

**ULTRAİNCE BARIYERLİ GaN – TEMELLİ ÇOKLUYAPILARDA
2- BOYUTLU ELEKTRON GAZININ ELEKTRON VE MANYETO
İLETİM ÖZELLİKLERİ**

Cem GÜNEŞ

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**OCAK 2013
ANKARA**

Cem GÜNEŞ tarafından hazırlanan “ULTRAİNCE BARIYERLİ GaN – TEMELLİ ÇOKLUYAPILARDA 2- BOYUTLU ELEKTRON GAZININ ELEKTRON VE MANYETO İLETİM ÖZELLİKLERİ” adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Doç. Dr. Sefer Bora LİŞESİVDİN
Tez Danışmanı, Fizik Anabilim Dalı

.....

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

Prof. Dr. Mehmet KASAP
Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

.....

Doç. Dr. Sefer Bora LİŞESİVDİN
Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

.....

Doç. Dr. Abdullah YILDIZ
Enerji Sistemleri Mühendisliği Anabilim Dalı, Y.B.Ü.

.....

Tez Savunma Tarihi: 16/01/2013

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

Prof. Dr. Şeref SAĞIROLU
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

.....

TEZ BİLDİRİMİ

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

Cem GÜNEŞ

**ULTRAİNCE BARIYERLİ GaN – TEMELLİ ÇOKLUYAPILARDA
2- BOYUTLU ELEKTRON GAZININ ELEKTRON VE MANYETO
İLETİM ÖZELLİKLERİ
(Yüksek Lisans Tezi)**

Cem GÜNEŞ

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
Ocak 2013**

ÖZET

Bu çalışmada, ultraince bariyerli AlInN/GaN ve ultraince bariyerli AlInN/AlN/GaN/AlN yapılarına sahip 4 numunenin elektron iletim ve manyeto iletim özellikleri incelendi. Özdirençleri 30 – 300 K sıcaklığı arasında, Hall hareketliliği ve Hall taşıyıcı yoğunlukları aynı sıcaklık aralıklarında 0 – 1.4 T manyetik alan altında ölçülmüştür. Hall ölçüm sonuçlarında 2- boyutlu elektron gazı taşıyıcı yoğunlukları ve ilgili hareketlilikler hesaplandı. Sıcaklığa bağımlı Hall ölçüm sonuçları kullanılarak her bir numunenin saçılma analizleri yapıldı. Yapılan saçılma analizleri sonucunda; korelasyon uzunluğu, deformasyon potansiyeli ve kuyu genişliği gibi malzeme ile ilgili parametreler belirlendi.

Bilim Kodu : 202.1.147
Anahtar Kelimeler : GaN, AlN, 2DEG, ultaince bariyer, Hall ölçümleri
Sayfa Adedi : 80
Tez Yöneticisi : Doç. Dr. Sefer Bora LİŞESİVDİN

**ELECTRON AND MAGNETOTRANSPORT INVESTIGATION OF
2- DIMENSIONAL ELECTRON GAS IN ULTRATHIN BARRIER
GaN- BASED HETEROSTRUCTURES
(M.Sc. Thesis)**

Cem GÜNEŞ

**GAZİ UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY
January 2013**

ABSTRACT

In this study, electron and magneto transport properties of 4 different ultrathin barrier AlInN/GaN and AlInN/AlN/GaN/AlN structures were investigated. Resistivities were measured at a temperature of 30 – 300 K, Hall mobilities and Hall carrier densities were measured at the same temperature range with magnetic field intensities 0 – 1.4 T. 2 – dimensional electron gas (2DEG) carrier densities and mobilities are calculated from these measurements. Results of Hall measurements were used to investigate scattering mechanisms of each structure. Also, material related parameters named well width of the quantum well, correlation length and deformation potential were determined with the help of scattering analyses.

**Science Code : 202.1.147
Key Words : GaN, AlN, 2DEG, ultrathin barrier, Hall measurements
Page Number : 80
Adviser : Assoc. Prof. Dr. Sefer Bora LİŞESİVDİN**

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım süresince, sadece bilimsel değil her türlü konuda bilgilerini, görüşlerini ve fikirlerini benimle paylaşan değerli hocam Doç. Dr. Sefer Bora LİŞESİVDİN'e, bilgi ve deneyimlerini hiçbir zaman esirgemeyen değerli hocam Prof. Dr. Mehmet KASAP'a, Üniversitemizin Fotonik Araştırma ve Uygulama Merkezinde her türlü imkanı sağlayan değerli hocam Prof. Dr. Süleyman ÖZÇELİK'e, çalıştığım numunelerin üretildiği Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezinin tüm imkanlarını sağlayan sayın Prof. Dr. Ekmel ÖZBAY'a teşekkürü bir borç bilirim.

Çalışmalarım boyunca, numunelerin ölçülmesi ve analizlerinde yardımda bulunan Hall etkisi labratuvarındaki çalışma arkadaşlarıma, ayrıca tezin yazım hatalarına karşı kontrolünde yardımda bulunan arkadaşım Emine BOYALI'ya emekleri için teşekkür ederim.

Bu zamana kadar verdikleri maddi ve manevi destekleri hiçbir zaman esirgemeyen ve gösterdikleri sabırdan dolayı, babam Ali Rıza GÜNEŞ, annem Zilfi GÜNEŞ ve ablalarım Nurcan DOĞAN, Mihrican ŞİRİNAĞA' ya emeklerinin küçük bir karşılığı olarak bu çalışmayı ithaf ediyorum.

Tabiki küçük tek yeğenim Tuna Akay ŞİRİNAĞA'yı unutmamam gerekir. İyi ki varsın Tuna Akay

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	iv
ABSTRACT	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	x
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	xi
RESİMLERİN LİSTESİ	xiii
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xiv
1. GİRİŞ	1
2. NİTRÜR YARIİLETKEN MALZEMELER.....	8
2.1. Kristal Yapı	8
2.2. Çokluyapı	10
2.3. 2- Boyutlu Elektron Gazı	10
2.4. Elektriksel Özellikler	11
2.5. Isıl ve Kimyasal Kararlılık.....	11
2.6. Kusurlar ve İstemedden Katkılama.....	12
2.7. III-N Epitaksi	13
2.7.1. Nitrür epitakside kullanılan alttaşlar	15
2.8. Materyal Parametreleri.....	16
2.8.1. GaN,InN ve AlN	16
2.8.2. AlInN	18
2.8.3. Safir (Al ₂ O ₃).....	20

Sayfa

3. AlInN/GaN ÇOKLUYAPISI VE ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİ.....	21
3.1. Transistörler	21
3.2. Alan Etkili Transistörler (FET).....	21
3.3. Ohmik Kontak.....	22
3.4. AlInN/GaN Çokluyapısı	23
3.4.1. AlN/GaN	24
3.4.2. GaN/AlN/GaN	25
3.5. AlInN/AlN/GaN/AlN Çokluyapısı	26
3.5.1. AlN tampon tabaka kullanımı	26
3.5.2. AlN aratabaka kullanımı	27
3.6. AlInN/GaN Çokluyapılarında Kutuplanma ve 2DEG	28
3.6.1. GaN yapılarında kutuplanma	29
3.6.2. Doğal kutuplanma ve piezoelektrik kutuplanma.....	30
3.7. Gerginlik	33
4. YARIİLETKENLERDE İLETİM MEKANİZMALARI	35
4.1. Hareketlilik ve Taşıyıcı Hareketliliği.....	35
4.2. Saçılma Mekanizmaları.....	37
4.2.1. Polar optik fonon saçılması.....	37
4.2.2. Akustik fonon saçılması.....	38
4.2.3. Safsızlık saçılması.....	40
4.2.4. Arayüzey bozukluğu saçılması	43
5. DENEYSEL TEKNİKLER	45
5.1. Büyütme Teknikleri	45

Sayfa

5.1.1. Metal organik kimyasal buhar birikimi (MOCVD)	45
5.2. Hall Etkisi ve Ölçüm Sistemi	46
5.3. Hall Etkisi Elektronik İletim Ölçme Sistemi	48
5.4. Numune Hazırlama	49
5.4.1. Ohmik kontak ve kontak üretimi	50
5.5. Akım Voltaj Ölçümleri	52
5.6. Öz direnç ve Hall Etkisi Ölçümleri	52
5.6.1. Öz direnç ölçümleri	56
5.6.2. Hall etkisi ölçümleri	57
6. BULGULAR VE TARTIŞMA	59
6.1. Kristal Büyütme Detayları	59
6.2. Öz direnç ve Hall Etkisi Ölçümleri	60
6.2.1. Öz direncin sıcaklığa bağlı değişimi	61
6.2.2. Hall ölçümlerinin sıcaklığa bağlı değişimi	62
6.2.3. Saçılma analizleri	64
7. SONUÇ VE ÖNERİLER	69
KAYNAKLAR	70
ÖZGEÇMİŞ	79

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 1.1. Çeşitli yarıiletken malzemeler için malzeme parametreleri ve değer katsayıları	2
Çizelge 2.1. Wurtzite yapılı nitrit bileşik yarıiletkenlerle ilgili bazı parametreler .	10
Çizelge 2.2. Nitrür tabanlı tabakada yaygın olarak kullanılan alttaşların avantaj ve dezavantajları.....	15
Çizelge 2.3. GaN, AlN ve InN'e ait önemli yapısal, elektriksel ve optiksel malzeme parametreleri.....	16
Çizelge 2.4. $Al_{1-x}In_xN$ 'e ait önemli yapısal, elektriksel, optiksel parametreleri	18
Çizelge 2.5. Safir (Al_2O_3) 'e ait parametreler	20
Çizelge 3.1. Metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına göre n-tipi veya p-tipi doğrultucu ve ohmik kontak olma şartları.....	23
Çizelge 5.1. Hızlı ısıtma tavlama sisteminde ohmik kontak yapımında kullanılan basamaklar	51
Çizelge 6.1. Numunelerde kullanılan tabakaları ve tabakaların; kalınlıkları, In mol oranları katkılarları.....	60
Çizelge 6.2. Hall verileri kullanılarak yapılmış saçılma analizleri sonrası elde edilen veriler.....	68

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 1.1 Si, GaAs, InGaAs, SiC ve GaN temelli aygıtlar için çalışma frekansına bağlı ortalama çalışma gücü grafiği	5
Şekil 1.2. GaN tabanlı yapıların yıllarına göre yayın sayısı. Veriler Web of Science (ISI) veritabanından alınmıştır	5
Şekil 2.1. Hekzagonal GaN ve benzeri yapılar için kristal yapı	9
Şekil 2.2. GaN'ün safir (Al_2O_3) üzerindeki büyütme mekanizmasının adımları....	14
Şekil 3.1. Klasik bir GaN MESFET yapının şematiği	22
Şekil 3.2. a) AlGaIn/GaN ve b) AlInN/AlN/GaN çokluyapısının denegedeki durumu için band diyagramları.....	24
Şekil 3.3. AlN/GaN çokluyapıda 2DEG yoğunluğunun ve hareketlilikle AlN bariyer kalınlığına bağlı değişimi	25
Şekil 3.4. AlN/GaN heteroyapıda 2DEG yoğunluğunun GaN üst tabaka kalınlığına bağlı değişimi	26
Şekil 3.5. AlInN/GaN ve AlInN/AlN/GaN yapılarda oluşan kuyular içindeki elektronların birinci seviyedeki bulunma olasılıkları. Elektron bulunma olasılıkları yapıların çizgileri ile aynı ama daha koyu olarak gösterilmiştir. Noktalı çizgiler, ilgili bulunma olasılıklarının bulunduğu enerji seviyelerini gösterir. Grafiğin üstü Fermi seviyesine denk gelmektedir.....	28
Şekil 3.6. GaN kristalinde (a) Ga- yüzlü ve (b) N- yüzlü kristal düzenleri	29
Şekil 3.7. Ga-yüzlü (a,b) ve N-yüzlü (c,d) AlInN/GaN çokluyapılarında doğal ve piezoelektrik polarizasyon yönelimleri. Piezoelektrik polarizasyon sadece AlInN tabakası GaN tabakası üzerine gergin yerleşmişse meydana gelir (b,d)	32
Şekil 3.8. Bir çokluyapıda oluşabilecek gerginlik durumları: (a) Gerginlik yok, (b) gerilme gerginliği ve (c) sıkışma gerginliği	33
Şekil 5.1. Manyetik alan altında elektronların hareketi	47

Şekil	Sayfa
Şekil 5.2. (a) 6 kontaklı Hall yapı, (b) 8 kontaklı Hall yapı, (c) yonca yaprağı biçiminde Van der Pauw yapısı ve (d) kare Van der Pauw yapısı	53
Şekil 5.3. Van der Pauw yöntemi kullanılarak öz direnç (a ve b) ve Hall gerilimi (c ve d) ölçümleri için şematik gösterim	54
Şekil 6.1. B2131 kodlu $Al_{0,82}In_{0,18}N/AlN/GaN$ HEMT yapısı. Şekildeki kalınlıklar orantılı değildir	59
Şekil 6.2. $Al_{1-x}In_xN/AlN/GaN/AlN$ HEMT yapılarına ait öz direncin sıcaklığa bağlı değişimi	61
Şekil 6.3. Araştırılan numunler için, (a) Hall hareketliliği ve (b) Hall taşıyıcı yoğunluklarının sıcaklığa bağlı değişimleri	62
Şekil 6.4. (a) B2131, (b) B2132, (c) B2146, (d) B2147 numunelere ait Hall verileri kullanılarak yapılmış saçılma analizleri sonuçları	65

RESİMLERİN LİSTESİ

Resim	Sayfa
Resim 5.1. Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezinde bulunan AIXTRON RF200/4 RF-S MOCVD sistemi.....	46
Resim 5.2. Lakeshore 7700 serisi Yüksek empedans Hall etkisi ölçüm sistemi	49
Resim 5.3. Ohmik davranış gösteren bir numunenin I-V karakterisliği	52

SİMGELER VE KISALTMALAR

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

Simgeler	Açıklama
a, a_0, a_a, a_{ii}	Hekzagonal birim hücre örgü sabiti
α_a	Isıl genleşme katsayısı
b	Fang-Howard ifadesi
B	Manyetik alan
c, c_0	Hekzagonal birim hücre örgü sabiti
c_{LA}	Boyuna ortalama elastik sabiti
c_{TA}	Enine ortalama elastik sabiti
d	Numune kalınlığı
d_k	Kritik kalınlık
e_{ij}	Piezoelektrik sabiti (ij indisli)
ϵ	Dielektrik geçirgenlik
ϵ_j	Gerginlik j yönünde
ϵ_{LA}	Boyuna piezoelektrik katsayısı
ϵ_{TA}	Enine piezoelektrik katsayısı
ϵ_s	Düşük frekans (statik) dielektrik sabiti
ϵ_∞	Yüksek frekans dielektrik sabiti
E	Elektrik alan
E_g	Yasak band aralığı enerjisi
E_D	Verici aktivasyon enerjisi
$F(0)$	Altband köşesi
$F(R_{12,34/23,41})$	Düzeltilme faktörü
F	Lorentz kuvveti
$F_{11(q)}$	Temel Fang-Howard dalga form faktörü
$\hbar$	Planck sabiti
$\hbar\omega_{PO}$	Polar optik fonon enerjisi

Simgeler**Açıklama**

$I_B(\beta)$	Arka plan safsızlık saçılması integrali
J	Akım yoğunluğu
$J_{ab}(k)$	Arayüzey bozukluğu saçılması integrali
$J_{PE}(k)$	Piezoelektrik saçılma integrali
$J_{DP}(k)$	Deformasyon potansiyel integrali
k	Elektron dalgavektörü
k_B	Boltzmann sabiti
k_F	Fermi dalgavektörü
$k_{x,y}$	Büyütme yönüne dik momentum düzlemi
k_z	Büyütme yönüne paralel momentum yönelimi
K	Elektromekaniksel çiftlenim katsayısı
λ_F	Fermi dalgaboyu
Λ	Korelasyon uzaklığı
m_e^*	Elektron etkin kütlesi
m_h^*	Etkin deşik kütlesi
μ, μ_e	Taşıyıcı hareketliliği
μ_{ab}	Arayüzey bozukluğu saçılmasına ait hareketlilik limiti
μ_{ak}	Akustik fononlara ait toplam hareketlilik limiti
μ_{al}	Alaşım saçılmasına ait hareketlilik limiti
μ_{as}	Arka plan safsızlıklarına ait hareketlilik limiti
μ_{dp}	Deformasyon potansiyeline ait hareketlilik limiti
μ_{min}	Materyaldeki en küçük taşıyıcı hareketliliği
μ_{pe}	Piezoelektrik saçılmaya ait hareketlilik limiti
μ_{po}	Polar optik fonon saçılmasına ait hareketlilik limiti
μ_H	Hall hareketliliği
n	Elektron yük yoğunluğu
n_i	Hakiki yarıiletken taşıyıcı yoğunluğu
n_s	2-boyutlu elektron yük yoğunluğu
n_H	Hall taşıyıcı yoğunluğu

Simgeler	Açıklama
$\mathcal{E}$	Deformasyon potansiyeli
P	Deşik yük yoğunluğu
P_{DP}	Doğal polarizasyon
P_{PE}	Piezoelektrik polarizasyon
q_s	2-boyutlu ters perdeleme uzunluğu, perdeleme sabiti
ρ	Kristal yoğunluğu
ρ_0	Manyetik alan yokluğunda öz direnç
ρ_{ij}	Özdirenç tensör (ij indisli)
ρ_p	Polarizasyondan indüklenmiş yük yoğunluğu
$R_{ab,cd}$	4 kontaklı direnç değeri
R_H	Hall katsayısı
S_0	Perdeleme sabiti
τ	İki saçılma arasındaki ortalama zaman
u_I	Boyuna akustik fonon hızı
U_{AL}	Alaşım potansiyeli
v	Sürüklenme hızı
V_H	Gerçek Hall voltajı
X	Alaşım oranı
Z_0	Kuantum kuyu genişliği

Kısaltmalar	Açıklama
2DEG	<i>2-boyutlu elektron gazı</i>
2DHG	2-boyutlu deşik gazı
AD	Ağır deşik
AlN	Aluminyum nitrür
DP	Doğal polarizasyon
e-A	İletim bandı- alıcı seviye geçişi
FET	Alan etkili transistör
GaN	Galyum nitrür
HD	Hafif deşik
HEMT	Hızlı elektron hareketliliğine sahip transistör
HFET	Çokluyapı alan etkili transistör
I-V	Akım – Voltaj
LED	Işık yayan diyot
MBE	Moleküler akı epitaksisi
MESFET	Metal yarıiletken alan etkili transistör
MISFET	Metal yalıtkan alan etkili transistör
MODFET	Modülsayon katkılı alan etkili transistör
MOCVD	Metal organik kimyasal buhar faz epitaksi
PE	Piezoelektrik polarizasyon
RF	Radyo frekans
RIE	Reaktif iyon aşındırma

1. GİRİŞ

Yarıiletken aygıt araştırmaları sırasıyla Ge, Si, SiGe, GaAs yarıiletken malzemelerin kullanılması ile başladı. 1979’da Takashi Mimura’nın GaAs yüksek elektron mobiliteli transistörü icat etmesi ile yarıiletken aygıt araştırmalarında yeni bir dönem başlamıştır [1].

III-Nitrür (N) grubu yarıiletken materyaller üzerinde oldukça yoğun araştırmalar gerçekleştirilmiştir. Bunun sebebi III-N grubu yarıiletkenlerinin fiziksel özelliklerinin Si ve GaAs gibi klasik yarıiletkenlerin fiziksel özelliklerine göre daha iyi olması aygıt fabrikasyonunda daha verimli sonuçlar vermesidir. Çünkü klasik yarıiletkenlere dayalı aygıtlar yüksek sıcaklıkları ve kötü şartları kaldıramazlar. Bu sebepten dolayı, son on yıl içerisinde III-N grubu malzemeler, bileşik yarıiletkenler teknolojisinde ve bilimde oldukça önemli bir yer almıştır ve almaya devam edecektir [2-5].

III-N grubu bileşik yarıiletkenleri GaN, AlN, InN çok güçlü kimyasal bağlara sahiptirler. Bunun sebebide III-N grubu elementleri arasındaki elektronegatifliğin çok farklı olmasıdır. Sahip oldukları;

- yüksek bant aralığı enerjisi,
- yüksek ısı iletkenlik,
- yüksek erime sıcaklığı,
- yüksek elektron doyum hızı,
- yüksek kırılma gerilimi,
- düşük dielektrik sabiti,

gibi üstün malzeme özellikleri nedeniyle III-N grubu nitrür malzemeler çok büyük ilgi görmüştür. Bu özelliklerden dolayı III-N grubu yarıiletken malzemeler, yüksek sıcaklık ve yüksek güçlerde çalışabilen yüksek – frekanslı transistörlerde, mavi/ UV aralığında çalışabilen lazer diyotlarda ve ışık yayan diyotlarda kullanılabilir. Ayrıca III-N grubu yarıiletken bileşiklerinden birisi olan GaN tabanlı yarıiletkenler; askeri

uygulamalarda, radyo frekans (RF) uygulamalarında, güç iletim hatlarında, yüksek frekans entegre devrelerinde, yüksek sıcaklık sensörlerinde, anahtarlama ve otomotiv uygulamalarında kullanılmasıyla ilgi odağı olmuştur.

Çizelge 1.1. Çeşitli yarıiletken malzemeler için malzeme parametreleri ve değer katsayıları [6-9].

Malzeme Parametre	Si	InP	GaAs	4H-SiC	GaN
E _g (eV)	1,12	1,34	1,43	3,26	3,45
μ_n (cm ² /V.s)	1350	5000	8500	1000	1500
v_{sat} (10 ⁷ cm/s)	1	1,5	1	2	2,5
E _{br} (MV/cm)	0,3	0,45	0,4	2,2	2,0
Isıl iletkenlik (W/cm.K)	1,5	0,7	0,5	4,9	1,5
Johnson değer katsayısı [(E _{br} ·v _{sat} /π) ²]	1	3	1,8	215,1	215,1
Baliga değer katsayısı [ε _r ·μ _n ·E _{cr} ³]	1	5,7	14,8	223,1	186,7

Çizelge 1.1'deki malzeme parametrelerine ek olarak yarıiletken aygıt performansını etkileyen malzemelere ait iki tane önemli değer katsayısı vardır.

- 1- Johnson değer katsayısı aygıtın güç-frekans çarpımı için tanımlanmıştır.
- 2- Baliga değer katsayısı aygıttaki iletim kayıplarını en aza indirmek için kritik olan malzeme parametresidir.

