

SAFİR ALTTAŞI ÜZERİNE BÜYÜTÜLEN
GaN EPİTAKSİYEL TEK KRİSTAL İNCE FİLMLEİN
XRD YÖNTEMİ İLE İNCELENMESİ

İLKEY DEMİR

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

2011

CUMHURİYET ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

SAFİR ALTTAŞI ÜZERİNE BÜYÜTÜLEN
GaN EPİTAKSİYEL TEK KRİSTAL İNCE FİLMLERİN
XRD YÖNTEMİ İLE İNCELENMESİ

İLKAY DEMİR

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI
PROF. DR. SEZAI ELAGÖZ

SİVAS
2011

Bu alışma Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanmış ve jürimiz tarafından Fizik Anabilim Dalı'nda yüksek lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan Prof.Dr.Hüseyin SARI _____

Üye Yrd.Doç.Dr. Yavuz TÜRKAY _____

Üye (Danışman) Prof.Dr.Sezai ELAGÖZ _____

ONAY

Bu tez çalışması, / /2011 tarihinde Enstitü Yönetim Kurulu tarafından belirlenen ve yukarıda imzaları bulunan jüri üyeleri tarafından kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Mustafa DEĞİRMENCİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRÜ

Bu tez Cumhuriyet Üniversitesi Senatosu'nun 24.09.2008 tarihli ve 009 sayılı toplantısında kabul edilen Fen/Sağlık Bilimleri Enstitüsü Lisansüstü Tez Yazım Kılavuzu adlı yönergeye göre hazırlanmıştır.

İÇİNDEKİLER

ÖZET	VII
ABSTRACT	VIII
TEŞEKKÜR	VIIII
ŞEKİLLER DİZİNİ	IX
ÇİZELGELER DİZİNİ	XI
SİMGELER DİZİNİ	XIII
KISALTMALAR DİZİNİ	XIV
1 GİRİŞ	1
2 III-N YARIİLETKENLER	3
2.1 III-N Yarıiletkenlerin Tarihsel Gelişimi	3
2.2 III-N Yarıiletkenlerin Yapısal Özellikleri	5
2.3 III-N Yarıiletkenlerin Kimyasal Elektronik Ve Optoelektronik Özellikleri	9
2.3.1 Galyum Nitrat (GaN).....	11
2.4 GaN Kristali Büyütme Yöntemleri	12
2.4.1 Metalorganik Kimyasal Buhar Biriktirme (MOCVD)	12
2.4.2 Moleküler Demet Epitaksi (MBE)	18
2.5 Kullanılan Altaşlar	23
2.5.1 Silikon (Si).....	24
2.5.2 Lityum Aluminat (LiAlO ₂).....	26
2.5.3 Silikon Karbür (SiC).....	27
2.5.4 Safir (Al ₂ O ₃)	29
3 GAN KRİSTAL KUSURLARI	33
3.1 Noktasal Kusurlar.....	34
3.2 Çizgisel Kusurlar.....	34
3.2.1 Kenar Dislokasyonları (Edge Dislocations)	37
3.2.2 Vida Dislokasyonları (Screw Dislocations)	37
3.2.3 Karışım Dislokasyonlar (Mixed Dislocations).....	38
3.3 Mozaik Yapı.....	39
4 X IŞINLARI	43
4.1 X Işınlının Üretimi	43
4.2 X Işını Kırınımı	46
4.3 SmartLab Yüksek Çözünürlüklü X-Işını Difraktometresi	48
5 GAN KRİSTALİNİN X-IŞINI KIRINIMI METODU İLE YAPISAL KARAKTERİZASYONU	49
5.1 Asimetrik Taramalar	54
5.2 Simetrik Taramalar.....	60

6 SONUÇ	67
KAYNAKLAR	69
ÖZGEÇMİŞ	76

ÖZET

SAFİR ALTTAŞI ÜZERİNE BÜYÜTÜLEN GaN EPİTAKSİYEL TEK KRİSTAL İNCE FİMLERİN XRD YÖNTEMİ İLE İNCELENMESİ

İlkay DEMİR

Yüksek Lisans Tezi, Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Sezai ELAGÖZ

2011, 92 sayfa

Bu çalışmada, üniversitemiz bünyesinde bulunan Nanoteknoloji Laboratuvarındaki Rigaku SmartLab x-ışını kırınımı cihazı ile safir alttaşı üzerine büyütülen GaN epitaksiyel tek kristal ince filmlerin kristal yapıları analiz edilmiştir. Ayrıca mozaik kristal yapıdaki numunenin dislokasyon yoğunlukları, dikey ve tutarlı uzunlukları, eğilme ve bükülme açıları gibi özellikleri ortaya çıkarılmıştır.

Anahtar Kelimeler: Tek-Kristal, Epitaksi, X-ışını Kırınımı, GaN

ABSTRACT

AN INVESTIGATION OF GaN EPITAXIAL SINGLE CRYSTAL THIN FILMS GROWN ON SAPPHIRE SUBSTRATE BY XRD METHOD

İlkay DEMİR

MSc Thesis, Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Sezai ELAGÖZ

2011, 92 pages

In this work, we have investigated epitaxial single crystal GaN thin films grown on sapphire substrate by Rigaku SmartLab x-ray diffraction facility that is founded in Nanotechnology Laboratory in our university . In addition we have determined the density of dislocations, vertical and lateral coherence lengths, tilt and twist angles of the sample which has a mosaic crystal structure.

KEY WORDS: Single-crystal, Epitaxy, X-ray diffraction, GaN

TEŞEKKÜR

Çalıőmalarım boyunca desteğini hiçbir zaman esirgemeyen, engin tecrübelerinden ve bilgi birikiminden faydalandığım çok değerli hocam Prof.Dr. Sezai ELAGÖZ'e çok teşekkür ederim.

Beni her zaman destekleyen, yanımda olmasalar bile dualarını esirgemeyen anneme, babama ve kardeőime çok teşekkür ederim.

Tezimin hazırlanması ve çalıőmalarım sırasında desteklerini asla eksik etmeyen, her zaman yanımda olan ve olacak olan niőanlım Meryem YALLI'ya sabrından dolayı çok teşekkür ederim.

Çalıőmalarım sırasında her türlü desteğini hiçbir zaman eksik etmeyen, ev arkadaőım, iş arkadaőım ve hocam Murat KÖKSAL'a çok teşekkür ederim.

Nanoteknoloji Laboratuvarındaki çalışma arkadaőlarım İsmail ALTUNTAŐ, Ahmet BULUT, Nalan BARAZ, Habibe TAŐPINAR ve Deniz KARTAL'a teşekkür ederim.

Yardımlarından ve her zaman gülyüzlü davranıőlardan dolayı Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğü çalıőanlarına teşekkür ederim.

Lisansüstü eğitimime başlamada çok büyük katkısı bulunan TÜBİTAK Başkanlığına ve tüm çalıőanlarına teşekkür ederim.

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 Zinc-blende kristal yapısının birim hücresi	6
Şekil 2.3 Wurtzite ve Zinc-blende kristal yapıları arasındaki diziliş farkı	7
Şekil 2.2 (a)Wurtzite kristal yapısının birim hücresi (b) Wigner-Seitz birim hücresi.....	7
Şekil 2.4 GaN kristali için polaritenin şematik gösterimi.....	8
Şekil 2.5 III-N' ler ve diğer yarıiletkenler için kimyasal bağ uzunluğuna karşılık band aralığı enerjisinin değişimi [26]	10
Şekil 2.6 Wurtzite III-N alaşımlar için örgü parametresinin (Å) fonksiyonu olarak enerji band aralığı (eV)	11
Şekil 2.7 MOCVD sisteminin şematik gösterimi [6].....	13
Şekil 2.8 Sivas Cumhuriyet Üniversitesi Nanoteknoloji Laboratuvarında kurulu bulunan MOCVD sistemi	14
Şekil 2.9 MOCVD 'de GaN oluşumu için tepkime sırası (a) gaz girişi, (b) piroliz, (c) difüzyon, (d) yüzey reaksiyonu süreçlerinin şematik gösterimi	16
Şekil 2.10 MOCVD ile safir alttaş üzerine büyütülmüş AlN'ın TEM resmi	18
Şekil 2.11 MBE sisteminin şematik gösterimi [142].....	20
Şekil 2.12 MBE sisteminde epitaksiyel büyüme sırasındaki yüzey kinetiklerinin şematik gösterimi [6]	21
Şekil 2.13 Çeşitli yönelimler boyunca silikonun perspektif görünüşleri: a) [001], b) [011], c) [111] [36]	25
Şekil 2.14 LiAlO ₂ üstüne büyütülmüş GaN için çekirdekleşme konumları (sol) ve m-düzlemlili GaN için birim hücre (sağ) [61].....	27
Şekil 2.15 6H-SiC'ın silikon atomlarının üzerine c-düzlemlili GaN büyütme için çekirdekleşme konumları (sol) ve c-düzlemlili GaN'ın birim hücresi (sağ) [61].....	29
2.16 GaN ile safir arasındaki örgü uyumsuzluğunun sıcaklığa bağlı değişimi [70].....	30
2.17 Safirin (a) rhombohedral ve (b) hegzagonal birim hücresi [999]	31
Şekil 2.18 Safirin genel yönleri, (a) c-eksenine yukardan bakış, (b) yüzey düzlemleri [74].....	32
Şekil 2.19 GaN kristalinin (a) c-düzlemi, (b) m-düzlemi ve (c) a-düzlemi.....	32
Şekil 3.1 Safir üzerine büyütülmüş GaN tabakasının (a) Geçirmeli elektron mikroskobu (TEM) görüntüsü, (b) Atomik kuvvet mikroskobu (AFM) görüntüsü [75]	33
Şekil 3.2 Kristalde noktasal kusurların şematik gösterimi	34
Şekil 3.3 Örgü sabitleri birbirinden farklı olan sistemlerin şematik gösterimi (a) büyütülen tabakanın örgü sabiti alttaşinkinden büyük olduğu durum (b) alttaşın örgü sabitinin büyütülen yapıdan büyük olduğu durum [1].....	35
Şekil 3.4 Örgü sabitleri farklı yapıların gerilmeler altında dislokasyonsuz büyümesinin şematik gösterimi (a) $a_L > a_S$, (b) $a_L < a_S$	36
Şekil 3.5 Örgü sabitleri farklı yapıların dislokasyonlar ile birlikte büyümesinin şematik gösterimi a) $a_L > a_S$, (b) $a_L < a_S$	36
Şekil 3.6 Kenar dislokasyonun şematik gösterimi.....	37
Şekil 3.7 Vida dislokasyonunun ve Burger vektörü b'nin şematik gösterimi	38
Şekil 3.8 Karışım dislokasyonun şematik gösterimi.....	38
Şekil 3.9 Mozaik kristal yapısının şematik gösterimi.....	41

Şekil 3.10 Eğilme açısı sifıra eşit (a) ve sifirdan farklı (b) kristal için simetrik düzlemlerdeki ters örgü noktaları [76].....	42
Şekil 4.1 Elektromanyetik spektrum ve bu spektrumda x-ışınlarının konumu [77].....	43
Şekil 4.2 X-ışını üretim tüpünün şematik gösterimi. Burada V_h filamana uygulanan potansiyel fark, V_a kopan elektronları hızlandırmak için uygulanan potansiyel fark, W_i ve W_o soğutma suyu giriş çıkışları, C soğutma suyu, A ve K anot ve katot, X ise üretilen x-ışınlarını temsil etmektedir [78].	44
Şekil 4.3 Uygulanan potansiyel farkın fonksiyonu olarak bakırın x-ışını spektrumu [78].....	44
Şekil 4.4 Karakteristik x-ışını için atom modeli [79]	45
Şekil 4.5 Bragg yasasının şematik gösterimi	46
Şekil 4.6 Rigaku SmartLab Yüksek Çözünürlüklü X-ışını Difraktometresi	48
Şekil 5.1 MOCVD ile büyütölmüş GaN kristalinin yapısı	49
Şekil 5.2 FWHM kavramının şematik gösterimi	49
Şekil 5.3 Safir alttaş üzerine büyütölmüş GaN tabakasının 10^0 - 130^0 arası 2θ taraması. 50	
Şekil 5.4 (a) 39^0 - 43^0 ile (b) 71^0 - 78^0 aralığındaki Θ - 2Θ taraması.....	51
Şekil 5.5 30^0 - 100^0 aralığında ölçüm ve simölasyon verilerinin karşılaştırılması.....	52
Şekil 5.6 30 - 45 aralığında ölçüm ve simölasyon verilerinin karşılaştırılması.....	52
Şekil 5.7 ω ve Φ taramasının şematik gösterimi [77].....	54
Şekil 5.8 Asimetrik ω ve Φ taramaları (a) (1011) ω taraması, (b) (1011) Φ taraması, (c) (1011) w taraması, (d) (1011) Φ taraması	55
Şekil 5.9 Twist açısını belirlemek için gerekli taramalar	56
Şekil 5.10 (1231) düzleminde w taraması	57
Şekil 5.11 GaN (1011) düzlemi Φ taraması	58
Şekil 5.12 GaN 1231 düzlemi Φ taraması	59
Şekil 5.13 (2131) ve (1231) düzlemlerinin ters uzaydaki gösterimi.....	60
Şekil 5.14 Mozaik yapının bükölme açısı ve yanal tutarlı uzunluk değerlerini belirlemek için W-H çiziminin şematik gösterimi.....	61
Şekil 5.15 W-H çizimi için gerekli simetrik ω taramaları (a) (0002), (b) (0004), (c) (0006).....	62
Şekil 5.16 GaN'ın mozaik yapısı belirlemek için gerekli W-H çizimi	63
Şekil 5.17 İntegral genişlik kavramının şematik gösterimi [765].....	65

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2-1 Wurtzite kristal yapısına sahip III-N'lerin çeşitli deneysel ve teorik teknikler ile elde edilen örgü sabitleri [16-25]	9
Çizelge 2. 2 Epitaksiyel büyütmede altaştan dolayı karşılaşılan sorunlar	23
Çizelge 2. 3 GaN büyütmede kullanılan altaşlarla ilgili bazı önemli parametreler [33-37]	24
Çizelge 2.4 Epitaksiyel GaN büyütmede en çok kullanılan altaşların avantajları ve dezavantajları [39].....	24
Çizelge 6.1 Kullanılan çeşitli teknikler ile elde edilen deneysel veriler	66

SİMGELER DİZİNİ

a	Hegzagonal birim hücredeki altıgenin prizmanın kenar uzunluğu
a_L	Epitaksiyel tabakanın yatay örgü sabiti
a_S	Alttaşın yatay örgü sabiti
α_{tilt}	Tilt açısı
α_{twist}	Twist açısı
b	Burger vektörü
β	FWHM açısı değeri
c	Hegzagonal birim hücredeki altıgen prizmanın uzunluğu
d_C	Kritik kalınlık
d_{hkl}	Düzlemler arası uzaklık
E_g	Band aralığı enerjisi
ϵ	Gerilme
F_{hkl}	Yapı faktörü
f_i	Atomik yapı faktörü
I_o	Ölçme faktörü
K_α	Karakteristik α ışınımı
K_β	Karakteristik β ışınımı
L_{dikey}	Yanal tutarlı uzunluk
L_{yanal}	Dikey tutarlı uzunluk
N_{kenar}	Kenar tipi dislokasyon yoğunluğu
N_{vida}	Vida tipi dislokasyon yoğunluğu
η	Pseudo-Voigt fonksiyonu parametresi
θ	Bragg açısı
V_a	Kopan elektronları hızlandırmak için uygulanan potansiyel
V_h	Filamana uygulanan potansiyel
W_0	Soğutma suyu çıkışı
W_i	Soğutma suyu girişi

- y_0 W-H çiziminde dikey eksen kesim noktası
- λ X-ışını dalgaboyu

KISALTMALAR DİZİNİ

AES	Auger electron spectroscopy
AFM	Atomic force microscopy
AlN	Alüminyum nitrat
CAR	Continual azimuthal rotation
CVD	Chemical vapor deposition
CZ	Czochralski
2DEG	2 dimensional electron gas
2DHG	2 dimensional hole gas
FWHM	Full width at half maximum
FZ	Float zone
GaN	Galyum nitrat
HEM	Heat exchange methode
HEMT	High electron mobility transistor
HFET	Heterojunction field effect transistor
HVPE	Hydride vapor phase epitaxy
InN	İndiyum nitrat
JFET	Junction field effect transistor
LED	Light emitting diode
LEEBI	Low energy electron beam irradiation
LEED	Low energy electron diffraction
LD	Laser diode
MBE	Molecular beam epitaxy
MESFET	Metal semiconductor field effect transistor
MOCVD	Metal organic chemical vapor deposition
MQW	Multi quantum well
QSE	Quantum size effect

RHEED	Reflection high energy electron diffraction
RMS	Root mean square
RF	Radio frequency
SL	Super lattice
TD	Threading dislocation
TEM	Transmission electron microscopy
UHV	Ultra high vacuum
W-H	Williamson-Hall
XRD	X ray diffraction
XPS	X-ray photoelectron spectroscopy

1 GİRİŞ

Yirminci yüzyıla damgasını vuran yarıiletken teknolojisinin geleneksel yapıtaşı silisyumun (Si) yerini bazı alanlarda yavaş yavaş daha üstün özelliklere sahip olan GaAs/GaAlAs tabanlı heteroyapılara bırakırken, yeni malzeme arayışları da büyük bir hızla devam etmektedir. Son yıllarda geniş bant aralığı, yüksek kırılma gerilimine sahip olması, zor koşullardaki dayanıklılığı, düşük dielektrik sabiti gibi özellikleri nedeni ile III-N tabanlı malzemeler ilgi odağına yerleşmiştir. Bu özelliklerinden ötürü yüksek güç yüksek sıcaklık ve yüksek frekanslarda çalışabilen elektronik devre elemanları yapmak mümkün olduğundan çok önemli bir nanoteknoloji yapı taşı konumuna gelmiştir.

InN dan AlN'a kadar değişen malzemelerle elde edilebilen geniş bant aralığı (0.7 eV-6.2 eV), araştırmacılara oda sıcaklığında çalışan mor ötesi ışığıcıları, mavi/morötesi ışık yayan diyot (LED) ve lazer diyot (LD), parlak ışık yayıcılar (Bright LEDs) yapma imkanı vermiştir. III-N yapıları kullanılarak elde edilen mavi LED'ler beyaz ışık elde etmekte kullanılmaya başlamıştır. Bu alandaki çalışmaların çok önemli güç tasarrufuna yol açacağı açıktır. Ayrıca bu özellikleri ile kendisine kullanılmakta olan teknolojide de yer bulmuş; arka ışıklandırma diye tanımlayacağımız "Back Plane Lighting" ile, cep telefonlarında yaygınlaşan parlak ekranlarında, evlerimize daha büyük bir hızla giren LCD TV'lerin parlak ışıklarında ve hatta araba radyolarımızı aydınlatmada yerlerini almıştır. Yine mavi LD elde edilmesi ile optik depolama teknolojisinde uzun zamandır beklenen büyük gelişme gerçekleşmiştir. Aynı ölçüde önemli ve stratejik bir alan olan detektör yapımında da çok önemli bir boşluğu doldurarak örneğin Güneş Körü (Solar Blind) detektörler yapımına imkân sağlamıştır. Yüksek kırılma gerilimi ve bu yapılarda ortaya çıkan piezo elektrik etkilerinden dolayı yüksek güç ve yüksek frekans bölgesinde çalışabilen, Yüksek Elektron Mobiliteli transistorlar (HEMTs), Metal Yarıiletken Alan Etkili transistorlar (MESFETs), Hetero yapılı Alan Etkili transistorlar (HFETs), Eklem Alan Etkili transistorlar (JFETs) ve benzeri elektronik elemanların yapılmasını mümkün kılmıştır. Kısaca özetlemek gerekirse bu materyal grubu elektronikte ve opto-elektronikte önemli uygulamalarda kullanılmaktadır ve yapılan her yeni çalışma ile birlikte bu alan hızla genişlemeye devam etmektedir.

GaN'ın homoepitaksiyel olarak büyütülememesi heteroepitaksiyel büyütme araştırmalarının yolunu açmıştır. Son yıllarda GaN kristali tek kristal halinde alttaş olarak elde edilebilmesine rağmen maliyetinin aşırı yüksek olması uygun alttaş üretimi çalışmalarını hızlandırmıştır. Alttaş olarak kullanılabilen en önemli malzemeler Si, SiC, LiAlO₂ ve Al₂O₃'dür. Bunlar arasında en çok kullanılan alttaş düşük maliyeti, yüksek sıcaklıklardaki kimyasal kararlılığı, saydam yapıda olması ve kolay temizlenebilme gibi özellikleri sebebiyle safir (Al₂O₃) dir. Ancak safirin GaN ile yüksek örgü uyumsuzluğu üretilen yapılarda yüksek dislokasyon yoğunlukları meydana getirmektedir. Bu tez çalışmasının ana temasını da safir

üzerine büyütülen GaN yapısının dislokasyon yoğunluklarının x-ışını kırınımı (xrd) yöntemi ile belirlenmesi oluşturmaktadır. Dislokasyonlar elektronik ve optoelektronik cihazlar için taşıyıcıların hareketliliğini ve ömrünü kısalttığı için GaN kristal yapısını geliştirmek için gerek uygun alttaş bulma çalışmaları gerekse alternatif büyütme yöntemleri ile ilgili çalışmalar devam etmektedirler.

Bu tez çalışması aşağıdaki gibi düzenlenmiştir. Birinci bölümde GaN kristaline genel bir bakış ve teknolojiye öneminden bahsedilmiştir. İkinci bölümde III-N'ler ve yapısal, elektronik ve kimyasal özelliklerinden bahsedilmiştir. Ayrıca GaN büyütmede kullanılan MOCVD ve MBE epitaksiyel tek kristal büyütme teknikleri ve kullanılan alttaşlar hakkında detaylı bir biçimde bilgi verilmiştir. Üçüncü bölümde GaN büyütülmesi sırasında karşılaşılan kristal kusurları açıklanmıştır. Dördüncü bölümde yapı kalitesini ve kristal kusurlarını incelemek amacıyla genel olarak kullanılan x-ışınları, x-ışınları kırınımı ve Cumhuriyet Üniversitesi Nanoteknoloji Laboratuvarında Kurulu bulunan Rigaku SmartLab x-ışını kırınımı cihazı anlatılmıştır. Beşinci bölümde GaN malzemesinin x-ışını kırınımı tekniğiyle yapısal analizi, dislokasyon yoğunlukları, mozaik yapısı ortaya çıkarılmıştır. Altıncı bölümde deneysel sonuçlar üzerinde tartışılarak elde edilen veriler yorumlanmıştır.

2 III-N YARIİLETKENLER

Periyodik cetvelin IIIA grubu elementleri ile azot elementinin yaptığı kimyasal bileşikler kısaca III-N (III-azot) ya da III-Nitratlar şeklinde adlandırılmaktadırlar. Çok önemli kimyasal, elektronik ve optoelektronik özelliklerinden dolayı üzerinde yoğun çalışmalar yapılan bir malzeme grubudur. Sağlık, askeri, iletişim, uydu ve uzay çalışmaları gibi birçok alanda elektronik ve optoelektronik cihaz yapımına olanak sağladığından yaygın bir biçimde tercih edilmektedir.

2.1 III-N Yarıiletkenlerin Tarihsel Gelişimi

III-N araştırmalarının son zamanlardaki başarısı Manasevit'in 1960'lı yılların sonlarında metal organik kimyasal buhar çöktürücü (MOCVD) tek kristal büyütme tekniğini ortaya çıkarmasıyla başlamıştır [1]. Bundan kısa bir süre sonra Manasevit ve ekibi metal-organikleri kullanarak bu tekniği safir alttaş üzerine GaN büyütme için kullanmışlardır [2]. 1990'lı yılların başına kadar görünür dalgaboylu LED'ler kızılötesinden kırmızıya kadar AlGaAs bileşiği ile, kırmızıdan sarıya kadar olanlar GaAsP bileşiği ile ve yeşil renk için GaP gibi geleneksel III-V grubu bileşik yarıiletkenlerle yapılmaktaydı. SiC tabanlı geniş band aralıklı cihazlar mavi dalgaboyunda ışık yaymalarına rağmen bu malzemenin düşük verimliliğe yol açan indirekt band aralığı onun ticarileştirilmesinin önündeki en büyük engel olmuştur. II-VI yarıiletken grubu gibi geniş band aralığına sahip malzemeler mavi ışık üretimi için incelenmiş olmasına rağmen, III-N'ler görünür ve mor-ötesi ışık uygulamaları için üstün nitelikli özelliklerinden dolayı kademeli olarak diğer tüm malzeme gruplarına üstünlük sağlamışlardır.

GaN kristalinin büyütülmesinde karşılaşılan sorunlardan ilki GaN'ın kimyasal özelliğinden gelen zorluktur. Ga ve N atomları arasındaki güçlü kimyasal bağ 2493 K gibi çok yüksek bir erime noktası ortaya çıkarmaktadır [3]; aynı zamanda azot molekülünün aşırı asal olması 1200 C° de 1000 atm lik yüksek bir azot buharı basıncı ortaya çıkarmaktadır. Malzeme büyütme sıcaklığı genellikle erime sıcaklığının 1/2 si ile 2/3' ü civarındadır ve bu sıcaklıklarda büyütme yüzeyi üzerindeki reaktantlar yüzey difüzyonu ve bölünme için yeterli termal enerjiye sahip olurlar. GaN için gerekli olan bu büyütme sıcaklıkları (> 1000 C°) diğer yarıiletken bileşiklerden oldukça büyüktür ve yüksek azot buharı basıncı GaN sentezini daha zor hale getirmektedir.

GaN büyütülmesi önündeki ikinci sorun, uygun alttaş eksikliğinden kaynaklanmaktadır (alttaşlarla ilgili daha detaylı bilgi ilerleyen bölümlerde verilecektir).

Külçe GaN malzemesinin hala kaliteli ve yaygın bir biçimde üretilmemesinden dolayı nitrat alttaşlar kullanılmamaktadır. Tarihsel olarak safir, GaN ile aralarındaki örgü uyumsuzluğuna ve büyük termal genleşme katsayıları farkına rağmen GaN'ın epitaksiyel olarak büyütülmesinde alttaş olarak en çok kullanılan malzemedir. GaN'ın kristal kalitesini geliştirecek birçok atılım yapılmıştır. Bunlar arasında en önemlilerinden birisi, Akasaki ve grubunun 1986 yılındaki MOCVD ile safir alttaş üzerine düşük sıcaklıkta AlN ara tabaka büyütürük ve daha sonra yüksek sıcaklıklara çıkıp yüksek kalitede GaN tabakasının büyütüldüğü çalışmadır [4]. Bu çalışmada büyütülen tampon tabakanın alttaş ile GaN tabakası arasındaki arayüzey serbest enerjisini düşürdüğü ve bu sayede daha az pürüzlü bir arayüzey ve daha kaliteli GaN kristalinin büyütüldüğü ortaya koyulmuştur. Nakamura ve grubu daha sonra GaN kristal kalitesini iyileştirmek için düşük sıcaklıkta GaN ara tabakası büyütmişlerdir [5] ve bu çalışmayla kristal kalitesi arttırılarak mobilitenin artması sağlanmış olup böylece elektriksel özelliklerinin de geliştirildiği ortaya koyulmuştur.

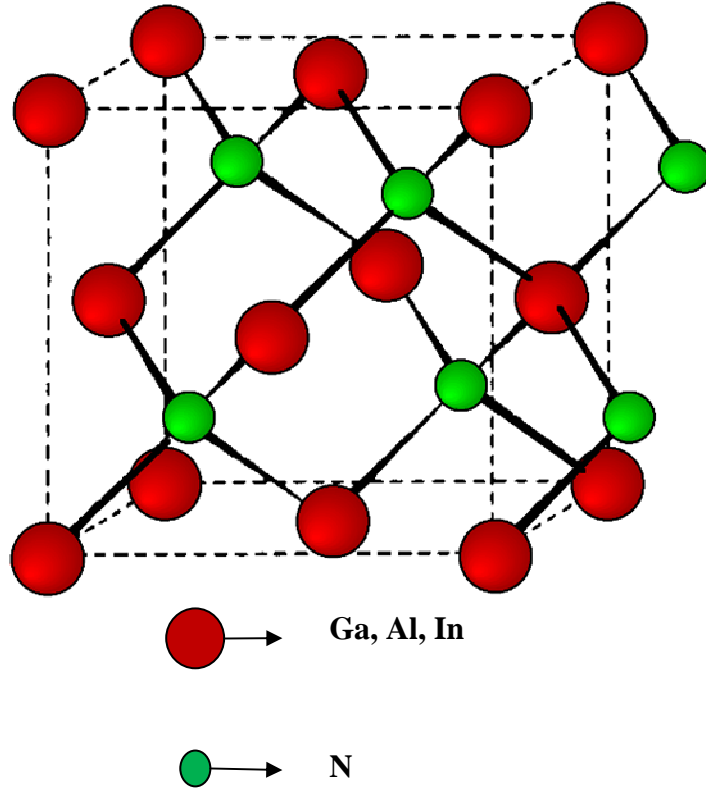
Geniş bant aralıklı elementlerin katkılamaları ve katkı miktarının kontrolü oldukça zor olduğundan III-N'lerin kristal yapılarındaki bu gelişmelere rağmen p-tipi katkılama yapılamaması elektronik ve optoelektronik cihaz yapımı önündeki en önemli engellerden birisi olarak durmakta idi. Bunun temel nedeni, bant aralığı geniş olduğundan gerek alıcı gerek verici atomların enerji düzeylerinin derinde olmasıdır. Öyle ki, oda sıcaklığında, ısısal enerji bunların iyonize olmaları için yeterli değildir. Katkılama olmaksızın büyütülen GaN numunelerin düşük n-tipi katkılanmış gibi davrandığı gözlenmiştir. Bunun sebebi olarak çeşitli görüşler öne sürülmesine rağmen azotun asal doğası ve GaN üzerindeki yüksek buhar basıncı nedeniyle, büyütülen GaN azot eksikliğinden ya da oksijen kirlenmesinden oluştuğuna işaret etmektedir [6]. Kontrollü bir şekilde p-tipi katkılamayı başarabilmek için Mg (magnezyum) en genel katkılama elementi adaydır fakat başlangıçta MOCVD ile üretilmiş büyütme esnasında Mg katkılanmış GaN p-tipi iletkenlik göstermemiştir. 1989 yılında Akasaki ve grubu Mg katkılı GaN'da ki magnezyumu, düşük enerjili elektron demeti ışınımı (LEEBI) ile incelerken tesadüfen p-tipi katkılamayı keşfetmişlerdir [7]. 1992 yılında Nakamura p-tipi iletkenliği elde etmek için örneği tavlama (annealing) ve p-tipi katkılamayı on kat arttırmıştır. Nakamura aynı zamanda MOCVD'de hidrojen kullanımının Mg akseptörlerini etkisizleştirdiğinden GaN filmlerin yalıtkan olduğunu ve katkılamının hidrojeni, hidrojeniz ortamda (vakum ya da azot) tavlarken aktif edilebildiğini ortaya koymuştur. Yukarıda bahsedilen önemli ilerlemeler 1993 yılında Nichia'nın mavi

InGaN LED’i ticarileştirmesiyle sonlanmıştır. Yüksek kapasiteli optik veri saklama endüstrisinin uzun zamandır beklediği bu önemli buluş ile ilgili çalışmalar büyük bir ivme kazanmıştır. Bu olaydan sonra nitrat bileşikli yarıiletkenler teknolojisi araştırma geliştirme çalışmaları tüm dünyada çok büyük bir ilgi odağı olmuştur ve bu konuda önemli ilerlemeler kaydedilmiştir. Ayrıca Al- zengin AlGaIn alaşımları 200-300 nm dalgaboyu aralığını kapsar ve morötesi ışık kaynakları ve sensörlerinin geliştirilmesi için ideal malzemelerdir çünkü AlGaIn alaşım oranı ve heteroyapı dizaynı değişimi ile band aralığı mühendisliği yapılmasına olanak sağlamaktadır.

