "Handbook of Elipsometry 1nd ed." *William Andrew*, Springer, 508, (2005).
62. M.Losurdo, D. Giuva, M.M. Giangregorio, G. Bruno, A.S. Brown, "Spectroscopic ellipsometry characterization of interface reactivity in GaAs-based superlattice " *Thin Solid Films*, 455-461 (2004).
63. Harland, G.T., Eugene, A. I., "Handbook of Elipsometry 1nd ed." *William Andrew*, Springer, 733-735 (2005).
64. Harland, G.T., Eugene, A. I., "Handbook of Elipsometry 1nd ed." *William Andrew*, Springer, 169-170 (2005).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, Adı : YÜKSELTÜRK, Esra
Uyruğu : T.C
Doğum Tarihi ve Yeri : 07.01.1986-Ankara
Medeni Hali : Bekar
Telefon : 05368416604
e-mail : esrayturk@gmail.com

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet Tarihi
Lisans	Gazi Üniversitesi	2007 (Yüksek Onur Listesi)
Lise	50. Yıl Lisesi	2003

Yabancı Dil

İngilizce

Hobiler

Kitap okumak, ebru sanatı