GaN tabanlı yarıiletken ve klasik yarıiletken malzemelerin özelliklerinin Çizelge 1.1'de karşılaştırılması ile; GaN'ün Johnson ve Baliga değer katsayıları klasik yarıiletken malzemelere göre daha üstün olduğu görülmektedir.

GaN yarıiletken malzemesinin geleneksel yarıiletken malzemelerle kıyaslandığında önemli üstünlüklerin olmasına rağmen GaN temelli malzemelere uzun yıllar boyunca gereken önem verilmemiştir. Bunun sebepleri; GaN'ün tek kristal şeklinde büyütülmemesi ve p-tipi GaN filmlerinin elde edilmesinin zorluğudur. GaN'ün tek kristal halinde büyütülmemesindeki en büyük etkiye sahip olduğu yüksek erime sıcaklığı ve yüksek denge buhar basıncından dolayı Czochralski veya Bridgeman temelli yöntemlerle büyütülebilmesidir [10,11]. Bu sebeple, GaN aygıt çalışmalarında farklı alttaşlara yoğunlaşmıştır. Mekaniksel, kimyasal dayanıklılığa sahip olması ve ucuza mal olduğu için alttaş olarak safir yaygın olarak kullanılmıştır. Fakat safir ile GaN arasında % 16 örgü uyumsuzluğunun bulunması ve ısı genleşme katsayıları arasında çok büyük fark olması, safir üzerine büyütülen GaN filmlerinin kötü kalitede oluşmasına sebep olmaktadır. Günümüzde SiC ve Si gibi diğer alttaşlar üzerinde çalışmalar yapılmaktadır. SiC, GaN alttaşı ile % 3,5 örgü uyumsuzluğu göstermekle birlikte çok pahalı bir malzemedir. Safir ile GaN arasındaki örgü uyumsuzluğunu gidermek amacı ile safir alttaş ile GaN arasına AlN tampon tabaka büyütülmesinde önerilen bir yöntemdir. AlN tampon tabaka koyulması GaN yüzey morfolojisini düzeltmeye yardımcı olur. Daha sonra AlN yerine GaN kullanılarak daha kaliteli GaN filmleri elde edilerek düşük taşıyıcı yoğunluklu, yüksek hareketlilikli ve yüksek kaliteli tampon tabakalara sahip GaN filmler meydana getirilebilir.

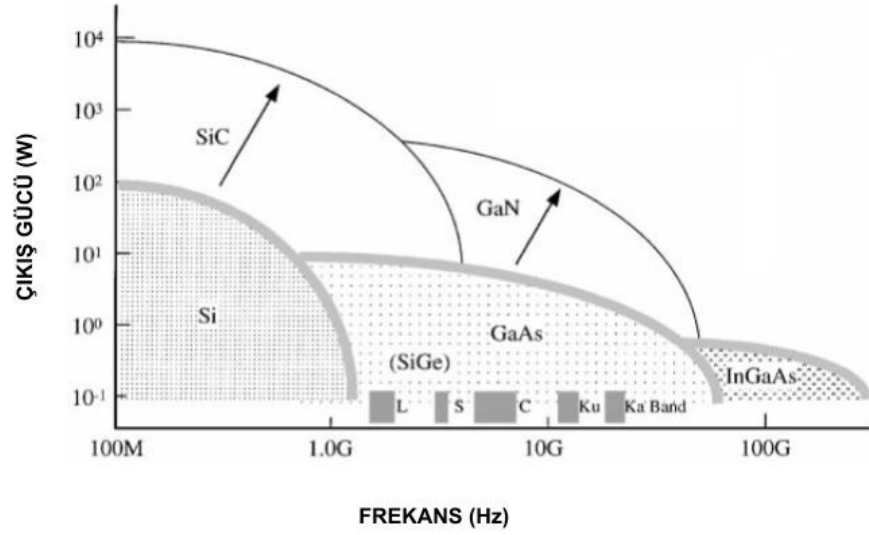
GaN'e önem verilmemesinin bir sebebidir p-tipi GaN elde edilememesidir. Katkılamadan büyütülen GaN filmler genellikle n-tipi iletkenlik göstermektedir. 1988' deki Amano'nun çalışmalarına kadar bu konuda kayda değer bir çalışma yapılamamıştır.

GaN'ün Tarihçesi

GaN ilk olarak sıvı Galyum üzerinden yüksek sıcaklıklarda amonyak (NH_3) geçirilerek Johnson ve arkadaşları tarafından 1930'da sentezlendi [12]. GaN'ün ince film olarak büyütme geçmişine bakıldığında en önemli adım 1960'lı yılların sonunda Manasevit ve arkadaşlarının [13-14], metal organik Ga ve Al kaynaklar kullanarak GaN ve AlN büyütmeyi başarmış olmalarıdır. Bu çalışma günümüzde de GaN-

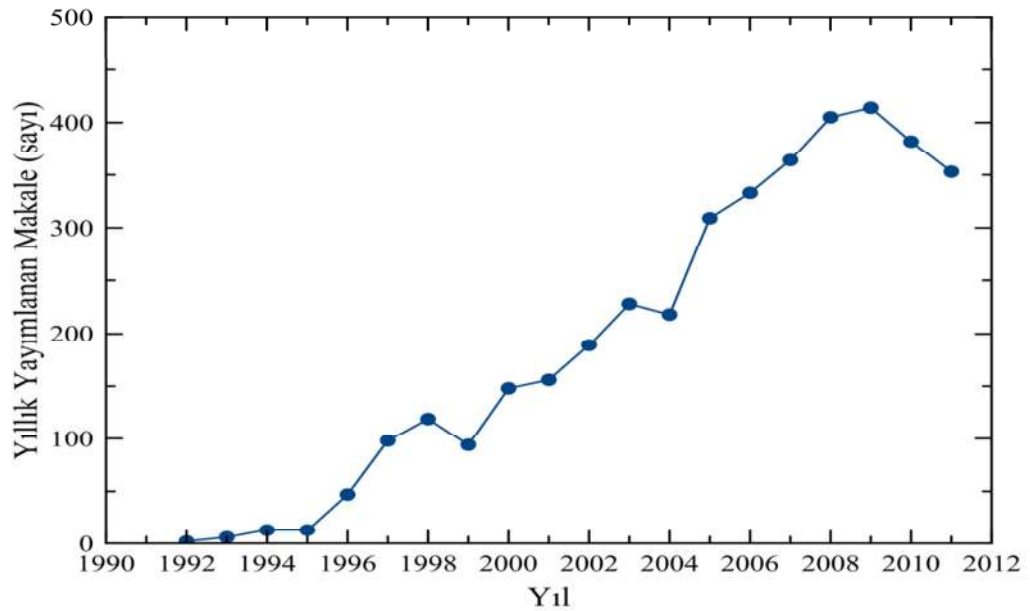
temelli yarıiletken malzemeleri büyütmede kullanılan MOVPE büyütme tekniğinin uygulandığı ilk çalışmadır. Aynı yıllarda, Maruska ve Tietjen'in HVPE (Hydride Vapor Phase Epitaxy) tekniği ile ilk defa GaN tabakalarının safir alttaş üzerine büyütmesi sağlanmıştır. 1971'de Manasevit ve arkadaşları Metal Organik Kimyasal Buhar Birikimi (MOCVD) yöntemini ilk olarak GaN için uygulanmıştır [15]. Bu yöntem günümüzde de epitaksiyel ince film üretmek için kullanılan en yaygın tekniklerden birisidir. Bu çalışmanın ardından Amano ve arkadaşları, 1986'da safir alttaş üzerine düşük sıcaklıklarda AlN daha sonra yüksek sıcaklıklarda GaN büyütürken kristal kalitesini arttırdıklarını bildirdikleri bir çalışma yapmıştır [11]. Günümüzde bu yöntem "iki adımlı büyütme yöntemi" olarak bilinir. Daha sonra 1988'de Amano'nun Mg katkılayarak p-tipi GaN elde ettiklerini duyurması GaN malzeme araştırmalarına azalan ilgiyi arttırmış [16,17] ve optoelektronik cihazların yapımına yol açmıştır. Bu çalışmanın ardından GaN ışık yayan diyotların (LED) yapılmış olması bu çalışmanın önemini bir kez daha göstermiştir. 1991'de Nakamura ve arkadaşları [18] ve Wickenden [19]'in birbirinden bağımsız olarak geliştirdikleri düşük sıcaklıklarda GaN büyütme çalışmaları kristal kalitesini geliştirmede önemli yer almıştır. 1993'de ise Nakamura ve arkadaşları tarafından ilk yüksek parlaklığa sahip GaN LED üretilmiştir [20].

Bu buluşlarla, nitrür yapıların oluşumu alanında ilerlemeler hızlanmıştır ve çok kısa zamanda, yüksek ışık veren mavi diyotlar (LED) ve ilk nitrür tabanlı mor lazer diyot elde edilmiştir [21]. Şekil 1.1'de GaN'ın yüksek güç ve frekans uygulamalarında doldurduğu yer ve önem açıkça görülmektedir.



Şekil 1.1 Si, GaAs, InGaAs, SiC ve GaN temelli aygıtlar için çalışma frekansına bağlı ortalama çalışma gücü grafiği [22].

Şekil 1.1'de görüldüğü gibi GaN diğer yarıiletken malzemelere göre özellikle yüksek frekanslarda yüksek güç sağlayabilmektedir.



Şekil 1.2. GaN tabanlı yapıların yıllara göre yayın sayısı. Veriler Web of Science (ISI) veritabanından alınmıştır

GaN'ün Geleceği

GaN, sahip olduğu özelliklerden dolayı birçok alanda kullanılması optik depolama, UV fotodedektörler ile aşındırıcı, sıcak ya da zorlayıcı ortamlarda çalışabilen cihazların yapımında hem ticari hem askeri standartlar'a izin vermektedir. GaN, sahip olduğu eşsiz özelliklerden şimdi de olduğu kadar gelecekte de önemli bir yer tutacaktır.

Yüksek Elektron Hareketlilikli Transistörler (HEMT)

Yüksek elektron hareketlilikli transistörler, çokluyapı alan etkili (HFET)'ler olarak da bilinir.

İlk HEMT yapısı 1979'da Mimura tarafından ortaya konulmuş ve bu transistörü icat etmesi elektron iletimine dayalı çalışan yarıiletken aygıt araştırmalarında yeni bir dönem açmıştır [1]. GaAs tabanlı HEMT'ler geçmiş 30 yıl içerisinde büyük ilgi görmüştür, fakat sahip oldukları düşük kırılma voltajları ve daha düşük güç sebebiyle diğer materyallere yönelik araştırmalar başlamıştır. Bunun üzerine, sahip olduğu geniş bant aralığı ve elektriksel kutuplanma sebebiyle III-N grubu HEMT'leri yüksek güç ve kırılma voltajlı mikrodalga aygıtlar için geliştirme yoluna girilmiştir.

HEMT'ler yüksek enerjili iletim bantlı bariyer tabakası ve düşük enerji iletim bantlı kanal tabakası arasında heteroeklem yapıya sahiptir. Kanal ve bariyer tabakası arasındaki arayüzeyde iki-boyutlu elektron gazı (2DEG) oluşur. Yüksek güç ve yüksek frekansda aygıtların çalışabilmesi için yüksek yoğunluk ve mobiliteye sahip 2DEG HEMT'ler gerekir [23]

Son yıllarda, AlInN kullanılması Kuzmik' in önerisinden sonra HEMT performansını geliştirmek için AlGaN' ların yerine geçmiştir [24]. AlInN kullanılmasının sebebi; örgü ve polarizasyon uyumlu heteroyapılar elde ederek ve bu yapıların alaşım oranının ayarlanabilmesidir. İndiyum oranı % 18 olarak ayarlandığı zaman, GaN ve alaşım örgü uyumlu olur. Fakat, indiyum yüksek sıcaklıklarda buharlaştığı için In

oranını ayarlamak oldukça zordur. Bu nedenle AlInN/GaN yapıların büyütme koşulları oldukça zor olan yapılardır. Katmanlar arası gerilmelerin olmadığı yapılar oldukları için polarizasyon yükü tümüyle kendiliğinden polarizasyonla belirlenir. Bu sistemlerde kendiliğinden polarizasyon baskın olduğu için AlInN/GaN HEMT yapılarının AlGaIn/GaN HEMT yapılarına göre daha yüksek taşıyıcı yoğunluğuna sahip olduğu görülmüştür[25].

Bu tez çalışmasında Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezi (NANOTAM) Laboratuvarlarında Metal Organik Kimyasal Buhar Birikimi (MOCVD) yöntemiyle büyütülen AlInN/GaN çoklu yapılarının ve AlInN/AlN/GaN/AlN örneklerin, Gazi Üniversitesi Fotonik Araştırma Merkezi Hall Etkisi Laboratuvarında; 0,4 Tesla sabit manyetik alan altında 30 K – 300 K sıcaklık aralığında sıcaklığa bağlı ölçüm ve 0 -1,4 Tesla manyetik alan aralığında her bir sıcaklık adımıyla manyetik alana bağlı olarak öz direnç ve Hall etkisi ölçümleri yapıldı. Elde edilen deneysel veriler ile her bir örnek için ayrı ayrı hareketlilik ve taşıyıcı yoğunlukları hesaplandı. Elde edilen sonuçlara saçılma analizleri yapılarak parametre araştırması yapıldı.

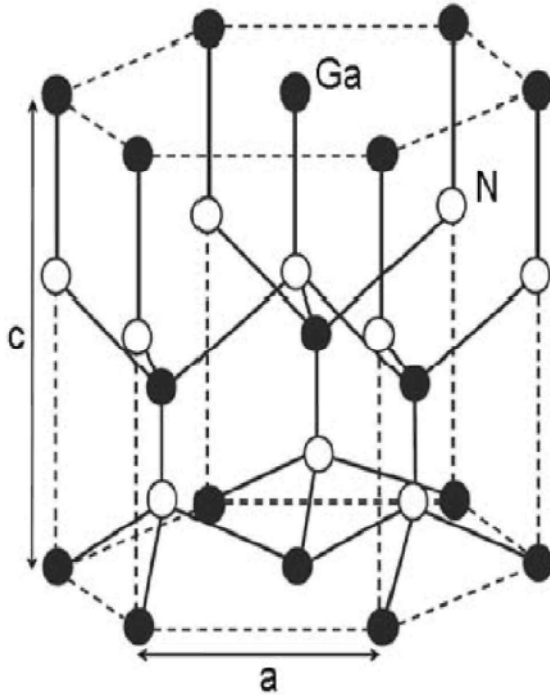
Bu tez çalışması aşağıdaki gibi düzenlenmiştir. Birinci bölümde, III-V grubu yarıiletkenler, GaN, HEMT'ler hakkında kısa bilgi verildi. İkinci bölümde, Nitrür yarıiletkenlerin kristal yapısı, elektriksel ve kimyasal özellikleri ve bu tezde çalışılan alttaşların malzeme parametreleri hakkında bilgi verildi. Üçüncü bölümde, AlInN/GaN çoklu yapıları hakkında bilgi verildi. Dördüncü bölümde, iletim mekanizmaları ve 2DEG'na ait saçılma mekanizmaları incelendi. Beşinci bölümde, deney seti, ölçüm yöntemleri ve analiz teknikleri hakkında bilgi verildi. Altıncı bölümde, Hall etkisi ölçümlerinden elde edilen deneysel veriler tartışıldı. Elde edilen deneysel veriler üzerinde saçılma analizleri gerçekleştirildi ve analizler sonucunda elde edilen elektriksel parametreler hakkında bilgi verildi.

2. NİTRÜR YARIİLETKEN MALZEMELER

2.1. Kristal Yapı

3 Boyutta ve periyodik olarak dizilen atom veya atom gruplarının bir düzen içinde yerleştirilmesiyle oluşan katı yapıya “kristal” denir.

III-N grubu yarıiletkenler hem wurtzite hemde zincblende yapıda kristalleşirler. GaN ve InN’ün kübik bir alt tabaka üzerine büyütüldüğünde zincblende yapı aldığı gözlemlenirken III-V nitritlerin her biri için dengedeki kristal yapı wurtzite (hekzagonal) yapıdır. Zincblende ve wurtzite yapıların her ikisinde, III-N grup malzemelerin, her atomun karşıt türden dört atomla düzenlendiği iç içe girmiş örgülerdir. Bu yapılar sıkı paketlenmiş yapılar olarakta bilinir. En yakın komşu uzaklıkları neredeyse aynıdır. Sadece bağlı ikinci en yakın komşu uzaklıkları farklılık gösterir. Bu da wurtzide ve zincblende GaN fazlarının fiziksel özelliklerinde benzerliği açıklar. Wurtzite yapı altıgenin taban kenar uzunluğu “ a ”, altıgen prizmanın yüksekliği “ c ” ve (0001) eksenini boyunca anyon-kasyon bağ uzunluğu olarak ifade edilen “ u ” parametresi ile tanımlanır. Şekil 2.1’de bu yapıya ait birim hücre görülmektedir. InN, GaN ve AlN farklı katyonlara ve farklı iyonik yarıçaplara sahiptir. Bu yüzden bu malzemelerin örgü sabitleri, bant aralıkları ve bağlanma enerjileri farklılık gösterir.



Şekil 2.1. Hekzagonal GaN ve benzeri yapılar için kristal yapı

GaN, AlN, InN gibi tek kristallerin büyütülmesindeki zorluklardan biri önceden de belirtildiği gibi aynı kristal örgüsüne sahip ve ısı olarak bu yarıiletkenlere uyumlu bir alt tabaka'nın olmamasıdır. GaN, AlN ve InN ilk olarak (0001) yönelimli olacak şekilde safir üzerine büyütülmüştür [26]. III-V nitrürler GaAs, NaCl, InP, TiO_2 ve MgO üzerine' de büyütülmüştür.

Safir alt tabakaların tercih edilmesi, ucuz ve kolay temin edilmesine, hekzagonal simetrisine, işlenmesinin ve büyütme öncesi temizliğinin kolay olmasına bağlanabilir. Ayrıca safirin erime noktası 2040°C olduğundan yüksek sıcaklıklarda bile aşırı kimyasal kararlılığa sahiptir. Ancak safir ticari uygulamalar için ideal bir alt tabaka değildir. Bunun nedeni safir ile III-V grubu yarıiletken nitrürler arasındaki büyük örgü uyumsuzluğundan ve ısı genleşme katsayısından ($\approx \% 34$) kaynaklanan ($\approx \% 14-16$) yüksek dislokasyon yoğunluğu oluşumudur [27]. Büyütme ne kadar dikkatli yapılırsa yapılsın dislokasyonların oluşumu engellenemez. Bu olumsuzluğu en aza indirmek için tampon tabaka kullanılır. Safir yüzey üzerine GaN

büyütülürken AlN tampon tabaka kullanılması GaN'deki mevcut elektron konsantrasyonunu azaltırken hareketliliği artırmaktadır.

Çizelge 2.1 Wurtzite yapılı nitrit bileşik yarıiletkenlerle ilgili bazı parametreler [28].

	Birim	InN	GaN	AlN
Örgü sabiti a (300 K)	°Å	3,540	3,189	3,112
Örgü sabiti c (300 K)	°Å	5,705	5,185	4,982
Erime noktası	K	2146	2791	3487
Isıl genleşme katsayısı α_a	$10^{-6}K^{-1}$	3,80	5,59	4,15
Isıl iletkenlik (300 K)	$Wcm^{-1}K^{-1}$	1,76	4,10	5,90

2.2. Çokluyapı

Farklı bant aralıklarına sahip iki veya daha fazla yarıiletken malzemeden oluşan yapılar “çokluyapı” olarak adlandırılır. Örneğin çokluyapı, $Al_xGa_{1-x}N$ yarıiletkenin GaN yarıiletken üzerine büyütülmesi sonucu oluşan yapı’dır. Bu şekilde oluşturulan yapılar sayesinde elektron ve deşiklerin hareketi kontrol edilebilir. Bu özellik elektronik ve optoelektronik uygulamalar için oldukça önemlidir [29]. İdeal bir çokluyapının hazırlanabilmesi için farklı türden malzemelerin aynı kristal yapıya veya aynı simetriye sahip olması gerekir. Bu gereksinim III-V yarıiletkenler tarafından sağlanmaktadır.

2.3. 2 -Boyutlu Elektron Gazı

Yarıiletkenlerde elektronlar veya deşikler üç boyutta hareket edebilir. Ancak hareketin belirli bir yönde sınırlanması durumunda elektronlar, sadece bir düzlem boyunca hareket eder; düzleme dik yönde hareket edemezler. Bu şekilde taşıyıcılar potansiyel bir kuyuda tuzaklanır. Tuzaklanan taşıyıcının türüne bağlı olarak, 2DEG

(2 Boyutlu Elektron Gaz) veya 2DHG (2 Boyutlu Deşik Gaz) oluşur. MOSFET, HEMT vb. birçok uygulama 2DEG iletimini esas alır [30].

2.4. Elektriksel Özellikler

Elektriksel özellikler; yarıiletkenlerdeki safsızlıklar, safsızlık seviyeleri, yoğunlukları, büyütme şartları ve katkı miktarı gibi etkenler tarafından değişir. Bu elektriksel özellikler Hall etkisi ve DLTS gibi ölçüm sistemleriyle tayin edilebilir.

III-Nitürler ve alaşımları, α -AlN için 6,2 eV, α -GaN için 3,4 eV'a ve α -InN (hekzagonal InN) için 1,9 eV değerlerinde direkt yasak enerji aralıklı kararlı sistemler oluştururlar. GaN, hekzagonal yapıya sahip olduğundan, band yapısının anizotropik olarak şekillenmesini sağlayan düşük seviyeli bir simetriye sahiptir. Değerlik bandı üç altbanda ayrılmıştır [31]. İletkenlik bandı periyodik özellik gösterdiğinden, elektron etkin kütleleri izotropiktir; deşik etkin kütleleri k_z ve $k_{x,y}$ düzlemleri biribiri ile yüksek anizotropik özellik gösterdiğinden hesabı zordur [32,33]. Bunun yanı sıra büyütme şartlarından meydana gelen kristal gerilmeleri de değerlik bandının yapısını periyodiklikten saptırır. Bunun gibi ortaya çıkacak birçok etki, GaN ve diğer III-N grubu yarıiletken ve alaşımların elektriksel özelliklerini etkiledikleri için oldukça önemlidir.

2.5. Isıl ve Kimyasal Kararlılık

III-N materyalleri sahip oldukları yüksek ısı ve kimyasal dayanıklılıktan dolayı, yüksek sıcaklıkta, kötü ve aşındırıcı ortamlarda çalışabilen cihaz yapımında imkan sağlamaktadır. III-N materyalleri, Si ve GaAs gibi diğer yarıiletkenlerle karşılaştırıldıklarında, geniş band aralığına ve yüksek bağ enerjisine sahiptir. GaAs 6,52 eV/bağ, GaN 8,92 eV/bağ, AlN 11,52 eV/bağ enerjisine sahiptir [34].