2.2 III-N Yarıiletkenlerin Yapısal Özellikleri

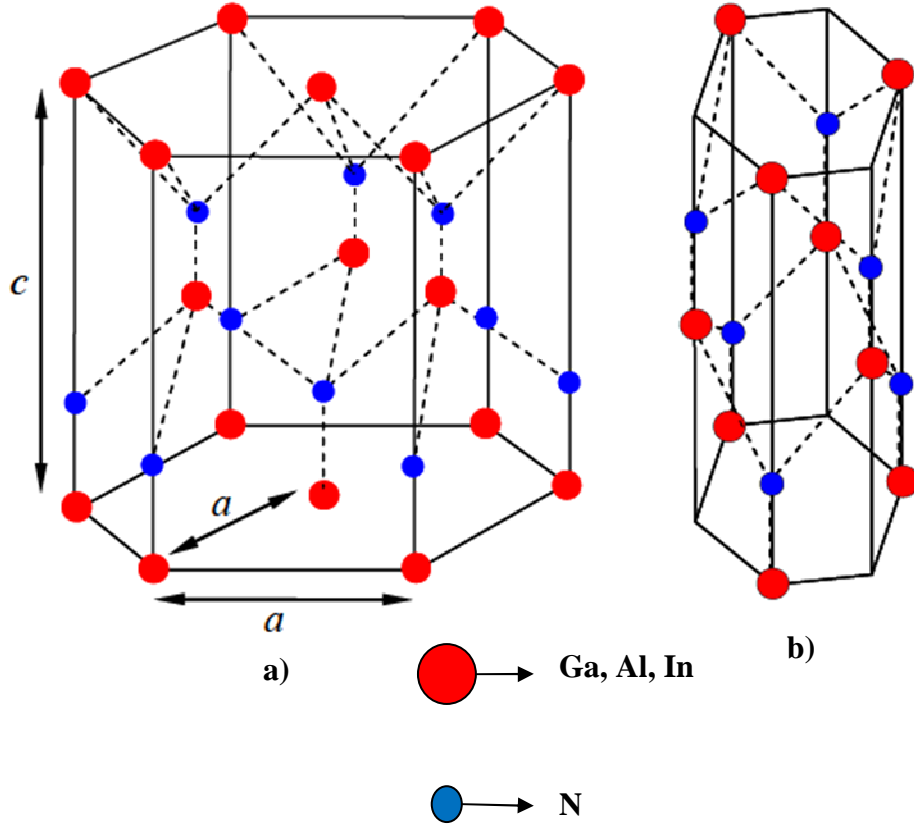
III-N yapılar temel olarak üç farklı kristal yapıda bulunmaktadır, bunlar; zinc-blende (ZnS), kayatuzu (NaCl) ve wurtzite (α fazı) yapılarıdır. (Al, Ga, In)/ N yarıiletken bileşiklerinin dış ortam koşullarında termodinamiksel kararlı yapıları wurtzite yapısıdır. Daha yüksek kristal kalitesi ve daha kararlı özellikler gösterdiğinden elektronik ve optoelektronik uygulamalarda wurtzite kristal yapısı daha çok kullanılmaktadır. GaN ve InN ince filmleri; Si, SiC, MgO ve GaAs gibi kübik yapıli altaşların (001) yönelimli kristal düzlemleri üzerine epitaksiyel ince filmler olarak büyütülürse stabilize zinc-blende yapısında kristalleşirler [8]. III-N’ler kayatuzu formuna ise yalnızca yüksek basınç altında (AlN için 22.9 GPa [9], GaN için 52.2 GPa [10] ve InN için 12.1 GPa [11]) geçtiklerinden herhangi bir epitaksiyel kristal büyütme yöntemi ile büyütülememişlerdir.

Zinc-blende kristal yapısı dört adet grup III elementi ve dört adet azot elementi içeren kübik birim hücreye sahiptir ve yapı iç içe geçmiş iki adet yüzey merkezli kübik (fcc) alt örgüden oluşmaktadır Şekil (2.1).



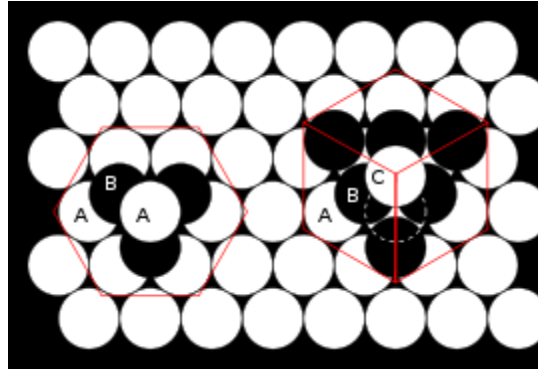
Şekil 2.1 Zinc-blende kristal yapısının birim hücresi

Wurtzite kristal yapısı ise hegzagonal birim hücreye sahip olup “a” ve “c” olarak adlandırılan iki örgü sabiti ile tanımlanır ve sırasıyla altıgenin kenar uzunluğunu ve altıgen prizmanın yüksekliğini belirtmektedirler (Şekil (2.2)). Wurtzite kristal yapısı iki adet hegzagonal sıkı-paket alt örgünün iç içe girmesiyle oluşmaktadır. Uzay grubu $P6_3mc (C_{6v}^4)$ 'dir [12]. Her alt örgü c-ekseni boyunca birim hücre uzunluğunun 3/8'i kadar kaymıştır. İdeal wurtzite yapıda c/a oranı 1.633 değerindedir. Bu ideal orandan sapmalar arttıkça III grubu atomları ve azot atomu arasındaki elektronegativite farkı artar [13]. Wurtzite kristal yapısına sahip III-N'lerin çeşitli deneysel ve teorik teknikler ile elde edilen örgü sabitleri Çizelge (2.1)'de verilmiştir.



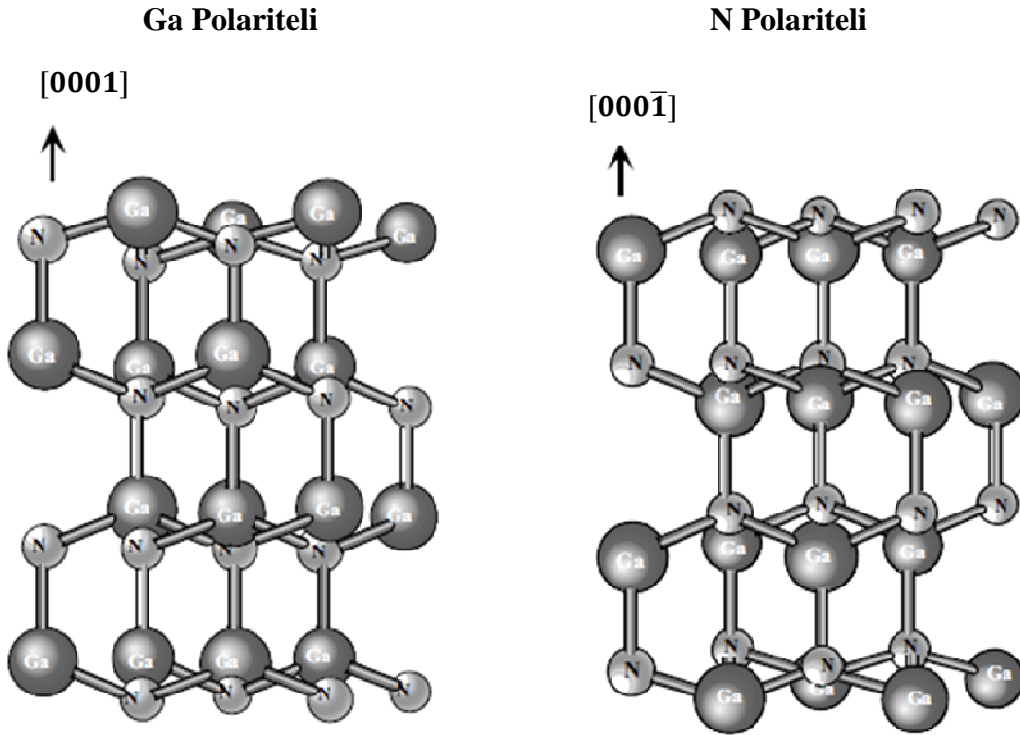
Şekil 2.2 (a)Wurtzite kristal yapısının birim hücresi (b) Wigner-Seitz birim hücresi

Bu iki kristal yapı birbirine benzemekle birlikte bazı temel farklılıkları bulunmaktadır. İki yapı arasındaki en temel fark sıkı paketlenmiş iki atomlu düzlemlerin diziliş sıralarının farklı olmasından kaynaklanmaktadır. Wurtzite yapı Ga ve N çiftinin tek atomlu (0001) sıkı-paket düzlemlerinin sıra değiştirmesiyle oluşmaktadır ve bu yüzden (0001) düzlemi için dizilme sırası ABABAB.. şeklindedir. Zinc-blende yapı için diziliş sırası (111) düzleminde $\langle 111 \rangle$ yöneliminde olup ABCABC... şeklindedir Şekil (2.3).



Şekil 2.3 Wurtzite ve Zinc-blende kristal yapıları arasındaki diziliş farkı

Epitaksiyel III-N'ler c eksenine boyunca simetri eksikliği yüzünden polar kristal düzlemlere sahiptirler. Bu düzlemlerin hepsi ya grup III atomlu ya da azot atomludur Şekil (2.4). Polarite, malzeme içinde oluşan elektrik alanı ve yüzeyin kimyasal aktifliğini etkilediğinden oldukça önemlidir. Örneğin N-polariteli GaN'ın, Ga-polariteli GaN kristalinden kimyasal olarak daha reaktif olduğu gözlemlenmiştir [14]. Genel olarak MOCVD ile safir alttaşı üzerine büyütülen GaN kristalinin Ga-polariteye sahip iken, MBE ile büyütülen bu kristal ise N-polariteye sahiptir [15].



Şekil 2.4 GaN kristali için polaritenin şematik gösterimi

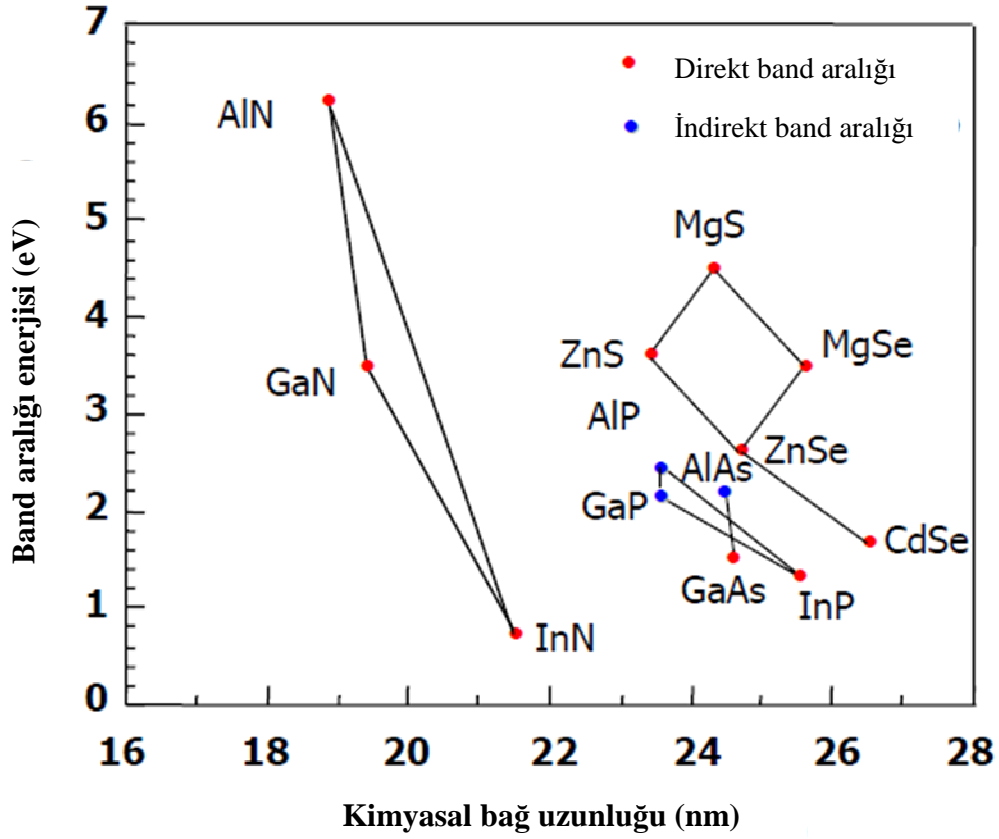
Çizelge 2-1 Wurtzite kristal yapısına sahip III-N'lerin çeşitli deneysel ve teorik teknikler ile elde edilen örgü sabitleri [16-25]

Bileşik	Numune	$a(\text{Å})$	$c(\text{Å})$
AlN	• Külçe Kristal	3.1106	4.9795
	• Toz	3.1130	4.9816
	• SiC üzerine epitaksiyel tabaka	3.110	4.980
	• Pseudopotential LDA	3.06	4.91
	• FP-LMTO LDA	3.084	4.948
GaN	• Külçe Kristal	3.189	5.1864
	• Safir üzerine gevşemiş tabaka	3.1892	5.1850
	• Toz	3.1893	5.1851
	• GaN Alttaş-LEO	3.1896	5.1855
	• Pseudopotential LDA	3.162	5.142
	• FP-LMTO LDA	3.17	5.13
InN	• Toz	3.538	5.703
	• Pseudopotential LDA	3.501	5.669
	• FP-LMTO LDA	3.53	5.54

LDA: Local density approximation, FP-LMTO: Full potential linear muffin-tin orbital

2.3 III-N Yarıiletkenlerin Kimyasal Elektronik ve Optoelektronik Özellikleri

Azot atomu V grubu elementleri arasında en güçlü elektronegativiteye sahip olan atomdur. Azot ve III grubu elementler arasındaki büyük elektronegativite farkı Ga, Al, ya da In arasındaki kovalent bağa güçlü iyonik bağ bileşeni ekler ve sonuç olarak sıkı bağlı bir kristal yapı oluşur. Ayrıca III-N'lerin valans bandındaki yük taşıyıcıları, azot atomlarının güçlü elektron afiniteleri nedeniyle iyi lokalize olmuşlardır. Bu özellikleri III-N yarıiletkenleri yüksek-güç/yüksek sıcaklık uygulamaları için öncü materyal haline getirmiştir. Azot atomları III-N malzemelerde büyük iyonik bağ bileşeni oluşturur, böylece bu atomlar sıkı bağlı kristal yapısı oluşturmada önemli rol oynarlar. AlN, GaN ve InN için bağlanma enerjileri sırasıyla 11.5 eV/atom, 8.9 eV/atom ve 7.7 eV/atom'dur, GaAs için ise bağlanma enerjisi 6.5 eV/atom'dur. Büyük bağlanma enerjisi ile sıkı bağlı yapılar, diğer yarıiletkenlerle karşılaştırıldığında daha kısa kimyasal bağ oluşumuna katkı sağlarlar. Bu özellik, geniş band aralığı ile birleştirildiğinde III-N'leri ideal olmayan ortamlarda bir çok optoelektronik cihaz için mükemmel bir aday haline getirmektedir. Şekil (2.5)'de çeşitli yarıiletkenler için kimyasal bağ uzunluğu değerlerini göstermektedir [26].



Şekil 2.5 III-N' ler ve diğer yarıiletkenler için kimyasal bağ uzunluğuna karşılık band aralığı enerjisinin değişimi [26]

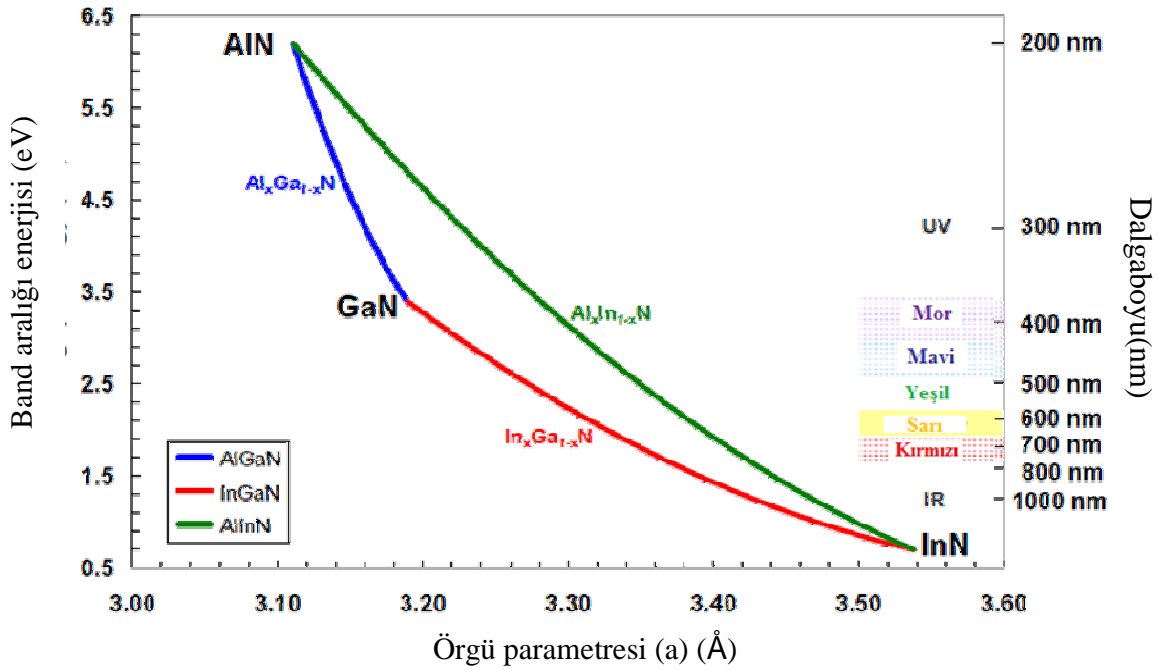
III-N malzeme sisteminin en önemli avantajlarından biri InN ve AlN heteroyapılarının oluşturulmasıyla band aralığı enerjisinin 0.7 eV (1.7 μ m)'den 6.2 eV (0.2 μ m)'ye kadar ayarlanabilir olmasıdır. Wurtzite yapıdaki InN için temel band aralığı enerjisi son zamanlarda yaklaşık olarak 0.7 eV olarak keşfedilmiştir [130-138] ki bu da InN malzemesinin dar band aralıklı bir yarıiletken olduğunun belirtisidir. InN için son zamanlarda keşfedilen dar band aralığı enerjisi III-N yarıiletken cihazların çeşitli koşullarda çalışması için büyük avantaj sağlamıştır. Örneğin InN ile yapılan GaN alaşımı $\lambda=1.33 \mu\text{m}$ ya da $1.55 \mu\text{m}$ gibi optik iletişim için kullanılan uzun dalgaboylarında çalışacak cihazlar yapılabilir.

Şekil (2.6)'da wurtzite III-N yapılarının örgü parametresinin bir fonksiyonu olarak band aralığı enerjisinin değişimi gösterilmektedir burada $E_g(\text{AlN}) = 6.2\text{eV}$, $E_g(\text{GaN}) = 3.4\text{eV}$, $E_g(\text{InN}) = 0.7\text{eV}$ dir. GaN ve InN malzemelerinin zinc-blende yapıları için enerji band aralıkları bu değerlerden biraz daha düşüktür ve direktir [27]. InAlN üçlü alaşımının enerji band aralığı InN için spektrumun kızılötesi (infrared) bölgesinden, AlN için derin morötesi (deep ultraviolet) bölgesine kadar uzanan bölgeyi

kapsamaktadır. Bu yüzden wurtzite III-N alaşımların heteroyapıları, spektrumun tüm bölgesinde çalışan LED'ler ve dedektörler için birleştirilebilirler. $Al_xIn_{1-x}N$ alaşımı için alaşım konsantrasyonunun band aralığı enerjisinin oranına bağlılığı Denklem (2.1) ile verilmektedir [28].

$$E_g^{AlInN}(x) = E_g^{AlN}(x) + E_g^{InN}(1-x) - bx(1-x) \quad [2.1]$$

$AlInN$ için b (bowing) parametresi teorik olarak ab initio pseudopotential hesaplamalarından 2.53 eV elde edilmiştir [140]. $InGaN$ ve $AlGaN$ materyal sistemi için b parametreleri sırasıyla 1 eV ve 1.4 eV olarak bulunmuştur [29,30].



Şekil 2.6 Wurtzite III-N alaşımlar için örgü parametresinin (Å) fonksiyonu olarak enerji band aralığı (eV)

2.3.1 Galyum Nitrat (GaN)

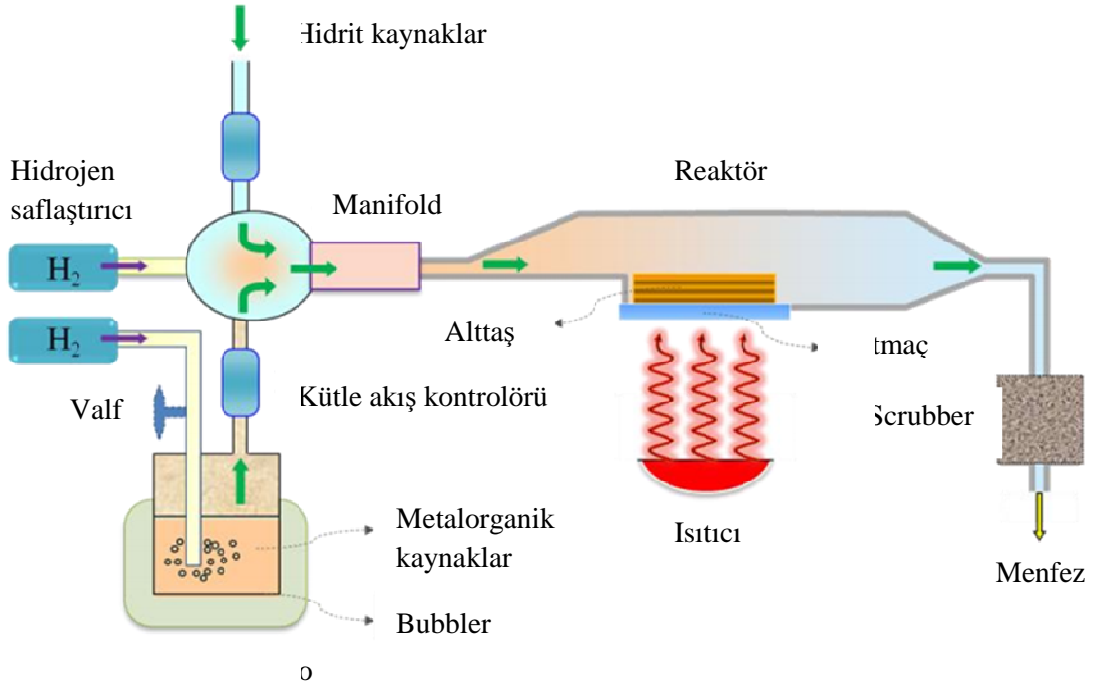
Galyum nitrat (GaN), yüksek kırılma voltajına sahip olup hızlı taşıyıcı iletimi gerektiren tüm III-N malzeme grubu cihazlarda kullanılan tipik bir malzemedir. Bu yüzden GaN, AlN ve InN malzeme gruplarından çok daha geniş bir şekilde çalışılmaktadır fakat, Si ve GaAs gibi teknolojik olarak önemli malzemeler seviyesinde anlaşılması için hala geniş ölçüde araştırılma ihtiyacı duyulmaktadır.

2.4 GaN Kristali Büyütme Yöntemleri

Kullanılan kristal büyütme tekniği, alttaş tipi ve yönelimler her ne olursa olsun yüksek kristal kalitesine sahip III-N yarıiletken epitaksiyel malzemeler üzerindeki kaliteli malzeme büyütme çalışmaları detaylı bir biçimde devam etmektedir. Metalorganik kimyasal buhar biriktirme (MOCVD), moleküler demet epitaksisi (MBE) ve hidrit buhar fazı epitaksisi (HVPE) teknikleri ile III-N yapıları ve özellikle GaN epitaksiyel ince filmlerin kristal kalitesi oldukça geliştirilmiştir. Bu tez kapsamında incelenen numune MOCVD tekniği ile büyütüldüğünden ve MBE tekniği de en çok kullanılan tekniklerden birisi olduğundan bu iki epitaksiyel kristal büyütme tekniği incelenecektir.

2.4.1 Metalorganik Kimyasal Buhar Biriktirme (MOCVD)

Kimyasal buhar biriktirme (CVD) tekniklerinde genel olarak gaz formundaki iki veya daha fazla malzeme reaksiyon bölgesine kontrollü bir şekilde gönderilerek kimyasal olarak reaksiyona sokulurlar ve alttaş üzerinde yeni bir malzeme türü olarak büyütülürler. Metalorganik kimyasal buhar biriktirme (MOCVD) tekniği de buhar fazındaki metalorganik öncüllerin (precursors) ve hidritlerin (V grubu element ile hidrojenin yaptığı AsH_3 , NH_3 gibi bileşikler) katı fazdaki alttaş üzerine ince film halinde epitaksiyel olarak büyütülmesi olarak adlandırılmıştır. Metalorganik (veya organometalik) ve hidrit kaynaklar ile III-V yarıiletken bileşiklerinin büyütülmesi ilk kez 1960'da Didchenko tarafından gerçekleştirilmiştir. Bu büyütme deneyinde trimetilindiyum (TMIn) ve fosfin (PH_3) kullanılarak InP elde edilmiştir. Daha sonra 1970' lerde Manasevit birçok metalorganik kaynaktan çeşitli yarıiletken bileşikler elde etmeyi başarmıştır ve bu tekniğe metalorganik kimyasal buhar biriktirme (*Metal-Organic Chemical Vapor Deposition*) adını vermiştir. MOCVD veya OMCVD şeklinde kısaltılabilir. Tipik bir MOCVD sistemi şematik olarak Şekil (2.7)'de gösterilmektedir [6]. Çalışılan basınç değerini belirtmek amacıyla MOCVD kelimesinin önüne atmosferik basınç için AP (*atmospheric pressure*) veya düşük basınç için LP (*low pressure*) şeklinde kısaltmalar getirilebilir. Aynı zamanda bu büyütme yöntemi bazı kaynaklar tarafından metalorganik buhar faz epitaksi (MOVPE veya OMVPE) olarak da adlandırılmaktadır. MOCVD, buhar faz epitaksinin gelişmiş bir üst modelidir. VPE ile daha ziyade homoepitaksiyel büyütme mümkün iken bu teknik yüksek kalitede heteroepitaksiyel büyütme için geliştirilmiştir. Bu teknik ile farklı konsantrasyonlu,



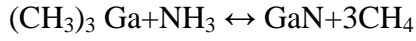
Şekil 2.7 MOCVD sisteminin şematik gösterimi [6]

farklı katkılama düzeyli ve hatta alttaştan farklı bir katkılama tipinde epitaksiyel tabakalar büyütülebilmektedir.

III-V bileşenlerini içeren tipik bir MOCVD sisteminde büyütme süreci, genellikle kuvars veya çelik olan bir reaktör içine kontrollü miktarda V grubu hidritler ile III grubu alkiler alınarak başlatılır. Bu tüpün içinde bir ısıtıcı sistem (genellikle radyo frekansıyla (*RF*) ısıtılan bir karbon tutmaç (*susceptor*) ve bunun üzerinde de bir alttaş (*substrate*) bulunmaktadır. Isınan alttaş öncüllerin ayrışmasında katalitik bir etkiye sahiptir ve bu etkiyle gaz fazda ve katı yüzeyde ilgili türlerin kimyasal reaksiyonları sonucu epitaksiyel tabakaların üretilmesi gerçekleşir. III-N' ler için genel reaksiyon biçimi Denklem (2.2) ile gösterilmektedir,



Bu denklemde, *R* metil (CH_3) ya da etil (C_2H_5) gibi alkil grubunu, *M* galyum (*Ga*), alüminyum (*Al*) ya da indiyum (*In*) gibi III grubu metalleri, *N*, III-N' ler için azotu, diğer III-V bileşikleri için ise fosfor (*P*), arsenik (*As*) ve antimonu (*Sb*), *H* ise hidrojeni temsil etmektedir. Örneğin galyum nitrat (*GaN*) için tepkime Denklem (2.3) ile verilmektedir, ayrıca bu tepkimenin şematik gösterimi Şekil (2.9)'de gösterilmektedir,



[2.3]

Metalorganik öncüller kullanılarak epitaksiyel büyütme yapabilen bu teknik daha sonra hızlı bir gelişim sürecine girmiştir. Önemli epitaksiyel büyütme teknikleri arasında kendini ispatlayan metalorganik kimyasal buhar biriktirme (MOCVD) tekniği için en büyük problem istenilen saflıkta öncüllerin olmaması idi. Ancak, tekniğin çok yararlı ve hızlı olduğunun görülmesi üzerine oldukça hızlı bir şekilde geliştirilen yüksek saflıkta öncüller sonucunda bu teknik MBE'ye çok önemli bir alternatif haline gelmiştir. Özellikle yüksek kalitede düşük boyutlu yapıları hassas ve hızlı bir şekilde üretebilen MOCVD çok önemli bir epitaksiyel kristal büyütme tekniği olarak AR-GE dünyasında yerini almıştır. Ülkemizde iki adet MOCVD sistemi vardır ve bir tanesi Sivas Cumhuriyet Üniversitesi Nanoteknoloji Laboratuvarında bulunmaktadır (Şekil 2.8).