III-V yarıiletken grupları arasında güçlü bağların olması kötü şartlarda, yüksek sıcaklıklarda çalışmasına izin verirken, yapıların işlenebilirliğinin zorlaşmasına sebep olur.

Yüksek kimyasal kararlılıklarından dolayı c-yüzlü GaN kristalini aşındırabilecek ıslak bir aşındırıcı bulunmamaktadır. En güçlü asitler bile sadece yüzeydeki oksit tabakasını kaldırabilmektedir. AlN kristali için ise kuru aşındırma yöntemi kullanılmaktadır. Reaktif iyon aşındırma (RIE) gibi yöntemler, bir plazma içindeki yüksek enerjili iyonları fiziksel olarak malzemeye çarptırıp bağları koparma yöntemi ile çalışır. Bu tip aşındırma yöntemler, Cl-temelli kimyasallar ile III-nitrür aşındırmada kullanılırlar [34]. Bu yöntemin dezavantajı, GaN için yüksek aşındırıcılığa sahip olmasıdır [35]. Bu yüzden aşındırılan yüzeyde bozukluklar oluşabilmektedir. AlInN/GaN çoklu yapılarının yüzeyindeki bu tür bozukluklar cihaz performansında sorunlara sebep olabilir.

2.6. Kusurlar ve İstemedi Katkılama

Kristalin fiziksel özelliklerini etkileyen kristal yapı kusurları; noktasal, çizgisel ve bölgesel kusurlar olmak üzere üç grupta incelenebilir [36,37]. Noktasal kusur, bir atomun kendi örgü noktasında bulunmamasından kaynaklanan boşluk kusuru ve kristal yapı oluşurken kristal örgüde olmaması gereken yabancı bir atomun kristal yapıya yerleşmesi ile oluşan yabancı atom kusurlarından oluşur. Noktasal kusurların III-V grubu yarıiletken cihazlarda, cihaz performansını azalttığı birçok çalışmada incelenmiştir [38,39]. Çizgisel kusurlar ise aynı çizgide bulunan atomların oluşturduğu kusurlar olup vida kusuru ve kenar çizgisel kusuru olarak ikiye ayrılır.

Elektronik özellikleri etkileyen, büyütme esnasında kullanılan kimyasal gazlardan meydana gelen kusurlar safsızlıklar olarak adlandırılır ve bu katkı “istenmeyen katkı” olarak bilinir.

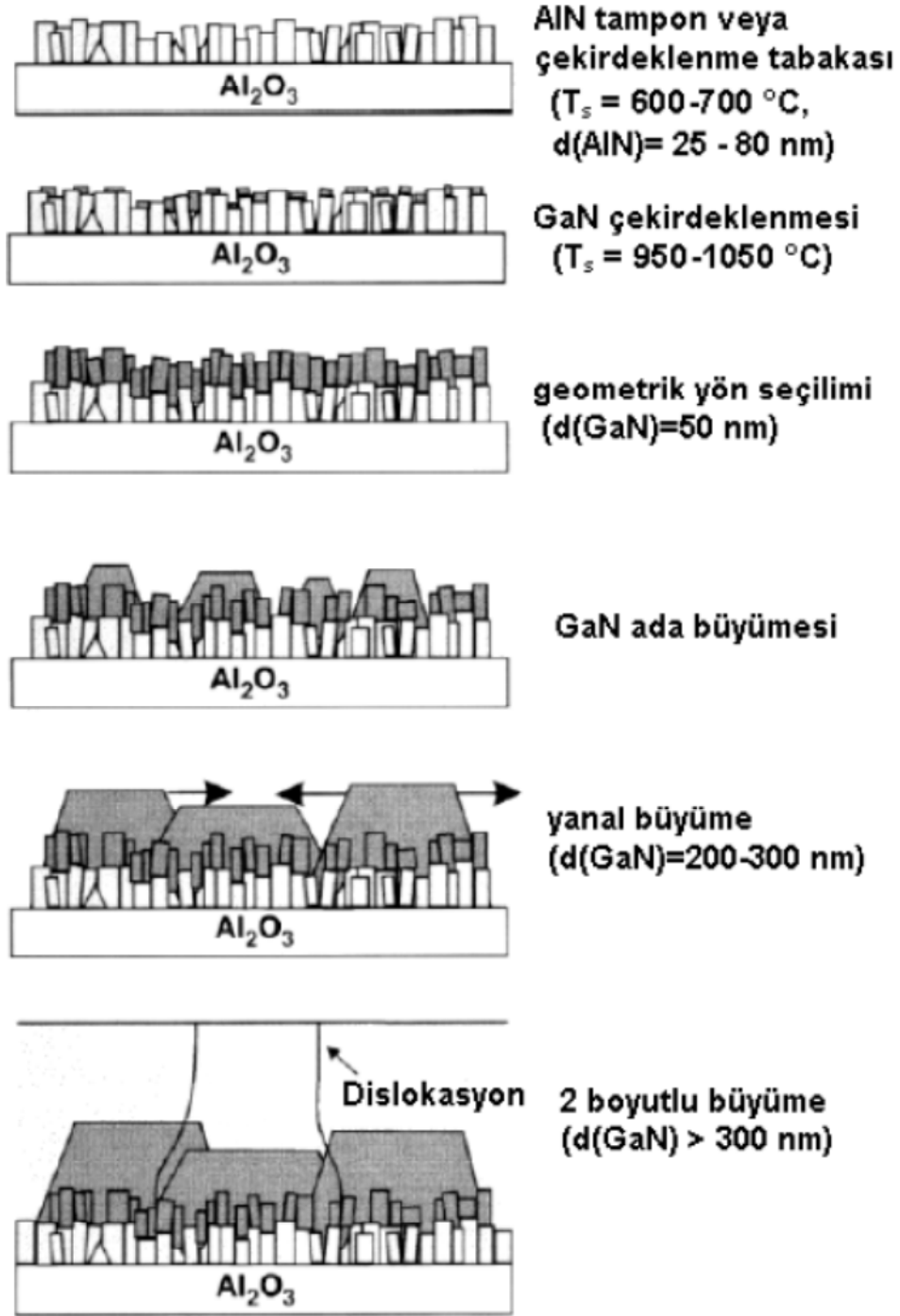
Kusurlar ve istenmedi katkılama, malzemenin elektronik ve optik özelliklerini etkiler. GaN malzemesinde galyum ve azot boşlukları (V_{Ga} , V_N) asıl olan bozukluklardır. Katkılanmamış GaN, bu tür bozukluklardan dolayı n-tipi iletkenlik gösterir [40].

2.7. III-N Epitaksi

Tek kristal üzerine kristal büyütme işlemine “epitaksi” denir. Büyütme işlemi, film ve alttaşın aynı tür malzeme olması durumunda homoepitaksi, farklı tür malzeme olması durumunda ise heteroepitaksi olarak adlandırılır. GaN temelli malzemeler için kolay elde edilebilir, yüksek kaliteli ve büyük miktarlarda tek kristal GaN alttaşları üretilemediği için GaN ve diğer nitrür alaşımlarının ince film büyütme işlemleri heteroepitaksiyel yöntemle yapılır. Yüksek kristal kalitesine sahip çoklu yapıların oluşturulmasında yaygın olarak kullanılan kristal büyütme teknikleri MBE (Moleküler Demet Epitaksi) ve MOCVD (Metal Organik Kimyasal Buhar Birikimi) teknikleridir. Bu tez çalışmasında incelenen numuneler MOCVD tekniği ile büyütülmüştür.

Epitaksiyel olarak GaN’ün safir üzerindeki büyütme mekanizmasına ilişkin adımlar Şekil 2. 2’ de gösterilmiştir. Bu adımlar sırasıyla;

- 1) Düşük sıcaklıkta ince bir AlN tabakası büyütülerek çekirdeklenme kristallerinin oluşturulması,
- 2) Kristal sütunlarının kristalografik yöneliminin geometrik olarak belirlenmesi,
- 3) Yüksek sıcaklıkta GaN büyümesiyle ada oluşumu,
- 4) Yüksek yanal büyüme hızı sayesinde adaların birleşmesi,
- 5) İki boyutlu büyüme ile sonuçlanması şeklinde açıklanabilir [41].



Şekil 2.2. GaN' ün safır (Al_2O_3) üzerindeki büyütme mekanizmasının adımları

2.7.1. Nitrür Epitakside Kullanılan Alttaşlar

GaN-temelli büyütmeler, GaAs temelli büyütmeler kadar kolay olmaz [42]. Çünkü GaAs temelli büyütmeler GaAs alttaşlar üzerine büyüme yapılırken örgü uyumsuzluğu yaşanmamaktadır. Alttaş seçimi için bazı kriterler mevcuttur. Bunlardan bazıları; kullanılan tabaka ile alttaş arasında örgü uyumsuzluğu ve ısı genleşme katsayıları'dır.

Çizelge 2. 2 Nitrür tabanlı tabakada yaygın olarak kullanılan alttaşların avantaj ve dezavantajları [29].

Alttaş	Avantajları	Dezavantajları
Safir (Al_2O_3)	-Düşük maliyet -Yaygın olarak bulunabilme -Yüksek sıcaklıklarda kararlılık -Kolay temizlenebilme	-Çok zayıf ısı iletkenlik -GaN ile örgü uyumsuzluğu
SiC	-Yüksek ısı iletkenlik -GaN ile düşük örgü uyumsuzluğu	-Yüksek maliyet -Yüksek kusur yoğunluğu (mikroborular ve vida türü bozukluklar)
Si	-Düşük maliyet -Yaygın olarak bulunur. -Si temelli mikroelektronik aygıtlarla entegrasyonu	-GaN ile yüksek örgü uyumsuzluğu -GaN ile yüksek ısı uyumsuzluk -Zayıf ısı iletkenlik

2.8. Materyal Parametreleri

2.8.1. GaN, InN, AlN

Bu çalışmada kullanılmış olan GaN, InN, AlN alttaşların materyal parametreleri Çizelge 2. 3' de verilmiştir.

Çizelge 2. 3 GaN,AlN ve InN'e ait önemli yapısal, elektriksel ve optiksel malzeme parametreleri [43-52].

Parametre	GaN	AlN	InN
Kristal yapısı	Hekzagonal	Hekzagonal	Hekzagonal
Simetri grubu	$P6_3mc(C_{6v}^4)$	$P6_3mc(C_{6v}^4)$	$P6_3mc(C_{6v}^4)$
Koordinasyon geometrisi	Tetrahedral	Tetrahedral	Tetrahedral
Yasak enerji aralığı [eV]	3,5	6,2	0,7
cm ³ 'deki atom sayısı	$8,9 \times 10^{22}$	$9,58 \times 10^{22}$	$6,4 \times 10^{22}$
Debye sıcaklığı [K]	600	1150	660
Yoğunluğu [g/cm ³]	6,15	3,23	6,81
Elektron mobilitesi [cm ² /V.s]	≤ 1000	≤ 300	≤ 3200
Deşik mobilitesi [cm ² /V.s]	≤ 200	≤ 14	-
Kırılma alanı [V/cm]	5×10^6	$1,2-1,8 \times 10^6$	-
Elektron difüzyon katsayısı [cm ² /s]	≤ 25	≤ 7	≤ 80
Deşik difüzyon katsayısı [cm ² /s]	≤ 5	$\leq 0,3$	
Elektron ısı hızı [m/s]	$2,6 \times 10^5$	$1,85 \times 10^5$	$3,4 \times 10^5$
Deşik ısı hızı [m/s]	$9,4 \times 10^4$	$4,1 \times 10^4$	9×10^4
Statik dielektrik sabiti	8,9	8,5	15

Çizelge 2. 3. (Devam) GaN, AlN ve InN'e ait önemli yapısal, elektriksel ve optiksel malzeme parametreleri [43-52]

Parametre	GaN	AlN	InN
Yüksek frekans dielektirik sabiti	5,35	4,77	8,4
Elektron etkin kütlesi	0,2 m_0	0,4 m_0	0,07-0,26 m_0
Deşik etkin kütlesi	1,25 m_0	3,53 m_0	0,65 m_0
Ağır deşik etkin kütlesi	1,4 m_0	10,42 m_0	1,63 m_0
Hafif deşik etkin kütlesi	0,3 m_0	0,24 m_0	0,27 m_0
Elektron ilgisi [eV]	4,1	0,6	5,8
Örgü sabiti (a) [nm]	0,3189	0,311	0,354
Örgü sabiti (c) [nm]	0,519	0,498	0,57
Optik fonon enerjisi [meV]	91,2	99,2	73
A için Isıl iletkenlik katsayısı [K^{-1}]	$5,59 \times 10^{-6}$	$4,2 \times 10^{-6}$	$3,8 \times 10^{-6}$
C için Isıl iletkenlik katsayısı [K^{-1}]	$3,17 \times 10^{-6}$	$5,27 \times 10^{-6}$	$2,9 \times 10^{-6}$
LA-fonon hızı [ms^{-1}]	$6,56 \times 10^{-3}$	-	-
Elektron dalga vektörü [m^{-1}]	$7,3 \times 10^{-8}$	-	-
Elektromanyetik çiftlenim katsayısı	0,039	-	-
LA-elastik sabiti [Nm^{-2}]	$2,65 \times 10^{11}$	-	-
TA-elastik sabiti [Nm^{-2}]	$0,44 \times 10^{11}$	-	-
Doğal polarizasyon (P_{sp}) [C/m^2]	-0,029	-0,081	-0,032
e_{33} [C/m^2]	0,73	1,46	0,81-1,09
e_{31} [C/m^2]	-0,49	-0,6	-0,45
Elastik sabiti C_{11} [GPa]	390	410	190

Çizelge 2. 3. (Devam) GaN, AlN ve InN'e ait önemli yapısal, elektriksel ve optiksel malzeme parametreleri [43-52]

Parametre	GaN	AlN	InN
Elastik sabiti C_{12} [GPa]	145	149	104
Elastik sabiti C_{12} [GPa]	106	99	121
Elastik sabiti C_{12} [GPa]	398	389	182

2.8.2. AlInN

$Al_{1-x}In_xN$ 'e ait parametreler, tezdeki numunelerin içerdiği $x = 0,18$ durumu için, Çizelge 2. 3 ve Çizelge 2. 4'deki veriler Vegard yasası kullanılarak hesaplanmıştır.

Çizelge 2. 4 . $Al_{1-x}In_xN$ 'e ait önemli yapısal, elektriksel, optiksel parametreleri

Parametre	$Al_{0,18}In_{0,82}N$
Kristal yapısı	Hekzagonal
Simetri grubu	$P6_3mc(C_{6v}^4)$
cm^3 'deki atom sayısı	$6,24 \times 10^{22}$
Debye sıcaklığı [K]	1062
Yoğunluğu [g/cm^3]	3,87
Kırılma alanı	$0,984-1,48 \times 10^6$
Elektron difüzyon katsayısı [cm^2/s]	20,14
Deşik difüzyon katsayısı [cm^2/s]	0,25
Elektron ısı hızı [m/s]	$2,13 \times 10^5$
Deşik ısı hızı [m/s]	5×10^4

Çizelge 2.4. (Devam) $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{N}$ 'e ait önemli yapısal, elektriksel, optiksel parametreleri

Parametre	$\text{Al}_{0,18}\text{In}_{0,82}\text{N}$
Statik dielektrik sabiti	9,7
Yüksek frekans dielektrik sabiti	5,4
Elektron etkin kütlesi	0,35 m_0
Deşik etkin kütlesi	3,01 m_0
Ağır deşik etkin kütlesi	8,9 m_0
Hafif deşik etkin kütlesi	0,25 m_0
Elektron ilgisi [eV]	1,54
Örgü sabiti (a) [nm]	0,319
Örgü sabiti (c) [nm]	0,51
Optik fonon enerjisi [meV]	94,5
A için Isıl iletkenlik katsayısı [C^{-1}]	4,13
C için Isıl iletkenlik katsayısı [C^{-1}]	4,84
Doğal polarizasyon [C/m^2]	-0,012
e_{33} [C/m^2]	1,34-1,4
e_{31} [C/m^2]	-0,57

2.8.3. Safir (Al_2O_3)

Çizelge 2. 5. Safir (Al_2O_3)'e ait parametreler [53,54]

Parametre	Al_2O_3
Kristal yapısı	Hekzagonal-Rombohedral
Koordinasyon geometrisi	Oktahedral
Cm'deki atom sayısı	$2,35 \times 10^{22}$
Erime sıcaklığı [$^{\circ}\text{C}$]	2030
Yoğunluğu [g/cm^3]	3,98
Kırılma alanı [V/cm]	4×10^5
Özdirenç [cm]	$10^{11} - 10^{16}$
a örgü sabiti [nm]	0,476 nm
c örgü sabiti [nm]	1,3 nm
a için ısı iletkenlik katsayısı [C^{-1}]	$5,0 \times 10^{-6}$
c için ısı iletkenlik katsayısı [C^{-1}]	$9,03 \times 10^{-6}$

3. AlInN/GaN ÇOKLUYAPISI VE ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİ

3.1. Transistörler

Transistörler, elektronik sinyalleri kuvvetlendirmek için kullanılan zıt yöndeki bir iletkenlik bölgeyle ayrılmış, belirli iki iletkenlik bölgesinden oluşan küçük bir elektronik devre elemanıdır.

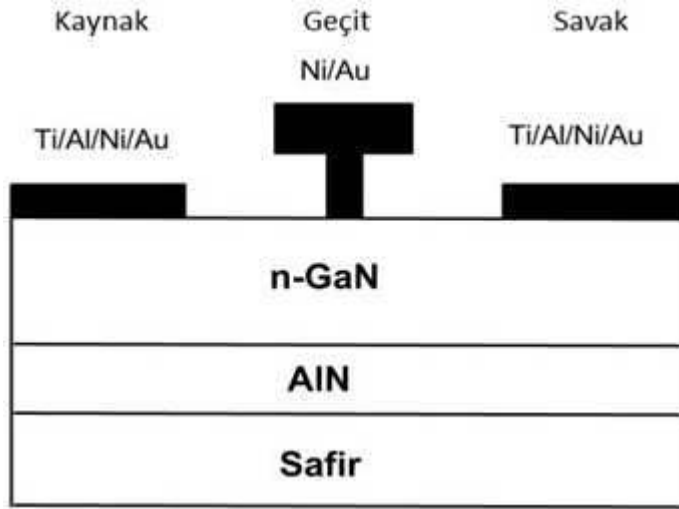
Transistörler, bilgisayarların yapısında, televizyon alıcılarında, işitme aygıtlarının yapısında kullanılır.

3.2. Alan Etkili Transistörler (FET)

Alan Etkili Transistörler (FET) yüksek empedansa sahip olmaları sebebiyle, elektronik endüstrisinde çok kullanılır. Üretimi ise, iki kutuplu kavşak transistörlerden (BJT) çok daha kolaydır. FET'lerin BJT'ye göre avantajları;

- BJT'lerde geçiş empedansı $2\text{ k}\Omega$ iken FET'lerde $100\text{ M}\Omega$ 'dur.
- Anahtar olarak kullanıldığında sapma eğilimi yoktur.
- Radyasyon etkisi yoktur.
- Daha az gürültülü çalışırlar.
- Isısal değişimlerden etkilenmezler.
- BJT'lere göre daha küçük olması sebebiyle entegrelerde daha çok kullanılır.

Metal Yarıiletken Alan Etkili Transistörler (MESFET), yarıiletken üstüne direkt büyütülen metal ile oluşturulur. Kanal, Si ile katkılanarak n-tipi haline getirilmiştir ve geçit ile modüle edilebilir. Kapı metal, Pt/Au veya Ni/Au'dan Schottky diyodu oluşturulacak şekilde büyütülmüştür.



Şekil 3. 1. Klasik bir GaN MESFET yapının şematığı

MESFET’lerde geçit kontağından yarıiletken taşıyıcı sızdırma sebebiyle, geçit ile yarıiletken arasına oksit eklenmesiyle Metal Oksit Alan Etkili Transistör (MOSFET) ya da yalıtkan malzeme eklenerek Metal Yalıtkan Alan Etkili Transistör (MISFET) yapılar oluşturulur.

MESFET, MOSFET, MISFET yapıları tekli yapılardır. Yani transistörün aktif kısmı tek bir materyal içerir.

Heteroyapılı FET (HFET) olarak da bilinen yüksek elektron mobiliteli transistör (HEMT) [55], kanaldaki iyonize safsızlıkları ayırmaya olanak sağladıklarından dolayı bariyer görevi gören bir katman ile altındaki katman arasında 2DEG oluşumuna yol açan transistörlere denir. Bu yapılarda oluşan 2DEG’deki elektronlar yüksek hareketliliğe sahiptir. Hareketlilik değerleri GaAs’e göre düşük olmasına rağmen taşıyıcı yoğunluğunun yüksek olması ile yapılan çalışmalar önem arz etmektedir.

3.3. Ohmik Kontak

Metal ve yarıiletken arayüzeylerin veya kontakların oluşumu ohmik ve Schottky kontaklar olmak üzere iki tiptedir. Kontaklar, cihaz performansını etkileyen önemli

elemanlardır. Ohmik veya doğrultucu kontak olmasını iş fonksiyonu belirler. İş fonksiyonunun, doğrultucu ve ohmik kontak'a olan ilişkisi Çizelge 3.1'de gösterilmiştir.

Çizelge 3.1. Metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına göre n-tipi veya p-tipi doğrultucu kontak ve ohmik kontak olma şartları

Kontak türü	n-tipi	p-tipi
Doğrultucu kontak	$\Phi_s < \Phi_m$	$\Phi_m < \Phi_s$
Ohmik kontak	$\Phi_m < \Phi_s$	$\Phi_s < \Phi_m$

GaN üzerine yapılan ilk ohmik kontak çalışmaları Al veya Au metalizasyonu ile yeterli olacağı yönündedir [56]. Fakat bu kontaklar çok yüksek kontak direncine sahiptir. Ohmik kontaklar, düşük kontak direncinde olumlu sonuçlar gösterir.

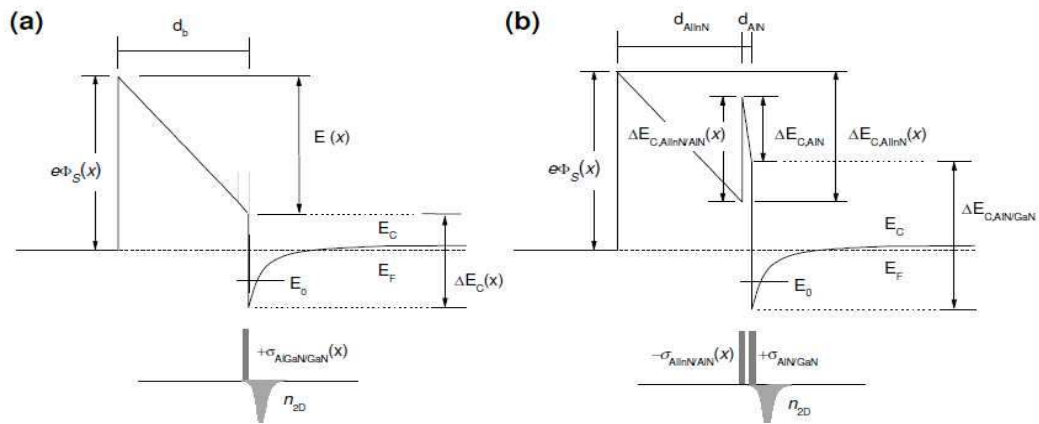
Lin ve arkadaşları çalışmalarında temel olarak, n-tipi GaN için Ti/Al temelli çok katmanlı ohmik kontak şeması geliştirdiler [57]. Oluşturdukları Ti/Al/Ni/Au kontaklar, $10^{-7} \Omega\text{cm}^{-2}$ 'den daha küçük kontak direncine sahip olmuştur. Bu tez kapsamında yapılan çalışmalarda bu yöntem esas alınarak Ti/Al/Ni/Au kontak yapısı üzerinde işlemler yapılmıştır.

3.4. AlInN/GaN Çokluyapısı

AlInN ve GaN materyaller farklı bant aralıklarına sahip yarıiletkenlerdir. Bu materyallerden oluşan AlInN/GaN çoklu yapısında kuvantum kuyusunun oluşabilmesi için yeterli bant devamsızlığının bulunması gerekir. Bu bant devamsızlıklarının aynı momentum değerinde olması sebebiyle bu iki yarıiletken arasında kuvantum kuyusu ve dolayısıyla 2DEG oluşur [58,59].

AlInN/GaN yapısı hekzagonal GaN kristali üzerine hekzagonal AlInN kristal yapısı büyütülmesiyle oluşur. Bu iki hekzagonal yapının (GaN ve AlInN) Fermi seviyeleri

farklı olduğundan yeni yapı oluşurken her ikisinin de Fermi seviyeleri aynı seviyeye gelecek şekilde düzenlenir. Bu aşamada, AlInN ve GaN katmanlarının iletkenlik ve değerlik bantları Fermi seviyeleri aynı seviyeye gelene kadar bükülmeleri gerekir. Bu esnada GaN'ın iletkenlik bandı, tüm iletimin olduğu Fermi seviyesinin altına iner. Bu Fermi seviyesinin altında kalan yeri elektronlar doldurur. Elektronlar biriktikçe elektrik alan oluşacak ve valans bandı ile iletim bandı bükülmeye başlayacaktır. Bükülen bantlar büyüklüğü birkaç nanometre olan üçgenimsi kuantum kuyusunun oluşmasına sebep olur ve bu kuyunun büyüklüğü birkaç nanometre mertebesinde. Buna bağlı olarak, birinci enerji seviyesi (ikinci enerji seviyesinde olabilir), Fermi seviyesinin altında kalır. İki boyutlu iletimin hepsi birinci ya da ikinci enerji düzeyindeki elektronlar tarafından gerçekleşir. Şekil 3.2'de AlGaN/GaN ve AlInN/AlN/GaN çoklu yapısının denge durumundaki band diyagramları verilmiştir.

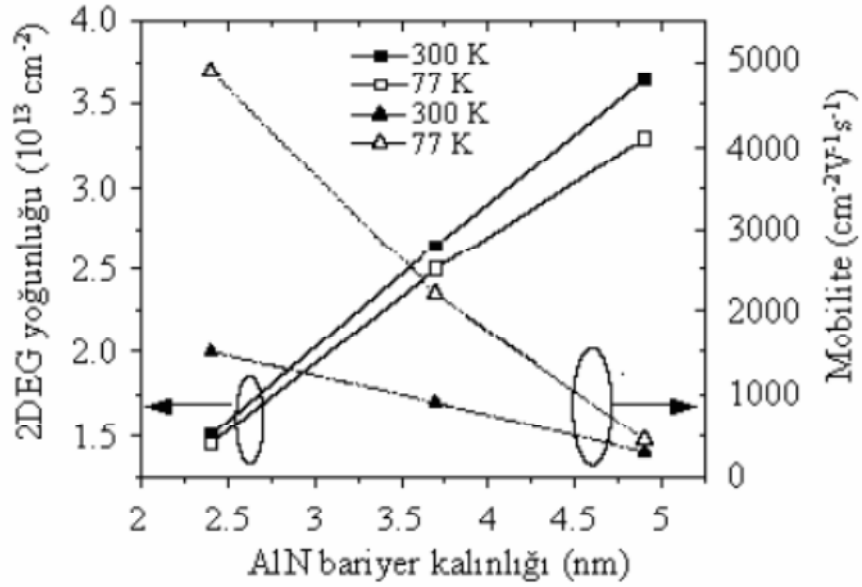


Şekil 3.2. a) AlGaN/GaN ve b) AlInN/AlN/GaN çokluyapısının dengedeki durumu için band diyagramları

3.4.1. AlN/GaN

AlN yapısı bileşik yarıiletken olduğundan AlN/GaN heteroyapısında alaşım düzensizliği yoktur. Alaşım saçılmasının olmayışı yapıda güçlü polarizasyon oluşumuna ve yapının yüksek mobilité ve taşıyıcı yoğunluğu değerlerine ulaşmasını

sağlar. Simülasyon sonuçları 10 nm'den daha kalın bariyerler için $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 'lik taşıyıcı doyum değerine ulaşılabilirdiğini göstermiştir [60].

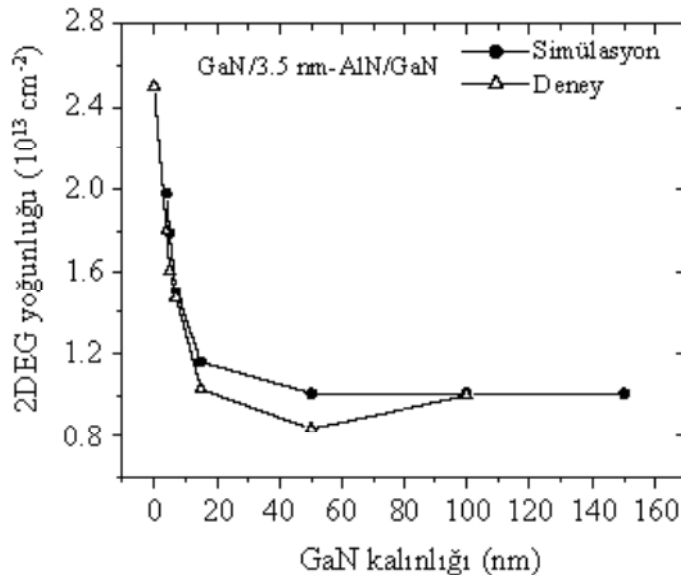


Şekil 3.3. AlN/GaN çokluyapıda 2DEG yoğunluğunun ve hareketlilikle AlN bariyer kalınlığına bağlı değişimi [60, 61]

Şekilde AlN/GaN heteroyapısında ölçülen hareketlilik ve taşıyıcı yoğunluklarının bariyer kalınlığına bağlı değişimi verilmiştir. Kalınlığa bağlı olarak taşıyıcı yoğunluğunun arttığı, hareketliliğin azaldığı görülmüştür. Hareketliliğin azalma, 2DEG'in ara yüzeye doğru itilmesi ve ara yüzey pürüzlülüğü saçılmasının etkisiyle açıklanmıştır. Mobilitenin azalmasına bir diğer sebep; AlN tabakasında çok büyük çekme gerilmesi meydana gelmesidir. Bu nedenle kalınlık 5 nm'den daha büyük olduğunda AlN filmlerde çatlakların oluşma olasılığı yüksektir [60].

3.4.2. GaN/AlN/GaN

AlN/GaN heteroyapıdaki AlN bariyerin ince olmasından kaynaklanan güçlük bu heteroyapı üzerine GaN üst tabaka büyütülerek aşılmaya çalışılmıştır.



Şekil 3.4. AlN/GaN heteroyapıda 2DEG yoğunluğunun GaN üst tabaka kalınlığına bağlı değişimi [60]

Şekil 3.4’de taşıyıcı yoğunluğunun kalınlığa (0-20 nm) bağlı olarak $2,5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, den $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ’e hızlı bir şekilde düştüğü, (20-100 nm) yüksek kalınlıklarda düşmenin durduğu ve $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ’de doyuma ulaştığı görülmektedir [60,62].

3.5. AlInN/AlN/GaN/AlN Çokluyapısı

AlInN/GaN çokluyapıları yerine daha çok AlInN/AlN/GaN/AlN çokluyapıları kullanılmaktadır. Bu iki yapı arasındaki farklılık AlN tampon tabaka ve AlN ara tabaka kullanımındır.

3.5.1. AlN tampon tabaka kullanımı

AlInN/GaN çokluyapılar direk safir alttaş üzerine büyütüldüğünde, safir ve GaN arasındaki örgü uyumsuzluğundan dolayı elde edilen yapı çok kalitesizdir. Bu kalitesiz yapı, X-ışını deneylerinde çok geniş pikler oluşturur ve AFM deneylerinde yüzeyde görülen bozukluklarla belli olur.

Bu sebeple 1983’de Yoshida ve arkadaşları safir üzerine GaN tabakası büyütmeden önce bir AlN tampon tabaka büyütülmesini önerdiler [63]. Bu teknik çok başarılı

görüldü. Amano ve arkadaşları tarafından MOVPE'ye uyarlandı ve birçok çalışma ile geliştirildi [11,64-66]. AlN materyalinin örgü parametresi GaN'a göre safire daha yakındır. Bu sebeple GaN ile safir arasına büyütülen AlN, GaN ile safir arasında gerilimi azaltarak, kristal kalitesini artırmıştır. Bu çalışmalar sonrası 1991 yılında Nakamura benzer çalışmayı GaN tampon tabaka ile gerçekleştirmiştir [18] fakat AlN tampon tabaka büyütülme işlemi daha başarılıdır. Çünkü AlN ve safir arasındaki örgü uyumu daha iyidir. Bu yüzden AlN tampon tabaka kullanımı yaygındır.

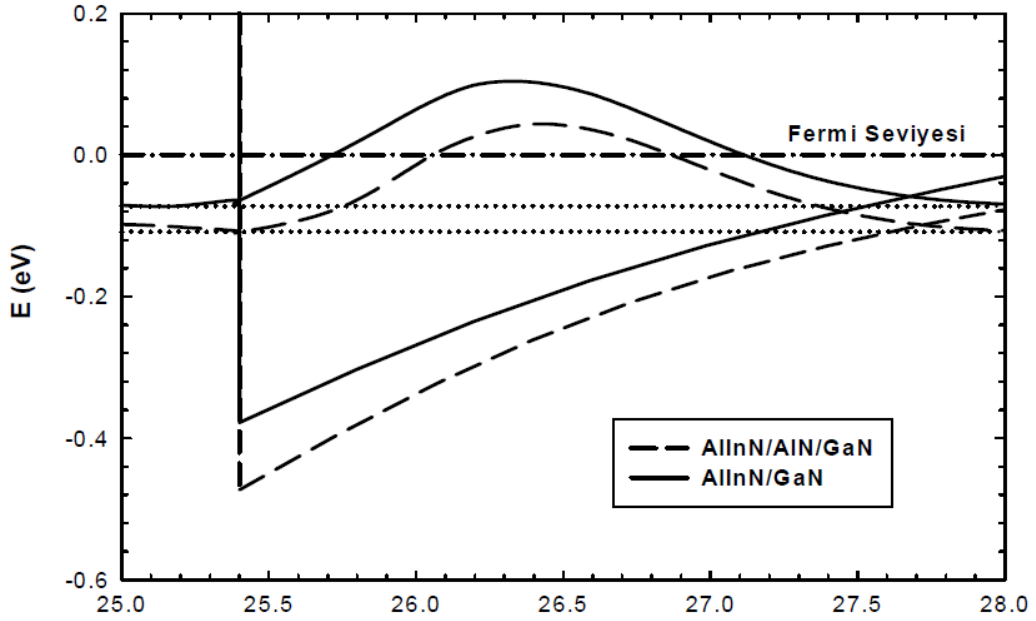
3.5.2. AlN aratabaka kullanımı

AlInN bariyer tabakalı HEMT yapısı yüksek taşıyıcı yoğunluğuna sahip olduğundan, AlInN tabakalı cihazların iletkenlik performansı daha yüksek olur ve yüksek güç, frekans uygulamalarında kullanılır.

Heteroyapılarda iyi iletim elde etmek için yüzeyden 2DEG dalga fonksiyonunu uzaklaştırmak gereklidir. Heteroyapıdaki alaşım saçılmasını azaltmak için GaN/AlInN arasına ince bir AlN aratabaka yerleştirilir. Benzer çalışma AlGaIn/GaN heteroyapısında da gerçekleştirilmiş, çok iyi iletim ve yüksek cihaz performansı elde edilmiştir [67]. GaN ile AlInN bariyer tabakası arasına oldukça ince ~ 1 nm kalınlığında AlN tabaka eklenirse, alaşım saçılması engellenir ve taşıyıcı yoğunluğu ve taşıyıcı hareketliliğide artırılabilir.

Bir transistörün performansının yüksek olması için taşıyıcı yoğunluğu kadar taşıyıcı hareketliliğide önemlidir. $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ HEMT yapılarında olduğu gibi katkılamamanın artırılması ile bu sağlanabilir fakat bu transistörün performansını arttırmada yetersiz kalır [68,69]. Bunun sebebi $Al_{1-x}In_xN$ 'deki x oranını değiştirdikçe, oluşan hareketliliği kısıtlayan saçılma mekanizmalarıdır. Saçılma mekanizmaları Bölüm 4'de detaylı olarak verilecektir.

Bir HEMT yapıda tabaka kalınlığı ve alaşım oranı gibi parametrelerin değişimleri, kuyu içindeki elektronları bulunma olasılığını, taşıyıcı yoğunluğunu ve hareketlilik gibi parametreleri değiştirdiği için cihaz performansını etkiler.



Şekil 3. 5. AlInN/GaN ve AlInN/AlN/GaN yapılarında oluşan kuyular içindeki elektronların birinci seviyedeki bulunma olasılıkları. Elektron bulunma olasılıkları yapıların çizgileri ile aynı ama daha koyu olarak gösterilmiştir. Noktalı çizgiler, ilgili bulunma olasılıklarının bulunduğu enerji seviyelerini gösterir. Grafiğin üstü Fermi seviyesine denk gelmektedir.

Şekil 3.5’de AlInN/GaN yapısının arasına yerleştirilen AlN tabakası görüldüğü üzere AlInN/GaN’a göre daha derin bir kuyu oluşturur. Daha derin kuyu oluşumu sonucu kuyuda bulunan elektronlar bariyere daha az sızmıştır ve bariyerde meydana gelecek alaşım saçılmasında azalma meydana gelir.

3.6. AlInN/GaN Çokluyapılarında Kutuplanma ve 2DEG

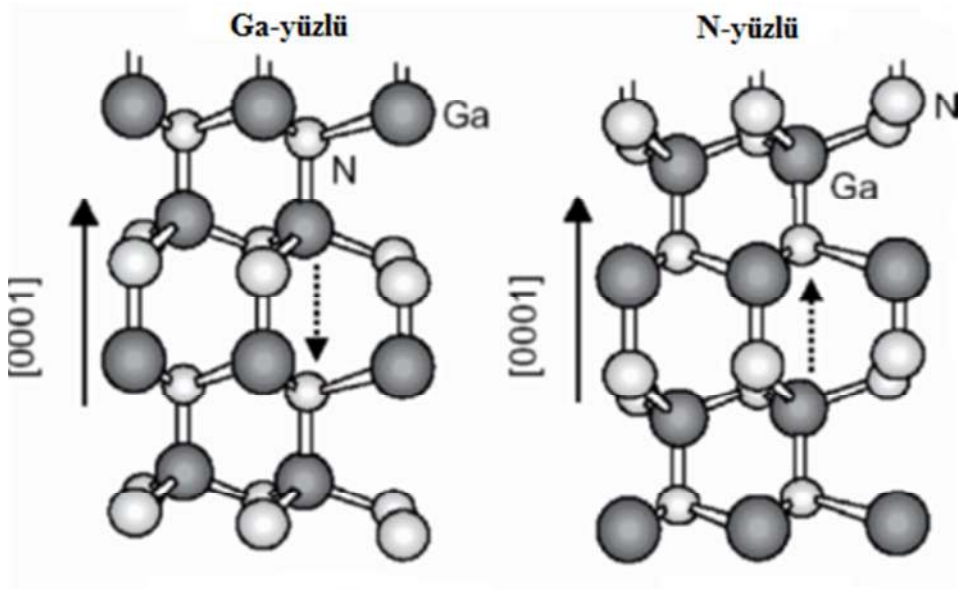
III-V yarıiletken materyaller ve oluşturdıkları çokluyapılar, materyalin sahip olduğu polarize yapı sebebiyle önemli elektriksel özelliklere sahip yarıiletkenler olarak öne çıkmaktadır.

3.6.1. GaN yapılarında kutuplanma

Wurtzite yapıya sahip olan III-N yapılar c-ekseni boyunca ters simetriye sahip olmadığından, metal-N bağlarının güçlü iyonikliği [0001] kristal yönelimi boyunca büyük bir kutuplanma oluşturur [70,71].

GaN, c yönünde terslenim simetrisine sahip olmadığından, safir yüzey üzerine [0001] yönünde büyütülen kristaller şekil 3.6'da görüldüğü gibi Ga-yüzlü ve N-yüzlü olmak üzere iki şekilde büyütülebilir [72,73].

GaN üzerine büyütülen AlInN tabakası arasında güçlü bir polarizasyon etkisiyle 2-boyutlu bir yük birikimi oluşur. Diğer III-V grubu zincblende çokluyapılarında 2-boyutlu yük oluşumu olması için katkılama olması gerekir [74]. Fakat AlIn(Ga)N çokluyapılarını farklı kılan özellik AlIn(Ga)N'ı modülasyon katkılama yapılmamasına rağmen gözlenen 2-boyutlu yük oluşumudur.



Şekil 3. 6. GaN kristalinde (a) Ga-yüzlü ve (b) N-yüzlü kristal düzenleri [75]

Nitrür yarıiletken malzemeler doğal kutuplanma ve piezoelektrik kutuplanma olmak üzere iki farklı kutuplanmaya sahiptir.

3.6.2. Doğal kutuplanma ve piezoelektrik kutuplanma

Doğal kutuplanma

Kristal tersime simetrisi ve iki atom arasındaki bağın tam kovalent olmadığından kaynaklanmaktadır. Kristalin tersinme simetrisine sahip olmadığı için, asimetric elektron bulutu kristalin bir yüzeyinde net bir pozitif yükün, diğer yüzeyinde ise net bir negatif yükün yerleşmesiyle elektrik alan oluşturur. Oluşan elektrik alanın şiddeti malzemenin doğal kutuplanmanın katsayısına bağlıdır [76]. Bu elektrik alan III-N grubu yarıiletkenlerde c-yönündedir ([0001]).

Piezoelektrik kutuplanma

İki malzeme birleştirildiğinde farklı örgü sabitleri ve farklı ısı genleşme katsayıları nedeniyle gerinime sebep olurlar. Piezoelektrik kutuplanma, malzemede oluşan bu gerinimden kaynaklanır [28]. Nitrür yarıiletkenlerde P_{SP} [0001] c-ekseni boyunca sabit bir yöne sahiptir ve metal atomundan N atomuna doğru pozitif olarak belirlenir [77]. Şekil 3.6'da görüldüğü gibi nitrit heteroyapısında piezoelektrik kutuplanmanın yönü malzemenin polaritesi ([0001]: Ga-yüzlü ve [000-1]: N-yüzlü) ve gerilime bağlıdır (çekme ve basma gerilimi). Oluşan elektrik alanın şiddeti malzemenin piezoelektrik kutuplanma katsayısına bağlıdır. Kutuplanma etkisi kutuplanmanın yönü ile doğrudan ilişkilidir. Her iki kutuplanmanın aynı yönde olması durumunda ara yüzeyde yüksek taşıyıcı yoğunluğu elde edilir.

Piezoelektrik kutuplanma aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$P_{PE} = \sum_j e_{ij} \epsilon_j \quad (3.1)$$

Burada ϵ_j gerginliği, e_{ij} ise piezoelektrik sabitleri ifade etmektedir. III-nitrürler için eş. (3.1) aşağıdaki şekle indirgenebilir [78]:

$$P_{PE} = e_{33} \epsilon_3 + e_{31} (\epsilon_1 + \epsilon_2), \quad (3.2)$$

$$\varepsilon_3 = \frac{(c - c_0)}{c_0}, \quad (3.3)$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \frac{(a - a_0)}{a_0}. \quad (3.4)$$

Burada ε_3 , c-doğrultusunda ki gerilme, ε_1 ve ε_2 düzlemsel gerilme, a_0 ve c_0 ise örgü sabitleridir. Büyütmenin [0001] yönünde olduğu durumlar için ihmal edilecek piezoelektrik sabit e_{15} ' dir. Tezde incelediğimiz numunelerde de bu şart sağlanmış olduğundan e_{15} ' ihmal edebiliriz.