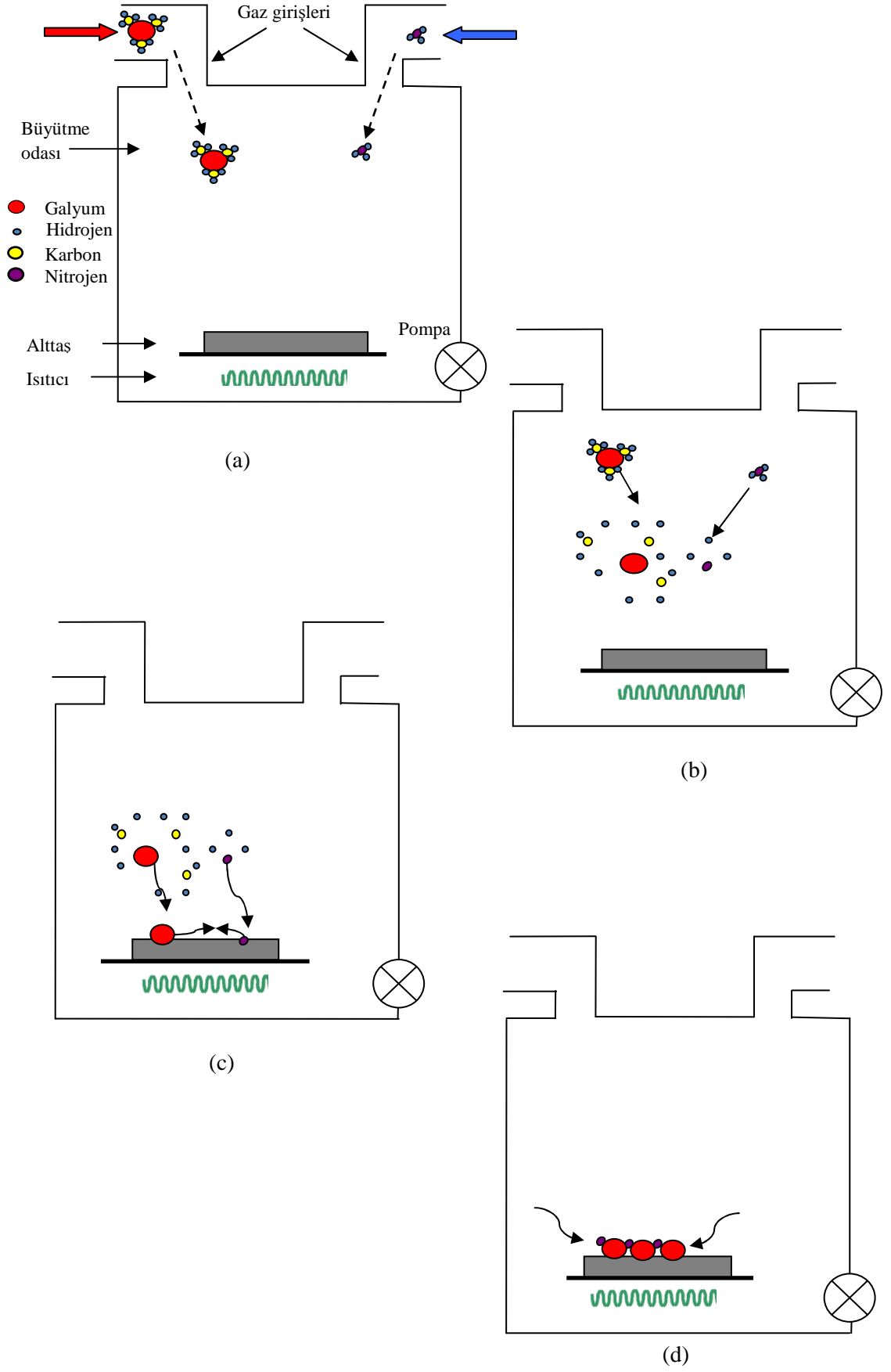
Şekil 2.8 Sivas Cumhuriyet Üniversitesi Nanoteknoloji Laboratuvarında kurulu bulunan MOCVD sistemi

MOCVD sisteminin çalışır durumda tutulabilmesi diğer epitaksiyel büyüme metotlarına (örneğin MBE) göre nispeten daha kolaydır. Ancak büyütme kinetiğinin çok daha karmaşık olması nedeni ile de daha karmaşık bir kullanıma sahiptir. Kompozisyon geçişleri çok hassas bir şekilde anahtarlanarak (açma/kapama) yüksek kaliteli heteroyapılar, çoklu-kuantum kuyuları (MQW) ve süperörgüler (SL) üretilebilir. Büyütme süreci devam ederken reaktör odasındaki gaz kompozisyonunun değişiminde

yüksek hassasiyette kontrol imkanı sunduğu için keskin arayüzeyle homojen tabakalar büyütme kabiliyeti, düşük arkaplan katkılama yoğunluğu, büyütme hızlarının MBE' den daha büyük olması ve seri üretim tekniklerine yatkın olması gibi bir takım üstünlükler bu tekniği cazip kılan diğer hususlardır. MOCVD ile atomik seviyelerde çok-katmanlı yapılar üretilir. MOCVD sistemi tüm bu özellikleriyle, iki boyutlu elektron gazı (2DEG) ve iki boyutlu boşluk (*hole*) gazı (2DHG) uygulamalarında, çeşitli heteroyapılarda ve diğer çok tabakalı sistemlerde kuantum boyut etkileri (*QSE*) çalışmalarına imkân sağlamaktadır.

Dahası, alaşım kompozisyonunda ve katkılama profilinde ani değişimler yapmak suretiyle yeni sistemlerin büyütülmesine izin vererek Bant-aralığı Mühendisliği'nin (*Bandgap Engineering*) gelişmesine de katkıda bulunmaktadır. Sonuç olarak, MOCVD ile oldukça kompleks elektronik ve fotonik aygıtlar büyütülebilmektedir.

Ayrıca bu teknikte, örgü parametreleri tamamıyla özdeş olmayan, her bir katmanda yapısal gerginlikler bulunan gergin-tabakalı süperörgüler de büyütülebilmektedir. Bu yapılar güncel aygıtların temelini oluşturmaktadır ve bu alandaki çalışmalar sürekli olarak ilerleme kaydetmektedir. İncelediğimiz üzere, MOCVD sistemi kaotik bir çalışma presibine sahiptir ve doğal olarak bazı dezavantajları da içerecektir. Bunlardan en önemlisi oldukça çok gaz moleküllerinin uçuştığı ve MBE' ye oranla çok yüksek termal enerjiye sahip olan bu süreçte, elektron kullanarak yapılan yüzey inceleme çalışmalarının hiç biri kullanılamaz. Başka bir ifade ile MOCVD büyütme sistemi, MBE sistemi kadar büyütme esnasında kullanılabilecek dahili (*in situ*) elektron dinamiği üzerine kurulu (*RHEED*, *LEED* vs.) karakterizasyon tekniklerini kullanamaz. Bu nedenle de büyütülen numunenin kalınlığı, yüzey morfolojisi gibi analizler açısından oldukça fakirdir. Bu önemli açık, optik teknikler kullanılarak kapatılmaya çalışılmaktadır. Bu alanda en önemli çalışmalardan bir tanesi yansıma fark spektroskopisidir (*reflectance difference spectroscopy*). Bu teknikte, büyütülen epitaksiyel tabakaya, normale yakın olarak polarize ışık düşürülür ve alt tabaka ile üst tabaka arasındaki yansıma katsayılarının bağıl farkı elde edilir. Bu fark büyütülen tabaka kalınlığının fonksiyonudur ve dolayısıyla tabaka kalınlığı hakkında bilgi sağlamaktadır. Böyle bir teknik, gaz anahtarlama hassas bir şekilde kontrol edilmesini mümkün kıldığından MOCVD tekniğiyle yüksek kalitede heteroyapılar ve mükemmel katkılama profilleri gerçekleştirilebilir.



Şekil 2.9 MOCVD 'de GaN oluşumu için tepkime sırası (a) gaz girişi, (b) piroliz, (c) difüzyon, (d) yüzey reaksiyonu süreçlerinin şematik gösterimi

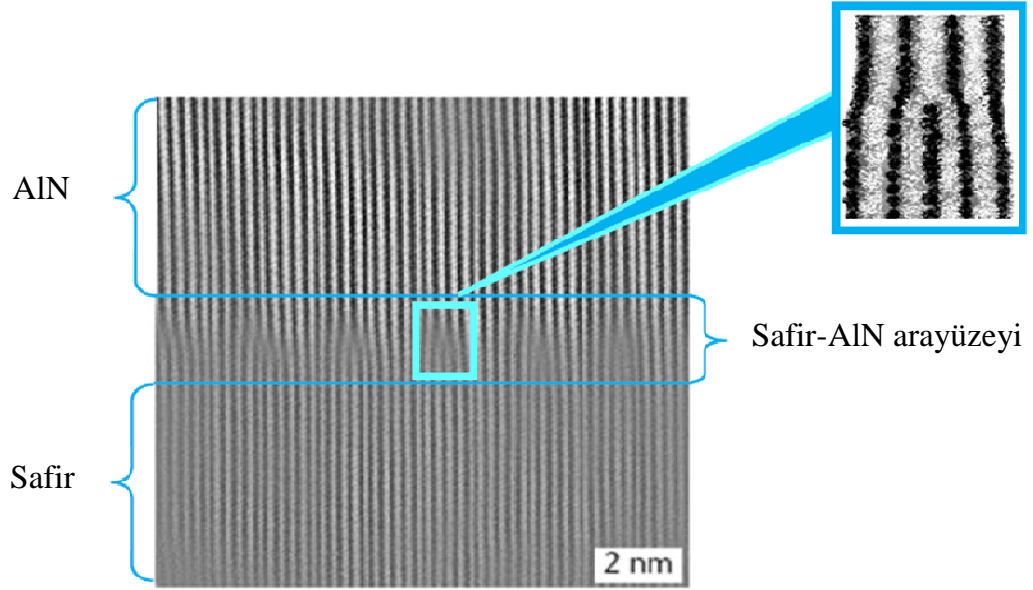
Çok güncel diğer bir uygulama ise bir çeşit optik interferometredir. Büyütülen epitaksiyel tabakanın kalınlığını ölçebilmek için büyütülen yarıiletken malzemenin yasak enerji aralığından daha düşük enerjili bir monokromatik ışık kullanılarak girişim desenleri elde edilir. Bu yöntemi kullanarak MBE sistemindeki dinamik *RHEED* metoduna benzer bir tarzda anlık atomik tabaka büyütme oranı belirlenebilir. Bu alandaki çalışmalara rağmen henüz *in-situ* karakterizasyon teknikleri MBE ile kıyaslanacak mertebede değildir ve bu alandaki çalışmalar devam etmektedir.

MOCVD büyütme tekniğinin dezavantajı sayılabilecek başka bir neden ise; büyütme süreçlerinde arsin (AsH_3) ve fosfin (PH_3) gibi son derece zehirli, yanıcı, alevlenebilir ve aşındırıcı tabiatlı öncüller ile bunların yan ürünlerinin kullanımınıdır. Bununla birlikte, son zamanlarda daha güvenli öncüller üretilmiş olsa da hala istenilen güvenlik seviyesine ulaşılmış değildir. Bu yüzden, arsin ve fosfin gibi tehlikeli kaynakları kullanılırken, operatörleri emniyete almak için ve bu toksitlerin çevreye salınımını önlemek için oldukça pahalı ve çok hassas sensörlerin kullanılması zorunludur.

MOCVD tekniğinin bir diğer dezavantajı ise; büyütmenin gerçekleştirilebilmesi için molekülleri ayrıştırmak (piroliz) gerektiğinden bunun için alttaşın yüksek sıcaklıklara ısıtılması gerekir ve bu ise büyütülen yapıda bozulmalara sebebiyet verebilmektedir. Bazen, yüksek sıcaklıklar katılanmış bir yapıdaki katkı atomlarının (dopant) veya bir heteroyapıdaki yarıiletken türlerinin olumsuz derecede birbiriyle karışmasına neden olur. Hatta bu sıcaklıklar alttaşın yapı atomlarının bile büyütülen tabakalara istenmeden de olsa karışmasına yol açar. Bu durumlar yapının tekrar düzenlenmesine yol açtığı için hedeflenen katkılama seviyesini ve kompozisyon profilini mükemmellikten uzaklaştırır. Bu nedenle bu teknikte operatörün becerisi ve deneysel tecrübesi çok önemlidir.

Bu istenmeyen özelliklerine rağmen MOCVD tekniğini ile yüksek kaliteli tabakalar büyütebilme üstünlüğü sadece örgü uyumlu yapılarda olmayıp aynı zamanda III-N tipi örgü-uyumsuz yapılarda da mümkündür, bu ise oldukça önemli bir avantajdır. Örneğin %13'lük bir örgü uyumsuzluğu olmasına rağmen safir (Al_2O_3) alttaş üzerine epitaksiyel AlN tabakaları başarıyla büyütülmüştür. Şekil (2.10)' da bu büyütmenin TEM (geçirmeli elektron mikroskobu) resmi verilmektedir [31]. Safir ile AlN arasındaki büyük örgü uyumsuzluğu, yaklaşık tek tabaka kalınlığında dislokasyonlu bir arayüzeye neden olur. Bu yüzey üzerine büyütülen AlN tabakalarının artık kendi örgü parametresiyle büyüdüğü varsayılır. Bu yapılar oldukça revaçta olan yüksek

performanslı başta elektronik ve optoelektronik aygıtlar olmak üzere birçok yarıiletken aygıtın temelini oluşturmaktadır.



Şekil 2.10 MOCVD ile safir alttaş üzerine büyütülmüş AlN'ın TEM resmi

2.4.2 Moleküler Demet Epitaksi (MBE)

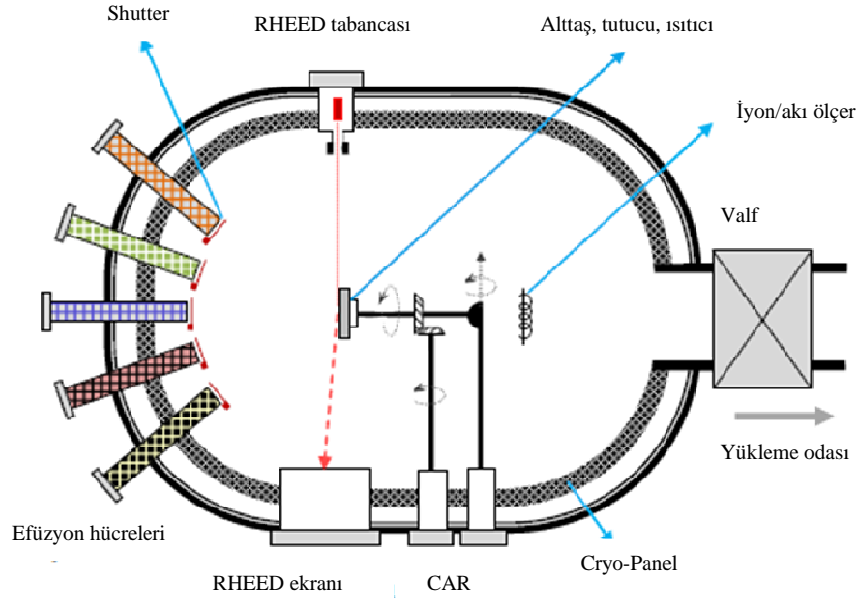
Moleküler demet epitaksi (MBE) yarıiletken, metal ve hatta yalıtkan malzemelerin epitaksiyel tabakalarını büyütme için kullanılan gelişmiş bir epitaksiyel büyütme tekniğidir. Kısaca; ultra yüksek vakum (UHV) ortamında, uygun bir sıcaklıkta tutulan alttaşın yüzeyinde kaynak materyallerin atomik veya moleküler demetleri yönlendirilerek alttaş üzerinde birikmesi ile epitaksiyel tabakalar büyütülmesi şeklinde tanımlayabiliriz. Çalışılan basınç değeri öylesine düşüktür ki alttaşa yönlendirilen atomlar veya moleküller birbirleriyle çarpışmadan, yani bir demet halinde yoluna devam ederler. Tarihsel olarak incelerseniz 1958'de Gunther çoklu demet kullanarak III-V materyallerini cam alttaş üzerinde polikristal formda büyütülmüştür. Daha sonra 1968'de Davey, Pankey ve Arthur MBE ile tek kristal GaAs filmler büyütülmüştür [6]. Kullanılan öncüllerin tabiatına bağlı olarak farklı isimler altında değişik MBE türleri mevcuttur. Öncülün katı, gaz ve metalorganik olmasına göre sırayla katı kaynaklı (SSMBE), gaz kaynaklı (GSMBE) ve metalorganik kaynaklı (MOMBE) şeklinde üç temel MBE türü bulunmaktadır.

MBE sisteminde elektron ile buharlaştırma (*e-beam evaporation*), *cracker* ve efüzyon hücreleri ile materyallerin atomik/moleküler demetler haline gelmesi sağlanır.

Özellikle efüzyon hücreleri (Knudsen hücresi) bu teknikte önemli bir yere sahiptir. Bu hücrelerde büyütülen filmi meydana getiren moleküler veya atomik demetler üretilir. Bu hücreler birbirinden bağımsız olarak işlem yapabilmektedir. SSMBE’de katı öncül efüzyon hücresine konarak erime noktasının üst seviyelerine kadar ısıtılır. Bu şekilde, termoiyonik salınım yoluyla öncül vakum odasına aktarılır. Demet akışı buhar basıncının bir fonksiyonudur, dolayısıyla sıcaklık değerini ayarlayarak arzulanan seviye elde edilir. Gaz kullanan sistemlerde moleküler demet akışı kütle akış kontrolörü kullanılarak ayarlanır. Son olarak, metalorganik öncüller ise ya sıvı formda ya da uygun bir buhar basıncındaki katı formda elde edilirler. İnert bir taşıyıcı gaz ile bu metalorganik malzemelerin moleküler demet akışı kontrol edilebilir [31]. Efüzyon hücresi ile alttaş arasında özel dizayn edilmiş bilgisayar kontrollü kapaklar (*shutter*) bulunmaktadır. Bu kapaklar hassas bir şekilde moleküler demet akışının anahtarlanması sağlarlar. Bu özelliğinden dolayı, yani akışın hassas bir şekilde kontrol edilmesinden dolayı büyütülen epitaksiyel tabakaların kalınlığı ve kompozisyonu kolaylıkla arzulanan seviyelere getirilebilir. Böylece MBE ile ince filmlerden oluşan heteroyapılar çok hassas bir şekilde elde edebilmektedir. Büyütme, saniyede tek-tabaka gibi oldukça düşük bir hızda gerçekleşir. Örneğin; 1 mikron kalınlığındaki epitaksiyel tabaka takriben 1 saat sürmektedir [32]. Bu durum dezavantaj gibi gözükse de aslında pekte öyle değildir. Zira bu yavaşlık, malzemenin kompozisyonuna ani müdahaleleri mümkün kılar. Bu şekilde yüksek kalitede keskin geçişli heteroyapılar büyütülebilir.

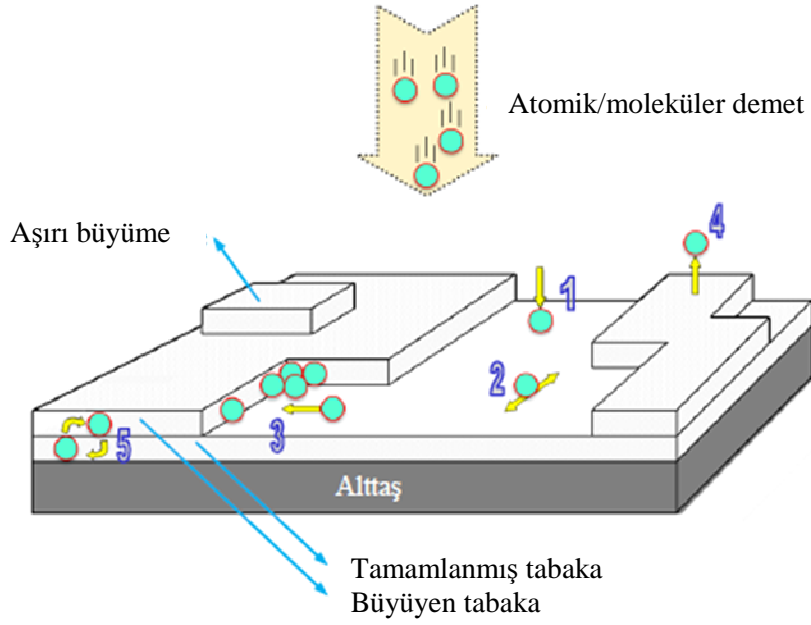
Uygun şartlar altında, atom veya molekül demeti alttaşa ulaşır. Sıcak alttaş ile gelen atomik demet tepkimeye girerek epitaksiyel tabakalar büyür. Büyütülen film; alttaş sıcaklığı, demet akışlarının oranı, alttaş yüzeyinin saflığı gibi bazı kontrol edilebilir parametrelere bağlıdır. Büyüyen tabakanın kalınlığı, kompozisyonu ve katkılama seviyesi atomik demet akışlarının kontrol edilmesiyle çok hassas bir şekilde ayarlanır. Bu esnada kinetik reaksiyonların ilerlemesi için alttaş sıcaklığı son derece kritik öneme sahiptir. Eğer sıcaklık yeterli seviyede değilse; alttaş yüzeyine gelen atomlar yüzey üzerinde hareket edebilmeleri için gerekli kinetiği bulamayacaklardır. Bu durum büyütülen yüzeyin pürüzlü olmasına sebebiyet verecektir. Eğer sıcaklık yüksek ise alttaş ile büyütülen tabakalar arasında veya büyümüş tabakalar arasında olumsuz derece iç-difüzyon olacaktır. Bu durumda büyütülen yapı bulanıklaşarak mükemmellikten uzaklaşacaktır. Hatta çok yüksek sıcaklıklar alttaş yüzeyindeki atomların koparılmasına da yol açacaktır. Bu bağlamda, çalışılan sıcaklık seviyesi son

derece büyük önem taşımaktadır. Bu seviye belirlenirken genellikle deneysel veriler temel alınır.



Şekil 2.11 MBE sisteminin şematik gösterimi [142]

Şekil (2.11)'de tipik bir MBE sisteminin şeması gösterilmektedir. CAR (*Continual Azimuthal Rotation*) olarak bilinen dönel manyetik tutucuya alttaş monte edilir ve sürekli döndürülerek büyüyen kristalin tekdüze olması amaçlanır. Büyütme odası UHV (*ultra high vacuum*) ortamında çalıştığı için atmosfere açılması hiç istenmeyen bir durumdur. Bu yüzden büyütülecek örnekler özel odalar (yükleme ve hazırlık odası) vasıtasıyla bu odaya aktarılır. Bu hücreler, büyütme odası kadar olmasa da uygun vakum altında tutulmaktadır. Ayrıca bu odalar, uygun bir tarzda ısıtılarak kalıntı gazlardan arındırılır. Herhangi bir kirlenme olmaması için geçiş eklemlerinde kauçuk conta yerine yumuşak bakır contalar (O-rings) kullanılır. Vakum sistemiyle birlikte sıvı azot soğutmalı cryo-panellerle CO₂ ve H₂O gibi istenmeyen gazlar yoğunlaştırılarak sistemden uzaklaştırılır.



Şekil 2.12 MBE sisteminde epitaksiyel büyütme sırasındaki yüzey kinetiklerinin şematik gösterimi [6]

MBE tekniğinin diğer epitaksiyel büyütme tekniklerinden ayıran bir diğer önemli fark da çok yüksek vakum ortamında çalışmasıdır (10^{-10} - 10^{-11} Torr¹). Bu yüzden büyütme süreci termodinamik dengeden bağımsız sayılabilir. Büyütmeyi başlat olarak yüzey kinetikleri belirler. MBE tekniğinin en can alıcı noktası kristalleşme bölgesinde büyütülen tabakadaki atomik seviyede meydana gelen süreçlerdir. Bu süreçler Şekil (2.12)'de tarif edildiği gibi beş ana adımda özetlenebilir.

1. Atom veya molekül taneciklerinin alttaş yüzeyine çarparak tutunmaları,
2. Tutulan moleküllerin yüzeyde yayılmaları ,
3. İlgili türlerin alttaşın veya büyüyen tabakanın kristal örgüsüne katılması,
4. Kristal örgüsüne yapışmayan taneciklerin termal geri bırakılması,
5. Alttaş ile büyüyen tabaka arasında veya sadece epitaksiyel tabakalar arasında iç – difüzyon da meydana gelebilir.

Yeni bir tabaka büyütmeğe geçmeden önce, yüzey merkezine vuran taneciklerin kenar kısımlara yayılabilmesi için yeterli zaman verilmesi gerekmektedir. Aksi takdirde dağ-vadi benzeri çok pürüzlü yüzeylerin oluşması kaçınılmazdır. Daha kötüsü, konumlarında olmayan atomlar örgü yapısını bozarak kristal kusurları oluştururlar ki

¹ 1 Torr = 1320 μ atm

büyütme bu şekilde tamamlanırsa kristalde istenmeyen elektriksel özelliklerin bulunması kaçınılmaz olur.

UHV faktörü fazlasıyla masraflı olsa da önemli avantajları da beraberinde getirir. Örneğin, atomlar ve/veya moleküller steril bir ortamda büyüme imkanı bulurlar. Ayrıca efüzyon hücresinden alttaşa salınan demetlerin kat ettiği ortalama serbest yol gayet uzundur. Ortalama serbest yolun uzun olması ilgili atomların alttaşa ulaşmadan önce herhangi bir etkileşime uğramasını engeller. Yine UHV sayesinde, dahili karakterizasyon (in situ) sistemleriyle büyüme sürecinin kontrol edilebilmesi ve anlık müdahale etme imkanı bulunmaktadır. Yavaş ama kontrollü bir tarzda atomik tabakalar büyütülürken, bu tabakaların fiziksel ve kimyasal özellikleri dahili karakterizasyon teknikleriyle izlenerek büyüme gidişatı ayarlanabilir. Bu tekniklerin yardımıyla keskin arayüzeyli heteroyapılar ve katkılama süreçleri hassas bir şekilde gerçekleştirilir. Bu tekniklerin bazıları *RHEED* (yansımış yüksek enerjili elektron kırınımı), *AES* (Auger elektron spektroskopisi), *XPS* (X – ışını fotoelektron spektroskopisi)'dir.

Oldukça sofistike kurulumu ve bakımı olmasına rağmen büyütülen film tabakalarında kalınlık, kompozisyon ve katkılama seviyelerinde hassas kontrol sağlanması bu tekniğin tercih sebeplerindendir. MBE tekniğinin diğer epitaksiyel büyüme tekniklerine göre en büyük avantajı: düşük sıcaklıkta çalışabilmesi ve kalınlık kontrolü yapabilmesidir. Düşük sıcaklıklarda çalışıldığı için tabakalar arasında katkıların (*dopant*) ve yapıtaş atomların iç difüzyonu azdır. Dolayısıyla keskin arayüzeyli çok-tabakalı yapılar büyütülebilir. Fakat düşük sıcaklıkta çalışmasının bir dezavantajı da nitrat büyütmelerinde saf azot kaynağı bulunamadığından düşük sıcaklıklarda azot bileşimini parçalayamaz ve kristal kalitesi düşük olur. Ayrıca çoklu alttaş kullanımı için sistem dizaynı da önemli dezavantajlardan bir tanesidir. MBE sistemi UHV ortamında çalıştığı için fazlasıyla maliyetlidir. Kurulum maliyetine ek olarak, büyüme süresi yavaş olduğundan çalışma maliyeti de fazlasıyla pahalıdır ve bu nedenle MOCVD'ye göre ciddi bir dezavantajdır. Ayrıca InP ve InGaAsP gibi fosfor içeren alaşımların büyütülmesi oldukça zordur. Fosforun sistemden geri yansıdığı ve vakum pompalarında toplandığı anlaşılmıştır. Özellikle hem As hem de P içeren alaşımların büyütülmesi zordur [6].

2.5 Kullanılan Alttaşlar

Alttaş olarak kullanılabilir ve benzer özellikler gösteren AlN, InN ve özellikle külçe GaN kristallerinin ucuz ve kolay bir biçimde ticari ölçekte üretilmemesinden dolayı araştırmacıların çoğu GaN tabanlı cihaz yapımında heteroepitaksi çalışmalarına yönelmişlerdir. Fakat son zamanlarda kaliteli GaN alttaşlar elde edilmiş olmasına rağmen fiyatının çok yüksek olmasından dolayı yalnızca ArGe çalışmaları için kullanılmaktadır. Bu amaçla yarıiletkenler kadar metaller, metal oksitler, metal nitritler alttaş malzemesi olarak geniş ölçekli biçimde araştırılmaktadır. GaN malzemesi farklı alttaşlar üzerine büyütüldüğünden dolayı iki malzeme grubu arasında dikkat edilecek en önemli hususlar alttaşın fiyatı, örgü parametreleri arasındaki farklar, kimyasal ve fiziksel karakteristikler, yüzey özellikleri, termal ve elektriksel özellikler gibi epitaksiyel tabakanın kristal kalitesini önemli derecede etkileyecek unsurlardır Çizelge (2.2)'de alttaş ile büyütülen tabakalar arasındaki bazı uyumsuzlukların ortaya çıkardığı sorunlar kısaca özetlenmiştir. Ayrıca Çizelge (2.2)'de GaN büyütme için kullanılan alttaşların temel özellikleri verilmektedir.

Çizelge 2. 2 Epitaksiyel büyütmede alttaştan dolayı karşılaşılan sorunlar

Alttaş özelliği	Sonuç
Yanal (a-örgü sabiti) uyumsuzluk	Yüksek oranda dislokasyon yoğunluğu; cihazlarda yüksek kaçak akımı; azınlık taşıyıcılarında kısa yaşam süresi; termal iletkenlik düşmesi; hızlı impurity difüzyon yolları
Dikey (c-örgü sabiti) uyumsuzluk	Faz dışı sınırlar; ters bölge sınırları
İzomorf olmayan alttaşlarda yüzey adımları	Diziliş uyumsuzluğuna sahip sınırlar
Termal genleşme katsayısı uyumsuzluğu	Film ve alttaşta termal olarak indüklenmiş stresler; film ve alttaşta çatlak oluşumu
Düşük termal iletkenlik	Zayıf ısı dağılımı
Epitaksiyel filmde daha farklı kimyasal bileşim	Alttaşta elementler tarafından kirlilik; sallanan bağlar (dangling bonds) tarafından üretilmiş elektronik arayüz durumları; büyütülen filmle alttaş arasında zayıf bağ yapısı
Polar olmayan yüzeyler	Epitaksiyel filmde karışık polarizasyon

Çizelge 2. 3 GaN büyütmede kullanılan alttaşlarla ilgili bazı önemli parametreler [33-37]

Malzeme	Örgü sabiti ($10^{-10} m$)	Örgü uyumsuzluğu (%) / AlN	Termal genişleme ($10^{-6} K^{-1}$)	Termal iletkenlik ($W cm^{-1} K^{-1}$)	Erime noktası (K)
GaN	a = 3.189 c = 5.185	-2.4 -3.9	5.59 3.17	4.1	2791
Safir	a = 4.7589 c = 12.991	-16.0/-13.3	7.3 8.5	0.41	2303
6H-SiC	a = 3.0806 c = 15.1173	-3.5/-1.0	4.46 4.16	4.9	3102
Si(111)	a = 3.84	-17.0/19.0	2.6	1.3	1412
LiAlO ₂	a = 5.169 b = 6.268	-0.3/3.6 -1.8/0.7	7.1 15	-	1775

Çizelge 2.4 Epitaksiyel GaN büyütmede en çok kullanılan alttaşların avantajları ve dezavantajları [39]

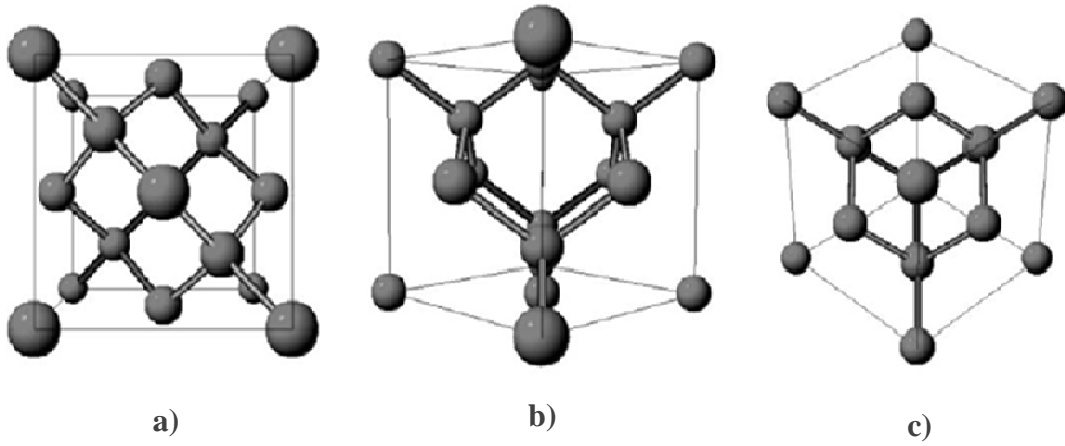
Alttaş	Avantajları	Dezavantajları
Si	<ul style="list-style-type: none"> Düşük maliyet Yaygın biçimde mevcut Si elektroniği ile entegrasyon İletken ve yalıtkan formunda elde edilebilmesi 	<ul style="list-style-type: none"> GaN ile yüksek termal uyumsuzluk Zayıf termal iletkenlik
SiC	<ul style="list-style-type: none"> Yüksek termal iletkenlik GaN ile düşük örgü uyumsuzluğu İletkenlik 	<ul style="list-style-type: none"> Yüksek maliyet Yüksek kusur yoğunluğu
Al ₂ O ₃	<ul style="list-style-type: none"> Çok düşük maliyet Yaygın biçimde mevcut Yüksek sıcaklıkta kararlılık Kolay temizleme 	<ul style="list-style-type: none"> Çok zayıf termal iletkenlik GaN ile yüksek örgü uyumsuzluğu Yalıtkan

2.5.1 Silikon (Si)

Silikon yer kabuğunun en temel elementlerinden bir tanesidir ve doğada bol miktarda bulunup geniş ölçekli üretildiğinden dolayı kullanılan alttaşlar oldukça uygun fiyata elde edilmektedir. Termal iletkenliği safirden yüksek olup GaN'a yakındır (Çizelge2.3). Silikonun kristal kalitesi kullanılan diğer alttaşların tümünden iyidir ve epitaksiyel büyütme koşullarında iyi bir termal kararlılığa sahiptir. Silikon üzerine GaN büyütülmesi silikon tabanlı elektroniğin GaN optoelektronik cihazlara entegre edilmesine olanak sağlar [40].