Kutuplanma dağılımı ile bu kutuplanmada indüklenmiş yük yoğunluğu arasındaki ilişki,

$$\rho_p = \nabla P \quad (3.5)$$

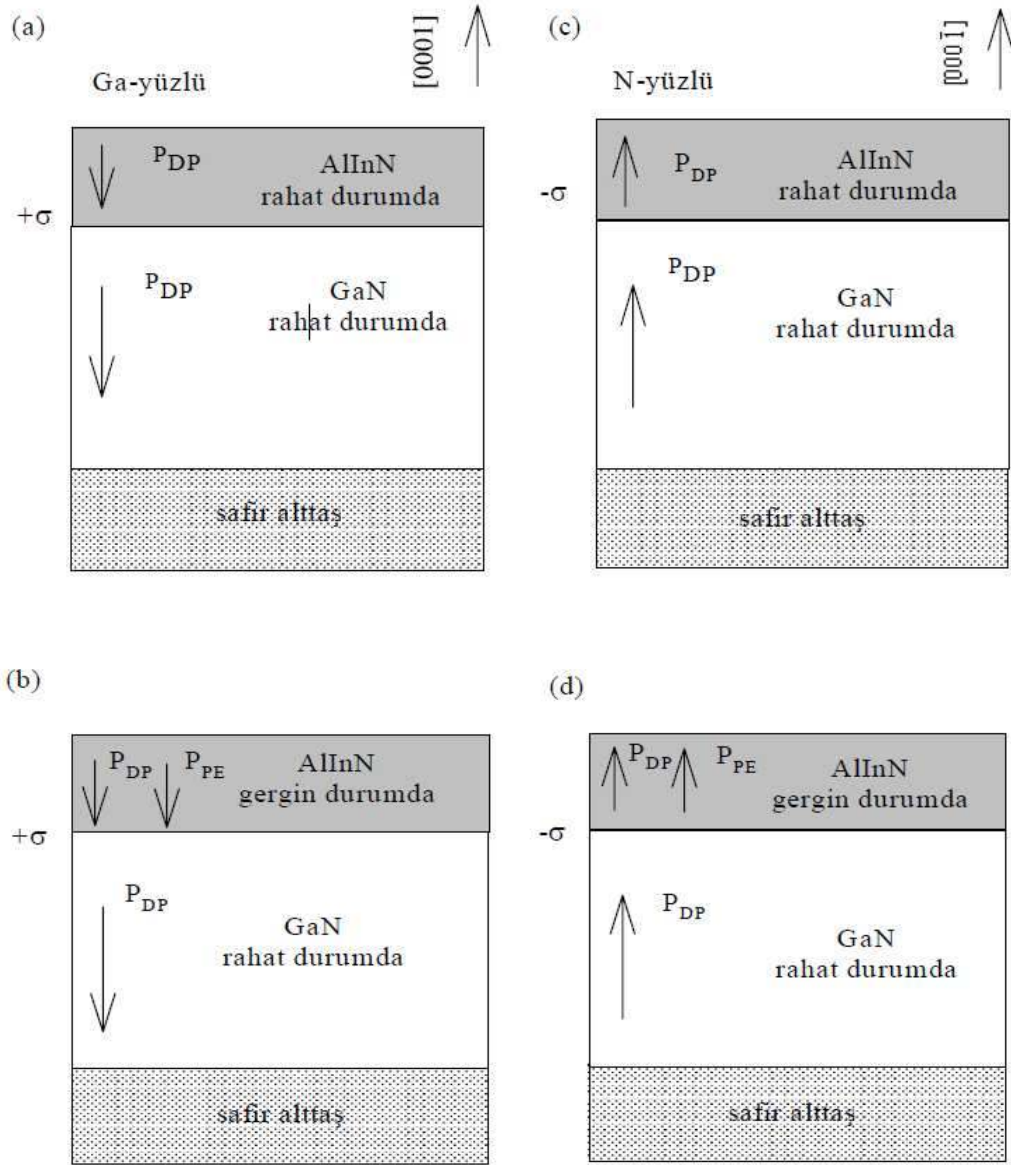
ile gösterilir.

AlInN/GaN gibi iki katmanlı yapılar için iletkenlik ve polarizasyon ifadeleri birbirlerine aşağıdaki gibi bağlıdır [78]:

$$\sigma = P(\text{üst}) - P(\text{alt}) \quad (3.6)$$

$$\sigma = \{P_{DP}(\text{üst}) + P_{PE}(\text{üst})\} - \{P_{DP}(\text{alt}) + P_{PE}(\text{alt})\}$$

Şekil 3.7'de görüldüğü gibi N-yüzlü yapılarda polarizasyonun indüklendiği iki boyutlu yük yoğunluğu negatif ($-\sigma$) ise arayüzeydedeşikler birikerek iki boyutludeşik gazını (2DHG) meydana getirir. Eğer polarizasyonun indüklendiği iki boyutlu yük yoğunluğu pozitif ($+\sigma$) ise (Ga (Al) gibi yapılarda) arayüzeyde 2DEG oluşumu gözlenir.



Şekil 3.7. Ga- yüzlü (a,b) ve N-yüzlü (c,d) AlInN/GaN çokluyapılarında doğal ve piezoelektrik polarizasyon yönelimleri. Piezoelektrik polarizasyon sadece AlInN tabakası GaN tabakası üzerine gergin yerleşmişse meydana gelir (b,d)

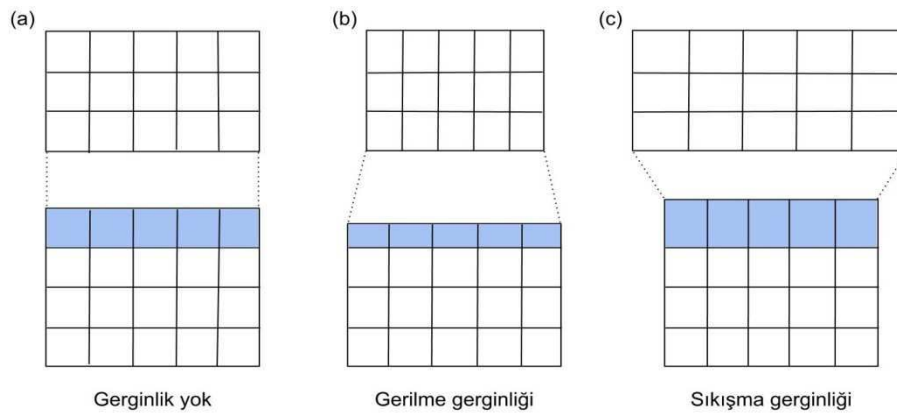
3.7. Gerginlik

Kristal tabaka üzerine, kendi parametresinden farklı kristal tabakalar büyütüldüğünde ya gerilirler ya da sıkışır. Gerginlik, büyütülen tabakanın kalınlığına bağlı olabilir. Alt tabakanın üstüne yeterince kuvvet uygulayabilecek kalınlıkta örgü parametresi farklı tabaka büyütüldüğünde, bu arayüzeydeki gerginlik bazı bölgelerde rahatlayarak gerginliğin azalmasına sebep olabilir. Bu gerginlik rahatlaması, arayüzeyde dislokasyonların oluşması ile kaynaklıdır. Gerginlik rahatlamasına bağlı dislokasyonlar, büyütülen tabakanın kritik bir kalınlığa (d_k) gelmesinden sonra oluşur. Bu ifade de şu şekilde gösterilir.

$$d_k \cong \frac{a}{2|\epsilon|} \quad (3.7)$$

$$\epsilon = \frac{(a_a - a_{ii})}{a_{ii}} \quad (3.8)$$

Burada a_a ve a_{ii} , sırasıyla alt ve üst tabakaların örgü parametresidir. Şekil 3.8'de gösterildiği gibi sıkıştırma gerginliği $a_{ii} > a_a$ durumunda ve gerilme gerginliği $a_a > a_{ii}$ durumunda gerçekleşir. Safir üzerine büyütülen GaN tabakasında gerilme gerginliği görülür.



Şekil 3. 8. Bir çokluyapıda oluşabilecek gerginlik durumları: (a) Gerginlik yok, (b) gerilme gerginliği ve (c) sıkıştırma gerginliği

Gerginlik, aynı zamanda büyütölme sıcaklığına bağılıdır. Safir alttaş üzerine GaN büyütme işlemi, kümelenme tabakası, tampon tabaka ve ana tabaka oluşumu olmak üzere 3 aşamada meydana gelir. Tampon tabaka, ana tabakaya göre daha düşük bir sıcaklıkta büyütölür. Tampon tabaka büyütölmesinden sonra sıcaklık artar. Sıcaklıktaki artış, gerilme gerginliğinde artışa sebep olur. Eğer ana tabaka ile tampon tabaka arasında örgü uyuşmazlığı olursa yani farklı örgü parametresine sahip iseler bu işlem bir gerginliğe yol açabilir. Büyütme sonrası sıcaklık düşürölmesi sıkışma gerginliğine yol açar. Toplam gerginlik, tampon tabaka kalınlığı ve onun büyütölme sıcaklığına bağılıdır.

Bir çokluyapıda 2DEG oluşan arayüzeyde, gerginliğin büyüklüğüne bağılı olarak oluşan dislokasyonlar arayüzey bozulma saçılmasına sebep olurlar. Oluşan arayüzey bozulma saçılması düşük hareketlilik ve düşük taşıyıcı yoğunluğuna sebep olur. Bu durum Bölüm 4'de ayrıntılı bir şekilde incelenecektir.

4. YARIİLETKENLERDE İLETİM MEKANİZMALARI

4.1. Hareketlilik ve Taşıyıcı Hareketliliği

Metaller, yalıtkanlar ve yarıiletkenler arasındaki farklılıklar enerji bant aralıkları göz önüne alınarak açıklanabilir. Metallerde yük taşıyıcıları yalnızca elektronlardır. Metallerin değerlik bandı ile iletkenlik bandı çakışmış haldedir. Yani enerji bant aralığı yoktur. Dolayısıyla değerlik bandındaki elektronlar aynı zamanda iletkenlik bandında kabul edilir. Metallerde sıcaklık arttıkça direnç artar, hareketlilik ve iletkenlik azalır. Bunun başlıca nedeni elektronların birbirleriyle, fononlarla veya kusurlarla daha çok sayıda çarpışarak hareketliliklerinin engellenmesidir. Fakat enerji bantlarının çakışık olması nedeniyle enerji bant aralığının sıfır olmamasından dolayı sıcaklığın artırılması veya azaltılması durumunda elektron konsantrasyonu değişmez. Yalıtkanlarda ise enerji bant aralığı o kadar büyüktür ki iletkenlik bandında hiçbir serbest elektron bulunmamaktadır. Bunun sonucu olarak da iletim olmaz. Yarıiletken materyallerde ise yük taşıyıcıları hem elektron hem de boşluklardır. Sıcaklık 0 K iken elektronların ısı enerjileri ($kT=0$) sıfır olacağından bütün elektronlar değerlik bandında bulunurlar. Bu durumda iletim bandındaki elektronların yoğunluğu dolayısıyla sıfır olur ve yarıiletkenler 0 K'de yalıtkan gibi davranırlar. Fakat sıfırdan farklı herhangi bir T sıcaklığında bir miktar elektron iletim bandına geçebilecek enerjiye sahip olurlar. Değerlik bandında ise boşluklar bırakır. İletkenliğe hem iletim bandındaki elektronlar hemde valans bandındaki boşluklar katkı yapar. Sonuç olarak metallerin aksine yarıiletkenlerde sıcaklık artışı direnci azaltır ve iletkenliği artırır.

Hareketlilik ve taşıyıcı yoğunluğu taşıma özelliklerini belirleyen temel parametrelerdir. Hareketlilik, yüklü parçacıkların elektrik alana karşı kazandıkları hız yani hareketliliğidir.

$$\mu = v_d / E \quad (4.1)$$

burada E uygulanan elektrik alan, v_d ise elektronların kendi ortalama hızlarına ek olarak elektrik alana karşı kazandıkları sürüklenme hızıdır.

Hareketliliği etkileyen temel faktörler, taşıyıcı yoğunluğu, sıcaklık, alaşım oranı ve saçılma mekanizmalarıdır.

Yarıiletkenlerde taşıyıcı yoğunluğunu artırmanın yolu yarıiletkeni katkılamaktır. Bu şekilde istenilen oranda elektron ya da boşluk sayısı ayarlanabilir ve iletim artırılabilir. Yarıiletkenler n-tipi veya p-tipi olmak üzere iki şekilde katkılanabilir. Katkılama sonunda taşıyıcıların çoğu elektronlar ise n-tipi katkılı yarıiletken, taşıyıcıların çoğu boşluklar ise p-tipi katkılı yarıiletken haline gelir. Katkılama olayı ile taşıyıcı konsantrasyonunu kontrol etme şansı bulunmaktadır ki bu da metallere göre yarıiletkenler daha avantajlı hale gelir.

Bir enerji durumunda birden fazla elektron bulunuyorsa toplam hareketlilik, etkin saçılma mekanizmalarının sınırladığı taşıyıcı hareketlerinin toplamıdır. Bu toplam Matthiessen kuralı olarak bilinir [79-81]. Bu kural bir çok uygulamada başarılı olarak kullanılmaktadır [82-83].

$$\frac{1}{\mu_{Top}} = \sum_i \frac{1}{\mu_i} \quad (4.2)$$

Deneysel sonuçlarla beraber saçılma mekanizmalarıda kullanılırsa daha iyi performans gösteren çokluyapıların ve cihazların elde edilmesi sağlanır. III-V çokluyapılarıdaki 2D taşıyıcılara etki eden saçılma mekanizmaları birçok araştırma grubunun çalıştığı bir konu olmuştur [84,85]. Aşağıda saçılma mekanizmaları daha detaylı ele alınmıştır.

4.2. Saçılma Mekanizmaları

Taşıyıcılar yarıiletken içerisinde hareket ederken çeşitli saçılmalara maruz kalırlar. Saçılmaya uğrayan taşıyıcıların momentumunda ve enerjisinde azalma olur. Bununla beraber hareketliliğinde de bir değişim olur. Taşıyıcı hareketliliğini belirleyen bu saçılma mekanizmaları, kristal içerisinde hareket eden elektronların momentumundaki değişme hızını veren durulma zamanı ile karakterize edilir. Elektron hareketliliği ile durulma zamanı arasında;

$$\mu = \frac{e\tau}{m^*} \quad (4.3)$$

bağıntı vardır. Burada m^* etkin kütle, τ durulma zamanını gösterir.

4.2.1. Polar Optik Fonon Saçılması

Taşıyıcıların, örgü titreşimlerinin optik modlarıyla (optik fononlar) etkileşmesi sonucu oluşan saçılma mekanizmasına optik fonon saçılması denir. Bir çok yarıiletkenlerde 2 boyutlu taşıyıcı hareketliliği yüksek sıcaklıklarda (300 K) polar optik fonon saçılması tarafından sınırlandırılır.

Polar optik fonon saçılmasına ait ifadesi

$$\mu_{PO} = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon_p\hbar^2}{e\omega_{PO}m^{*2}Z_0} [e^{\hbar\omega_{PO}/k_B T} - 1], \quad (4.4)$$

ile verilir [84]. Burada,

$$\frac{1}{\epsilon_p} = \frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \quad (4.5)$$

olarak tanımlanır. Eş. 4.4’de, $\hbar\omega_{PO}$ polar optik fonon enerjisi, Z_0 2DEG’ nın bulunduğu kuvantum kuyusu genişliği, k_B Boltzmann sabiti, m^* elektronun etkin kütlesidir. Eş. 4.5’de, ϵ_∞ ve ϵ_s ise sırasıyla yüksek ve düşük frekans (statik) dielektrik sabitleridir.

4.2.2. Akustik Fonon Saçılması

Akustik fonon saçılması, örgü saçılma mekanizmalarından birisi olan ve orta sıcaklıklarda (100K - 200K) etkin olan bir saçılma mekanizmasıdır. Bu tez çalışmasında Ridley ve arkadaşlarının önermiş olduğu akustik fonon saçılması modeli kullanılmıştır [86]. Akustik fonon saçılması iki farklı saçılma mekanizması dikkate alınarak hesaplanır. Bunlar deformasyon potansiyeli ve piezoelektrik saçılmasıdır.

Deformasyon potansiyeline ilişkin hareketlilik;

$$\mu = \frac{16\rho e u_l^2 \hbar^3}{3\Xi^2 k_B T m^{*2} b J_{DP}(k)} \quad (4.6)$$

ile ifade edilir [86]. Burada e elektron yükü, ρ kristal yoğunluğu, T sıcaklık, u_l boyuna akustik fonon hızı, Ξ deformasyon potansiyeli ve k elektron dalga vektörünün büyüklüğüdür. Eş.4.6’daki b faktörü, dalga fonksiyonlarının Hartree yaklaşımı üçgen kuyu çözümlerinde [87] kullanılan Fang-Howard ifadesi olarak bilinir ve

$$b = \left(\frac{33e^2 m^* n_s}{8\epsilon_0 \epsilon_s \hbar^2} \right)^{1/3} \quad (4.7)$$

şeklinde ifade edilir [88]. Burada n_s ölçülen iki boyutlu taşıyıcı yoğunluğudur. Eş.4.6’ daki $J_{DP}(k)$ ise

$$J_{DP}(k) = \int \frac{1}{2\pi k^3 (q + q_s)^2 \sqrt{1 - (\frac{q}{2k})^2}} q^4 dq, \quad (4.8)$$

integralinden oluşmaktadır. Burada q_s iki boyutlu ters perdeleme uzunluğudur ve

$$q_s = \frac{e^2 m^*}{2\pi \hbar^2 \epsilon_0 \epsilon_s} F_{11}(q) f(0), \quad (4.9)$$

ile verilir. Burada $f(0)$, altband karesi olarak adlandırılır ve genelde tüm perdelemenin en düşük altbanttaki elektronlar tarafından yapıldığı kabul edilir [84]. Aynı eşitlikteki $F_{11}(q)$, temel durum için Fang-Howard dalga fonksiyonunun form faktörü olarak adlandırılır [88].

III-V yarıiletken bileşikleri gibi güçlü kutuplanmaya sahip malzemelerde akustik fononlar piezoelektrik etki sebebiyle etkileşmeye girerler. Piezoelektrik etki olarak adlandırılan bu etki simetri merkezi noksanlığı gösteren yarıiletkenlerde ortaya çıkar. Hem enine hem boyuna akustik fononlar bu mekanizma ile elektronları saçarlar fakat boyuna saçılma baskın saçılmalıdır. Piezoelektrik saçılmasına ait hareketlilik

$$\mu = \frac{\pi \epsilon_0 \epsilon_s \hbar^3 k}{e K^2 k_B T m^{*2}} \frac{1}{J_{pe}(k)} \quad (4.10)$$

şeklinde verilir [86]. Burada K , elektromekaniksel çiftlenim katsayısıdır ve

$$K = \frac{\epsilon_{LA}^2}{\epsilon_s c_{LA}} - \frac{\epsilon_{TA}^2}{\epsilon_s c_{TA}} \quad (4.11)$$

ile verilir [89]. Eş.4.11' de ϵ_{LA} , ϵ_{TA} , c_{LA} , c_{TA} sırasıyla boyuna ve enine etkin piezoelektrik katsayıları, boyuna ve enine ortalama elastik sabitleridir. $J_{pe}(k)$ integrali ise;

$$J_{PE(k)} = \int \frac{F_{11}(q)}{4k^2(q+q_s)^2 \sqrt{1 - (\frac{q}{2k})^2}} q^3 dq \quad (4.12)$$

şeklinde verilir. Eşitlik (4.6) ve Eşitlik (4.10)' da verilen sırasıyla deformasyon potansiyeli ve piezoelektrik saçılmalarına ait hareketlilik ifadeleri Matthiessen kuralı ile toplanarak akustik fonona ait toplam saçılma

$$\frac{1}{\mu_{ak}} = \left(\frac{1}{\mu_{DP}} + \frac{1}{\mu_{PE}} \right) \quad (4.13)$$

olarak bulunur.

4.2.3. Safsızlık Saçılması

İki boyutlu taşıyıcılar için safsızlık saçılmaları iki farklı mekanizma ile incelenir. Bunlar, uzak vericilerden kaynaklanan safsızlık saçılması ve arayüzeydeki yüklerden kaynaklanan iyonize safsızlık saçılmasıdır. Uzak vericilerden kaynaklanan safsızlık saçılması modülasyon katkılı yapılarda etkili olmaktadır.

İyonize safsızlık saçılmasına ait hareketlilik ifadesi; arka plan safsızlık saçılması olarak da bilinir.

$$\mu = \frac{8\pi\hbar^3 \epsilon^2 k_F^2 I_B(\beta)}{e^3 m^{*2} N_{AS}} \quad (4.14)$$

ile gösterilir [90].

Burada ϵ , GaN' in dielektrik geçirgenliği, N_{AS} , 2-boyutta arkaplan safsızlık yoğunluğudur ve 3- boyutta arka plan safsızlık yoğunluğunun 2-boyutta çevrilmesi için kuyu genişliği ile çarpılır.

$$N_{AS}=Z_0N_d \quad (4.15)$$

Burada N_d , 3- boyutlu arkaplan safsızlık yoğunluğu ve Z_0 kuyu genişliğidir. Etkin kuyu genişliği, polar optik fonon hareketliliği olan Eş 4.4' ün ölçülen sıcaklığa bağlı hareketlilik verilerinin yüksek sıcaklık bölgesine eşleşmesiyle bulunabileceği gibi, Fermi dalga boyu da kuyu genişliği olarak alınabilir.

$$Z_0 = \lambda_F = \frac{2\pi}{k_F} = \sqrt{\frac{2\pi}{n_s}} \quad (4.16)$$

$I_B(\beta)$ integral ifadesi;

$$I_B(\beta) = \int \frac{\sin^2 \theta}{(\sin \theta + \beta)^2} d\theta \quad (4.17)$$

ile verilir ve β ;

$$\beta = \frac{S_0}{2k_F} \quad (4.18)$$

ile ifade edilir [90]. Burada k_F , Fermi yüzeyindeki dalga vektörü ve S_0 , perdeleme sabitidir. Perdeleme sabitinin dejenere durumları için Lee ve arkadaşları tarafından aşağıdaki gibi sadeleştirmiştir [91]

$$S_0 = \frac{e^2 m^*}{2\pi \epsilon \eta^2} \quad (4.19)$$

$$k_F = \sqrt{2\pi n_s} \quad (4.20)$$

Eş. 4.14’de görüldüğü gibi dejenere elektron durumları için arkaplan safsızlık saçılmasına ait hareketlilik ifadesi sıcaklığa bağlı değildir, sadece iki boyutlu taşıyıcı yoğunluğuna bağlı olduğu görülmektedir. İki-boyutlu taşıyıcı yoğunluğu sıcaklığa bağlı olmadığı için arka plan safsızlık saçılması sıcaklıktan bağımsızdır. İlaveten arkaplan safsızlık saçılması sadece düşük 2DEG yoğunluğuna (10^{12} cm^{-2}) sahip heteroyapılarının hareketliliğini etkilediği belirlenmiştir [59].

Uzak Vericilerden Kaynaklanan Safsızlık Saçılması;

Bu safsızlık saçılması katkılamaadan dolayı ileri gelir. Bu saçılma mekanizması tarafından ileri gelen momentum durulma zamanı [92];

$$\frac{1}{\tau} = \frac{e^4}{64\pi\hbar^3 \epsilon S_0 (2\pi n_s)^{3/2}} \left[\frac{1}{Z_0^2} - \frac{1}{(Z_0 + d)^2} \right] \quad (4.21)$$

Eş. 4.21’de bulunan durulma zamanını 4.22’de yerine yazarsak hareketlilik değerini buluruz.

$$\mu = \frac{e\tau}{m^*} \quad (4.22)$$

Eş. 4.21’de, ϵ yarıiletkenin dielektrik sabiti, n_s 2- boyutlu taşıyıcı yoğunluğu, Z_0 kuantum kuyusu genişliği, d boşalma tabakasının genişliğidir. S_0 Perdeleme sabiti ise;

$$S_0 = \frac{e^2 m^*}{2\pi\epsilon\hbar^2} \quad (4.23)$$

olarak verilir.

$$d = \frac{n_s}{N_d} \quad (4.24)$$

ile verilir. Burada N_d verici yoğunluğudur.

4.2.4. Arayüzey Bozukluğu Saçılması

Günümüzde Moleküler Akı Epitaksi (MBE) ve MOVPE gibi büyütme yöntemleriyle düzgün yapılar büyütülmektedir. Fakat, örgü uyumsuzluğu ve farklı tutunma katsayılarına sahip materyallerin birbiri üzerine büyütülmesi üzerine arayüzey bozukluğu meydana gelir. Bu bozukluk, yapılarda elektronların tam bir enerji değerine sahip olmasını engeller [82,93].

Arayüzey bozukluğu saçılması düşük sıcaklıklarda baskın saçılma mekanizmasıdır. Arayüzey bozukluğu saçılması tamamen gelişigüzel oluşabilecek durum olmasına rağmen uzayda gelişigüzel dağılmış potansiyel değişiminin Gauss dağılımına uyması beklenerek, hareketliliğe ait ifade Zanato ve arkadaşları tarafından aşağıdaki gibi verilmiştir [82].

$$\mu = \left(\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s}{n_s\Delta\Lambda} \right) \frac{\eta^3}{e^3 m^{*2}} \frac{1}{J_{ab}(k)} \quad (4.25)$$

Burada; Δ , bozukluğun yanal boyutu ve Λ ise korelasyon uzaklığı olarak adlandırılır. $J_{ab}(k)$ integrali,

$$J_{ab}(k) = \int \frac{e^{-q^2\Lambda^2/4}}{2k^3(q+q_s)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{q}{2k}\right)^2}} q^4 dq \quad (4.26)$$

şeklinde verilir. Burada q_s , perdeleme sabitidir [94], ve

$$q_s = \frac{e^2 m^*}{2\pi \eta^2 \epsilon_0 \epsilon_s} F(q) \quad (4.27)$$

şeklinde verilir. Hirakawa tarafından form faktörü $F(q)$,

$$F(q) = \int dz \int dz' [f(z)]^2 [f(z')]^2 e^{-q|z-z'|} \quad (4.28)$$

şeklinde verilir [95].

Arayüzey saçılmasında sıcaklığa bağımlılık oldukça az olmasına karşı taşıyıcı yoğunluğuna bağımlılık baskındır.

Arayüzey bozukluğu ve akustik fonon saçılmalarında taşıyıcı yoğunluğu artarken hareketliliklerinde azalma görülür, arka plan safsızlık saçılmasındaki durum ise bunun tam tersidir [96]. Düşük taşıyıcı yoğunluğunda taşıyıcılar safsızlıklarla daha çok etkileşeceğinden bu durum beklenen bir sonuçtur. Saçılma mekanizmalarının sıcaklığa bağıllığı kadar taşıyıcı yoğunluğuna olan bağımlılıkları da önemlidir.

5. DENEYSEL TEKNİKLER

Bu bölümde tez çalışmasında kullanılan üretim ve karakterizasyon teknikleri hakkında bilgi verildi. Safir alttaşı üzerine MOCVD kristal büyütme tekniği kullanılarak büyütülen AlInN/AlN/GaN/AlN çokluyapılarının herbiri için Hall etkisi ölçümleri yapıldı.

5.1. Büyütme Teknikleri

Doğada en iyi bilinen yarıiletken malzemeler Si (Silikon) ve Ge (Germanyum)' dur. Bunlar elementer yarıiletken olup mikroçip üretiminde kullanılmaktadır. Bunun yanı sıra InP, GaAs ve GaN gibi ikili, InGaAs gibi üçlü ve InGaAlAs gibi dördümlü alaşımlar da elektronik ve opto-elektronik cihazların üretiminde kullanılan temel elemanlardır. Ancak yarıiletkenleri doğada saf olarak bulmak mümkün değildir. Bunlar yapay olarak oluşturulmakla birlikte ve ileri teknoloji sistemlerde üretilmektedir. İnce film olarak büyütülen yarıiletkenlerde (MBE) ve (MOCVD) gibi yöntemlerle büyütülürler.

5.1.1. Metal organik kimyasal buhar birikimi (MOCVD)

MOCVD yöntemi epitaksiyel tabakaların büyütülmesinde en yaygın olarak kullanılan tekniktir. Bu yöntemdeki reaksiyon süreci kimyasal buhar birikimi (CVD)'den biraz farklıdır. MOCVD ile heteroepitaksiyel tabaka büyütülmesi gerçekleşirken, CVD ile homoepitaksiyel tabaka büyütmesi yapılır. MOCVD yöntemi ile yüksek kaliteli yarıiletken materyal büyütebilmek için ise farklı alaşım oranlarında (x) ve materyalin farklı katmanlarına sahip kristal yapılar büyütülerek gerçekleştirilebilir.

MOCVD yönteminin avantajları, yüksek büyütme hızına, büyük alan büyütme, orta maliyette büyütme yapılmasına, yüksek büyütme oranına sahiptir. MOCVD yöntemi grup III-N' leri büyütmede daha yaygın olarak kullanılmaktadır.

Bu tez çalışmasında kullanılan numuneler MOCVD yöntemi ile sentezlenmiştir. Bu çalışmada kullanılan AIXTRON RF200/4 MOCVD sistemi Resim 5.1’de görülmektedir.



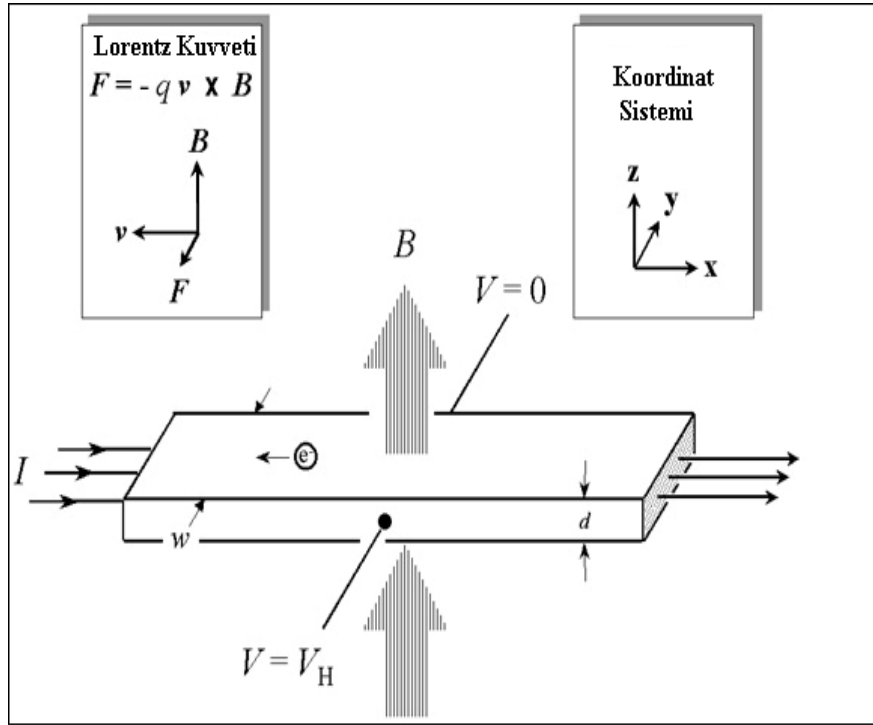
Resim 5.1. Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezinde bulunan AIXTRON RF200/4 RF-S MOCVD sistemi

5.2. Hall Etkisi Ve Ölçüm Sistemi

1879 yılında Edwin Hall, akım taşıyan bir metal levhaya akım yönüne dik doğrultuda bir manyetik alan uyguladığında levhanın diğer iki kenarı arasında bir potansiyel farkı meydana geldiğini gözlemlemiştir [97]. Bu olaya Hall olayı veya Hall etkisi adı verilir. Hall etkisi ölçümü günümüzde herhangi bir yarıiletken malzemenin elektriksel karakterizasyonunda standart olarak kullanılan yöntem olmuştur.

Taşıyıcı yoğunluğu n ve hareketlilik μ parametreleri Hall Etkisi ölçümü ile elde edilmektedir. Hall etkisinin fiziksel temeli aslında Lorentz kuvvetidir. Bir elektron uygulanan manyetik alana dik doğrultuda hareket ederse hem hareket hem de manyetik alana dik olacak şekilde bir manyetik kuvvete maruz kalır. Bu kuvvet etkisiyle elektron sapar. Sapan bu elektronlar belli bölgelerde birikir ve bir elektrik

alan oluşumuna sebep olurlar. Oluşan bu elektrik alan etkisiyle de bir elektriksel kuvvet oluşturur. Bu durum şekil 5.1’de gösterilmiştir.



Şekil 5. 1. Manyetik alan altında elektronların hareketi

Şekil 5.1’de x eksenini boyunca soldan sağa doğru sabit bir I akımının aktığı ve zıt yönde bir manyetik alan olduğu kabul edilmektedir. Elektronlar başlangıçta akım yönünde giderken daha sonra oluşan Lorentz kuvvetinin etkisiyle y yönünde hareket ederler. Bu durum yarıiletkenin her iki tarafında bir yük birikmesine sebep olur. Bu yük birikimi Hall voltajı denilen bir voltaj oluşturur ve yarıiletkenin iki tarafı boyunca bir potansiyel düşmesi meydana getirir. Hall voltajı V_H ile gösterilir ve büyüklüğü;

$$V_H = \frac{IB}{nqd} \quad (5.1)$$

ile verilir. Burada I akım, B manyetik alan, d örneğin kalınlığı ve q elektronun yüküdür. Bazı durumlarda katman veya yüzey yoğunluğu ($n_s = nd$) hacim yük yoğunluğunun yerine kullanılması daha uygun olabilir. Bu durumda;

$$n_s = \frac{IB}{q|V_H|} \quad (5.2)$$

eşitliği elde edilir. Hall voltajının ölçülmesi ve I , B ve q niceliklerinin bilinmesiyle yarıiletken içindeki n_s katman taşıyıcı yoğunluğunu belirleriz. Yarıiletken katman direnci R_s , Van der Pauw öz direnç ölçüm tekniği ile belirlenebilir [98]. Hall hareketliliği;

$$\mu = \frac{|V_H|}{R_s IB} = \frac{1}{qn_s R_s} \quad (5.3)$$

ile verilir. Eğer iletken katman kalınlığı (d) bilinirse hacim öz direnci ($r=R_s d$) ve hacim taşıyıcı yoğunluğu ($n=n_s/d$) elde edilir.

5.3. Hall Etkisi Elektronik İletim Ölçme Sistemi

Bu tez çalışmasında, MOCVD yöntemi ile safir alttaş üzerine büyütülmüş AlInN/AlN/GaN/AlN çokluyapıların sıcaklığa bağlı olarak taşıyıcı iletim özellikleri, Hall etkisi iletim ölçme sistemi ile araştırıldı. Bunu gerçekleştirmek için $3 \times 3 \text{ mm}^2$ olarak kesilmiş numunelerin dört köşesine metalizasyon ve tavlama ile omik kontaklar hazırlandı ve Van der Pauw yöntemi kullanılarak Hall etkisi ve manyetik iletim ölçümleri yapıldı. Sıcaklık ve manyetik alana bağımlı ölçümler bilgisayar kontrollü Lake Shore 7700 serisi yüksek empedans Hall etkisi ölçüm sistemi kullanılarak yapıldı. Sistem sıcaklığı, kapalı devre helyum soğutması ile sağlandı.

Sistemde sabit akım kaynağı, elektrometre, çift kanallı sıcaklık kontrol ünitesi, gaussmetre, elektromıknatis güç kaynağı ve bilgisayar tarafından kontrol edilmektedir. Bu cihaz bilgisayarla kontrol edilerek numuneler istenilen sıcaklık ve manyetik alana getirilir ve öz direnç ve Hall ölçümleri her manyetik alan ve sıcaklık adımında toplam 16 kere yapar. Bilgisayar, öz direnç (ρ), Hall katsayısı (R_H), Hall mobilitesi (μ_H) ve Hall taşıyıcı yoğunluklarını (n_H) hesaplar ve bir veri

dosyası elde edilir. Lakeshore 7700 serisi Hall ölçüm sisteminin genel görüntüsü Resim 5.2’de gösterilmektedir.



Resim 5.2. Lakeshore 7700 serisi Yüksek Empedans Hall etkisi ölçüm sistemi

5.4. Numune Hazırlama

Yarıiletken numunelerin Van der Pauw tekniği ile Hall etkisi ölçümlerinin alınabilmesi için numune üzerinde kontak alınması gereklidir. Numuneler üzerindeki kontak fotolitografi tekniği ile belirlenmiş olup ve sonrasında bu kontaklar Ti/Al/Ni/Au malzemeleri yüzeye buharlaştırılıp tavlanarak difuze edilmiştir. Bu kontak bölgelerinin ohmik özellik göstermesi ile ölçülen verilerin tamamının numuneden kaynaklanan veriler olduğunu ve kontaklardan bir katkı gelmediğinin bir ölçüsüdür. P-tipi bir yarıiletkenine ohmik kontak yapılabilmesi için numune üzerine iş fonksiyonu daha büyük olan bir metal kullanılırken, n-tipi için iş fonksiyonu daha küçük olan bir metal kullanılır [99]. Yarıiletkenin tipine ve özelliklerine göre bazen kontak materyali birden fazla olabilir. Bu kontak metalleri numune köşelerine

eritilerek ve de buharlaştırılarak kontaklar yapılabilir. Genel olarak kontak direncinin $\sim 10^{-3} - 10^{-7} \Omega \text{ cm}^{-2}$ aralığında olması beklenmektedir [100]. Bu tez çalışmasında kullanılan numune n-tipi özellik gösterdiğinden, iş fonksiyonu daha küçük olan Ti/Al/Ni/Au metalleri kullanılmıştır.

5.4.1. Ohmik kontak ve kontak üretimi

Yarıiletken numune parametre ölçümü için ohmik kontak yapılması gereklidir. Numune yüzeyinden ölçüm sistemine bağlantı bu kontaklar üzerinden yapılır.

Numunenin üzerinde alınan kontağın ohmik olma davranışını numune üzerindeki kir, toz ve oksit tabakası gibi dış etkenler değiştirir. Bundan dolayı numune tavlamanmadan önce numune yüzeyi temizlenmelidir. Numune mekanik kirlere arandıktan sonra yüksek vakumda ısı buharlaştırmaya konulur. Buharlaştırılacak metaller toz ya da ince şeritler halinde tungsten haznelere konulur. Sistem kapatılır ve vakum altına alınır. Yaklaşık olarak 10^{-4} - 10^{-6} Torr değerinde vakuma ulaşıldığında yaklaşık sırasıyla 20 nm Ti, 200 nm Al, 30 nm Ni ve 70 nm Au metalleri buharlaştırılır. Kaplama işlemi kaplanacak olan malzemenin bulunduğu hazneden çok yüksek akım geçirilip, yüksek sıcaklığa çıkması ve bu sayede haznenin içindeki malzemenin buharlaşıp numune üzerine çökmesi yöntemi ile yapılmaktadır. Bu sebeple, kaplanan malzemenin kendine ait buharlaşma sıcaklığı ve oranı olduğundan her malzemede farklı akımlar uygulanmaktadır. Kaplanan malzeme miktarı, numuneye yakın bir kuartz kristalinden yapılmış kalınlık ölçer kullanılarak tayin edilmiştir.

Numunelerin köşelerine üçgen biçimli kontaklar kaplandıktan sonra numuneler hızlı ısı tavlama cihazlarına koyulur ve işlem basamakları sırasıyla Çizelge 5.1’de olduğu gibidir.

Çizelge 5.1. Hızlı ısıt tavlama sisteminde Ohmik kontak yapımında kullanılan basamaklar

İşlem	Süre (s)	Sıcaklık (°C)
Yükselt	30	400
Bekle	15	425
Yükselt	15	750
Bekle	45	750
Azalt	120	25

Yukardaki tabloda yapılan işlemlerle; kontak metallerini hem kendi içlerine hem de numunenin içine difuze olmalarını sağlanarak Ohmik kontaklar elde edilmesi sağlanır.

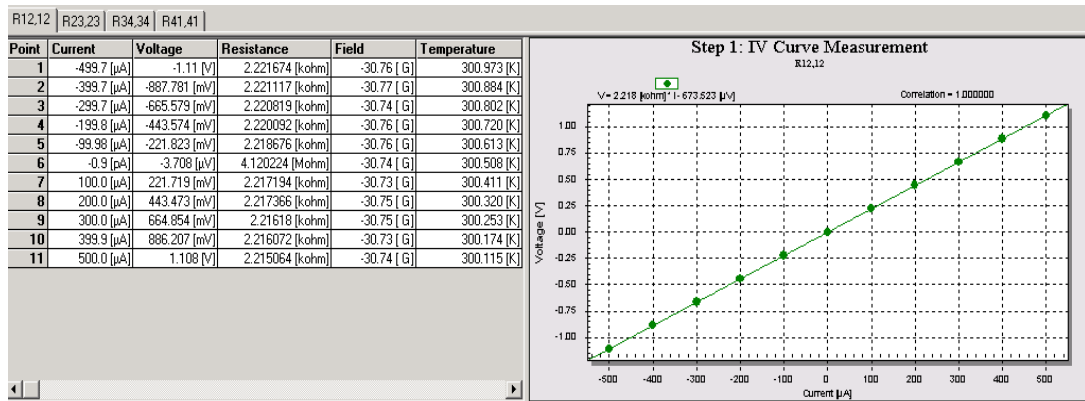
Numune üzerine yapılan Ti/Al/Ni/Au kontaklar üzerine iş fonksiyonu birçok numune ile uyan indiyum kullanılarak teller ile tutturuldu ve numune sarsılmadan cam tavlama fırının içine konuldu. Ayrıca cam tavlama fırının içinde ortam temizliğini sağlamak için fırın içine azot gönderilerek fırın 200 °C'ye getirilerek numune üzerine konulan indiyumların erimesi sağlandı. Daha sonra fırın kapatıldı ve numune soğumaya bırakıldı. Bu şekilde elde edilen kontakların ohmik ve sıcaklık değişimlerine karşı dayanıklı olduğu görülmüştür. Bu işlemler sonrası kontakların tamamının sağlamlığı kontrol edildikten sonra kontaklara zarar vermeden çok dikkatli bir şekilde numune tutucuya yerleştirildi ve ölçüm esnasında hareket etmemesi için numune tutucuya teflon bant ile sıkıca sarıldı.

Kontak yapılma aşaması Hall etkisi ölçümleri deneylerinde oldukça önemli bir aşama olarak görülmektedir. Numune yüzeyinin temizlenmesi, kontak metallerin doğru seçimi, Van der Pauw tekniği sebebiyle kontakların küçük yapılması aşaması, çalışma ortamı ve çalışılan aletlerin temiz olması gibi etkenler kontakların direncini ve deneysel sonuçları oldukça etkilemektedir.

5.5. Akım – Voltaj Ölçümleri

Numune yüzeyinde alınan kontakların ohmik olması numune parametrelerinin ölçümlerinin doğru olması için gereklidir. Numune yüzeyinden ölçü sistemine bağlantılar bu kontaklardan yapılır. Devre ya da numune üzerindeki potansiyel düşmesi ihmal edilecek kadar küçük olmalıdır. Bu halde I/V karakterisliği değişmez.

Çalışılan numunelerin ohmik davranış gösterip göstermediğini doğrulamak amacı ile numune üzerindeki her bir kontak çifti için akım-gerilim (I-V) ölçümleri yapılmıştır. I-V verilerinin tamamen lineer çıktığı gözlemlenirse bu kontakların ohmik oldukları elde edilen verilerin sadece ölçülen numunelerden geldiği ve kontakların hiçbir etkisinin olmadığı doğrulanır [100]. Resim 5.3’de ölçülen bir numuneye ait ohmik I-V karakterisliği görülmektedir.



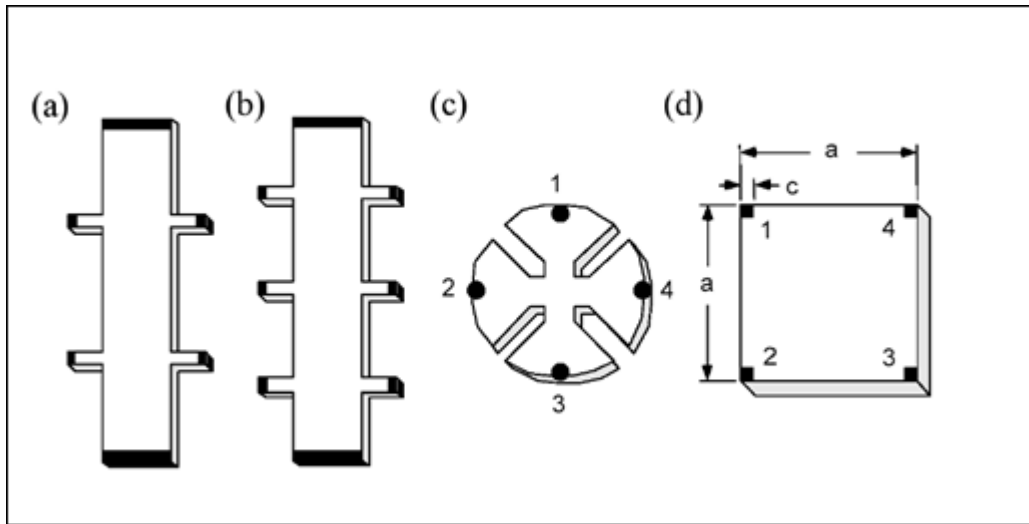
Resim 5.3. Ohmik davranış gösteren bir numunenin I-V karakterisliği

5.6. Özdirenç ve Hall Etkisi Ölçümleri

Diğer bir adıyla galvanometrik ölçümler olarak bilinen özdirenç ve Hall etkisi ölçümleri, düşük elektrik alanlarda özdirenç ölçümleri ile düşük elektrik ve manyetik alan altındaki Hall ölçümlerini içerir. Bu şekilde serbest bir taşıyıcının elektrik ve manyetik alan altındaki hareketleri hakkında fikir elde edilir. Bir Hall etkisi sistemi ile numunedeki taşıyıcıların türü (elektron ya da deşik), yoğunlukları, özdirenci

(manyetik alan yokluğunda ölçülmeli) ve hareketliliği gibi önemli özellikler ölçülebilir ya da hesaplanabilir.