Silikon, kübik kristal ailesinin bir üyesi olan elmas kristal yapısına sahiptir. Bu yapı iç içe geçmiş iki fcc alt yapıdan bir tanesinin cisim köşegeni boyunca köşegen uzunluğunun $\frac{1}{4}$ ü kadar mesafe yer değiştirmesiyle oluşan yapıdır. Örgüdeki her atom birbirine eşit mesafede ve bir tetrahedronun köşelerine yerleştirilmiş 4 tane en yakın komşuya sahiptir. Şekil (2.13)'de silikon birim hücresinin [001], [011], [111] yönelimlerinin perspektif olarak görüntüsü verilmektedir [61]. Silikon için çeşitli kristal yönelimlerinin arasında (111) yönelimli alüminyum III-N büyütme için en uygun olduğu ispatlanmıştır. Şekilden de görüleceği gibi sadece bu yapı (Şekil 2.13-c) wurtzite GaN için uygun olan hegzagonal örgü dizaynına sahiptir.

Silikon ingotları genellikle Czochralski (CZ) ya da Float-Zone (FZ) metoduyla üretilirler. CZ metodu 300 mm çapa kadar kristal büyütme için uygun olanak sağlayan ve kullanılan en genel metottur.



Şekil 2.13 Çeşitli yönelimler boyunca silikonun perspektif görüntüleri: a) [001], b) [011], c) [111] [36]

Silikonun elektronik endüstrisinde uzun zamandır devam eden varlığı silikon alüminyum hazırlama ve temizleme işlemlerini oldukça geliştirmiştir.

Genel olarak kullanılan safir ve SiC alüminyumların aksine silikon yüzeyinin MOCVD reaktöründe nitritleşmeye karşı korunması gerekmektedir. GaN'ın yüksek sıcaklıklarda silikon üzerindeki zayıf çekirdeklenmesi silikon ile azotun reaksiyona girmesi ile sonuçlanır ve Ga-Si alaşımı oluşumu güçlü ve hızlı bir aşınma reaksiyonu başlatarak alüminyum ve epitaksiyel tabakayı tahrip eder [41-43]. Nitritleşmeyi önlemek için kullanılan en yaygın ve en iyi sonuçlara ulaşılan metot, aynı reaktörde birkaç tabaka AlN çekirdeklenme tabakası büyütme [44-46]. MOCVD'nin aksine MBE'de büyütülen

yapılar silikon yüzeyinin nitritleşmesi düşük büyütme sıcaklığından dolayı çok iyi sonuçlar verdiği belirtilmektedir [47].

Silikon üzerine GaN büyütme önündeki aşılması gereken en büyük engel, örgü sabitlerindeki uyumsuzluk ve ikisi arasındaki termal genleşme katsayısı farklarıdır (Çizelge 2.3). Örgü uyumsuzluğu ve termal genleşme katsayısı arasındaki farklar soğutma işlemi boyunca sırasıyla dislokasyonlara ve gerilmelere neden olurlar. Şayet epitaksiyel tabakaların kritik kalınlığı aşırsa nitrat tabakalarında çatlamlar oluşur. Bu sorunları çözmek için çeşitli büyütme yöntemleri kullanılmaktadır. Nitratlardan farklı olarak ZrB_2 [48], SiC [49] ve HfN [50] gibi tabakalar kullanılarak geleneksel olmayan büyütme teknikleri kullanılmaya başlanmıştır. Bu tip tabakaların kullanımının dezavantajı ek kaynaklar ya da iki farklı reaktörde büyütmenin gerekli olmasıdır. En çok kullanılan metot düşük sıcaklık (LT) AlN ara tabakalarının kullanılmasıdır [51]. Ayrıca bu tabakalar gerilmeleri düşürmek için ve alttaki tabakalardan gelen kusurları engellemek için oldukça çok kullanılmaktadır. Gerilmeleri azaltmak için kullanılan diğer metotlar ise AlN/GaN süperörgüsünün kullanımı [52] ve silikonun termal genleşme katsayısından GaN'ın termal genleşme katsayısına geçiş yaratan AlGaN geçiş tabakalı (*grading*) yapısının kullanılmasıdır [53].

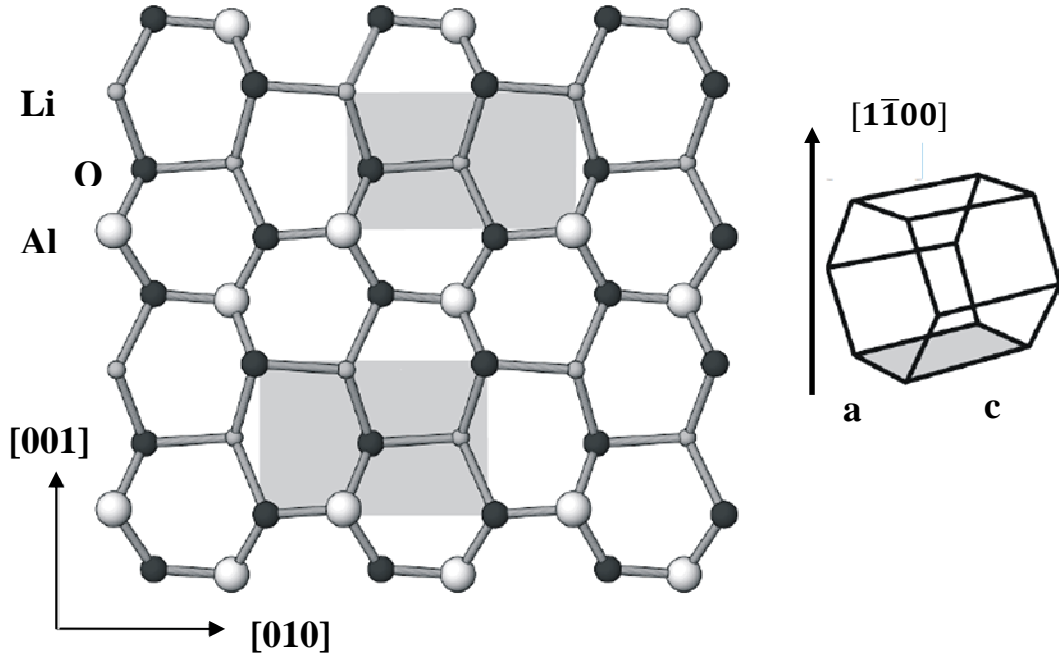
2.5.2 Lityum Aluminat ($LiAlO_2$)

Lityum aluminat ($LiAlO_2$), GaN heteroepitaksisi için şu anda kullanılan en iyi örgü uyumuna sahip altaşlardan biridir. $LiAlO_2$ tetragonal kristal yapısına sahiptir ve eğik wurtzite birim hücreye sahipmiş gibi düşünülebilir (Şekil 2.14). (100) düzlemi wurtzite yapısının (1100) düzlemi ile aynı atomik dizilimi göstermektedir. $LiAlO_2$ 'nin b- örgü sabiti GaN'ın a örgü sabitinin 2 katına yakınken a- örgü sabiti, GaN'ın c- örgü sabitiyle mükemmel uyuma sahiptir [54-55]. Bu yüzden nispeten düşük dislokasyon yoğunluğuna sahip nitrit tabakaları elde edilebilmektedir. Vanfleet ve grubu $LiAlO_2$ üzerine büyütülmüş GaN tabakaları için $3 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$ dislokasyon yoğunluğu elde etmişlerdir [54].

$LiAlO_2$, Czochralski metoduyla üretilip 20 cm uzunluğunda ve 50 cm çapında elde edilen ingotlar eriyikten çekilmektedir [56]. $LiAlO_2$ altaşının kullanımı yalnızca örgü uyumsuzluğunun düşük olmasından değil aynı zamanda saf m-düzlemlili GaN büyütülmesine olanak sağlamasından dolayı III-N epitaksisi için umut vericidir. m-düzlemlili GaN tabanlı optoelektronik cihazların, heteroyapılar boyunca polarizasyon indüklemeli piezoelektrik alanlarının olmaması nedeniyle geliştirilmiş kuantum

verimlilikleri vardır ve yüksek verimli beyaz LED üretmenin önünü açabilir. Ayrıca LiAlO_2 ıslak aşındırma metotlarıyla alttaşları kaldırmaya olanaklar sağlamaktadır [57-59]. Bu işlem kalın ve serbest duran m düzlemleri GaN tabakalarının elde edilmesinin kolay bir yoludur.

LiAlO_2 'nin alttaş malzemesi olarak çok büyük potansiyeli olmasına rağmen, bazı sakıncaları bulunmaktadır. Örneğin LiAlO_2 çeşitli asitlerle homojen olmayan bir şekilde aşındırılır ve kimyasal parlatma işleminin anlaşılması zordur. Daha da kötüsü LiAlO_2 hidrolitiktir bu yüzden alttaşın suya maruz bırakılması hem çok kısa zamanlı hemde oldukça dikkatli bir şekilde yapılmalıdır [60]. Hidrojen duyarlılığı yüzünden LiAlO_2 'nin MOCVD büyütmesi boyunca taşıyıcı gazların seçimine dikkat edilmelidir [37, 59].



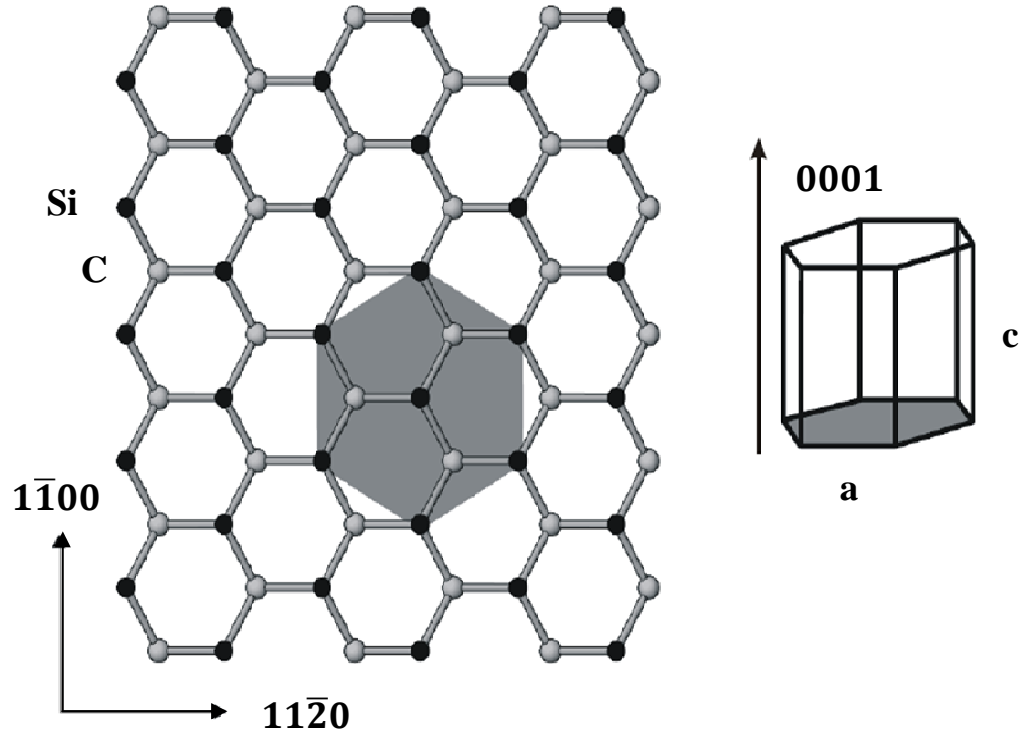
Şekil 2.14 LiAlO_2 üzerine büyütülmüş GaN için çekirdeklenme konumları (sol) ve m düzlemleri GaN için birim hücre (sağ) [61]

2.5.3 Silikon Karbür (SiC)

SiC, IV-IV alaşımıdır ve 250 den fazla politipi bulunmaktadır ki bunlar iki atomlu düzlemlerin sıkı paketinin dizilme sırasının bir boyutlu değişimidir [62]. Tüm politipler için temel birim yapısı karbon atomlarının oluşturduğu tetrahedrondur ve silikon atomu ise bu yapının merkezindedir. Çeşitli politipler c-düzlemi boyunca diziliş düzenine göre ayırt edilirler. Her bir politip elektronik ve optik özelliklerin benzersiz bir setine sahiptirler. Burada temel olarak 6H-SiC politipine değinilecektir.

SiC alttaşlar, GaN tabanlı epitaksi için safire göre bir çok avantaj sunmaktadır. (0001) yönelimli GaN filmler için safir ile karşılaştırıldığında örgü uyumsuzluğu daha düşük ve termal iletkenliği daha yüksektir (Çizelge 2.3). Şekil (2.15)'in sol tarafında gösterildiği gibi 6H-SiC alttaş, sağ taraftaki GaN hegzagonal c düzlemi için hegzagonal çekirdekleşme konumları sunar ki bu, düşük örgü uyumsuzluğunun göstergesidir. Alttaşlar düşük dirençli n ve p tipi biçimlerinde ve aynı zamanda yarı-yalıtkan biçiminde elde edilebilmektedir. n tipi alttaşlar led yapılarının ön/arka yüzlerine kontak imkanı sağladığından safir alttaşla karşılaştırıldığında cihaz dizaynı için kolaylık sağlar. 6H-SiC waferlar 100 mm çapa kadar elde edilebilmektedirler.

SiC'in avantajlarının yanı sıra birçok dezavantajı bulunmaktadır. SiC üzerine Ga'un zayıf yapışması SiC alttaş kullanımı önündeki zorluklardan biridir. Bu durum AlN ya da AlGaN ara tabakaları kullanılarak aşılabılır fakat bu uygulama optoelektronik cihazlar için direnci artırır. Çizelge (2.3)'de GaN ve SiC ile AlN ve SiC arasındaki termal genleşme katsayıları uyumsuzlukları verilmiştir ve bunlar SiC üzerine büyütülen iki malzemenin de farklı gerilme durumlarında bulunacağını belirtisidir. Kalın GaN tabakaları gerilme gerginliğinde bir malzeme olarak büyürken kalın AlN tabakaları sıkışma gerginliğinde büyümüş bir malzeme olacaktır. Bu davranışın rahatlamış epitaksiyel tabakaların büyütülmesinde göz önüne alınması gerekmektedir. SiC malzemesi safir ile karşılaştırıldığında GaN ile arasında daha düşük örgü uyumsuzluğu olmasına rağmen yüksek kusur yoğunluğu üretmek için hala oldukça büyüktür. SiC'in safire göre oldukça sert olmasından ve yüksek kimyasal kararlılığından dolayı yüzey pürüzlülüğü daha fazladır. Bu pürüzlülüğü SiC yüzeyinden kaldırmak, düzgün yüzeyler ve teras yapıları üretmek için NH₃'e maruz bırakılan bir çok metot kullanılmaktadır [63]. Bir çok araştırma grubu GaN büyütmedeki sıkıntıları aşmak için silikon üzerine büyütülmüş SiC ara tabakalarını kullanmaktadır. İnce SiC filmler üretmek için Si (111) alttaşlar karbonlaştırılıp MBE kullanılarak GaN büyütülmektedir [64,65]. Yamamoto ve arkadaşları Si(111) üzerine C⁺ iyonu implantasyonu ve tavlama işlemi yaparak SiC üretilip bu şablon üzerine GaN büyütmüşlerdir [49].



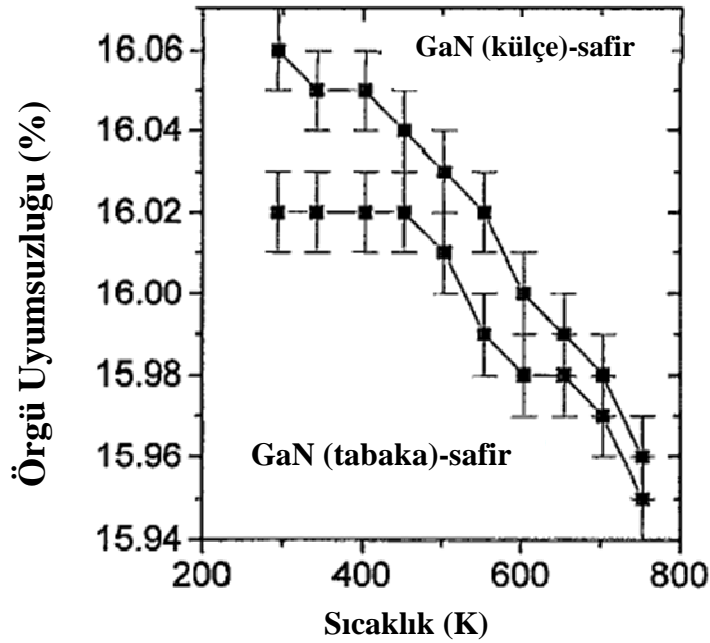
i GaN büyütmek için
'ın birim hücresi (sağ)

2.5.4 Safir (Al_2O_3)

Safir, GaN epitaksisi için en çok kullanılan alttaştır ve ilk olarak HVPE ile GaN büyütmek için 1969 yılında Maruska ve Tietjen tarafından kullanılmıştır [4]. Tek kristal safir CZ kristal büyütme metodu [66], ısı değiştirme metodu (HEM) [67] ve Kyropoulos metodu [68] gibi bir çok metot ile büyütülmektedir. 4 inç çapına kadar olan safir alttaşlar ticari olarak elde edilebilmektedir.

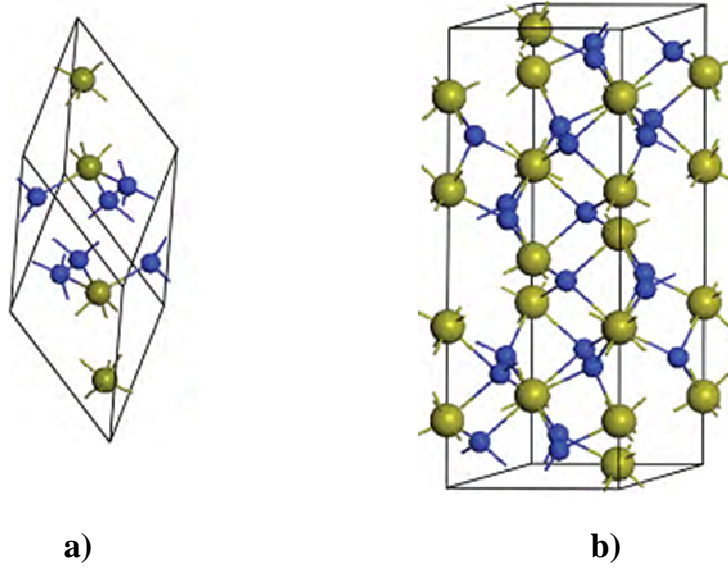
Nispeten düşük fiyatı, ticari olarak geniş alanlı elde edilebilme özelliği (4 inç çapına kadar), külçe ve yüzey kalitesinin sürekli iyileştirilmesi, gelişmiş büyütme teknolojisi, yüksek sıcaklıklardaki ($\sim 1000\text{ C}^\circ$) kararlılığı hegzagonal birim hücreye sahip olması GaN epitaksisinde safirin alttaş olarak kullanılmasının en önemli nedenlerindedir. Bu önemli avantajlarının yanı sıra safir, tüm nitrit alaşımlarının band aralıkları için geçirgen olduğundan, dedektör uygulamalarında geri aydınlatma (*back illumination*) avantajı ve LED'lerde yayınlanan ışınımı soğurmadığı için önemli avantajlar sağlamaktadır.

Safir ve GaN' in örgü sabitleri arasında yaklaşık %16 lık bir fark bulunmaktadır ve bu örgü uyumsuzluğu nedeniyle 10^{10} cm^{-2} mertebelerinde dislokasyon yoğunluğu ortaya çıkmaktadır [69]. Bu mertebedeki kusurlar, yük taşıyıcılarının hareketliliğini (mobilité), azınlık taşıyıcılarının yaşam sürelerini ve termal iletkenliği önemli ölçüde düşürdüğü için doğal olarak cihaz performansını düşürmektedir. Safirin termal genişleme katsayısı GaN'dan yüksek olduğundan, yapıda büyütmede çıkılan yüksek sıcaklıklardan sonra soğutma boyunca büzülerek gerilme oluşmaktadır. GaN ve safir arasındaki örgü uyumsuzluğunun sıcaklığa bağlılığı Şekil (2.16)'de gösterilmiştir [70]. Safir yalıtkan olduğundan, elektriksel kontakların cihazın ön tarafına yapılması gerekmektedir bu durum cihazın çalışma alanını azalttığından dolayı safir üzerine GaN epitaksisine bir sınırlama getirmektedir.



2.16 GaN ile safir arasındaki örgü uyumsuzluğunun sıcaklığa bağlı değişimi [70]

Safir $R\bar{3}c$ uzay grubuna aittir ve ağırlıklı olarak iyonik bağ yapısına sahip olup, rombohedral veya hegzagonal (Şekil 2.17) birim hücre kullanılarak tanımlanabilir. Rombohedral hücre 84.929 \AA^3 hacme sahip olup bu hacimde 4 tane Al^{+3} iyonu ve 6 tane O^{-2} iyonu bulunmaktadır. Hegzagonal yapıda ise 12 tane Al^{+3} iyonu ve 18 tane O^{-2} iyonu bulunmakla birlikte 254.792 \AA^3 'lük bir hacme sahiptir.

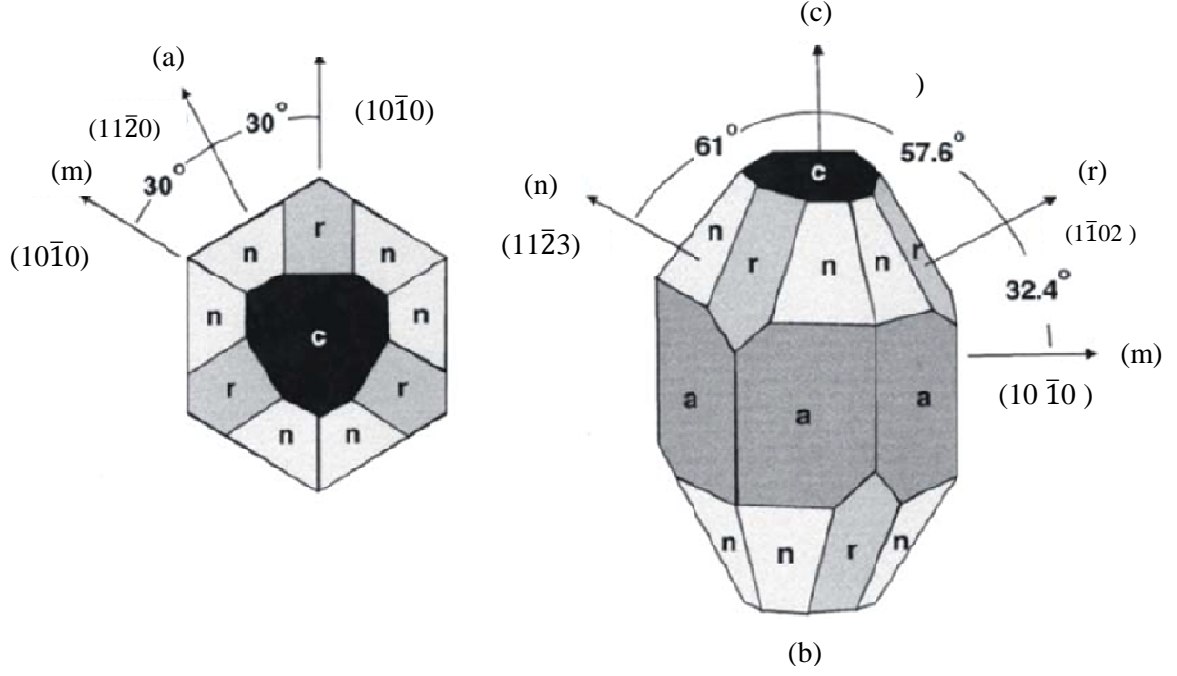


2.17 Safirin (a) rhombohedral ve (b) hegzagonal birim hücresi [999]

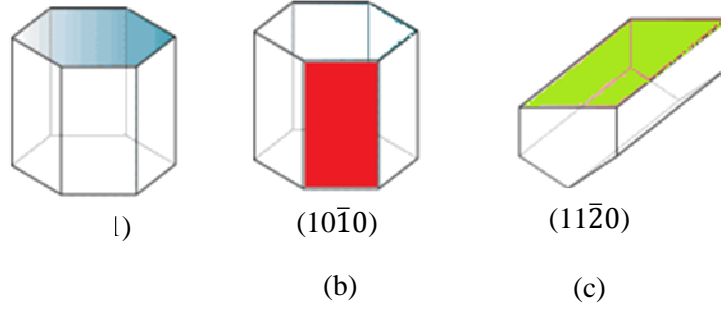
Safirin karekök ortalama (rms) pürüzlülük değerleri 0.3 nm-0.8 nm civarlarındadır [36]. Safirin en önemli dezavantajlarından biri de termal iletkenliğinin düşük olmasıdır. Safirin termal iletkenliğinin düşük olması aşırı ısınan cihazlar için ciddi bir sorun oluşturacağından, bu cihazlar için safir inceltir [71] veya film safir üzerinden kaldırılarak kullanılır [72]. Öte yandan safirin 2303 K (Çizelge 2.3) gibi yüksek erime sıcaklığına sahip olması ise büyütme esnasında oldukça faydalıdır. MOCVD büyütmesinden önce safir alttaş 1000 C⁰-1200 C⁰ sıcaklıklarında hidrojen ortamına maruz bırakılır. Bu koşullar altında safirde hidrojen aşındırması oluşturulup yüzeyindeki kirlenmelerden arındırılır.

Safir alttaşın en genel yönelimi c düzlemidir. c düzlemler safir üzerine GaN büyütülmesi sonucu c düzlemi yönelimli tabakalar elde edilir. Çizelge 2.3’de GaN ile c düzlemler safir arasındaki örgü uyumsuzluğu % 16 olarak verilmiştir fakat çıplak örgü uyumsuzluğu %30 civarlarındadır. GaN kristalin düzlemsel (*in-plane*) kristal yönelimi aynı yöndeki safire göre 30° döndürülerek düşük örgü uyumsuzluğu elde edilmektedir. Diğer yandan bu uygulama GaN tabakasının yüzeyini ayırmayı zorlaştırır, çünkü III-N tabakalarının ve safirin c düzlemi hizalı değildir. Bu güçlüğü yenebilmek için GaN safirin r düzlemi veya a düzlemi üzerine büyütülmektedir. Şekil (2.19)’de safir kristalinin genel yönleri verilmektedir. a düzlemler safir üzerine GaN büyütme c düzlemi

ile sonuçlanır fakat r düzlemi boyunca ayırma imkanı vermektedir [73]. GaN'ın r düzlemleri safir üzerine büyütülmesi ile m düzlemleri yönelimli epitaksiyel tabakalar oluşmaktadır (Şekil 2.18).



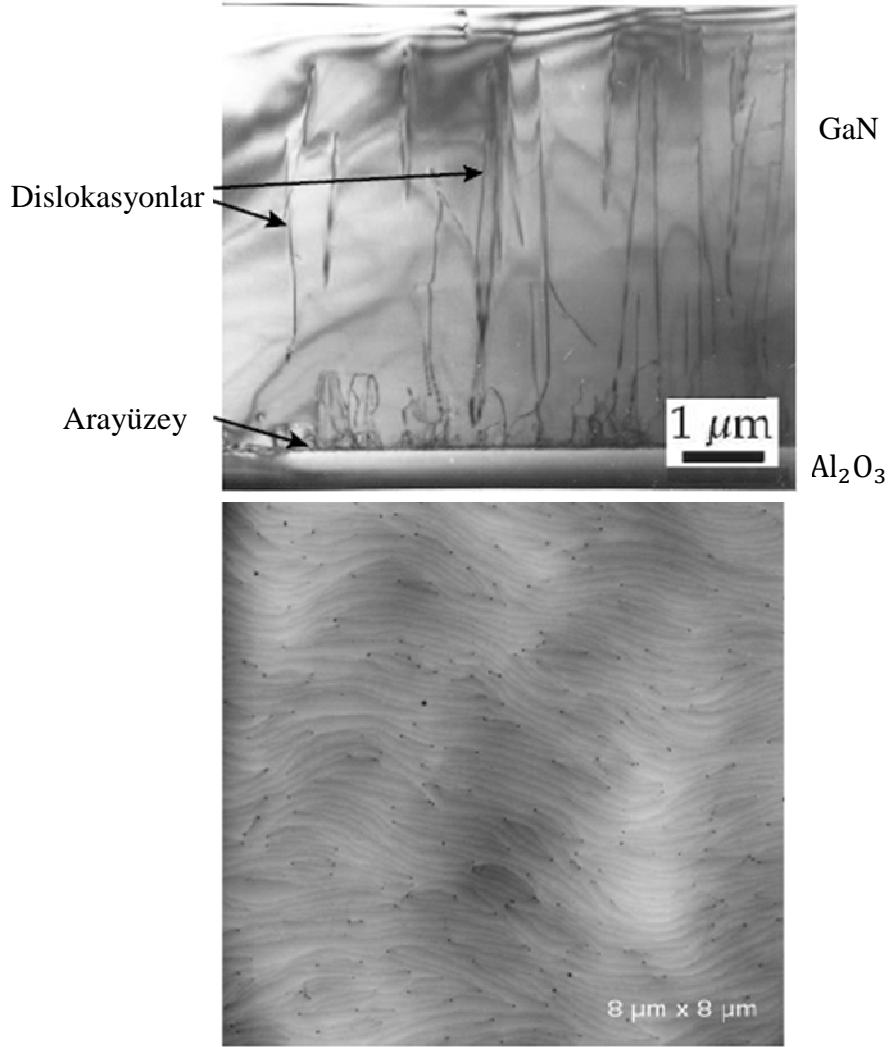
1 bakış, (b) yüzey



a-düzlemi

3 GaN KRİSTAL KUSURLARI

Doğada kristal yapı olarak kusursuz hiçbir malzeme olmadığı gibi, yarıiletken kristaller de mükemmel dizilime sahip değildir. Daha önce de değinildiği üzere III-N'ler ve özellikle GaN kristali, homoepitaksi olarak büyütülebilecek uygun alttaşlar bulunamadığı için ve kristal büyütme ortamı ve şartlar ideal olmadığından dolayı mükemmel dizilimden uzaklaşmalar olmaktadır. Kristallerde periyodiklikten sapmalara en genel adıyla kusur (*defect*) denmektedir. Safir alttaş üzerine büyütülmüş GaN tabakasındaki kusurlar (daha sonra TD olarak adlandırılacak) geçirmeli elektron mikroskobu (TEM) ve atomik kuvvet mikroskobu (AFM) ile elde edilen görüntüler Şekil (3.1)'de gösterilmektedir.



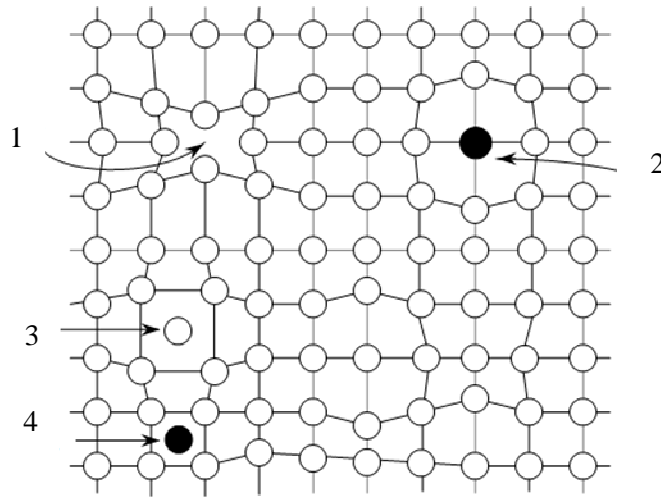
Şekil 3.1 Safir üzerine büyütülmüş GaN tabakasının (a) Geçirmeli elektron mikroskobu (TEM) görüntüsü, (b) Atomik kuvvet mikroskobu (AFM) görüntüsü [75]

Büyütme esnasında oluşan kusurların çoğu ilerler ve numunenin yüzeyinde sonlanırlar. Şekillerden de görüleceği gibi TEM görüntüsündeki siyah çizgiler ve AFM görüntüsündeki küçük siyah noktalar arayüzeyden başlayarak yukarıya doğru ilerleyip GaN yüzeyine ulaşan dislokasyonları göstermektedir.