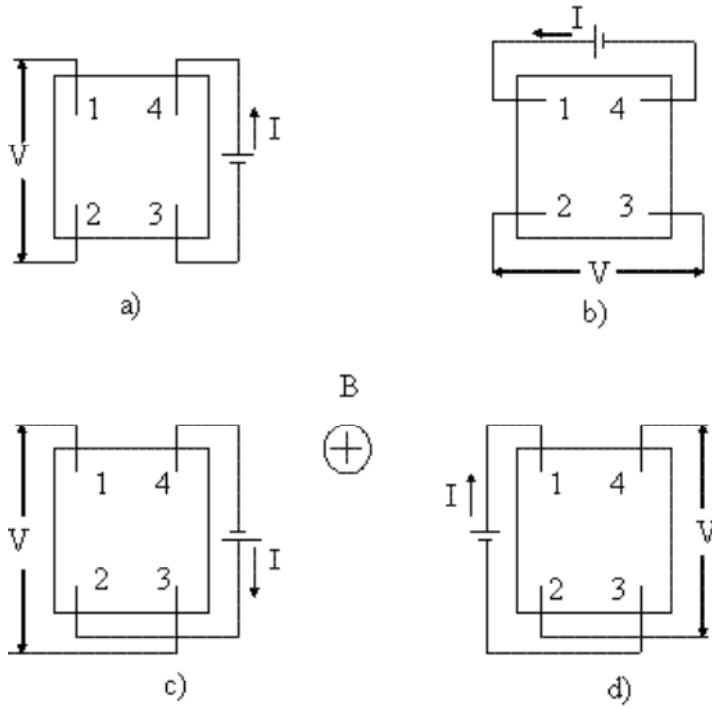
Özdirenç ve Hall etkisi ölçümleri iki çeşit numune geometrisi kullanılarak yapılabilir: (1) ince ve uzun Hall bar yapıları ve (2) kare ya da dairesel Van der Pauw yapıları. Her bir numunenin kendine özgü avantajları ve dezavantajları vardır. Her iki tip numune için Hall voltajı, uygulanan manyetik alana ve akıma dik oluşur. Hall etkisi ile ilgili daha fazla bilgi literatürde mevcuttur [101,102].



Şekil 5. 2. (a) 6 kontaklı Hall yapı, (b) 8 kontaklı Hall yapı, (c) yonca yaprağı biçiminde Van der Pauw yapısı ve (d) kare Van der Pauw yapısı

Şekil 5.2’de görüldüğü gibi 4,6 ve 8 kontaklı Hall bar geometrileri mevcuttur. Hall bar geometrilerinin bazı avantajları ve dezavantajları vardır. Bunlar sırasıyla, Hall bar geometrisinde mobilite ölçümünü almak için minimum 6 kontakla ihtiyaç duyulması, özdirenç ölçümlerinin doğruluğu için numunelerin şekillerinin belirli olması gerekliliği ayrıca Hall bar genişliği ve kenar kontaklar arasındaki mesafeleri ayarlamak ölçümlerin tamamen doğru olabilmesi için oldukça zordur. Bu sebeplerden dolayı sadece 4 kontakla yapılabilen kolay ve etkin bir ölçüm yöntemi olan Van der Pauw metodu tercih edilir. Van der Pauw yönteminde dikkat edilecek hususlar; kontaklar tamamen numunelerin köşelerinde ve oldukça küçük olması ve numunenin bütün her yerinde numune kalınlığı eşit olması gereklilikleridir.

Bu tez çalışmasında numunelerin ölçümleri, ölçüm kolaylığı açısından Van der Pauw yöntemi ile yapılmıştır [103]. Tez kapsamında çalışılan numunelerin ölçümleri Şekil 5.2 (d)'de görülen kare formda köşelerde kare ya da üçgen olarak yerleştirilmiş simetrik kontaklar üzerinden alınmıştır.



Şekil 5.3. Van der Pauw yöntemi kullanılarak öz direnç (a ve b) ve Hall gerilimi (c ve d) ölçümleri için şematik gösterim.

Şekil 5.3'de gösterilen 4 farklı kombinasyon ile numune hakkında tipik taşıyıcı yoğunluğu gibi parametreler hesaplanır. Hall voltajında doğru sonucun alınmasını etkileyecek bazı durumlar vardır. Hall voltajı kendi içerisinde başka voltajlar içerebilir. Bu durum Look'un kitabında

$$V_H' = V_H + V_N + V_R + V_E \quad (5.4)$$

şeklinde verilmiştir [104].

Burada, V_H' , ölçülen Hall gerilimi, V_H ise gerçek Hall gerilimidir. Manyetik alan etkisi altında iken, bir dış akım uygulanmıyorsa kontaklar arası bir sıcaklık farkı varsa sıcak kontaktaki sıcak taşıyıcılar soğuk kontağa doğru hareket etme

eğilimindedir. Bu taşıyıcılar bir akım oluştururlar ve bu oluşan akım manyetik alanın büyüklüğü ile doğru orantılıdır. Bu etki, Nernst ya da Nernst-Ettingshausen etkisi olarak adlandırılır. Bu olay sonucu oluşan potansiyel V_N ile gösterilir. Tüm kontaklar yaklaşık aynı sıcaklıkta oldukları için oluşan bu potansiyel küçük bir etkiye sahiptir. Fakat bu olay yüksek manyetik alan altında yapılması sonucu daha etkin hale gelebilir. Bu elektronları yayılmaları sıcak ve soğuk bölgeler oluşmasına yol açar ve bu dağılımda ayrıca bir potansiyel farkın oluşmasına yol açar. Bu potansiyel fark, Seebeck potansiyelidir. Bu potansiyel Righi-Leduc potansiyeli (V_R) olarak bilinir. Dışardan herhangi bir sıcaklık değişimi yapılmassa bile numune kendisi bu sıcaklık değişimini oluşturabilir. Çünkü sıcak (hızlı) ve soğuk (yavaş) elektronlar Seebeck etkisi oluşturur ve oluşan bu potansiyel de Ettingshausen potansiyeli (V_E) olarak bilinir. Bu potansiyel hem uygulanan manyetik alan ile hem de uygulanan akım ile orantılıdır.

Ölçülen Hall geriliminin gerçek Hall gerilimine eşit olması ve yukarıda sırasıyla belirtilen tüm potansiyelleri ihmal edebilmek için farklı kontak çiftleri kullanılarak 8 öz direnç ve 8 Hall ölçümü olmak üzere toplam 16 farklı ölçüm yapıldı.

Öz direnç ölçümlerinde, yanyana olan kontak çiftlerine akım uygulanır ve karşı kontaklardan gerilim ölçülür. Hall gerilimi ölçümlerinde ise numuneye dik bir manyetik alan altında çapraz kontak çiftine akım uygulanır ve diğer çapraz kontak çiftinden Hall gerilimi okunur. Şekil 5.3’de bu ölçümler şematik olarak gösterilmiştir.

Son zamanlarda; Van der Pauw tekniğinin geçerliliği ve ısı yoluyla üretilen potansiyel hataları, manyetik direnç etkileri araştırılmıştır [105]. Van der Pauw tekniğinin, kontaklar çok küçük, tam bir kare olarak yerleştirilmiş, simetrik, numunenin homojen ve tamamen plaka halinde olduğunda geçerli olduğu gösterilmiştir. Kontak bölgelerindeki homojensizlikler, Hall ve öz direnç verilerinde ciddi hatalara sebep olur [106]. Bu tez çalışmasında kullanılan numunelerin tüm olası

ölçümlerle bu durum kontrol edildiğinden, ölçülen sonuçlarda ısı yolla oluşan potansiyellerin etkisi olmadığı kabul edilmiştir.

5.6.1. Özdirenç ölçümleri

Özdirenç ölçümlerinin amacı katman direnci R_s ’ yi belirlemektir. Hacim elektriksel özdirenci ρ ,

$$\rho = R_s \times d \quad (5.5)$$

eşitliği kullanılarak hesaplanabilir. Özdirencin Van der Pauw ölçümlerinde açık hali ise;

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \left[\frac{R_{12,34} + R_{23,41}}{2} \right] + f \left(\frac{R_{12,34}}{R_{23,41}} \right) \quad (5.6)$$

olarak verilir [107]. Eş. (5.6)’da d, numune kalınlığı, $R_{ab,cd}$, a ve b arasında akım uygulanıp c ve d kontaklarında gerilim ölçülürse bunlar arasında elde edilen direnç değeridir. Benzer şekilde her kontak çifti üzerinden geçen akımın karşı kontak çifti üzerinden oluşturduğu potansiyel farkı 4 düz yönlü akım ve 4 ters yönlü akım uygulamak koşulu ile toplam özdirence benzer 8 konfigürasyonda ölçüm yapılarak ortalamaları alınmıştır.

Burada, $f \left(R_{12,34} / R_{23,41} \right)$ düzeltme faktörüdür ve

$$f \left(\frac{R_{12,34}}{R_{23,41}} \right) = 1 - \left(\frac{R_{12,34} - R_{23,41}}{R_{12,34} + R_{23,41}} \right)^2 \frac{\ln 2}{2} - \left(\frac{R_{12,34} - R_{23,41}}{R_{12,34} + R_{23,41}} \right)^4 \left(\frac{\ln^2 2}{4} - \frac{\ln^3 2}{12} \right) \quad (5.7)$$

şeklinde verilir.

5.6.2. Hall etkisi ölçümleri

Van der Pauw ölçüm tekniğinde Hall ölçümünün amacı, V_H Hall voltajının ölçülmesiyle katman taşıyıcı yoğunluğu n_s ' i elde etmektir. Hall voltaj ölçümü, sabit bir I akımı ve örneğe dik olarak uygun sabit bir B manyetik alan altında birkaç dizi voltaj ölçümünden oluşmaktadır. Bir çapraz kontak çiftine akım uygulanır ve diğer çapraz kontak çiftinden voltaj okunur. Isıl yolla üretilen Nernst-Ettingshausen, Righ-Leduc ve Ettingshausen potansiyellerinin etkisini azaltmak amacı ile düz-ters akım ve manyetik alan uygulanarak sekiz ölçüm yapılır.

Van der Pauw ölçümlerinde Hall Katsayısı

$$R_H = \frac{\Delta R_{12,34} d}{B}, \quad (5.8)$$

şeklinde verilir. Burada, $\Delta R_{12,34}$; numuneye dik olarak uygulanan manyetik alanın $R_{12,34}$ değerinde yaptığı değişimi ifade etmektedir. Taşıyıcıların Hall hareketliliği (μ_H) ve Hall taşıyıcı yoğunluğu (n_H) değerleri ile özdirenç Eş. (5.7) ve Hall katsayısı Eş. (5.8) eşitlikleri kullanılarak;

$$\mu_H = \frac{R_H}{\rho} \quad (5.9)$$

$$n_H = \frac{1}{e R_H} \quad (5.10)$$

şeklinde bulunur. Burada elde edilen bağıntılardan Eş. (5.9) görüldüğü gibi taşıyıcı hareketliliği numune kalınlığından bağımsızdır. Benzer şekilde özdirenç, Hall katsayısı ve Hall taşıyıcı yoğunluğunda da isteğe bağlı olarak kalınlığı ihmal edilebilir. Bu durumda hesaplanan özdirenç 2-boyutta özdirenç ve taşıyıcı yoğunluğu 2-boyutta taşıyıcı yoğunluğunu adını alır. 2 boyutta ifadelerin ölçümleri kalınlıktan bağımsızdır ve ölçümleri kolaylaştırma bakımından yaygın olarak kullanılır. Bu tez

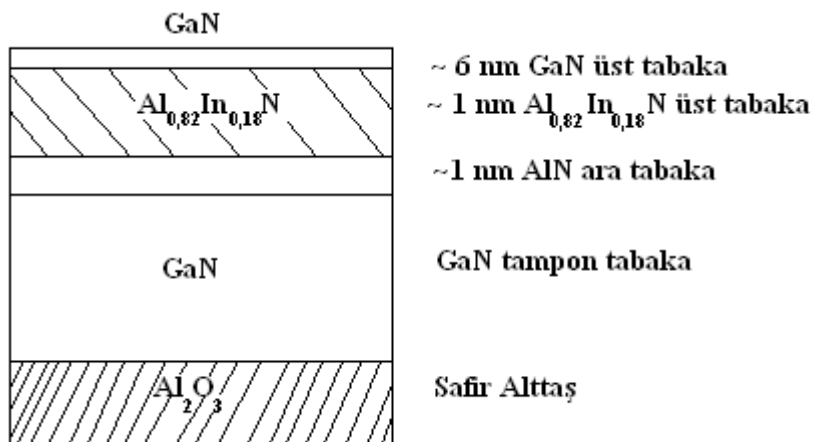
alışmasında ölçümü yapılan numunelerde genel olarak 2-boyutta iletim olması sebebiyle, 2-boyutta Hall taşıyıcı yoğunluğu ve özdirenci kullanılmıştır.

6. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu tez kapsamında çalışılan AlInN/AlN/GaN/AlN HEMT çokluyapılarının In oranının 0.18 olduğunda; farklı katmanların kalınlıkları ve katkılama oranının değişimi ile elde edilen yapıların elektriksel ve manyetik iletim özellikleri incelendi. Bu amaçla AlInN/AlN/GaN/AlN HEMT yapılarının, manyetik alan altında (0-1,4 T) ve 29 – 300 K sıcaklık aralıklarında öz direnç ve Hall etkisi ölçümleri yapıldı. Elde edilen verilere bağlı olarak Hall hareketliliği, Hall taşıyıcı yoğunluğu, öz direnç incelemeleri yapıldı ve herbir numune için hareketliliği etkileyen saçılma analizleri ayrı ayrı yapılarak parametre incelemesi yapıldı.

6.1. Kristal Büyütme Detayları

Bu tez kapsamında $Al_{1-x}In_xN/AlN/GaN/AlN$ HEMT yapıları incelendi. Yarıiletken tabakalar, c-yüzlü (0001) safir (Al_2O_3) alttaş üzerine düşük basınçlı MOCVD reaktöründe büyütüldü. Tabakalar büyütülmeden önce safir alttaş H_2 atmosferinde 1100 °C sıcaklıkta temizlendi. Bu işlem sonrası tabakalar belirli basınçlar ve sıcaklıklar altında büyütüldü. İncelenen numunelerde kullanılan tabakaların ayrı ayrı detayları Çizelge 6.1’de verildi. Örnek olarak B2131 (örnek numune) numunesinin yapısı Şekil 6.1’de verildi.



Şekil 6. 1. B2131 kodlu $Al_{0,82}In_{0,18}N/AlN/GaN$ HEMT yapısı. Şekilde ki kalınlıklar orantılı değildir

Çizelge 6.1. Numunelerde kullanılan tabakaları ve tabakaların; kalınlıkları, In mol oranları ve katkılamaları

Numune No	Tabakalar	Kalınlık (nm)	In mol oranı (x)	Katkı (cm ⁻³)
B2131 (Örnek Numune)	GaN Şapka In _x Al _{1-x} N Bariyer AlN Arayüzey GaN Tampon tabaka Safir Alttaş	6 1 1	0.18	10 ²⁰
B2132 (Yüksek voltaj)	GaN Şapka In _x Al _{1-x} N Bariyer AlN Arayüzey GaN Tampon tabaka Safir Alttaş	8 1 1	0.18	10 ²¹
B2146 (Düşük voltaj)	GaN Şapka AlN Arayüzey GaN Tampon tabaka Safir Alttaş	7 2		10 ²⁰
B2147 (Arka Bariyer)	GaN Şapka In _x Al _{1-x} N Bariyer AlN Arayüzey GaN Tabaka AlN Arka bariyer GaN Tampon tabaka Safir Alttaş	8 3 1 3 1	0.18	10 ²¹

6.2. Öz direnç ve Hall Etkisi Ölçümleri

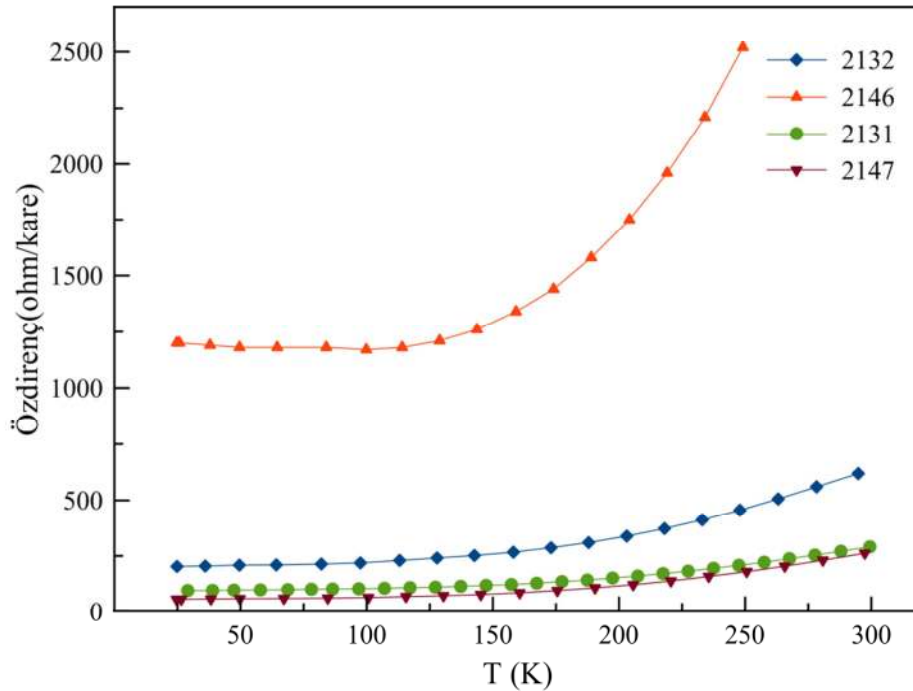
Van der Pauw methodu ile hazırlanan kare şekilli numunelerin köşelerine üçgen şeklinde Ti/Al/Ni/Au (20 nm/200 nm/50 nm/70 nm) metalleri buharlaştırılarak sonrasında 850 °C sıcaklıkta 5 dk tavlansak ohmik kontaklar hazırlandı. Bu ohmik

kontakların üzerine In eritilerek elektriksel kontaklar elde edildi ve bu kontakların ohmik davranışı, akım-voltaj (I-V) karakterislikleri ile doğrulandı.

Ölçümler Lake Shore Hall Etkisi ölçüm sistemi kullanılarak 29 - 300 K aralığındaki 14 sıcaklık adımında gerçekleştirildi.

6.2.1. Özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi

$Al_{1-x}In_xN/AlN/GaN/AlN$ HEMT yapılarında özdirenc ölçümleri Van der Pauw yöntemi kullanılarak 29 – 300 K arasında 14 sıcaklık ve 0 -1,4 T arasında 20 manyetik alan noktasında yapıldı. Manyetik alanın yokluğunda özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi Şekil 6.2’de verildi. Sıcaklık arttıkça özdirencin belirli bir yere kadar sabit kalması yapının dejenere ve düşük boyutlu ilettime sahip olduğu hakkında ipucu verir. İletim, kuvantum kuyu içinde 2DEG birikimi ile oluşur. Daha sonra sıcaklığın bir noktadan itibaren arttıkça özdirencin artmasında numunelerin dejenere davranış göstermesinin bilinen bir göstergesidir.

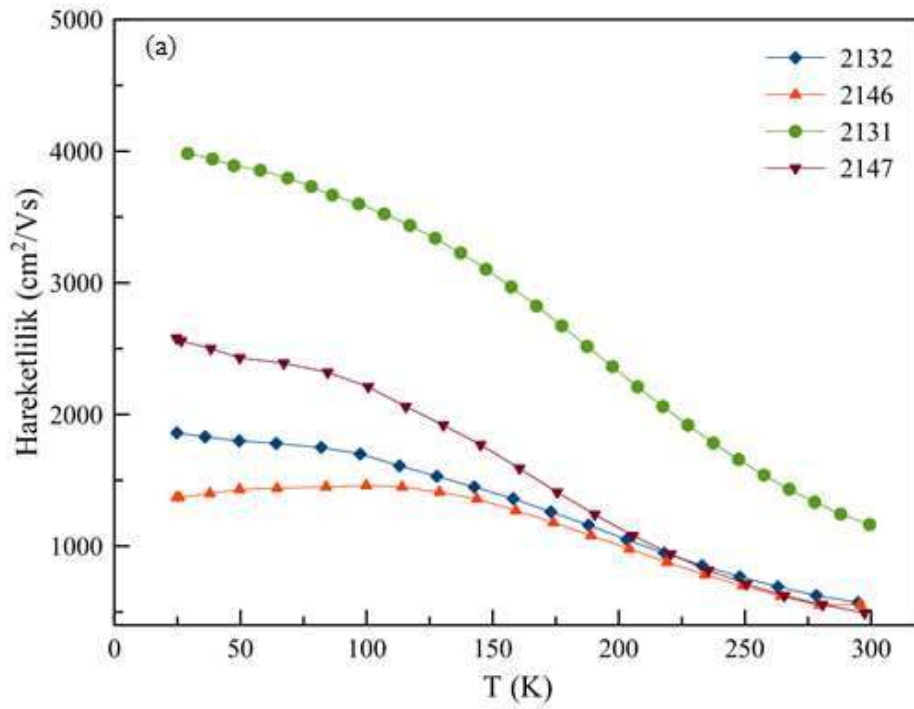


Şekil 6.2. $Al_{1-x}In_xN/AlN/GaN/AlN$ HEMT yapılarına ait özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi

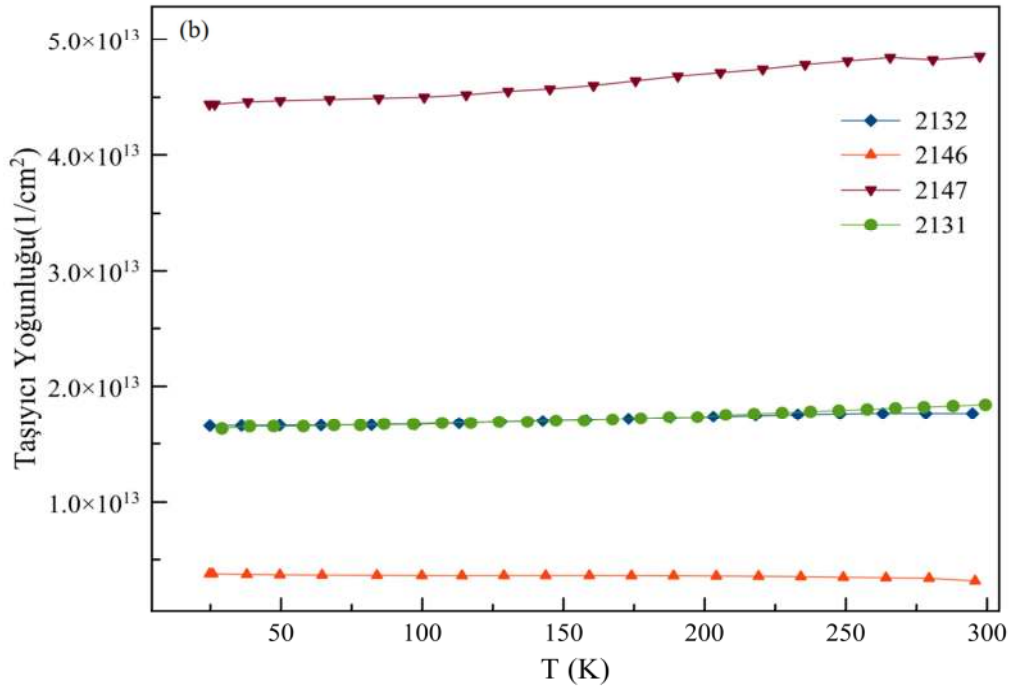
Şekil 6.2’de görüldüğü gibi 2146 nolu numunenin öz direnç değerinin diğer numunelere göre yüksek olduğu ve bütün numunelerde öz direncin sıcaklığa bağımlılığı aynı davranışı sergilemiştir.