3.1 Noktasal Kusurlar

Kristallerde genel olarak gözlemlenen kusurlardan ilki noktasal kusurlar olarak adlandırılır ve

- 1 – Kristalde atomun olması gereken yerde olmaması (*vacancy*),
- 2 – Atomun olması gereken yerde başka tür bir atomun olması (*substitutional*),
- 3 – Örgü düzlemleri arasına aynı tür bir atomun girmesi (*self interstitial*) ve
- 4 – Örgü düzlemleri arasına farklı tür bir atomun girmesi (*impurity interstitial*) olarak gruplandırılabilirler. Noktasal kusurlar Şekil (3.2)'de gösterilmektedir.



Şekil 3.2 Kristalde noktasal kusurların şematik gösterimi

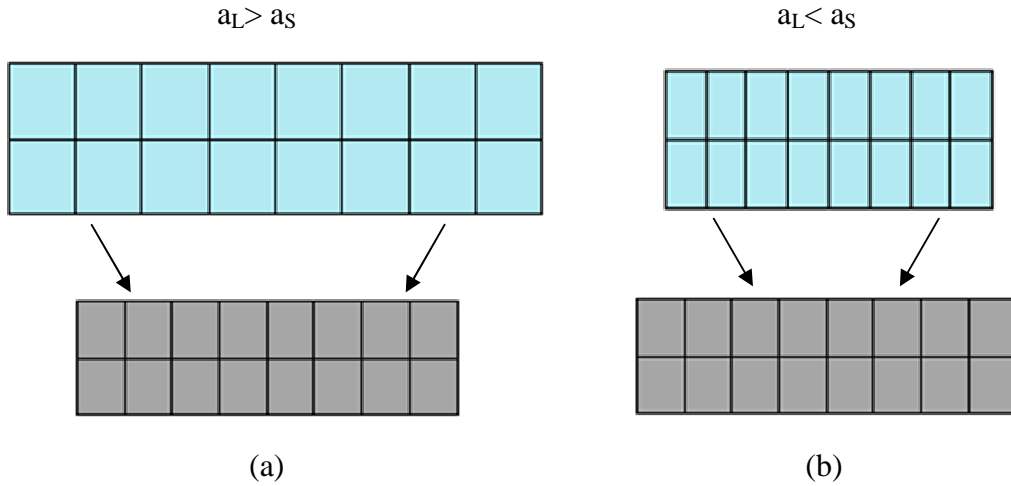
Diğer bir kusur şekli çizgisel veya düzlemsel kusurlar olarak adlandırılır ve bu tip kusurlar yanlış yerleşmeler de denilen dislokasyonlar (*dislocations*) olarak belirtilmektedir.

3.2 Çizgisel Kusurlar

Bu tip kusurlara en genel anlamda dislokasyonlar (*dislocations*) ya da literatürde iplik dislokasyonları da (*threading dislocations*) denildiğinden, verilen bu adın kısaltması olan TD kullanılacaktır. III-N'lerin genel olarak uygun alttaş eksikliğinden kaynaklanan büyütülme sırasında en çok maruz kaldığı ve bu tez kapsamında incelenen dislokasyon

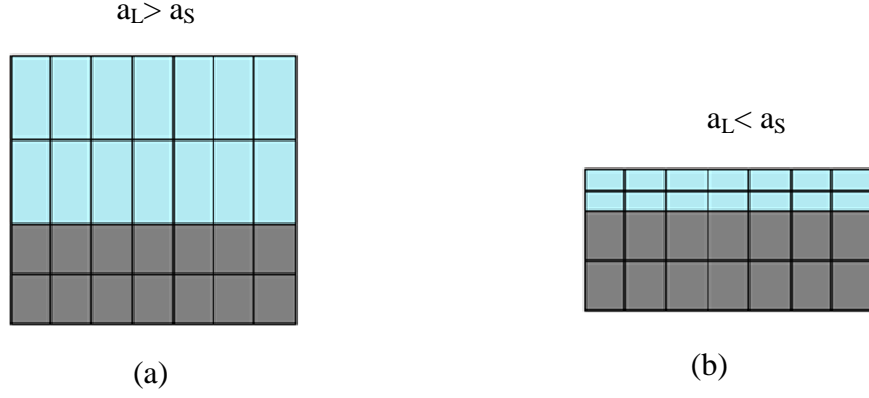
çeşidi TD'dir. Bu tip dislokasyonlar genel olarak iki grup altında toplanmaktadır. Bunlar kenar dislokasyonları (*edge dislocations*) ve vida dislokasyonları (*screw dislocations*) dir.

TD'lere geçmeden önce bu tip dislokasyonların oluşmasının en büyük sebeplerinden olan uygun alttaş eksikliğinin getirdiği sonuçları kısa bir biçimde inceleyelim. Bir kristal malzeme kendisinden farklı örgü sabitine ve termal genleşme katsayısına sahip alttaş üzerine büyütülmeye çalışıldığında, doğal olarak gerilmeler altında kalmaktadır. III-N'ler için örgü uyumuna ve diğer şartlara uygun alttaşlar henüz ticari olarak elde edilemediğinden dolayı bu grup gerilmeler ve dislokasyonlar ile büyümeye maruz kalmaktadır. Alttaşın örgü sabiti epitaksiyel olarak büyütülecek tabakanın örgü sabitinden büyük olduğunda baskı gerilimi, küçük olduğunda ise gevşeme gerilimi oluşmaktadır (Şekil 3.3).



Şekil 3.3 Örgü sabitleri birbirinden farklı olan sistemlerin şematik gösterimi (a) büyütülen tabakanın örgü sabiti alttaşınkinden büyük olduğu durum (b) alttaşın örgü sabitinin büyütülen yapıdan büyük olduğu durum [1]

Burada a_L epitaksiyel olarak büyütülecek tabakanın örgü sabiti, a_S ise alttaşın örgü sabitidir. Baskı gerilimi ve gevşeme gerilimi altında büyütülen yapılar büyümelerine iki türlü devam ederler. Bunlardan ilki gerilme altında fakat dislokasyonsuz olarak büyümek (Şekil 3.4), diğeri ise gerilme olmadan dislokasyonlar ile birlikte büyümek (Şekil 3.5).



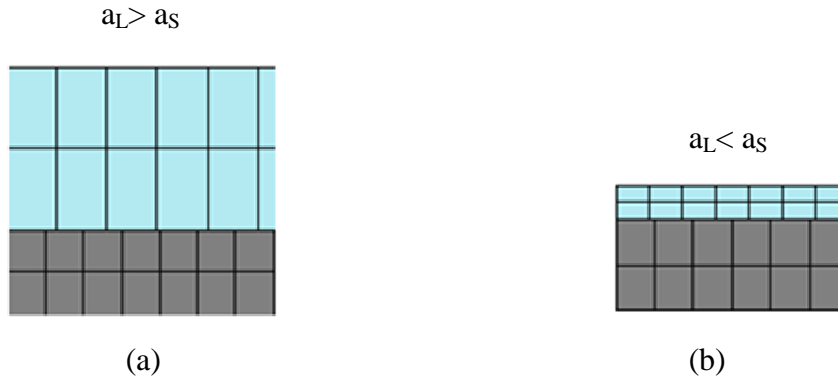
Şekil 3.4 Örgü sabitleri farklı yapıların gerilmeler altında dislokasyonsuz büyümesinin şematik gösterimi (a) $a_L > a_S$, (b) $a_L < a_S$

Eğer büyütülen yapıların kalınlıkları kritik kalınlık olarak adlandırılan kalınlıktan küçük ise büyüyen yapılar dislokasyonsuz fakat gerilme altındadır (Şekil 3.4), şayet kritik kalınlık aşıldığı anda dislokasyon oluşumu başlar ve bu seviyeden sonra büyüyen yapı gerilmersiz ve kendi örgü sabiti ile büyür (Şekil 3.5). Burada gerilme 0.03'den büyük ise gerilmeli epitaksi durumu oluşur ve yapı adacık şeklinde büyür [75]. Kimi zaman bu durum tek boyutlu kuantum noktaları oluşturmak için özellikle istenmektedir. Gerilme ve kritik kalınlık ifadeleri Denklem (3.1)-(3.2) ile verilmektedir [75],

$$\epsilon = \frac{a_S - a_L}{a_L} \quad [3.1]$$

$$d_c \cong \frac{a_S}{2|\epsilon|} \quad [3.2]$$

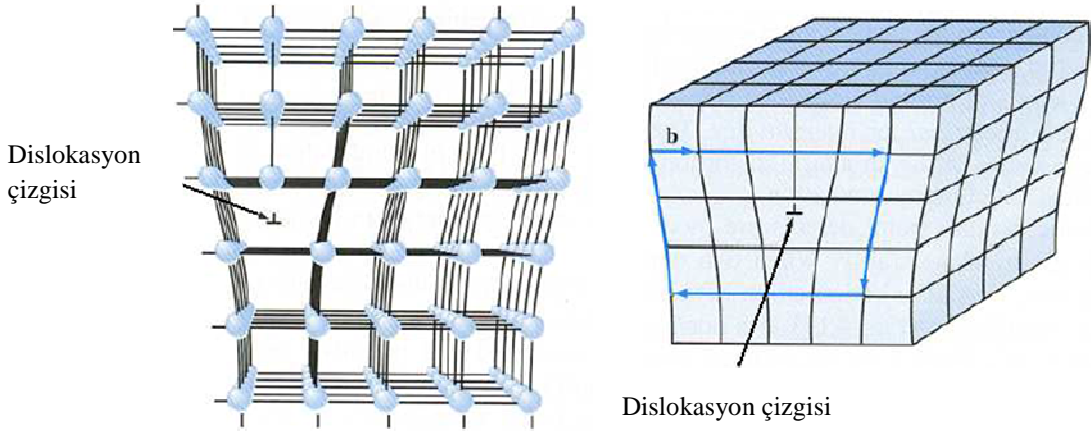
denklemlerde d_c kritik kalınlığı, ϵ ise gerilmeyi ifade etmektedir.



Şekil 3.5 Örgü sabitleri farklı yapıların dislokasyonlar ile birlikte büyümesinin şematik gösterimi a) $a_L > a_S$, (b) $a_L < a_S$

3.2.1 Kenar Dislokasyonları (Edge Dislocations)

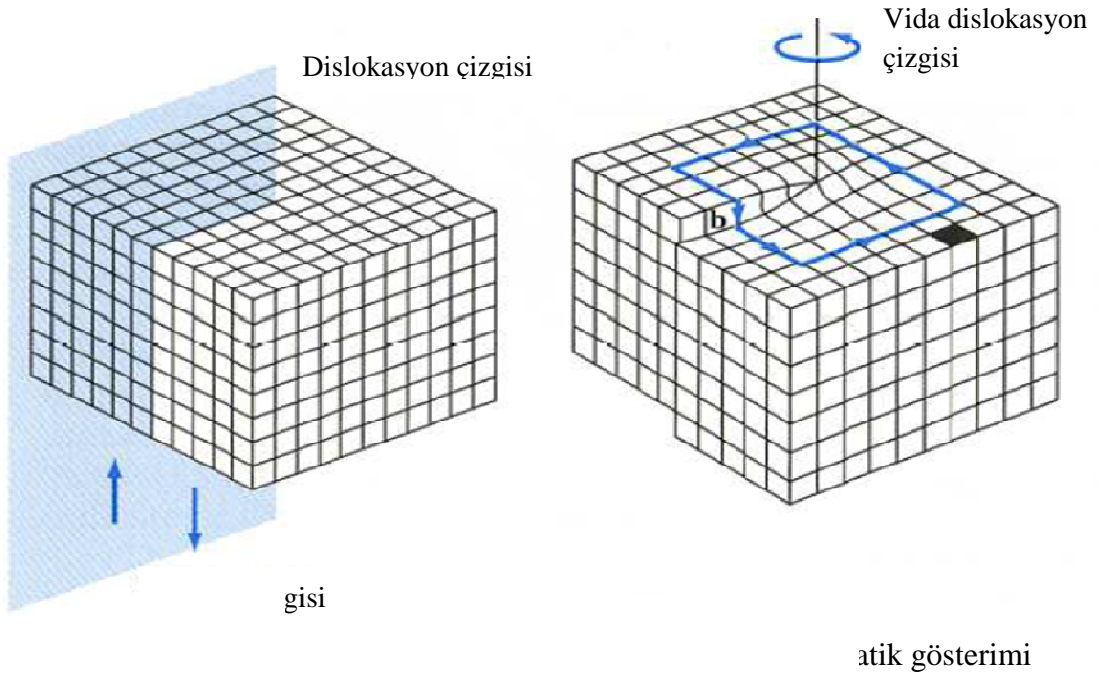
Kenar dislokasyonları kristal malzemenin herhangi bir düzlemine ekstra olarak bir yarım düzlemin gelmesiyle ya da kaybolmasıyla oluşan dislokasyon çeşididir (Şekil 3.6). Bu tip dislokasyona örnek olarak, bir kitap düşünelim ve kitabın her bir sayfası kristal düzlemlerini belirtsin. Kitabın herhangi bir sayfasının yarısını koparırsak bu durum kenar dislokasyona karşılık gelir. Kristalin örgü düzlemlerinde ortaya çıkan bu bozukluk fazladan gerilmeler ortaya çıkarmaktadır. Bu gerilmeler kayma düzlemi olarak adlandırabileceğimiz düzlemin altında gerilme gerilimi, üstünde ise sıkıştırma gerilimi biçiminde kendini göstermektedir.



Şekil 3.6 Kenar dislokasyonun şematik gösterimi

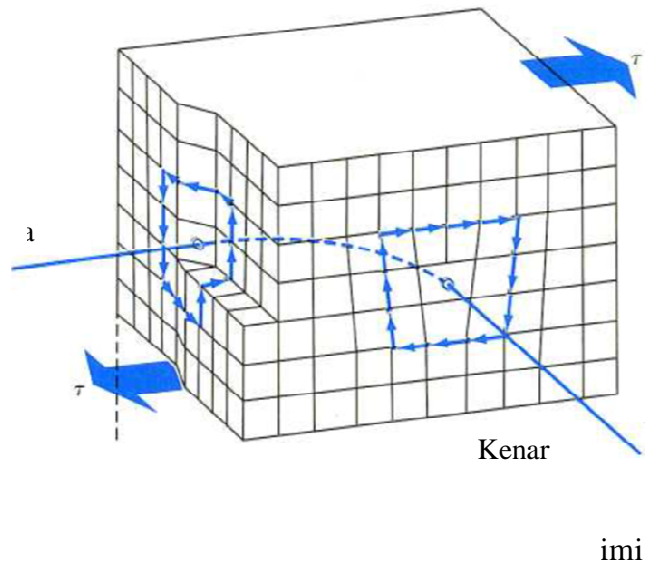
3.2.2 Vida Dislokasyonları (Screw Dislocations)

Kristal malzemenin herhangi bir düzlem bölgesiyle ayrılan kısmının dönmesiyle ortaya çıkan dislokasyon şeklidir (Şekil 3.7). Kristalin örgü düzlemlerinde ortaya çıkan bu bozukluk fazladan gerilmeler ortaya çıkarmaktadır. Bu gerilmeler kesme gerilmeleri olarak adlandırılmaktadır. Bu tip dislokasyonlar büyütme sırasında atomlar için oldukça elverişli ortamlardır çünkü atomlar düz bir yüzeye yapışmaktansa enerjetik olarak iki yüzeye birden yapışmayı tercih etmektedirler ve bu durum kristal kalitesini olumsuz yönde etkilemektedir.



3.2.3 Karışım Dislokasyonlar (Mixed Dislocations)

Gerçekte kristal malzemelerdeki dislokasyonlar ne saf olarak kenar tipi dislokasyondur ne de saf olarak vida tipi dislokasyondur. Genellikle bu iki tip dislokasyonun karışımıdır ki bu tip dislokasyonlara karışım dislokasyonlar (*mixed dislocations*) denmektedir (Şekil 3.8).



Dislokasyonların karakteristiğini, düzlemlerdeki kaymanın yönünü ve büyüklüğünü belirlemede Burger vektörü kullanılmaktadır. Dislokasyon çizgisi etrafında saatin dönme yönünde bir yol izlenirse başlangıç noktasına tekrar dönüldüğünde kapalı eğriyi tamamlamada bir hata çıkıyorsa (eksiklik, fazlalık, dönme vs.) bu hatayı tamamlayan vektöre dislokasyonun burger vektörü denir. Bu vektör kenar tipi dislokasyonlar için kenar burger vektörü, vida tipi dislokasyonlar için vida burger vektörü adını almaktadır. Kenar burger vektörü dislokasyon çizgisine dik iken, vida burger vektörü dislokasyon çizgisine paraleldir. Şekil (3.6) ve Şekil (3.7) 'da b ile gösterilen vektör burger vektörüdür.

Bu tez kapsamında incelenen GaN numunesi ve genel olarak GaN malzemesi için saf kenar tipi dislokasyon burger vektörü $\mathbf{b} = \frac{1}{3} \langle 1 \ 1 \ \bar{2} \ 0 \rangle$ şeklindedir. Ayrıca GaN için bu tip dislokasyona a-tipi dislokasyon da denmektedir. Saf vida tipi dislokasyonlar için ise burger vektörü $\mathbf{b} = \langle 0 \ 0 \ 0 \ 1 \rangle$ şeklinde olup bu tip dislokasyona c-tipi dislokasyon da denmektedir. Karışım dislokasyonun burger vektörü $\mathbf{b} = \frac{1}{3} \langle 1 \ 1 \ \bar{2} \ 3 \rangle$ biçiminde olup bu tip dislokasyona ayrıca (c+a) tipi dislokasyon da denmektedir.

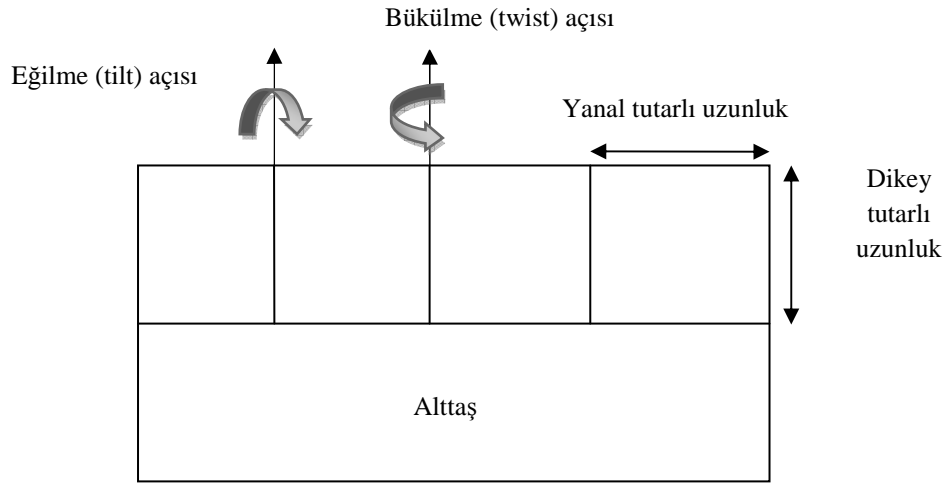
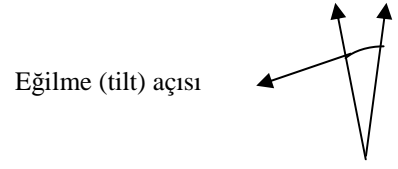
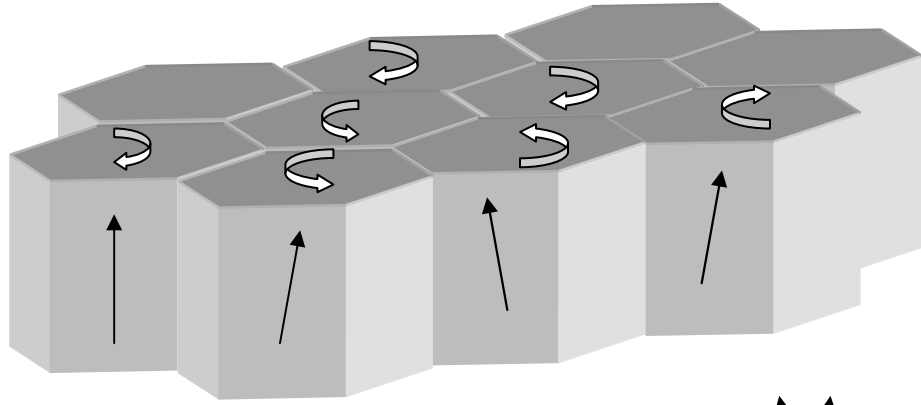
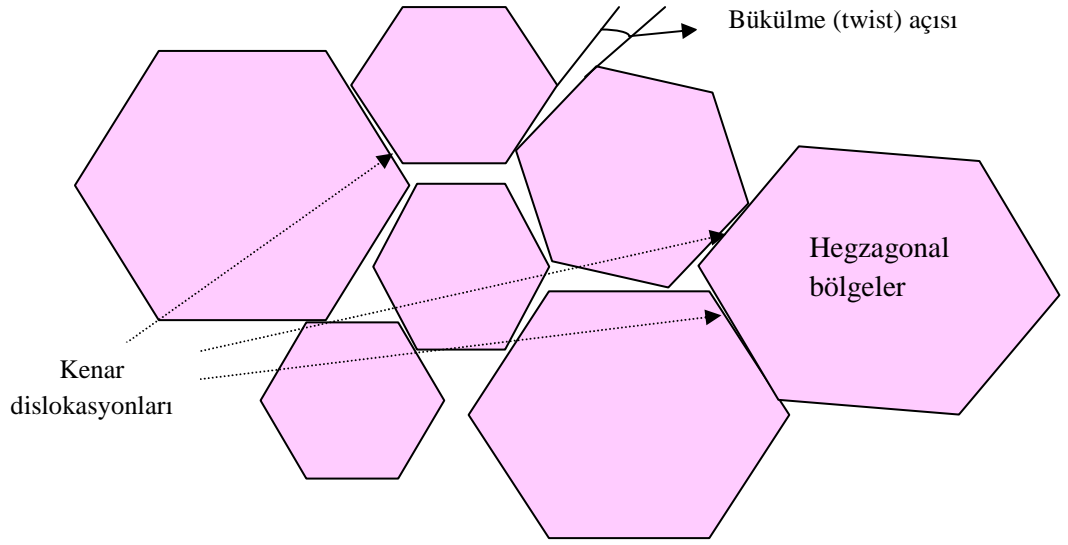
Sallantı eğrilerinin (*rocking curves*) FWHM'ları genişlemeler hem saf kenar (*edge*) dislokasyonları, hem saf dönme (*screw*) dislokasyonları hem de karışım (*mixed*) dislokasyonlar sorumludur. GaN (002) simetrik eğrisinde *screw* modunda genişleme gözlenirken asimetric GaN (102)'de karışık modu gözlenmektedir.

3.3 Mozaik Yapı

III- N bileşikleri GaAs ve InP gibi geleneksel III-V bileşikleri ile karşılaştırıldığında daha önce de belirtilen sebeplerden dolayı yüksek yoğunlukta yapısal kusurlara sahiptir. Yüksek kusur yoğunluğu, mozaik yapı, bükülme, eğilme, küçük kristal uzunlukları, dislokasyon yoğunlukları gibi kavramlar GaN malzemesinin kristal kalitesi hakkında bilgi sağlamaktadır.

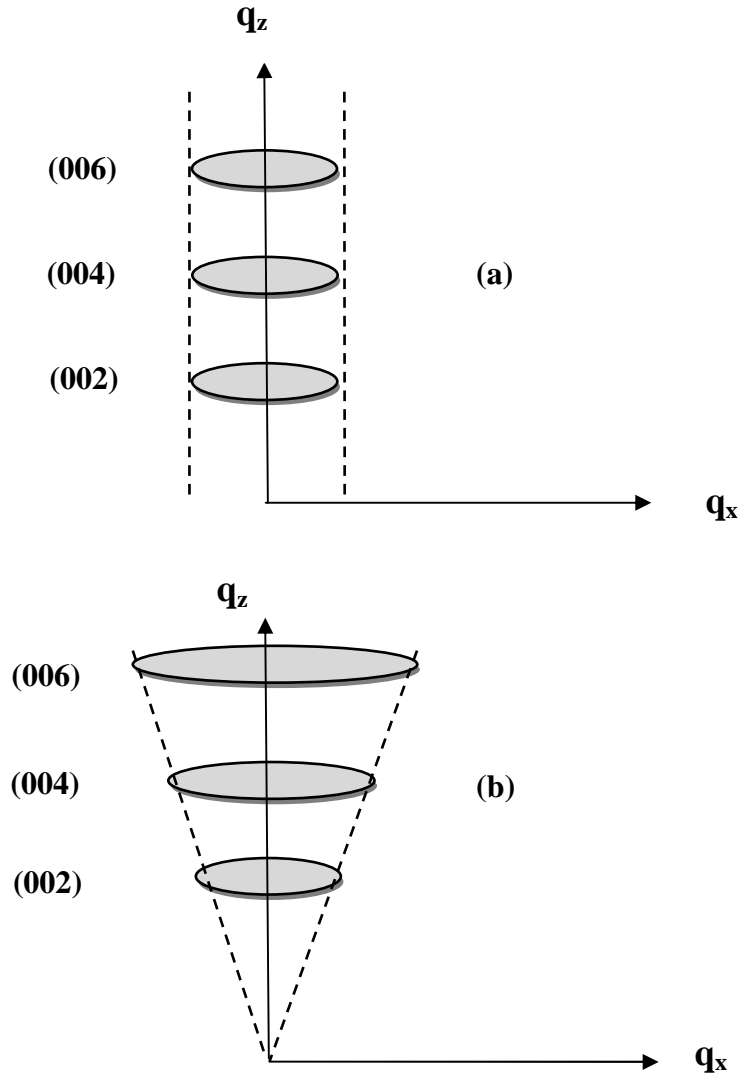
III-N' ler ve özellikle GaN gibi yüksek kusur yoğunluklu epitaksiyel filmlerin yapısı mozaik kristal yapısı veya mozaik yapı adı verilen gösterimle belirtilmektedir. Bu gösterimde ince filmin kırılmadan tutarlı bir şekilde büyüme düzlemine (c) paralel olan uzunluğuna dikey tutarlı uzunluk (*vertical coherence length*), ince filmin kırılmadan tutarlı bir şekilde büyüme düzlemine dik olan uzunluğuna yanal tutarlı uzunluk (*lateral coherence length*), büyütme düzlemine paralel yöndeki düzlem dönmelerine bükülme (*twist*), büyütme düzlemine dik yöndeki düzlem kaymalarına ise eğilme (*tilt*) adı

verilmektedir (Şekil 3.9). Mozaik tabaka yapısı için bu dört karakteristik parametre yüksek çözünürlüklü x-ışını kırınımı teknikleri ile elde edilebilmektedir.



Şekil 3.9 Mozaik kristal yapısının şematik gösterimi

Mozaik kristal yapısı belirli yatay ve dikey tutarlı uzunluklara sahip tek kristallerden oluşmaktadır. Bu tek kristallerde dislokasyonların olmadığı varsayımından yola çıkarak x-ışınlarını kararlı bir şekilde saçtıkları kabul edilir. Ancak bu tek kristallerin hepsi aynı yönelimli olmayıp birbirlerinden çok küçük farklarla ayrı yönelimlidirler. Dolayısıyla bu küçük farklılıklar x-ışını kırınımı deseninin yarı yükseklik tam genişlik (FWHM) değerinin genişlemesine yol açar ki bu genişlemenin büyük olması kristal kalitesinin iyi olmadığını bir göstergesidir. Şekil (3.10)'da eğilme açısının sıfıra eşit olduğu dolayısıyla yanal tutarlı uzunluğun baskın olduğu ve açının sıfırdan farklı olduğu yani yanal tutarlı uzunluğun baskın olduğu durumlar için yapılan simetrik x-ışını kırınımları için ters örgü noktalarındaki genişleme şematik olarak gösterilmektedir.

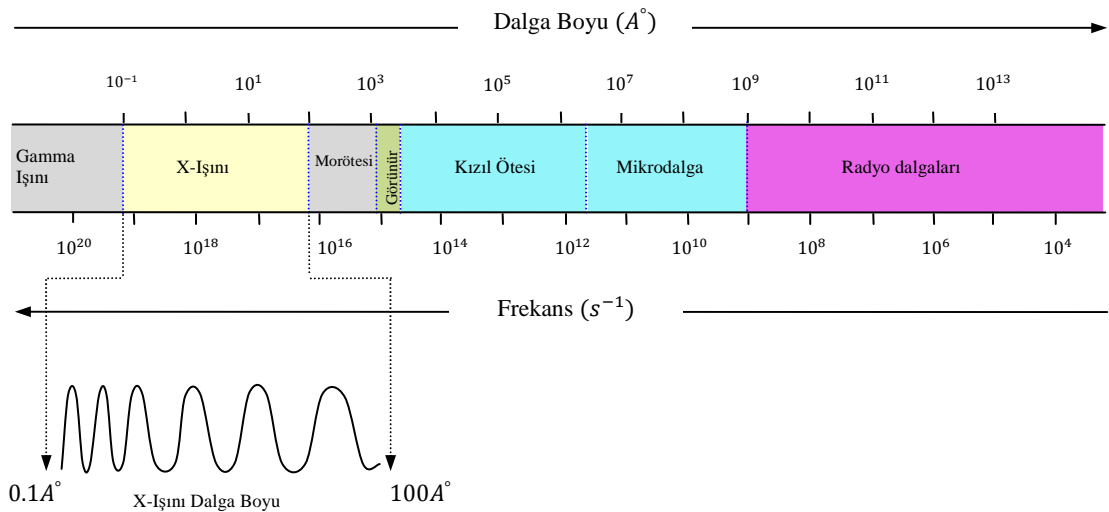


Şekil 3.10 Eğilme açısı sıfıra eşit (a) ve sıfırdan farklı (b) kristal için simetrik düzlemlerdeki ters örgü noktaları [76]

4 X IŞINLARI

X-ışınları ilk olarak W.C Röntgen tarafından 1895 yılında keşfedilmiştir ve bu keşfiyle Röntgen 1901 yılında Nobel fizik ödülüne layık görülmüştür. 1912 yılında Max von Laue kristaller tarafından oluşturulan x-ışını kırınımını keşfetmiştir. Aynı yıl Bragg yasası olarak bilinen ve basit bir matematik içeren kırınım şartı İngiliz fizikçiler W.H.Bragg ve oğlu W.L. Bragg tarafından keşfedilmiştir.

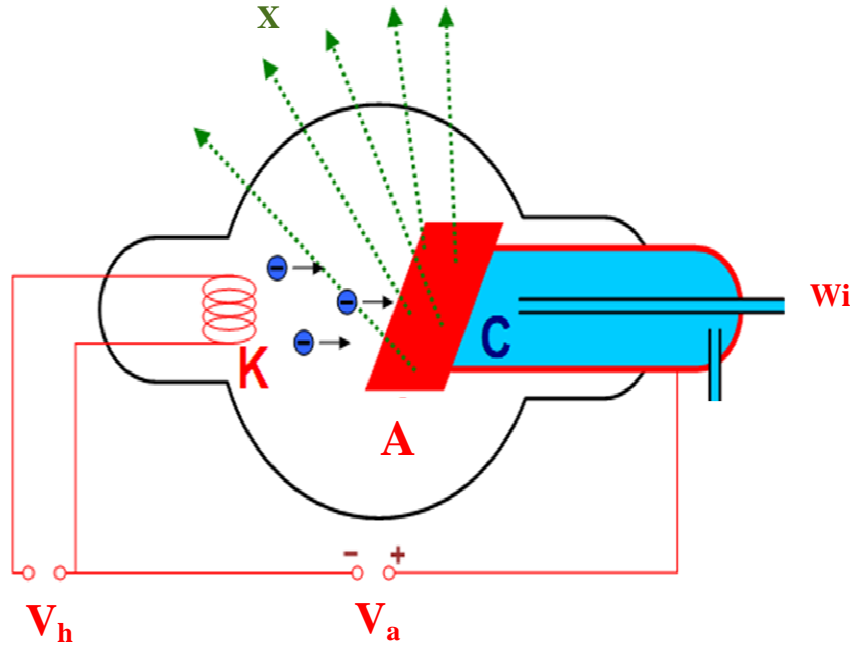
X-ışınları, foton enerjileri 100 eV'dan 100 keV'a kadar uzanan elektromanyetik dalgalardır. Bu aralık 100 Å ile 0.1 Å arası dalga boyuna sahip morötesi ile gama ışınları arasındaki bölgeye denk gelmektedir. Tipik olarak x-ışını kırınımında kullanılan x-ışınlarının dalga boyu 1 Å mertebelerindedir ve bu değer kristaldeki atomlar arası mesafeye denk gelmektedir. Bu yüzden kristallerin yapısını araştırmak için sıklıkla x-ışınları kullanılmaktadır.



Şekil 4.1 Elektromanyetik spektrum ve bu spektrumda x-ışınlarının konumu [77]

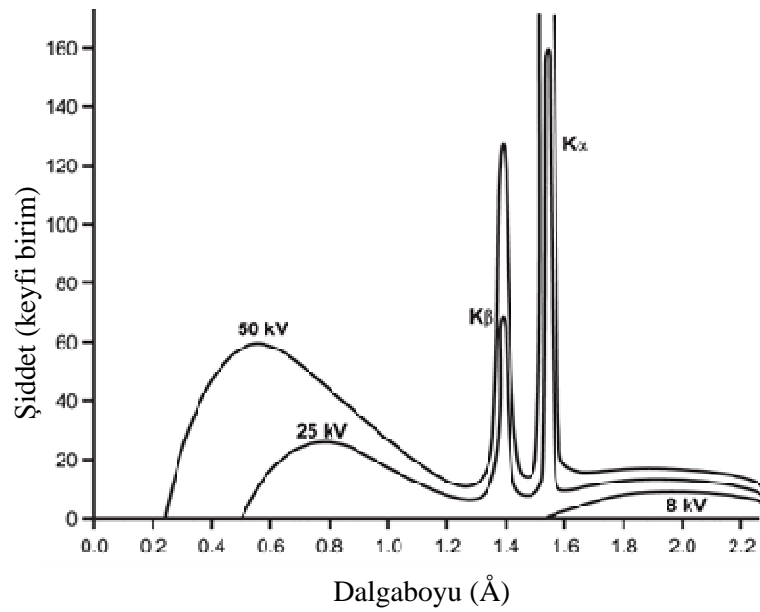
4.1 X Işınlarının Üretimi

X-ışınları, havası boşaltılmış bir tüp içinde ısıtılan bir filamandan yayılan elektronların yüksek potansiyel fark altında hızlandırılıp hedef metal elementine çarptırıldıktan sonra yavaşlamasıyla ve/veya durdurulmasıyla oluşturulmaktadır Şekil (4.2). Elektronların bu şekilde yavaşlamasıyla ortaya çıkan ışınım karışık renkli spektrum ya da sürekli spektrum olarak adlandırılır. Elektronlara uygulanan potansiyel fark 20 kV ya da daha düşük ise genel olarak her dalga boyunda ışınım oluşur. X-ışını tüpünde elektronlara uygulanan potansiyel fark belirli bir değerin üzerine çıkılırsa hedef metallerin cinsine bağlı olarak



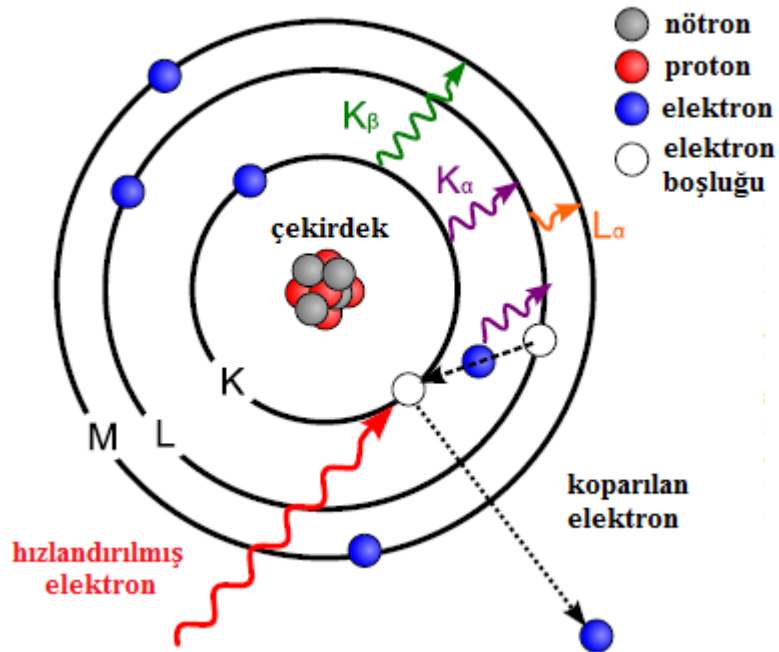
lamana uygulanan
 için uygulanan
 soğutma suyu, A
 ktedir [78].

bazı dalgalarda çok şiddetli ve dar bölgelerde ışınlar oluşmaktadır (Şekil 4.3). Bu ışınlar kullanılan hedef metalin belirli bir karakteristiğidir. Bu tür ışınlara karakteristik spektrum denilmektedir.



rak bakırın x-ışını

Karakteristik spektrum değişen dalgaboyları için K, L, M,... olarak adlandırılan birçok dalgaboyundan oluşmaktadır. Bu çizgilerin temelini anlamak için, bir atom göz önüne alalım ve bu atom, merkezi bir çekirdek ile bu çekirdeği çevreleyen K, L, M... olarak belirlenmiş değişik yörüngelerdeki elektronlar içersin. Bu yörüngeler $n=1, 2, 3...$ gibi temel kuantum sayılarına denk gelir. Yeterince yüksek enerjiye sahip bir elektron hedef metale çarptığında K yörüngesinden bir elektron kopar ve atom uyarılmış duruma geçer. Boş kalan bu konum dış yörüngedeki elektronlardan biri tarafından doldurulur ve bu durumda enerji yayılır. Bu K ışınımına karşılık gelir. L yörüngesindeki boş durum diğer yörüngelerdeki elektronlar tarafından doldurulduğunda L karakteristik ışınımı oluşur. Bitişik yörünge geçişleri α geçişi ve bitişik olmayan yörünge geçişleri β geçişi olarak adlandırılır. Böylece K yörüngesi, sırasıyla K_α ve K_β ya karşılık gelen L veya M yörüngeleri tarafından doldurulmuş olur (Şekil 4.4). Aynı yörünge içindeki elektronlar arasında bile enerji farklılıkları vardır (L yörüngesi birbirine çok yakın fakat farklı enerjilere sahip L_I, L_{II}, L_{III} olarak adlandırılan L kenarlarına sahiptir) ve böylece sonuç olarak karakteristik ışınım çizgileri I, II, III, ... alt indisleri tarafından belirlenmektedir (örneğin $K_{\alpha I}, K_{\alpha II}$ ve $K_{\beta I}$ gibi). Bir element için, spektrumun çeşitli serilerinin dalga boyları $N>M>L>K$ olarak değişir.



Şekil 4.4 Karakteristik x-ışını için atom modeli [79]

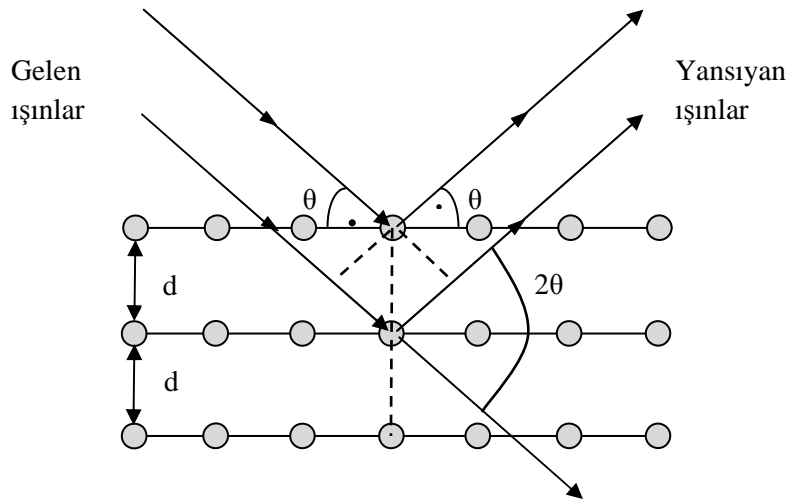
4.2 X Işını Kırınımı

X-ışını kırınımı (xrd) epitaksiyel tabakaların kristalografik özelliklerini ve yapı kalitesini araştıran ve malzemeye hasar vermeyen en etkili karakterizasyon tekniklerinden birisidir. Bu teknik, malzemelerin kimyasal bileşimi, tabaka yönelimi, epitaksiyel tabakaların kalınlığı, tabakalar arası geçişler, gerilmeler ve dislokasyonlar hakkında nanometre mertebelerinde çok önemli bilgiler elde edilmesini sağlamaktadır. X-ışını kırınımı tekniği diğer yapısal karakterizasyon tekniklerine göre oldukça önemli avantajlar bulundurmaktadır. Bunlardan bazıları; vakum ortamının gerekli olmaması, numune boyutlarının goniometre boyutlarını aşmadığı sürece boyut sınırlamasının olmaması, ölçüm için herhangi bir numune hazırlığı olmaması, yüksek çözünürlük, geniş alanların ölçümünün alınabilmesi.

X-ışını kırınımı çeşitli kristal düzlemlerinden saçılan x-ışınlarını dedekte etme prensibine dayanır. Kristal düzlemlerine gelen x-ışınları periyodik düzlemdeki atomlarla etkileşir ve bu etkileşim sonucunda oluşan kırınım deseni, Bragg şartı (Denklem (4.1)), ile açıklanmaktadır. Bragg şartı;

$$2d_{hkl}\sin\theta = n\lambda \quad [4.1]$$

olmakla birlikte, burada λ kullanılan x-ışınının dalga boyu, d_{hkl} örgü düzlemleri arasındaki uzaklık, h k l tam sayıları Miller indisleri, n yansıma mertebesi ve θ ise Bragg açısı olarak adlandırılmaktadır. Burada eğer ardışık iki kristal düzleminde yansıyan x-ışınlarının aldıkları yollar arasındaki uzaklık, kullanılan x-ışınının dalgaboyunun tam katlarına eşit ise maksimum kırınım, yarım katlarına eşit ise minimum kırınım oluşmaktadır (Şekil 4.5).



Şekil 4.5 Bragg yasasının şematik gösterimi

Kübik kristal sistemleri için örgü düzlemleri arasındaki uzaklık;

$$d_{hkl} = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad [4.2]$$

biçiminde tanımlanırken, hegzagonal kristal sistemi için

$$d_{hkil} = \frac{1}{\sqrt{\frac{4}{3} \left(\frac{h^2 + hk + k^2}{a^2} \right) + \frac{l^2}{c^2}}} \quad [4.3]$$

Ayrıca hegzagonal kristaller için izinli ve izinli olmayan kristal düzlemleri

$$F_{hkl} = \sum_{i=1}^N f_i e^{2\pi i(hu_i + kv_i + lw_i)} \quad [4.4]$$

Yapı faktörü olmak üzere f_i atomik yapı faktörü u, v, w ise atomların pozisyonlarıdır. Hegzagonal kristaller için atomların pozisyonları $1/3, 2/3, 1/3$ olduğundan yapı faktörü

$$F_{hkl} = f_i \left\{ 1 + e^{2\pi i \left(\frac{h}{3} + \frac{2k}{3} + \frac{l}{2} \right)} \right\} \quad [4.5]$$

Şekline gelir ve burada h, k ve l 'nin belirli değerlerinde yapı faktörü terimi sıfır değerinin alır. Yapı faktörünün sıfır olması da kristalden kırınım deseninin gözlemlenemeyeceği anlamına gelmektedir. Burada asıl incelenen yapı faktörü değil karesi olduğundan;

$$F_{hkl}^2 = 0 \quad h+2k=3n \text{ ve } l=\text{tek}$$

$$F_{hkl}^2 = f_i^2 \quad h+2k=3n\pm 1 \text{ ve } l=\text{çift}$$

$$F_{hkl}^2 = 3f_i^2 \quad h+2k=3n\pm 1 \text{ ve } l=\text{tek}$$

$$F_{hkl}^2 = 4f_i^2 \quad h+2k=3n \text{ ve } l=\text{çift}$$

denklemleri elde edilmektedir. Buradan da İlk şartı sağlayan düzlemlerden kırınım deseni oluşmayacağı son şartı sağlayanlarda ise en şiddetli kırınım deseni oluşacağı anlaşılmaktadır. Burada a ve c sırasıyla yatay düzlemdeki ve düşey düzlemdeki örgü sabitleridir. Ayrıca hegzagonal kristaller için Miller indisleri (hkil) biçiminde tanımlanır ve $i = -(h+k)$ ile verilir.

4.3 SmartLab Yüksek Çözünürlüklü X-ışını Difraktometresi

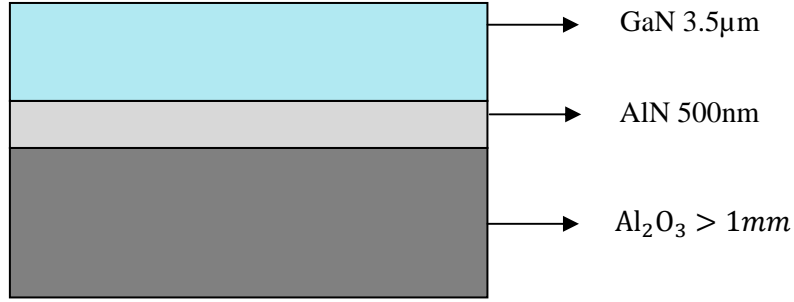
Tez çalışması kapsamında kullanılan deney sistemi Cumhuriyet Üniversitesi Nanoteknoloji Merkezinde bulunan Rigaku SmartLab X-ışını difraktometresidir (Şekil 4.6). Cihaz ince filmlerin, toz ve külçe numunelerin yapısal analizini yapmaktadır. Ayrıca cihaz x-ışını kaynağı olarak döner anodlu bakır (Cu) hedef kullanmaktadır. Üretilen karakteristik x-ışınlarının dalgaboyu $\lambda_{Cu1} = 0.154059$ nm, gücü 9kW'dir (max voltaj 45 kV, max akım 200 mA). Ayrıca Cu kaynak, 4-kristalli Ge (022) yönelimli monokromatör kullanmaktadır ve monokromatörün çözünürlüğü (002) yönelimli Si alıtış için $0,003^\circ$ olarak ayarlanmıştır.



Şekil 4.6 Rigaku SmartLab Yüksek Çözünürlüklü X-ışını Difraktometresi

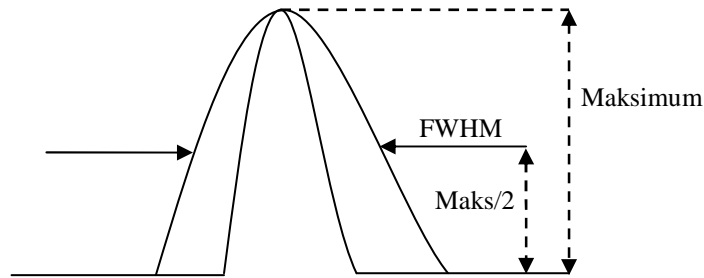
5 GaN Kristalinin X-Işını Kırınımı Metodu İle Yapısal Karakterizasyonu

Tez çalışması kapsamında x-ışını karakterizasyonu yapılan numune MOCVD epitaksiyel tek kristal büyütme tekniği ile elde edilmiş olup, (0001) kristal yönelimli safir altaş üzerine 500 nm kalınlığında AlN ara tabakası ve bunun üzerine 3,5 µm kalınlığında GaN tabakası büyütülerek oluşturulmuş yapıdır Şekil (5.1).



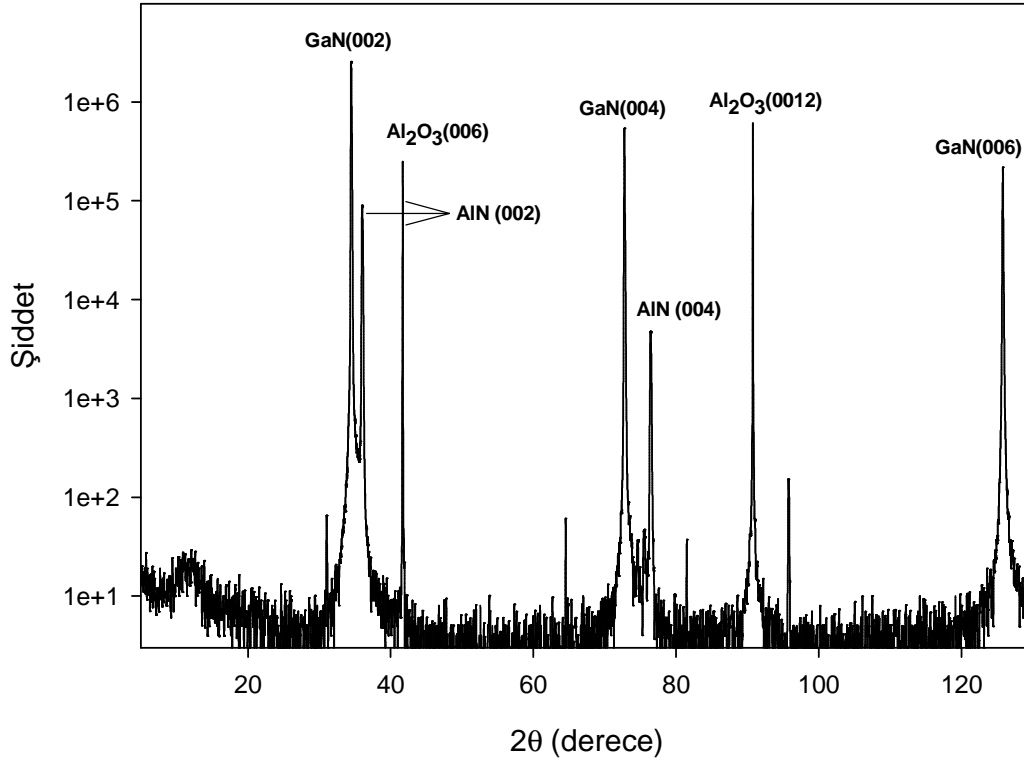
Şekil 5.1 MOCVD ile büyütülmüş GaN kristalinin yapısı

Taramalara geçmeden önce daha sonra karşımıza sık sık çıkacak FWHM (full-width at half maximum) ya da yarı yükseklikteki tam genişlik kavramından bahsedelim. Gaussian eğriler genel olarak $\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}}$ biçiminde verilirler. Burada eğer $\sigma \rightarrow 0$ ise, ifademiz $\delta(x - x_0)$ şeklini alır ve dolayısıyla σ 'nın hemen hemen sıfır genişliği sonsuz kalın tek kristale karşılık gelir. Buradan hareketle σ 'nın sonlu genişliği kristalin kalitesini belirler. FWHM maksimum şiddetlerinin yarısında grafiğin yatay eksenini kestiği noktalar arasındaki mesafe olarak belirtilmektedir ve Gaussian eğriler için FWHM, $2.355 \cdot \sigma$ olarak ifade edilir. Kristallerin yapı analizinde FWHM değerinin küçük olması kristal kalitesinin de iyi olduğu anlamına gelmektedir. Birbiriyle aynı şiddete sahip iki pik diğer etkiler ihmal edildiğinde birbirleriyle karşılaştırılırlarsa şayet birinin FWHM değeri diğerinden küçük ise kristal kalitesinin iyi olduğu ilk yapılacak yorumlar arasındadır Şekil (5.2).

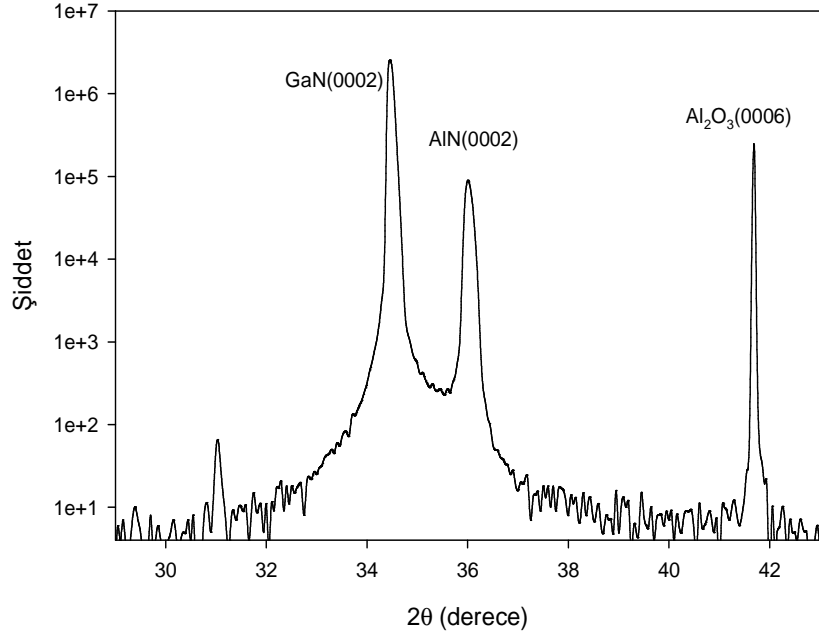


Şekil 5.2 FWHM kavramının şematik gösterimi

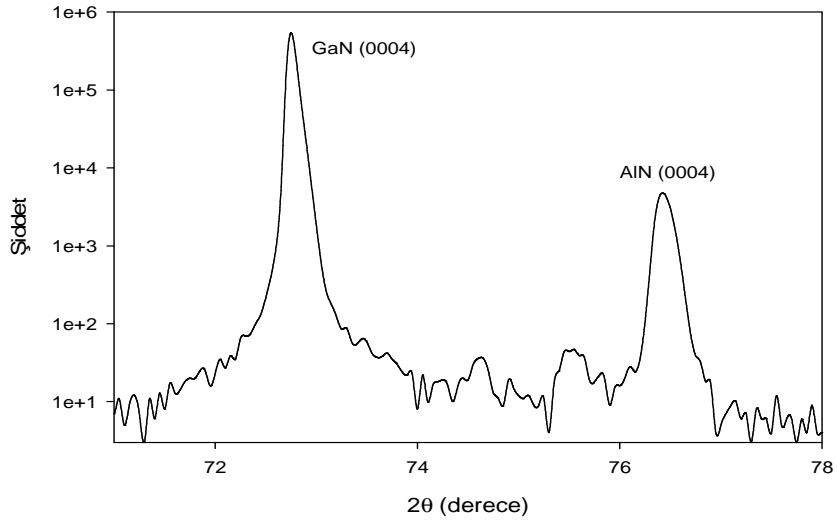
Rigaku Smart-Lab yüksek çözünürlüklü X-ışını difraktometresi kullanılarak, (0001) safir alttaşı üzerine büyütülmüş AlN ara tabakası ve epitaksiyel GaN tabakasından oluşan yapının 10° - 130° aralığındaki standart θ - 2θ taraması Şekil (5.3)'de ve 39° - 43° ile 71° - 79° aralıkları da Şekil (5.4)'de gösterilmektedir.



Şekil 5.3 Safir alttaşı üzerine büyütülmüş GaN tabakasının 10° - 130° arası 2θ taraması



(a)

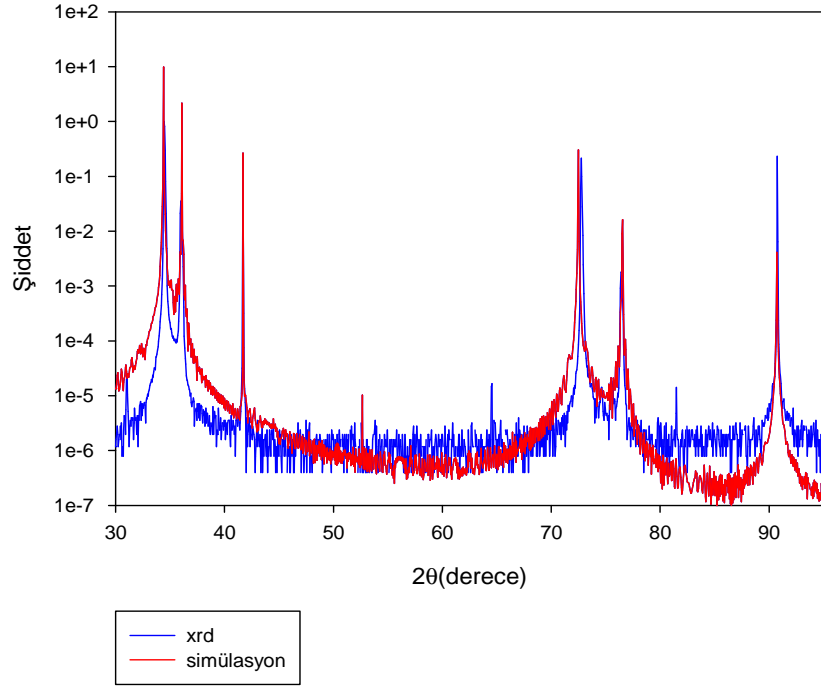


(b)

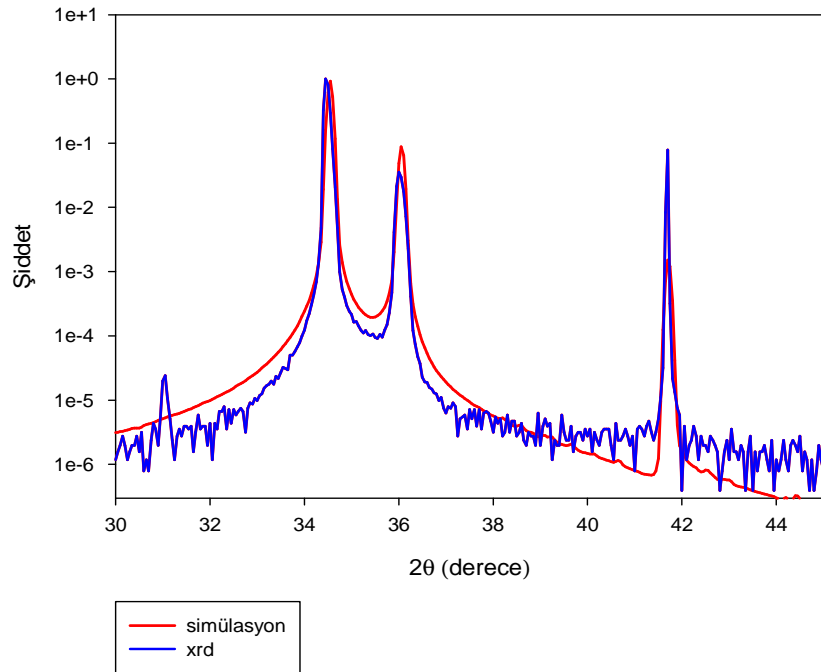
Şekil 5.4 (a) 39° - 43° ile (b) 71° - 78° aralığındaki $\theta - 2\theta$ taraması

Yapılan bu taramalarda büyütülmek istenen GaN, AlN tabakalarının ve kullanılan Al_2O_3 alttaşının kristalografik yönelimlerinin tutturulduğu ve yapının ilk bakışta kaliteli olduğu piklerin FWHM genişliklerinden ve şiddetlerinden ortaya çıkmaktadır (kristal yapı kalitesi daha sonra detaylı bir biçimde incelenecektir). İncelenen numunenin

simülasyon programıyla oluşturulan kırınım deseni ve ölçüm ile elde edilen kırınım deseni birlikte çizdirildiğinde bu iki çizimin birbiriyle gayet uyumlu olduğu ortaya çıkmaktadır. Bu çizimlerden 30° - 100° aralığı Şekil (5.5)'de 30° - 45° aralığında Şekil (5.6)'da gösterilmektedir.



Şekil 5.5 30° - 100° aralığında ölçüm ve simülasyon verilerinin karşılaştırılması



Şekil 5.6 30° - 45° aralığında ölçüm ve simülasyon verilerinin karşılaştırılması

Simülasyonlar ve ölçümler arasındaki bu uyumluluk ayrıca hedeflenen kalınlık değerlerinin de tutturulduğunun açık bir göstergesidir.

Ayrıca bu tarama yardımıyla yapıdaki GaN kristalinin örgü sabiti hesaplanarak gerçek örgü sabiti ile arasındaki farklar hesaplanarak yapıda oluşan gerilmeler basit hesaplamalarla (0002) kristal düzlemleri üzerinde gösterilmiştir;

GaN (0002) düzlemi için örgü sabiti hesabı yapılacak olursa, Denklem (4.3) yardımıyla $h=0$, $k=0$, $l=2$ Miller indisleri yerine yazılıp Çizelge (2.3)'den gerekli değerler alındığında, $d_{0002}=5.194 \text{ \AA}$ çıkmaktadır.

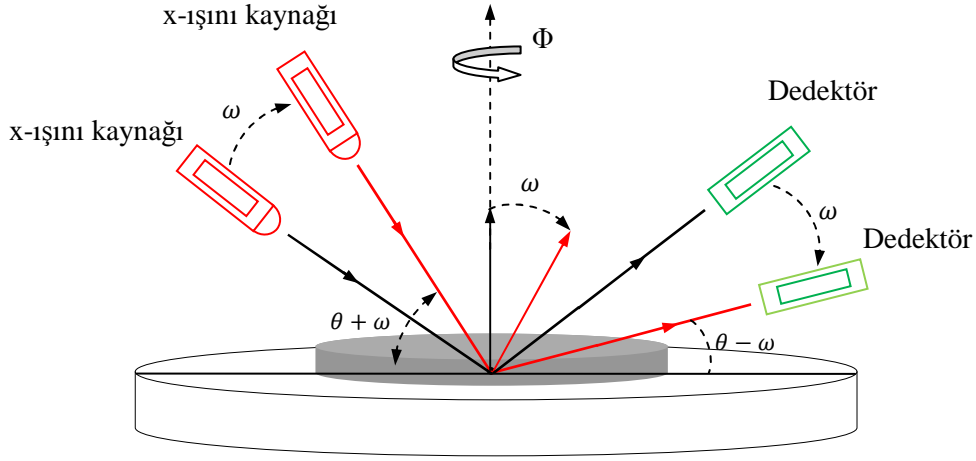
Bragg yasasından faydalanarak $\theta-2\theta$ taramasında GaN (0002) için elde edilen Bragg açısı ve diğer değerler yerine yazıldığında $d_{0002}=5.186 \text{ \AA}$ çıkmaktadır. Buradan GaN (0002) düzlemi için dikey eksendeki örgü uyumsuzluğundan kaynaklanan yüzde değişime bakılırsa;

$$\% c = \frac{c_{\text{xrd}} - c_{\text{lit}}}{c_{\text{lit}}} * 100$$

$$\% c = - \%0.15$$

olarak hesaplanmıştır. Bu hesaptan da GaN'ın c örgü sabitinin azaldığı ortaya çıkmıştır. Bu azalmanın sebebinin ise safir ile GaN arasındaki a örgü sabiti farklarından kaynaklandığı gayet açıktır çünkü daha öncede belirtildiği gibi safirin a örgü sabiti GaN'ın kinden daha büyüktür. Dolayısıyla bu iki yapı üst üste büyüdüğünden GaN a örgü sabiti genişlemeye zorlanacaktır ve toplam hacim korunacağından artan a sabitinin etkisini dengelemek için c azalacaktır.

Asimetrik ve simetrik taramalara geçmeden önce bu taramalarda kullanılan ω ve Φ taramalarını inceleyelim. ω taramasına bakacak olursak, bu tarama çeşidinde x-ışını kaynağı ile dedektör arasındaki açı değiştirilmeksizin bu ikili numune üzerinde sallanmaktadır. Φ taramasında ise dedektör ve x-ışını kaynağı numune düzlemi ile eşit açılar yaparak sabit tutulur ve numune kendi eksenini etrafında dündürülmektedir.(Şekil (5.7))



Şekil 5.7 ω ve Φ taramasının şematik gösterimi [77]

5.1 Asimetrik Taramalar

(hkl) Miller indislerinden h, k ve l'nin üçünden en az ikisinin sıfırdan farklı olduğu durumlar asimetrik kristal düzlemlerini temsil etmektedirler ve bu düzlemlerin x-ışını kırınımı taramalarına kısaca asimetrik taramalar denmektedir. Literatürde genel olarak asimetrik taramalar eğilme (twist) açısını ve kenar tipi dislokasyon yoğunluklarını bulmak için kullanılmaktadır.

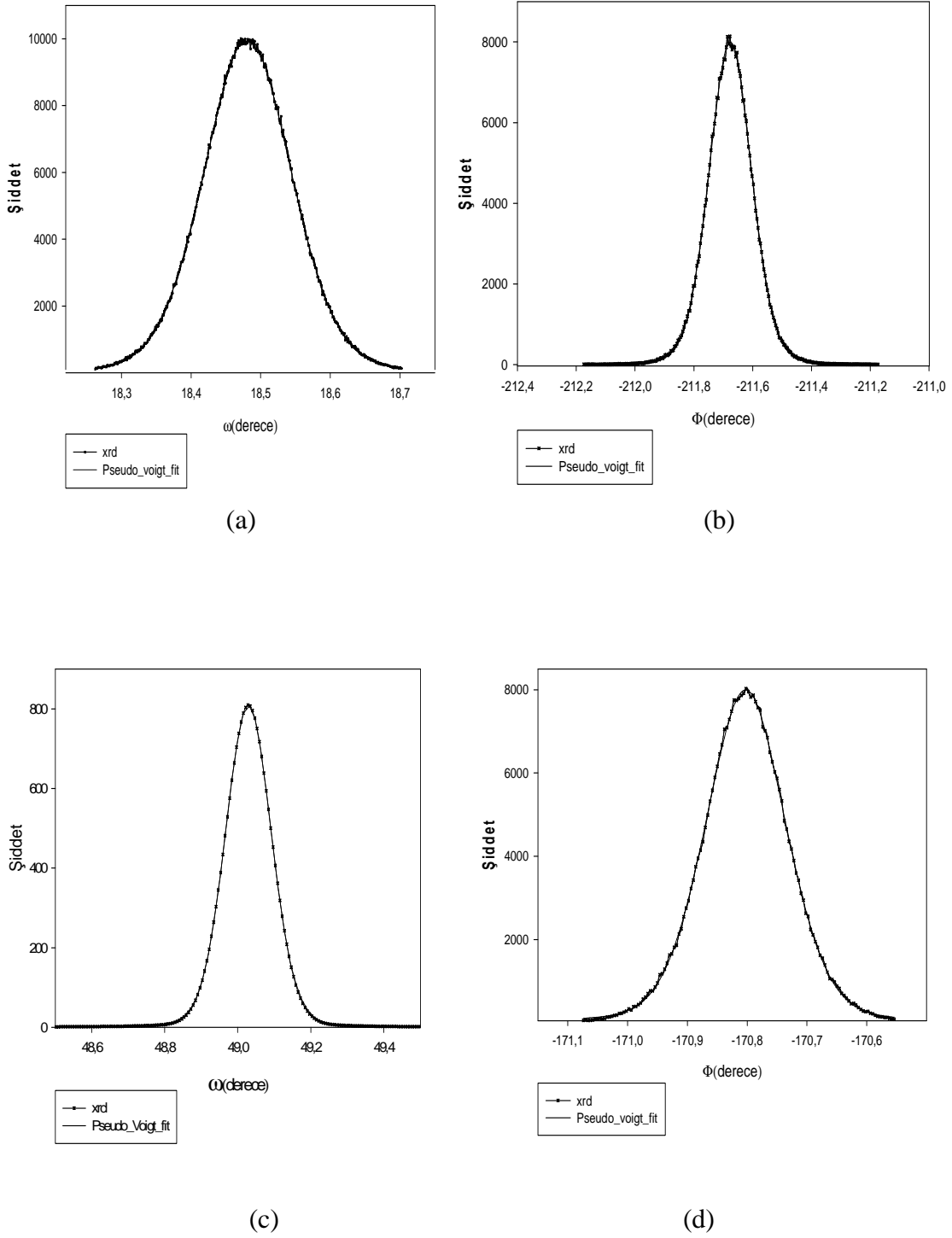
Bu teknikte belirli asimetrik düzlemlerde numunenin eğim açısı değiştirilerek ω taraması ve Φ taraması yapılmaktadır. Yapılan bu taramaların FWHM değerleri uygun fit fonksiyonları yardımıyla (bu çalışmada en uygun fit Pseudo-Voigt fonksiyonu ile elde edilmiştir (Denklem 5.1)) hesaplanmaktadır ve gerekli grafikler çizilerek twist açısı bulunmaktadır.

$$P(x) = I_0 [\eta C(x) + (1-\eta)G(x)] \quad 0 \leq \eta \leq 1 \quad [5.1]$$

$$C(x) = \frac{1}{1 + \left(\frac{x-x_0}{\sigma}\right)^2} \quad [5.2]$$

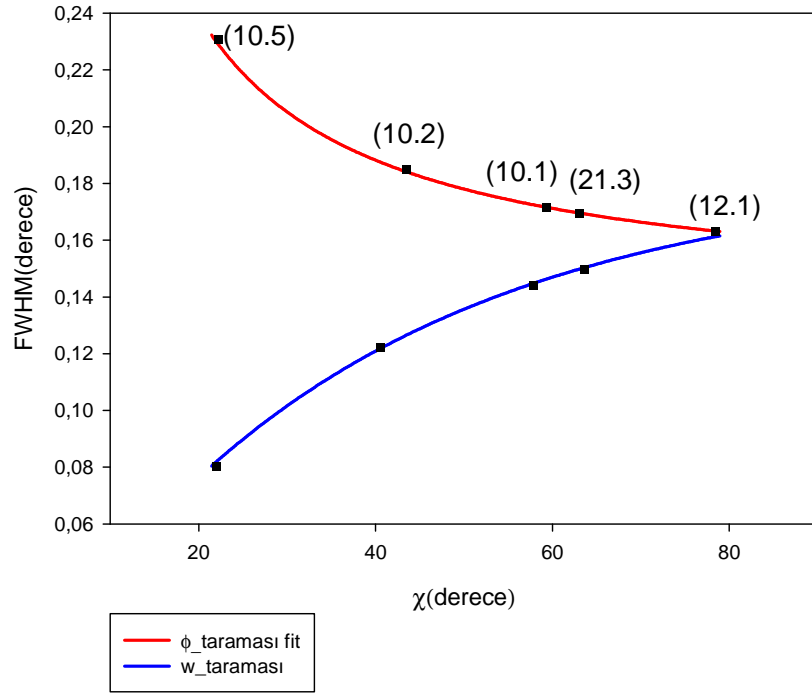
Bu çalışma kapsamında tarama yapılan düzlemler sırasıyla $(10\bar{1}1)$, $(10\bar{1}2)$, $(10\bar{1}5)$, $(12\bar{3}1)$, $(21\bar{3}3)$ 'dir. Yapılan bu taramalardan $(10\bar{1}1)$ ve $(12\bar{3}1)$ düzlemlerinin ω , Φ taramaları ve Pseudo-Voigt fonksiyonlarıyla fit edilen taramaları üst üste çizdirilerek Şekil (5.8)'de gösterilmektedir.

Burada I_0 ölçme faktörü, η Pseudo-Voigt fonksiyon parametresi, $C(x)$ Cauchy fonksiyonu ve $G(x)$ ise Gaussian fonksiyondur. Gaussian fonksiyonu daha önce belirtilmiş olup Cauchy fonksiyonu ise Denklem 5.2 ile verilmektedir.



Şekil 5.8 Asimetrik ω ve Φ taramaları (a) $(10\bar{1}1)$ ω taraması, (b) $(10\bar{1}1)$ Φ taraması, (c) $(10\bar{1}1)$ ω taraması, (d) $(10\bar{1}1)$ Φ taraması

Daha önce belirttiğimiz 5 düzlem için yapılan 10 adet taramanın aynı grafik üzerinde çizimi Şekil (5.9)' da gösterilmektedir.



Şekil 5.9 Twist açısını belirlemek için gerekli taramalar

Yapılan bu taramalarda artan χ açısına karşılık ω taramalarının FWHM değerleri artarken Φ taramalarının FWHM değerleri azalmaktadır. χ açısı 90° ye yaklaşırken artık ω ve Φ taramaları aynı taramalar haline gelirler ve yansıma düzlemi artık numune düzlemine diktir. Yapılan ölçümler sonucunda ω ve Φ taramalarının $\chi = 78.92^\circ$ değerinde FWHM'ları birbirine hemen hemen eşitlenmişlerdir. Bu değere karşılık gelen $(12\bar{3}1)$ düzleminin w ve Φ taramalarının FWHM değerleri birbirine oldukça yakındır bu yüzden iki değerlerin ortalaması alınır, FWHM 0.160° olarak bulunur. Dolayısıyla twist açısı $\alpha_{twist} = 0.160^\circ$ olarak elde edilmiştir. Daha öncede belirtildiği gibi twist açısı kenar tipi dislokasyonları etkileyeceğinden ikisinin arasında matematiksel bir ilişki [80] bulunmaktadır. Bu ilişki Denklem (5.3) ile verilmektedir,

$$N_{kenar} = \frac{\alpha_{twist}^2}{4.35 b_{kenar}^2} \quad [5.3]$$

Bu denklemde N_{kenar} kenar tipi dislokasyon yoğunluğu, b_{kenar} terimi kenar tipi dislokasyonlar için Burger vektörüdür ve değeri $b_{kenar} = 0.3189$ nm dir. Bu verilerden

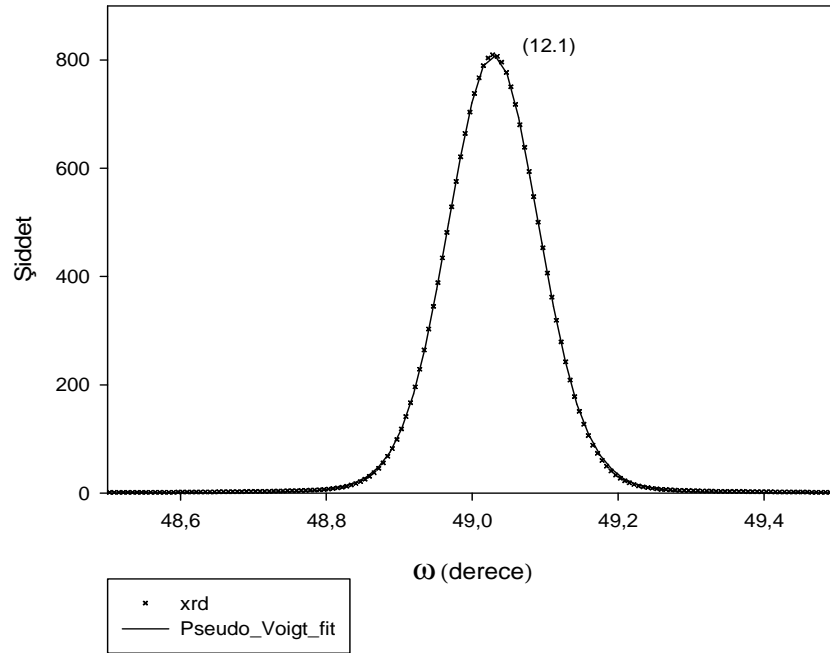
yararlanarak c düzlemlerine safir üzerine büyütülmüş GaN numunesi için kenar tipi dislokasyon yoğunluğu ,

$$N_{\text{kenar}}=1.78*10^9 \text{ cm}^{-2}$$

olarak elde edilmiştir.

Asimetrik taramalar yardımıyla kenar tipi dislokasyonların elde edilmesini sağlayan bir başka teknik ise $(12\bar{3}1)$ düzleminde yapılan ω taramasının Şekil (5.10) FWHM değerini kullanmaktır. Bu teknik için kullanılacak formül Denklem (5.4)'de gösterilmiştir [81],

$$N_{\text{kenar}} = \frac{\beta_{(12\bar{3}1)}^2}{9b_{\text{kenar}}^2} \quad [5.4]$$



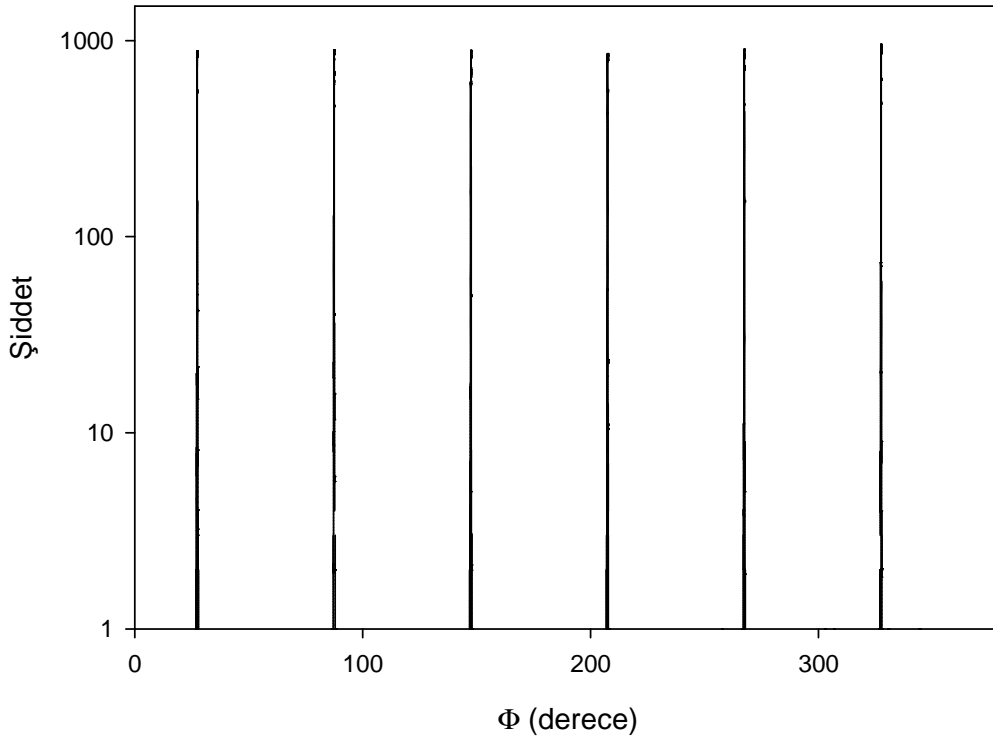
Şekil 5.10 $(12\bar{3}1)$ düzleminde ω taraması

yapılan taramalar ile Pseudo-Voigt fit fonksiyonundan elde edilen ω taramasının FWHM değeri $\beta_{(12\bar{3}1)} = 0.158^\circ$ dir. Kenar tipi dislokasyon için Burger vektörünün değeri daha öncede kullanılmıştır. Buradan hesaplanan Kenar tipi dislokasyon değeri

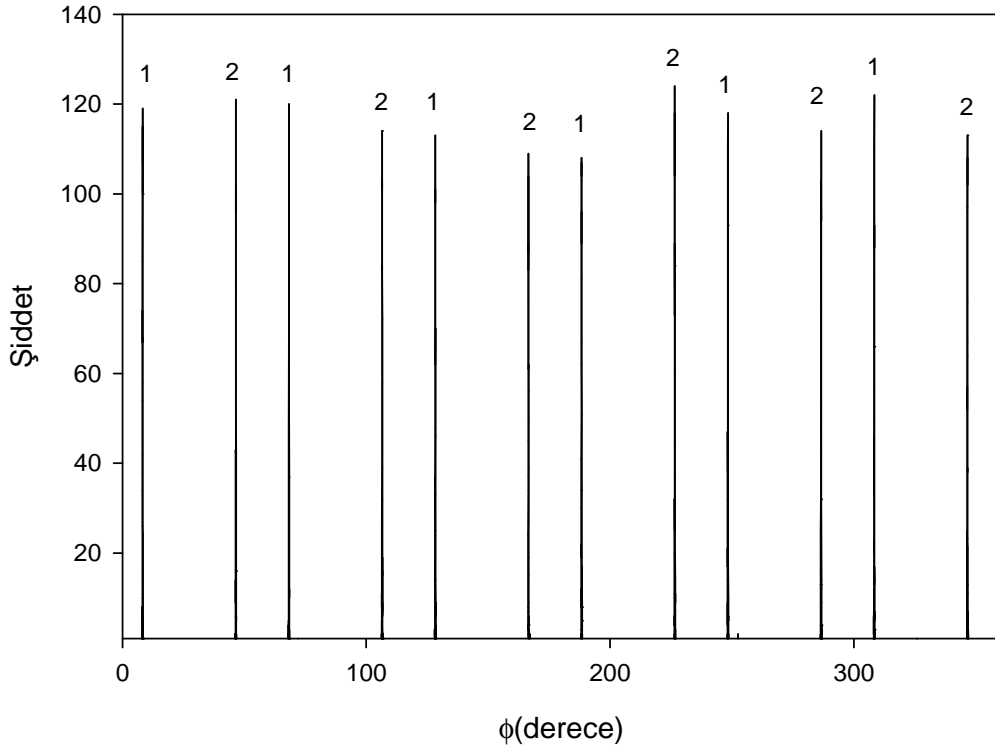
$$N_{\text{kenar}}=8.4*10^8 \text{ cm}^{-2}$$

olarak elde edilmiştir.

Asimetrik taramalarla elde edilen bir diğcr önemli bilgi ise GaN ($10\bar{1}1$) ve ($12\bar{3}1$) düzleminde Φ taraması yapılarak GaN kristal yapısının hegzagonal ya da kübik (zinc-blende) yapılardan hangisine sahip olduğunu ortaya çıkarmaktır. Eğer elde edilen taramalarda pikler her 90° de bir kendini tekrar ediyorsa GaN kübik yapıya eğer 60° de bir kendini tekrar ediyorsa GaN hegzagonal yapıya sahiptir denilmektedir. Tez kapsamında x-ışını kırınımı taramaları yapılan GaN numunesinin ($10\bar{1}1$) ve ($12\bar{3}1$) düzlemlerinde yapılan Φ taramaları Şekil (5.11-5.12) de verilmiştir.

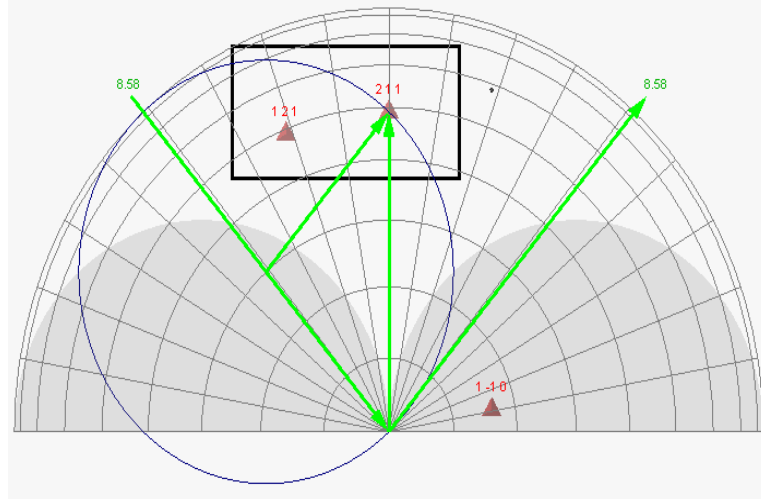


Şekil 5.11 GaN ($10\bar{1}1$) düzlemi Φ taraması



Şekil 5.12 GaN ($12\bar{3}\bar{1}$) düzlemi Φ taraması

Taramalardan da açıkça görüldüğü gibi GaN ($10\bar{1}\bar{1}$) ve ($12\bar{3}\bar{1}$) düzlemlerinde yapılan Φ taramalarında kırınım deseni her 60° 'de bir kendini tekrarlamaktadır, bu da kristalin hegzagonal yapıya sahip olduğunu açıkça göstermektedir. Ayrıca bütün piklerin şiddetlerinin ve genişliklerinin birbirleriyle hemen hemen aynı olması da kristal yapısının kaliteli olduğunu göstermektedir. Burada ($12\bar{3}\bar{1}$) düzleminde yapılan taramada 6 yerine 12 tane pik bulunmaktadır. Bunlardan 1 ile numaralandırılan pikler kendi aralarında 60° lik simetriye 2 ile numaralandırılanlar ise kendi aralarında 60° lik simetriye sahiptirler. Yalnız yapılan incelemeler sonucunda 2 numaralı pikin ($21\bar{3}\bar{1}$) düzlemine ait olduğu ortaya çıkarılmıştır. Bu düzlemin açısı Φ açısı hariç ($12\bar{3}\bar{1}$) düzlemi ile aynı olduğundan aynı tarama içinde 22° lik açı farkı ile ortaya çıkmıştır. Şekil (5.13).



Şekil 5.13 $(21\bar{3}1)$ ve $(12\bar{3}1)$ düzlemlerinin ters uzaydaki gösterimi

5.2 Simetrik Taramalar

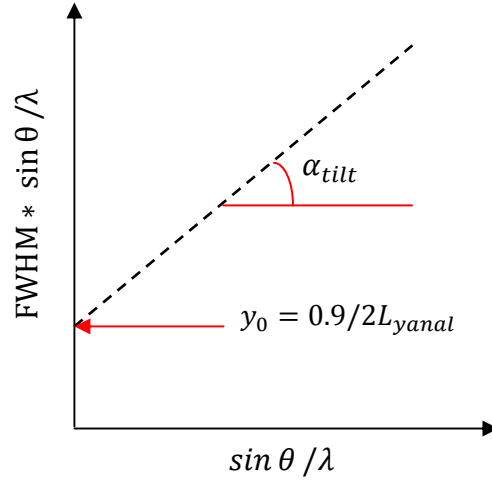
(hkl) Miller indislerinden h ve k sıfıra eşit iken $l=2, 4, 6$ olduğu durumlar simetrik kristal düzlemlerini temsil etmektedirler ve bu düzlemlerin x-ışını kırınımı taramalarına kısaca simetrik taramalar denmektedir. Literatürde simetrik taramalar yardımıyla bükülme (tilt) açısı, yanal ve dikey tutarlı uzunlukları, vida tipi dislokasyon yoğunluklarını ve dikey yöndeki gerilme bulunmaktadır.

Verilen tüm bu bilgileri değişik teknikler ile bulmak mümkündür. Bunlardan ilki Williamson-Hall (W-H) Çizimi (*Williamson-Hall Plot*) adı verilen tekniktir [82]. Bu teknikte yatay eksene $\sin\theta/\lambda$, dikey eksene ise $\text{FWHM} \cdot \sin\theta/\lambda$ terimi konularak elde edilen grafik kullanılmaktadır. (0002) , (0004) , (0006) simetrik düzlemleri yalnızca bükülme açısı ve kısa yanal tutarlı uzunluktan etkilenmektedir. Bu iki etkinin birbirinden ayrılmasında W-H çiziminden faydalanarak elde edilmektedir.

W-H çiziminde elde edilen grafiğin eğimi direk olarak α_{tilt} bükülme açısını verir. Grafiğin uzantısının dikey eksende kestiği nokta y_0 olarak adlandırılırsa

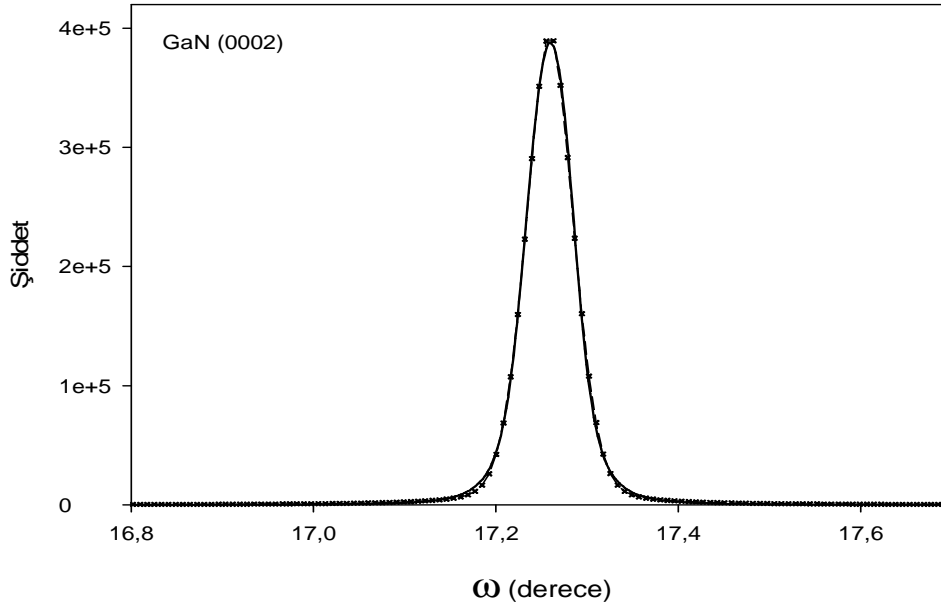
$$L_{\text{yanal}} = 0.9/2y_0 \quad [5.5]$$

denkleminle elde edilmektedir. Bu teknik şematik olarak Şekil (5.14)'de gösterilmektedir.

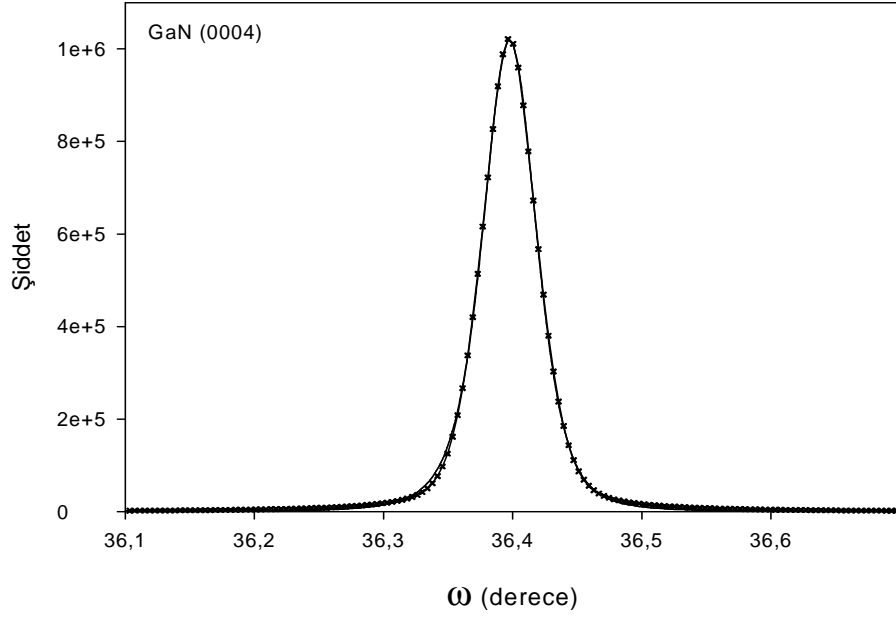


Şekil 5.14 Mozaik yapının bükülme açısı ve yanal tutarlı uzunluk değerlerini belirlemek için W-H çiziminin şematik gösterimi

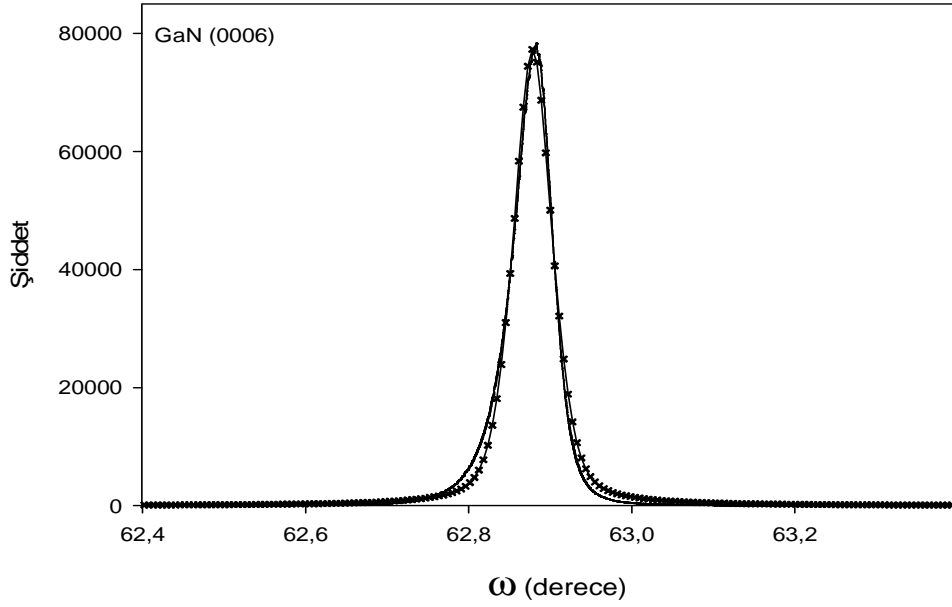
W-H çizimi için gerekli simetrik w taramaları Pseudo-Voigt fonksiyonu ile fit edilmiş haliyle Şekil (5.15)'de gösterilmiştir.



(a)



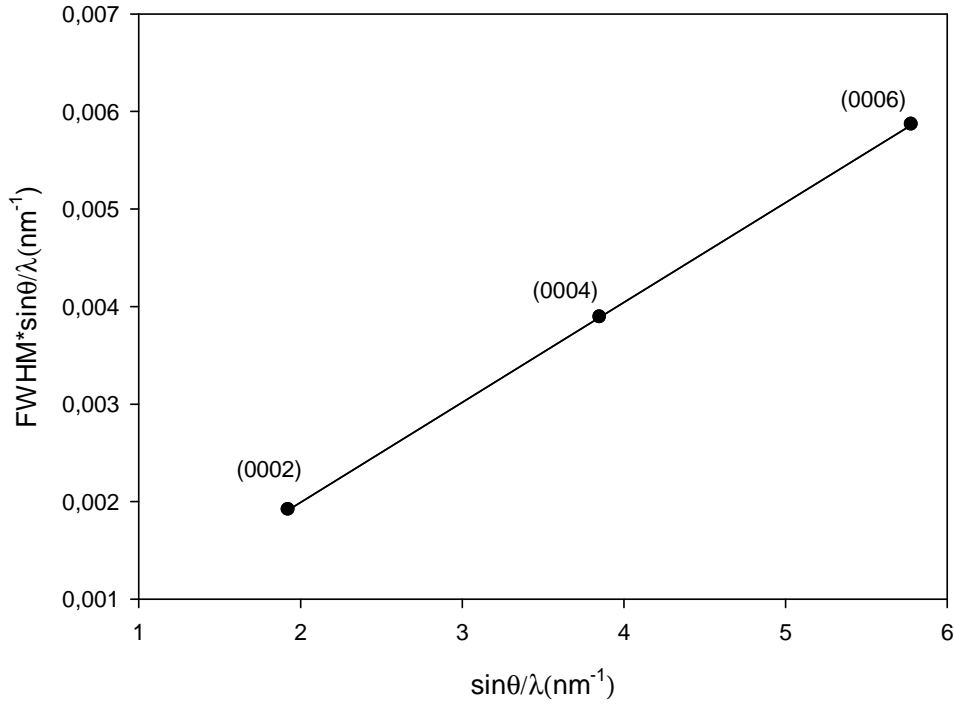
(b)



(c)

Şekil 5.15 W-H çizimi için gerekli simetrik ω taramaları (a) (0002), (b) (0004), (c) (0006)

Yapılan bu taramalardan faydalanarak W-H çizimi gerçekleştirilecek olursa Şekil (5.16)'daki grafik elde edilmektedir,



Şekil 5.16 GaN'ın mozaik yapısı belirlemek için gerekli W-H çizimi

Çizilen grafik yardımıyla mozaik yapı hakkında elde edilen verilerden tilt açısı $\alpha_{\text{tilt}}=0.0584^{\circ}$ olarak bulunmuştur. Ayrıca daha önce de belirtildiği yanal tutarlı uzunluk değeri Şekil (5.15) yardımıyla bulunacaktır fakat büyütülen numune kalın olduğu için, literatürde kalın numunelerde yüzey eğimi çok fazla olacağından W-H çiziminin böyle numunelere uygulanmasının sağlıklı sonuç vermeyeceği belirtilmektedir [83]. Bu yüzden bu numune için yanal tutarlı uzunluk hesabı W-H çiziminden değil başka bir teknikten yararlanarak hesaplanacaktır.

Daha öncede belirtildiği gibi tilt açısı vida tipi dislokasyonları etkileyeceğinden ikisinin arasında matematiksel bir ilişki [80] bulunmaktadır. Bu ilişki Denklem (5.7) ile verilmektedir,

$$N_{\text{vida}} = \frac{\alpha_{\text{tilt}}^2}{4.35b_{\text{vida}}^2} \quad [5.7]$$

Bu denklemde N_{vida} vida tipi dislokasyon yoğunluğu, b_{vida} terimi vida tipi dislokasyonlar için Burger vektörüdür ve değeri $b_{\text{vida}} = 0.5185$ nm dir. Bu verilerden yararlanarak c- düzlemler safir üzerine büyütülmüş GaN numunesi için vida tipi dislokasyon yoğunluğu ,

$$N_{\text{vida}} = 8,96 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$$

olarak elde edilmiştir.

Simetrik taramalardan yararlanarak vida tipi dislokasyonların bulunmasını sağlayan başka bir teknik de (0002) düzleminin ω taraması yardımıyla yapılmaktadır. Bu teknik için N_{vida} Denklem (5.8) ile verilmektedir [81],

$$N_{\text{vida}} = \frac{\beta_{(0002)}^2}{9b_{\text{vida}}^2} \quad [5.8]$$

Burada $\beta_{(0002)}$, GaN'ın (0002) düzleminde yapılan ω taramasının FWHM değeri ve daha öncede belirtildiği gibi b_{vida} terimi, vida tipi dislokasyonlar için Burger vektörüdür. Yapılan taramadan GaN (0002) düzlemi için elde edilen FWHM değeri 0.0626° dir. Bu verilerden yararlanarak yapılan hesaplamadan vida tipi dislokasyon yoğunluğu

$$N_{\text{vida}} = 9.98 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$$

olarak elde edilmiştir.

Simetrik ω ve 2θ taramaları ve matematiksel ifadeler yardımıyla yanal ve dikey uzunluklar, dikey gerilme ve tilt açısı değerlerini bulmak için bir diğer teknik [80] ise aşağıda gösterilmektedir.

İlk olarak yanal tutarlı uzunluk ve tilt açısını bulmak için gerekli denklemler Denklem (5.9) ve (5.10) ile verilmiştir,

$$L_{\text{yanal}} = \frac{0.9 \lambda}{\beta_w (0.017475 + 1.500484\eta - 0.534156\eta^2) \sin \theta} \quad [5.9]$$

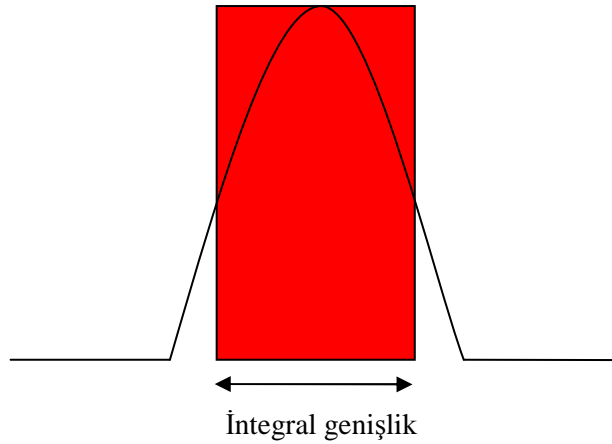
$$\alpha_{\text{tilt}} = \beta_w \left[0.184446 + 0.812692(1 - 0.998497\eta)^{\frac{1}{2}} - 0.659603\eta + 0.44554\eta^2 \right] \quad [5.10]$$

Dikey tutarlı uzunluk ve dik yöndeki gerilme için ise gerekli matematiksel bağıntılar Denklem (5.11) ve (5.12) ile verilmiştir,

$$L_{\text{dikey}} = \frac{0.9 \lambda}{\beta_{\theta-2\theta}(0.017475 + 1.500484\eta - 0.534156\eta^2) \cos \theta} \quad [5.11]$$

$$\epsilon_{\text{dikey}} = \frac{\beta_{\theta-2\theta}[0.184446 + 0.812692(1 - 0.998497\eta)^{\frac{1}{2}} - 0.659603\eta + 0.44554\eta^2]}{4 \tan \theta} \quad [5.12]$$

Burada λ kullanılan x-ışınının dalga boyu, β_w ve $\beta_{(\theta-2\theta)}$ yapılan ω ve 2θ taramalarının integral genişlikleri² Şekil (5.16), η daha öncede anlatıldığı gibi Pseudo-Voigt fonksiyonu parametresi, θ ise Bragg açısıdır.



Şekil 5.17 İntegral genişlik kavramının şematik gösterimi [765]

Tüm bu verilerden yararlanarak GaN numunesi için yapılan hesaplamalarda;

$$L_{\text{yanal}} = 1115\text{nm}$$

$$\alpha_{\text{tilt}} = 0.054^\circ$$

$$L_{\text{dikey}} = 899\text{nm}$$

$$\epsilon_{\text{dikey}} = 1.03 \cdot 10^{-4}$$

² İntegral genişliği, pik yüksekliğiyle eşit yüksekliğe sahip ve pik altında kalan alanla aynı alana sahip olan bir dikdörtgen çizildiğinde bu dikdörtgenin genişliğine İntegral genişliği adı verilmektedir.

olarak bulunmuştur ve bu değerler literatür ile son derece uyumludur (Çizelge 5.1). Buradan da üretilen numunenin oldukça kaliteli olduğu ortaya çıkmaktadır. Ayrıca W-H çiziminden elde edilen tilt açısı ile son kullanılan teknikten elde edilen açı değerleri birbirine çok yakındır. Kullanılan tekniklerden elde edilen veriler ve literatür ile karşılaştırması Çizelge (5.1)'de gösterilmiştir.

Çizelge 5.1 Kullanılan çeşitli teknikler ile elde edilen deneysel veriler

İncelenen Parametre	Kullanılan teknik ile bulunan değer	Literatür değeri
L_{yanal} (nm)	1115[80]	150[80] -1385[84]
L_{dikey} (nm)	899[80]	500[80] -1125[85]
α_{tilt} (derece)	0.054 [80], 0.0584[82]	0.069[86]- 0.1[80]
α_{twist} (derece)	0.160 [80]	0.16[86] -1.3[80]
ϵ_{dik}	$1.03 \cdot 10^{-4}$ [80]	$1.4 \cdot 10^{-4}$ - $3.7 \cdot 10^{-4}$ [80]
N_{vida} (cm^{-2})	$8.96 \cdot 10^7$ [80], $9.98 \cdot 10^7$ [81]	$5.4 \cdot 10^7$ [87] - $3 \cdot 10^8$ [88]
N_{kenar} (cm^{-2})	$8.4 \cdot 10^8$ [81], $1.78 \cdot 10^9$ [80]	$5 \cdot 10^9$ [87] - 10^{11} [80]

6 SONUÇ

Bu çalışmada MOCVD epitaksiyel kristal büyütme tekniği ile büyütülmüş GaN kristalinin yapısı incelenmiştir.

Yapısal analiz esnasında ultra yüksek çözünürlüklü x-ışını kırınımı sistemi (ultra high resolution xrd) kullanılmıştır. GaN kristal yapısı incelenirken ilk önce 2 θ taraması yardımıyla GaN/AlN/Al₂O₃ yapısı doğrulandı (Şekil (5.3)). Yapılan simülasyonlar ile de hedeflenen kalınlıkların tutturulduğu ortaya çıkarılmıştır (Şekil5.5-5.6). Bu taramada GaN(0002) düzlemindeki kırınım deseni en şiddetli pik olarak ortaya çıkmıştır. Aslında genel olarak kalınlığından dolayı alttaş piklerinin en şiddetli pikler olduğu bilinmektedir fakat GaN (0002) düzleminin yapı faktörünün alttaşın yapı faktöründen yüksek olması nedeniyle ve GaN tabakasının oldukça kalın olması nedeniyle böyle bir durum gözlenmiştir.

Asimetrik düzlem taramaları sayesinde ilk önce twist açısı bulunmuştur. Bu yöntemde ω taramasının ve Φ taramasının χ açısı 90⁰ iken birbirlerine eşit olacağı ve pikdeki herhangi bir genişlemenin hegzagonal bölgelerdeki düzlem kaymalarından yani twist açısından kaynaklanacağı varsayımından yola çıkılmıştır. χ açısı 78,9⁰ civarında iken ω ve Φ taramasının artık birbirine hemen hemen eşit olduğu gözlemlenerek bu iki taramanın FWHM değerlerinin ortalaması 0.160⁰ olarak belirlenmiştir (Şekil (5.9)). Ayrıca asimetrik düzlem taramalarından elde edilen FWHM değerlerinin literatür ile uyumlu olduğu gözlenmiştir ki bu da bize yapının kalitesinin iyi olduğunu göstermektedir. Asimetrik düzlem taramaları yardımıyla hesaplanan diğer bir nicelik ise kenar dislokasyon yoğunluklarıdır. İki farklı düzlem taraması ile hesaplanan dislokasyon yoğunlukları sırasıyla 8,4*10⁹cm⁻², 1,78*10⁹cm⁻² olarak bulunmuştur. Bu değerler de literatür ile karşılaştırıldığında kristal kalitesinin yüksek olduğu görülmektedir. GaN malzemesinin zinc-blende ve wurtzite kristal yapılarında büyüdüğü bilinmektedir, büyütülen GaN tabakasının ise hangi yapıda olduğunu anlamak amacıyla (10.1) ve (12.1) düzlemlerinde Φ taraması yapılmıştır (Şekil5.11-5.12). Yapılan taramalardan piklerin her 60⁰ de bir kendini tekrar ettiği gözlemlendiğinden dolayı GaN tabakasının wurtzite yani hegzagonal yapıya sahip olduğu ortaya çıkarılmıştır. Bu taramalarda pik şiddetlerinin birbirine eşit olması da kristal kalitesinin iyi olduğunun bir göstergesidir.

Simetrik düzlem taramalarında GaN ve mozaik yapıda büyüyen diğer malzeme grupları için uygulanan W-H çizimi ile bu tür yapıların karakteristikleri olarak tabir

edilen tilt açısı ve yanal tutarlı uzunluk değeri bulunmaktadır. Simetrik (0001) $l=2,4,6$ düzlemlerinde yapılan w taramaları Pseudo-Voigt fonksiyonu ile fit edilerek gerekli değerler hesaplanarak W-H çizimi gerçekleştirilmiştir (Şekil 5.12). Bu çizimden yararlanarak tilt açısı 0.0580 olarak belirlenmiştir. Yanal tutarlı uzunluk değeri ise büyütülen GaN tabakasının çok kalın olması ve bu sebeple eğiminin çok fazla olacağı varsayımıyla ,W-H çizimi kalın malzemelerde sağlıklı sonuçlar vermeyeceğinden hesaplanmamıştır. Simetrik taramalar yardımıyla başka bir teknik kullanarak yanal ve dikey tutarlı uzunluklar, tilt açısı ve dik yöndeki zorlanma bulunmuştur (Çizelge (5.1)).

Sonuç olarak MOCVD ile safir alttaş üzerine büyütülmüş GaN tabakasının XRD tekniği ile yapısal analizi sonucu kalitesinin iyi olduğu ortaya çıkarılmıştır.

KAYNAKLAR

- [1] H. M. Manasevit, (1968). *Appl. Phys. Lett.* 11, 156.
- [2] H. M. Manasevit, F. Erdmann, and W. Simpson, (1971). *J. Electrochem. Soc.* 118, 1864.
- [3] W. Utsumi, H. Saitoh, H. Kaneko, T. Watanuki, K.Aoki, and O. Shimomura (2003). *Nature Materials* 2, 735.
- [4] H.Amano, N. Sawaki, I. Akasaki, and Y. Toyoda, (1986). *Appl. Phys. Lett.* 48,353.
- [5] S. Nakamura, T.Mukai, M.Senoh (1992). *J.Appl.Phys.*71,5543.
- [6] Ekinci H.,(2008). *Metal-Organik Kimyasal Buharlaştırma Yöntemi İle Kristal Büyütme Sisteminin İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Cumhuriyet Üniversitesi, Sivas.*
- [7] H.Amano, M. Kitoh, K. Hiramatsu, N.Sawaki, and I.Akasaki, (1989). *Jpn.J.Appl.Phys.* 28, L2112.
- [8] Morkoc H., (1999). *Nitride Semiconductors and Devices*, Springer.
- [9] Xia, Q., Xia, H. and Ruoff, A.L. (1993) *Journal of Applied Physics*, 73, 8198.
- [10] Perlin, P., Jauberthie-Carillon, C., Itie, J.P., San Miguel, A., Grzegory, I. and Polian, A. (1992). *Physical Review B: Condensed Matter*, 45, 83.
- [11] Ueno, M., Yoshida, M., Onodera, A., Shimomura, O. and Takemura, K. (1994). *Physical Review B: Condensed Matter*, 49, 14.
- [12] Vainshtein, B. K., (1995). “Fundamentals of Crystal: Symmetry and Methods of Structural Crystallography, 2nd ed., *Modern Crystallography, Vol. 2*”, *Springer*, Berlin – Heidelberg, 51-63.
- [13] M. Tanaka, S. Nakahata, K. Sogabe, H. Nakata, and M. Tabioka, (1997). *Jpn. J. Appl. Phys.* 36, L1062.
- [14] Gao, Y., Craven, M. D., Speck, J. S., DenBaars, S. P. and Hu, E. L., (2004). “Dislocation- and crystallographic dependent photoelectrochemical wet etching of gallium nitride”, *Appl. Phys. Lett.*, 84 (17): 3322-3324.
- [15] H. Okumura, M. Shimizu, X. Q. Shen and T. Ide (2002). *Current Appl.Phys.Lett.*2 305
- [16] Leszczynski, M., Suski, T., Perlin, P., Teisseyre, H., Grzegory, I., Bockowski, M., Jun, J., Porowski, S., Pakula, K., Baranowski, J.M., Foxon, C.T. and Cheng, T.S. (1996). *Applied Physics Letters*, 69, 73.
- [17] Tanaka, M., Nakahata, S., Sogabe, K., Nakata, H. and Tabioka, M. (1997). *Japanese Journal of Applied Physics*, 36, L1062.

- [18] Angerer, H., Brunner, D., Freudenberg, F., Ambacher, O., Stutzmann, M., Höppler, R., Metzger, T., Born, E., Dollinger, G., Bergmaier, A., Karsch, S. and Körner, H.-J. (1997). *Applied Physics Letters*, 71, 1504.
- [19] Domagala, J., Leszczynski, M., Prystawko, P., Suski, T., Langer, R., Barski, A. And Bremser, M. (1999). *Journal of Alloys and Compounds*, 286, 284.
- [20] Kim, K., Lambrecht, W.R.L. and Segall, B. (1996). *Physical Review B: Condensed Matter*, 53, 16310.
- [21] Wright, A.F. and Nelson, J.S. (1995). *Physical Review B: Condensed Matter*, 51, 7866.
- [22] Detchprohm, T., Hiramatsu, K., Itoh, K. and Akasaki, I. (1992). *Japanese Journal of Applied Physics*, 31, L1454.
- [23] Leszczynski, M., Teisseyre, H., Suski, T., Grzegory, I., Bockowski, M., Jun, J., Porowski, S. and Major, J. (1995). *Journal of Physics D: Applied Physics*, 69, A149.
- [24] Deguchi, T., Ichiryu, D., Toshikawa, K., Sekiguchi, K., Sota, T., Matsuo, R., Azuhata, T., Yamaguchi, M., Yagi, T., Chichibu, S. and Nakamura, S. (1999). *Journal of Applied Physics*, 86, 1860.
- [25] Paszkowicz, W. (1999). *Powder Diffraction*, 14, 258.
- [26] S. Nakamura and S.F. Chichibu, (2000). *Introduction to Nitride Semiconductor Blue Laser and Light Emitting Diodes*, pp. 105-150, Taylor & Francis, New York.
- [27] S. N. Mohammad and H. Morkoç, (1996). *Prog. Quant. Electron.* 20, 361.
- [28] J. Wu, W. Walukiewicz, K. M. Yu, J. W. Ager III, S.X. Li, E. E. Haller, Hai Lu, and William J. Schaff, (2003). *Solid State Comm.* 127, 411.
- [29] J. Wu, W. Walukiewicz, K. M. Yu, J. W. Ager III, E. E. Haller, Hai Lu, and William J. Schaff, (2003). *Phys. Stat. Sol. (B)* 240, 412.
- [30] A.F. Wright, J.S. Nelson, (1995). *Appl. Phys. Lett.* 66, 3465.
- [31] Steiner T. (2004). *Semiconductor Nanostructures for Optoelectronic Applications*.
- [32] Jackson K. A., (1998). *Compound Semiconductor Devices: Structures and Processing*, Wiley-VCH, Weinheim.
- [33] <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/>
- [34] A. Witek, (1998). Some aspects of thermal conductivity of isotopically pure diamond - a comparison with nitrides, *Diamond Relat. Mater.* 7 962-964.

- [35] H. Xing, S. Keller, Y.-F. WU, L. McCarthy, I. P. Smochkova, D. Buttari, R. Coffie, D. S. Green, G. Parish, S. Heikman, L. Shen, N. Zhang, J. J. Xu, B. P. Keller, S. P. DenBaars and U. K. Mishra, Gallium nitride based transistors, (2001). *J. Phys.: Condens. Matter* 13 7139-7157.
- [36] L. Liu and J. H. Edgar, (2002). Substrates for gallium nitride based epitaxy, *Mat. Sci. Eng. R37* 61-127.
- [37] X. Ke, X. Jun, D. Peizhen, Z. Yongzong, Z. Guoqing Q. Rongsheng and A. Zujie, (1998). γ -LiAlO₂ (100) single crystals: a novel substrate for GaN epitaxy, *J. Crystal Growth* 193 127-132.
- [38] S. Nakamura, (1999). InGaN-based violet laser diodes, *Semicond. Sci. Technol.* 14 R27-R40.
- [39] S. Q. Zhou, A. Vantomme, B. S. Zhang, H. Yang and M. F. Wu, (2005). Comparison of the properties of GaN grown on complex Si-based structures, *Appl. Phys. Lett.* 86 081912 1-3.
- [40] S. Q. Zhou, A. Vantomme, B. S. Zhang, H. Yang and M. F. Wu, (2005). Comparison of the properties of GaN grown on complex Si-based structures, *Appl. Phys. Lett.* 86 081912 1-3.
- [41] A. Krost and A. Dadgar, (2002). GaN-based devices on Si, *phys. stat. sol. (a)* 194 361-375.
- [42] P. Chen, S. Y. Xie, Z. Z. Chen, Y. G. Zhou, B. Shen, R. Zhang, Y. D. Zheng, J. M. Zhu, M. Wang, X. S. Wu, S. S. Jiang and D. Feng, (2000). Deposition and crystallization of amorphous GaN buffer layers on Si(111) substrates, *J. Crystal Growth* 213 27-32.
- [43] R. Graupner, Qi Ye, T. Warwick and E. Bourret-Courchesne, (2000). Study of interface reactions between Si and GaN at high temperatures using scanning photoelectron microscopy and X-ray absorption spectroscopy, *J. Crystal Growth* 217 55-64.
- [44] M. Wu, B. S. Zhang, J. Chen, J. P. Liu, X. M. Shen, D. G. Zhao, J. C. Zhang, J. F. Wang, N. Li, R. Q. Jin, J. J. Zhu and H. Yang, (2004). Effect of N/Al ratio of AlN buffer on the crystal properties and stress state of GaN grown on Si(111) substrate, *J. Crystal Growth* 260 331-335
- [45] R. Liu, F. A. Ponce, A. Dadgar and A. Krost, (2003) Atomic arrangement at the AlN/Si (111) interface, *Appl. Phys. Lett.* 83, 860-862.

- [46] Y. Honda, Y. Kuroiwa, M. Yamaguchi and N. Sawaki, (2002). Growth of GaN free from cracks on a (111) Si substrate by selective metalorganic vapor-phase epitaxy, *Appl. Phys. Lett.* 80 222-224.
- [47] M. Cervantes-Contreras, C. A. Quezada-Maya, M. Lopez-Lopez, G. Gonzalez de la Cruz, M. Tamura and T. Yodo, (2005). Thermal properties of GaN/Si heterostructures grown by molecular beam epitaxy, *J. Crystal Growth* 278 415-420.
- [48] J. Tolle, J. Kouvetakis, D.-W. Kim, S. Mahajan, A. Bell F. A. Ponce, I. S. T. Tsong, M. L. Kottke and Z. D. Chen, (2004). Epitaxial growth of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ on Si(111) via a $\text{ZrB}_2(0001)$ buffer layer, *Appl. Phys. Lett.* 84 3510-3512.
- [49] A. Yamamoto, T. Yamauchi, T. Tanikawa, M. Sasase, B. K. Ghosh, A. Hashimoto and Y. Ito, (2004). Organometallic vapor phase epitaxial growth of GaN on a 3c-SiC/Si(111) template formed by C^+ -ion implantation into Si(111) substrate, *J. Crystal Growth* 261 266-270.
- [50] X. Xu, R. Amitage, S. Shinkai, K. Sasaki, C. Kisielowski and E. R. Weber, (2005). Epitaxial condition and polarity in GaN grown on a HfN-buffered Si(111) wafer, *Appl. Phys. Lett.* 86 182104 1-3.
- [51] A. Dadgar, F. Schulze, J. Bläsing, A. Diez, A. Krost, M. Neuburger, E. Kohn, I. Daumillter and M. Kunze, (2004). High-sheet-charge-carrier-density AlInN/GaN field-effect transistors on Si(111), *Appl. Phys. Lett.* 85 5400-5402.
- [52] L. Dobos, B. Pècz, E. Feltin, B. Beaumont and P. Gibart, (2003). Microstructure of GaN layers grown on Si(111) revealed by TEM, *Vacuum* 71 285-291.
- [53] A. Able, W. Wegscheider, K. Engl and J. Zweck, (2005). Growth of crack-free GaN on Si(111) with graded AlGaIn buffer layers, *J. Crystal Growth* 276 415-418.
- [54] R. R. Vanfleet, J. A. Simmons, H. P. Maruska, D. W. Hill, M. M. C. Chou and B. H. Chai, (2003). Defects in m-face GaN films grown by halide vapor phase epitaxy on LiAlO_2 , *Appl. Phys. Lett.* 83 1139-1141.
- [55] K. Xu, J. Xu, P. Deng, R. Qiu and Z. Fang, (1999). MOCVD growth of GaN on $\text{LiAlO}_2(100)$ Substrates, *phys. stat. sol. (a)* 176 589-593.
- [56] C. Q. Chen, M. E. Gaevski, W. H. Sun, E. Kuokstis, J. P. Zhang, R. S. Q. Fareed, H. M. Wang, J. W. Yang, G. Simin, M. A. Khan, H. P. Maruska, D. W. Hill, M. M. C. Chou and B. Chai, (2002). GaN homoepitaxy on freestanding (1-100) oriented GaN substrates, *Appl. Phys. Lett.* 81 3194-3196.

- [57] E. Kuokstis, C. Q. Chen, M. E. Gaevski, W. H. Sun, J. W. Yang, G. Simin, M. A. Khan, H. P. Maruska, D. W. Hill, M. M. C. Chou, J. J. Gallagher and B. Chai, (2002). Polarization effects in photoluminescence of c-plane and m-plane GaN/AlGa_N multiple quantum wells, Appl. Phys. Lett. 81 4130-4132.
- [58] P. Waltereit, O. Brandt and K. H. Ploog, (1999). Violet and blue emitting (In,Ga)N/GaN multiple quantum wells grown on γ -LiAlO₂(100) by plasma-assisted molecular beam epitaxy, Appl. Phys. Lett. 75 2029-2031.
- [59] M. D. Reed, O. M. Kryliouk, M. A. Mastro and T. J. Anderson, (2005). Growth and characterization of single-crystalline gallium nitride using (100) LiAlO₂ substrates, J. Crystal Growth 274 14-20.
- [60] Y. J. Sun, O. Brandt and K. H. Ploog, (2003). Growth of m-plane GaN films on γ -LiAlO₂ (100) with high phase purity, J. Vac. Sci. Tech. B 21 1350-1356.
- [61] P. Waltereit, O. Brandt, M. Ramsteiner, A. Trampert, H. T. Grahn, J. Menniger, M. Reiche R. Uecker, P. Reiche and K. H. Ploog, (2000). Growth of M-plane GaN(1-100): A Way to Evade Electrical Polarization in Nitrides, phys. stat. sol. (a) 180 133-138.
- [62] N. W. Jepps and T. F. Page, (1983). Polytypic transformations in silicon carbide, Progress Crystal Growth Characterization 7 259-307.
- [63] A. J. McGinnis, D. Thomson, R. F. Davis, E. Chen, A. Michel and H. H. Lamb, (2001). In situ cleaning of GaN/6H-SiC substrates in NH₃, J. Crystal Growth 222, 452-458.
- [64] D. Wang, S. Yoshida and M. Ichikawa, (2002). Effect of Si doping on the growth and microstructure of GaN grown on Si(111) using SiC as buffer layer, J. Crystal Growth 242 20-28.
- [65] J.-H. Boo, S. A. Ustin and W. Ho, (1998). Growth of hexagonal GaN thin films on Si(111) with cubic SiC buffer layers, J. Crystal Growth 189/190 183-188.
- [66] http://www.photonic.saint-gobain.com/Data/Element/Node/ProductLine/product_line_edit.asp?ele_ch_id=L00000000000000001709
- [67] <http://www.wafermarket.com/sap/sa.htm>
- [68] http://www.monocrystal.com/products/for_el
- [69] S.-J. Lee, S.-H. Jang, S.-S. Lee and C.-R. Lee, (2003) Growth and characterization of In_{0.28}Ga_{0.72}N/GaN multiple-quantum wells on Si(111), J. Crystal Growth 249 65-71

- [70] Leszczynski, M., T. Suski, H. Teisseyre, P. Perlin, I. Grzegory, J. Jun, S. Porowski, T.D. Moustakas, (1994). Thermal expansion of gallium nitride, *J. Appl. Phys.* 76, 8, 4909-4911
- [71] D. P. Bour, M. Kneissl, C. G. Van De Walle, J. Northrup, L. T. Romano, M. Teepe, R. Wood, T. Schmidt and N. M. Johnson, (2000). CW Operation of InGaN MQW Laser Diodes, *phys. stat. sol. (a)* 180 139-147.
- [72] M. Kneissl, S. Wong, D. W. Treat, M. Teepe, N. Miyashita and N. M. Johnson, (2001). Continuous-Wave Operation of InGaN Multiple-Quantum-Well Laser Diodes on Copper Substrates Obtained by Laser Liftoff, *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics* 7 188-191
- [73] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku and Y. Sugimoto, InGaN Multi-Quantum-Well-Structure Laser Diodes with cleaved Mirror Cavity Facets, *Jpn. J. Appl. Phys.* 35 (1996) L217-L220.
- [74] O. Ambacher, (1998). Growth and applications of Group III-nitrides, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 31 2653-2710.
- [75] J. Singh, Umesh K. Mishra (2008). *Semiconductor Device Physics and Design* Springer
- [76] Rosa Chierchia (2007). PhD thesis Strain and crystalline defects in epitaxial GaN layers studied by high-resolution X-ray diffraction
- [77] Ahmet Bulut (2010). Yüksek lisans tezi epitaksiyel tek kristal ince filmlerin xrd yöntemi ile incelenmesi Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
- [78] <http://pd.chem.ucl.ac.uk/pdnn/inst1/xrays.htm>
- [79] Thomas Weisemöller (2009). X-ray analysis of praseodymia PhD thesis
- [80] T. Metzger, R. Hopler, E. Born, O. Ambacher, M. Stutzmann, R. Stommer, M. Schuster, H. Gobel, S. Christiansen, M. Albrecht, and H. P. Strunk, (1998). *Philos. Mag. A* 77, 1013.
- [81] X.H. Zheng, H. Chen, Z.B. Yan, Y.J. Han, H.B. Yu, D.S. Li, Q. Huang, J.M. Zhou (2003). *Journal of Crystal Growth* 255 63–67
- [82] Williamson G K and Hall W H 1953 *Acta Metall.* 1 22
- [83] Moram, M. A. Vickers, M. E. Kappers, M. J. Humphreys, C. J. (2008). The effect of wafer curvature on x-ray rocking curves from gallium nitride films *J. Appl. Phys.* 103 93528.
- [84] Liu Jian-Qi, Qiu Yong-Xin, Wang Jian-Feng, Xu Ke and Yang Hui (2010). *Chin. Phys. Lett* 28,1, 016101

- [85] E. Arslan, M. K. Ozturk, A. Teke, S. Ozcelik, and E. Ozbay, (2008). Buffer optimization for crack-free GaN epitaxial layers grown on Si (111) substrate by MOCVD, *J. Phys. D, Appl. Phys.*, vol. 41, no. 15, p. 155 317.
- [86] M. K. Öztürk, Yu Hongbo, B. Sarıkavak, S. Korçak, S. Özçelik and E. Özbay (2010). *J Mater Sci: Mater Electron* 21:185–191.
- [87] Çörekçi, S. Öztürk, M. K. Bengi, A. Çakmak, M. Özçelik, S. Özbay, E.(2011) *Journal of Materials Science*, vol. 46, issue 6, pp. 1606-1612.
- [88] T. Metzger, R. Stömmer, M. Schuster, H.Göbel, E. Born, O.Ambacher and M. Stutzmann (1997). JCPDS-International Centre for Diffraction Data

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel bilgiler

Adı Soyadı	İlkay DEMİR
Doğum Yeri ve Tarihi	Bafra, 23/06/1984
Medeni Hali	Bekar
Yabancı Dil	İngilizce
İletişim Adresi	Cumhuriyet Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü, 58140-Sivas
E-posta Adresi	idemir@cumhuriyet.edu.tr

Eğitim ve Akademik Durumu

Lise	STFA Anadolu Teknik Lisesi, 2002
Lisans	Cumhuriyet Üniversitesi, 2008
Yüksek Lisans	Hacettepe Üniversitesi, 2008-09
Yüksek Lisans	Cumhuriyet Üniversitesi, 2011

İş Tecrübesi

Hacettepe Üniversitesi	Araştırma Asistanı, 01/2009-08/2009
İAL	
Cumhuriyet Üniversitesi	Araştırma görevlisi, 2009-

Ödüller, Teşvikler ve Üyelikler

TUBİTAK	Yurtiçi Lisansüstü Eğitim Bursu 2008
Türk Fizik Vakfı	Yurtiçi Lisans Eğitimi Bursu 2008