6.2.2. Hall ölçümlerinin sıcaklığa bağlı değişimi

$\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{N}/\text{GaN}$ çoklu yapılarının Hall etkisi ölçümleri 29 – 300 K sıcaklık aralığında ve sabit 0,4 Tesla manyetik alan altında alındı. Uygulanan sıcaklık aralığı boyunca bütün numunelerin Hall katsayısı negatif davranış sergilemiştir. İncelenen numunelerin Hall hareketliliği ve Hall taşıyıcı yoğunluğu Şekil 6.3’de verilmiştir.



Şekil 6. 3. Araştırılan numuneler için, (a) Hall hareketliliği ve (b) Hall taşıyıcı yoğunluklarının sıcaklığa bağlı değişimleri



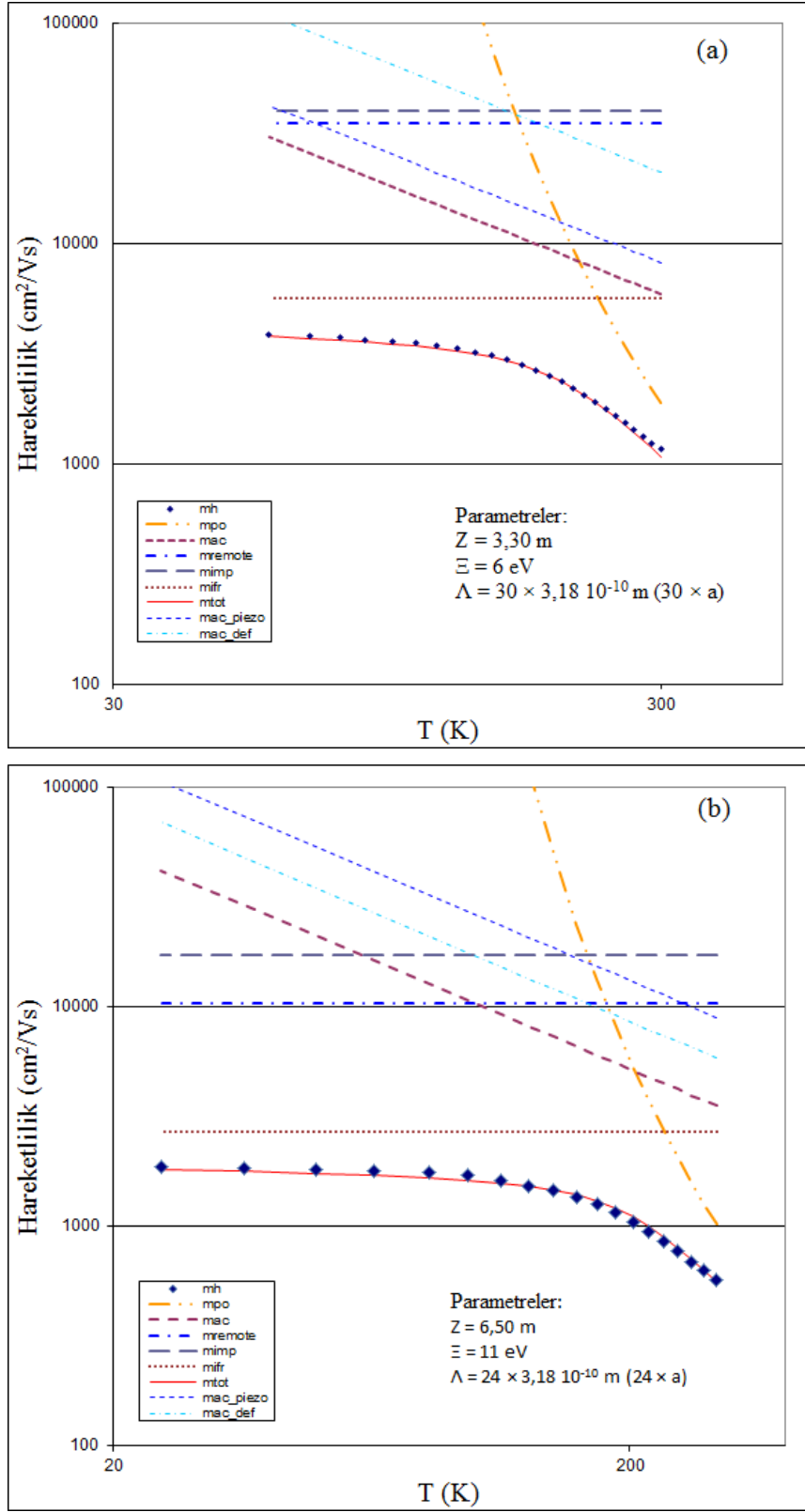
Şekil 6. 3. (Devam) Araştırılan numuneler için, (a) Hall hareketliliği ve (b) Hall taşıyıcı yoğunluklarının sıcaklığa bağlı değişimleri

Şekil 6.3 (a)'da görüldüğü gibi düşük sıcaklıklarda bütün numunelerin Hall hareketlilikleri neredeyse sıcaklıktan bağımsızdır. Bunun sebebi sıcaklığın 100 K altında olduğunda elektron hareketini etkileyen sıcaklık bağımsız saçılmalarıdır. Yüksek sıcaklıklarda ise Hall hareketliliği artan sıcaklıkla optik fonon saçılmasına ait olan $T^{-3/2}$ bağılılığına uygun şekilde azalmaktadır. Dolayısıyla optik fonon saçılması da yüksek sıcaklıklarda en etkili saçılma mekanizmasıdır. Aynı zamanda Şekil 6.3 (b)'de görüldüğü gibi Hall taşıyıcı yoğunluğu sıcaklıktan bağımsız bir davranış göstermektedir. Hall hareketliliğinin ve Hall taşıyıcı yoğunluğunun bu davranışları tipik 2DEG davranışı olarak değerlendirilir. Bütün numunelerde sıcaklık arttıkça hareketlilikteki azalma davranışı aynıdır. 2131 nolu numunenin hareketlilik değeri diğer numunelere nazaran daha yüksektir. Taşıyıcı yoğunluklarını kıyaslırsak; 2147 nolu numunenin taşıyıcı yoğunluğu değeri diğer numunelere nazaran daha yüksektir.

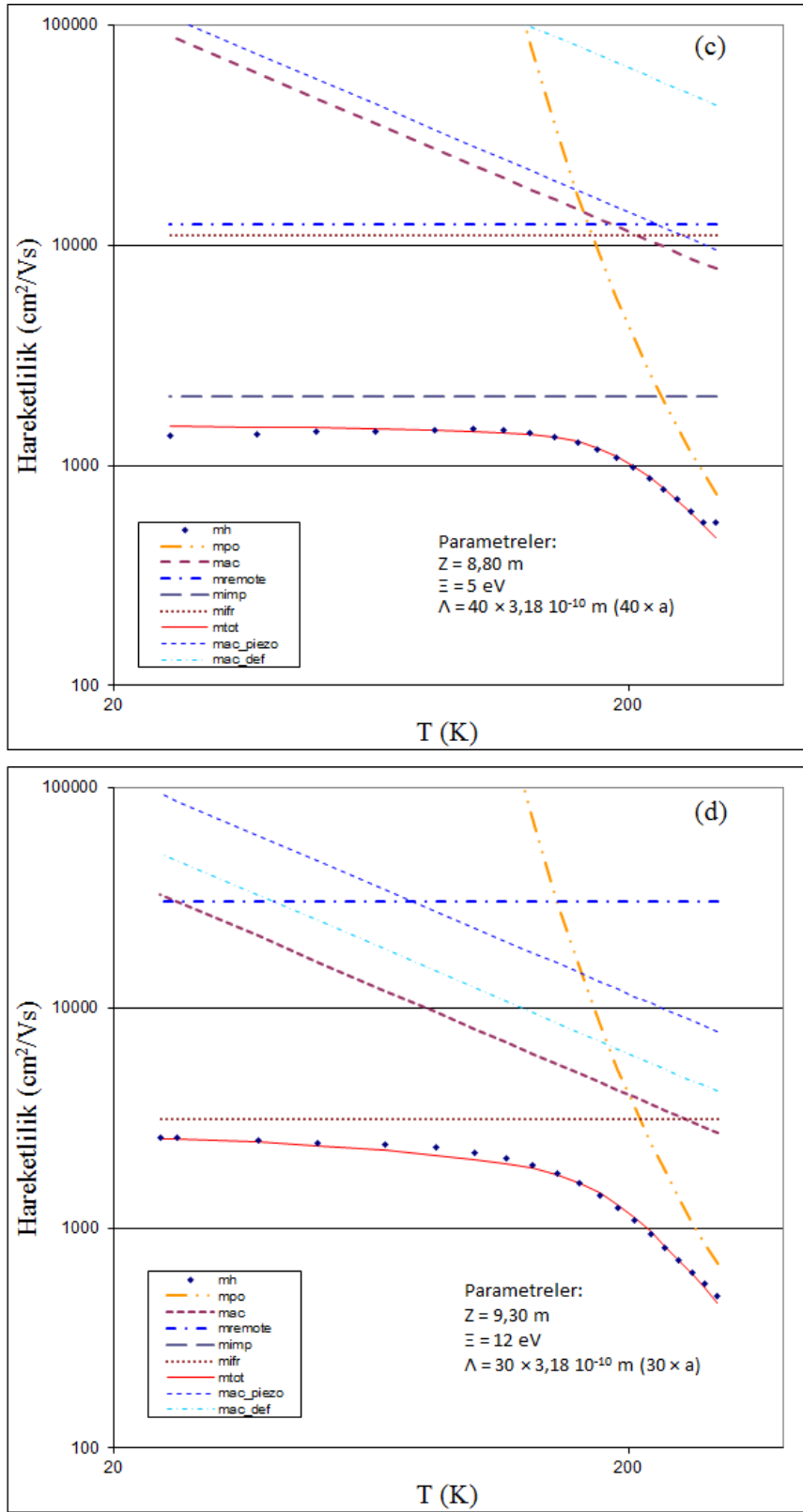
6.2.3. Saçılma analizleri

Bu bölümde, Bölüm 4.2’de ayrıntıları ile incelenmiş elektron hareketliliğini sınırlayan, polar optik fonon, akustik fonon, safsızlık, arayüzey bozukluğu saçılmaları kullanılarak B2131, B2132, B2146, B2147 numuneleri için Hall verileri kullanılarak saçılma analizi yapılmıştır. Yapılan analizlerde kullanılan parametreler Çizelge 3.4’de verilmiştir. Hesaplamalarda da arkaplan safsızlık miktarı (N_d); 10^{23} m^{-3} [108] ve arayüzey bozukluğunun yanal boyut değeri (Δ); $2 \times 2,58 \times 10^{-10} \text{ m}$ (iki monotabaka kalınlığı) [109] olarak alındı. Saçılma mekanizmasındaki değer parametreleri; kuyu genişliği (Z_0), deformasyon potansiyeli (Ξ), korelasyon uzunluğu (Λ) ayarlanabilir parametre olarak kullanıldı. Burada Z_0 parametresi, Şekil 3. 5’ de görülen üçgenimsi kuyunun genişliğinin bir ifadesidir. Ξ parametresi incelenen yapının örgüsündeki deformasyona bağlı iletkenlik band kenarında ki pertürbasyonu sağlayan potansiyelin bir ölçüsüdür. Λ ayarlanabilir parametresi ise kuvantum kuyunun oluştuğu arayüzeydeki bozukluğun derinliğinin 2 monotabaka kabul edildiği durumdaki yanal boyutudur.

Şekil 6.3’de verilen sıcaklığa bağlı Hall hareketliliği ve düşük sıcaklıklarda Hall taşıyıcı yoğunluğu değerleri kullanılarak, saçılma mekanizmaları ölçülen değerlere Mattheissen kuralı uygulanarak eşleştirildi. Hesaplanan hareketliliğin deneysel hareketliliğe en iyi eşleşmesi durumunda kuyu genişliği, deformasyon potansiyeli ve korelasyon uzunluğu parametreleri belirlendi. Bütün numuneler için deneysel, teorik fit (eşleme) ve her bir numune için saçılmadan kaynaklanan hareketlilik değeri Şekil 6.4 ‘de gösterildi.



Şekil 6. 4. (a) B2131, (b) B2132, (c) B2146, (d) B2147 numunelere ait Hall verileri kullanılarak yapılmış saçılma analizleri sonuçları



Şekil 6. 4. (Devam) (a) B2131, (b) B2132, (c) B2146, (d) B2147 numunelere ait Hall verileri kullanılarak yapılmış saçılma analizleri sonuçları

Şekil 6.4 (a, b, d)' de görüldüğü gibi bütün numunelerde arayüzey bozukluğu saçılması, çalışılan sıcaklık aralığında hareketliliği kontrol eden saçılma mekanizmasıdır. Şekil 6.4 (c)' de ise arka plan safsızlık saçılma mekanizmasının baskın olduğu görülmektedir. Polar optik ve akustik fonon saçılmaları sırasıyla yüksek ve orta sıcaklıklarda etkin olduğu görülmektedir.

Arayüzey bozukluğu saçılması, akustik fonon saçılması ve arkaplan safsızlık saçılmasının taşıyıcı yoğunluğu ile doğrudan ilişkili olmasıyla beraber optik fonon saçılmasında kuyu genişliğinin değişmesi ile orantılıdır. Bunların dışında AlN aratabaka kullanımı, $\text{Al}_{0,82}\text{In}_{0,18}\text{N}$ bariyeri içinde elektron bulunma olasılığını yok denecek kadar azalttığından, bu numunelerde alaşım saçılması yok olarak kabul edilir.

B2132 numunesinin B2146 numunesine göre daha yüksek elektrik alan oluşturmaları için gerilimin daha az olması gerekir. Bunun için AlInN bariyeri kullanıldı. Kullanılan AlInN tabakası sahip olduğu yüksek doğal polarizasyon daha yüksek taşıyıcı yoğunluğuna sebebiyet vermiştir. Fakat görülen kadarıyla indiyum'un bulunduğu bölgede segredasyona uğramasıyla arayüzey bozukluğunun beklenenin tersine arttığı görülmüştür.

Yapısal olarak B2132 numunesine benzeyen B2147 numunesinde içerdiği AlInN tabakası sebebiyle arayüzey bozukluğuna sahip olduğu görülmüştür. Buna ilaveten bu tabakanın kalın olması bu numunenin diğer numunelere nazaran en yüksek taşıyıcı yoğunluğuna sahip olmasını sağlamıştır. AlInN bariyer ve ardından gelen aslında arka tabaka olarak tasarlanan AlN tabakası beklenenden farklı bir yerde kuyu oluşumu sağlamıştır. Oluşan kuyu AlN arka tabakasının önünde değil arkasında oluşmuş olabilir.

B2146 numunesinde AlInN uygulanmaması sonucu görece düşük kutuplanma ve daha düşük taşıyıcı yoğunluğu değerleri elde edilmiştir. Numunede arayüzey bozukluğunun az olduğu yapılan incelemelerle bulunmuştur. Buna rağmen hareketliliğin olması beklenenden yüksek değildir. Bunun sebebi olarak taşıyıcı

yoğunluğuna bağlı olarak baskın olan arkaplan safsızlık saçılması olduğu düşünülmektedir.

Çizelge 6.2. Hall verileri kullanılarak yapılmış saçılma analizleri sonrası elde edilen veriler

Parametreler Numuneler	Z_0 (Kuyu Genişliği) (nm)	Ξ (Deformasyon Potansiyeli) (eV)	Λ (Korelasyon Uzunluğu) (m)
B2131 (Örnek Numune)	3,3	6,0	$95,40 \times 10^{-10}$
B2132 (Yüksek Voltaj)	6,5	11	$76,32 \times 10^{-10}$
B2146 (Düşük Voltaj)	8,8	5,0	$127,20 \times 10^{-10}$
B2147 (Arka Bariyer)	9,3	12	$95,40 \times 10^{-10}$

B2131 ile B2132 arasındaki tek fark farklı katkı ve kalınlığa sahip şapka tabakası kullanımıdır. Düşük katkı konsantrasyonlu ve daha ince GaN şapka kullanımı ölçülen taşıyıcı yoğunluğu değişim göstermezken çalışılan tüm sıcaklıklarda hareketlilik önemli artışa sebep olmuştur. Çizelge 6.2’de görüldüğü gibi B2131 numunesinin diğer numunelere göre düşük kuyu genişliği, düşük deformasyon potansiyeli ve düşük sayılabilecek korelasyon uzunluğu en iyi parametrelere sahip numune olduğunu göstermektedir. Birbiri ile sadece bariyer farkı olan B2132 ve B2147 numunelerinin deformasyon potansiyeli ve korelasyon uzunluklarının benzerlik göstermesi, B2147 ‘de görülen büyük kuyu genişliği beklenenden farklı arka bariyerin gerisinde oluşan kuyu varlığını ispat eden niteliktedir. B2132 ile B2146 arasındaki en önemli fark B2146’da alaşım kullanılmamasıdır. Buna bağlı olarak B2146’ da AlInN tabakasının olmamasından doğan doğal polarizasyonun kuyu içinde daha az elektron indüklenmesine bağlı olarak arkaplan safsızlık saçılması baskın hale gelmiştir. Çizelge 6.2’ de incelenen numunelerde elde edilen Z_0 , Ξ , Λ parametreleri için sırasıyla 3,3 – 9,3 nm, 5,0 – 12 eV ve (76,32 – 127,20) $\times 10^{-10}$ m aralığında değerler bulunmuştur. Bu değerler literatürdeki teorik ve benzer çalışmalardaki bulunan değerlerle uyum içerisindedir [110-112].

7. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu tezde MOCVD yöntemi ile (0001) yönelimli safir alttaş üzerine büyütülen $Al_{1-x}In_xN/AlN/GaN/AlN$ HEMT yapılarının sıcaklığa bağımlı iletim ve manyetoiletim özellikleri, Hall ölçümleri yapılarak klasik Hall analizleri incelendi.

Ölçüm sonuçlarında elde edilen verilerden ayrı ayrı saçılma analizleri gerçekleştirildi ve parametre araştırması yapıldı. Taşıyıcı yoğunluğunun; arayüzey pürüzlülüğü, akustik fonon ve arkaplan safsızlık saçılmasıyla, kuyu genişliğinin optik fonon saçılmasıyla, polar optik ve akustik fononların yüksek sıcaklıklardaki baskın olması durumları incelendi.

Yapılan çalışmalarda farklı katman yapılarıdaki ultra ince bariyerli yapılar incelendi ve ultra ince $AlInN$, ultra ince AlN bariyeri ve ultra ince AlN arka bariyer uygulamalarının sonuçları incelenmiştir. Ultraince $AlInN$ bariyerinin kutuplanma alanlarında yapacağı beklenen teorik iyileştirmenin aksine deneysel İndiyum segredasyonu oluşumunun gözlemlenmesi bu bariyerin beklenenin tersine sonuçlar verebileceğini göstermiştir. Daha yüksek gerilim alanlı daha düşük elektrik alanlarda çalışabileceği öngörülen B2146 numunesi vaad eden sonuçlar göstermiştir. B2147 numunesinde diğer numunlerden farklı olarak arka bariyer uygulaması, yapıda beklenenden farklı kuyu oluşumu görülmüştür.

Bu sonuçlar ultraince bariyerli yapıların incelemesinde büyütme koşullarının, bant mühendisliğinin ne kadar önemli olduğunu göstermektedir. Burada yapılan çalışmalar, çok boyutlu gerilim ve ısı etkileride devreye sokan simülasyonlar eşliğinde daha detaylı çalışılıp ultraince bariyerli yapıların etkilerini inceleyen çalışmaların başlangıcı olacaktır.

KAYNAKLAR

1. T.Mimura, "The Early History of the High Electron Mobility Transistor (HEMT)", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 50(3): 780-782 (2002).
2. Ambacher, O., "Growth and applications of group III-nitrides", *J.Phys. D: Appl.Phys*, 31: 2653 (1998)
3. Jain, S.C.,Willander, M., Narayan, J., Overstraeten, R., "III-nitrides: Growth, characterization, and properties", *J.Appl.Phys*, 87:965 (2000).
4. Pankove, J.I., Moustakas T.D., "Gallium Nitride I", *Semiconductors and Semimetals Academic Pres San Diego*, 50: 431-457 (1998)
5. Nakamura, S., Fasol , G., "The Blue Laser Diode: GaN Based Light Emitters and Lasers", *Sprinter Verlag Berlin, Germany*, 77-79 (1997).
6. B.Ozpineci and L.M.Tolbert, "Comparison of wide-bandgap semiconductor for power electronics applications", *Technical Report, Oak Ridge National Laboratory*, 6-13, (2003).
7. T.S. Moss and S. Mahajan, "Handbook on Semiconductors: Materials, Properties and Preparation ", 450-460, *Amsterdam: Elsevier Science B.V*, (1994).
8. R. J. Trew, "SiC and GaN transistors – is there one winner for microwawe power applications? " *Proceedings of the IEEE*, 90: 1032-1047 (2002).
9. T.P.Chow, V. Khemka, J. Fedison, N. Ramungul, K.Matocha,Y. Tang, R. J. Gutmann, "SiC and GaN bipolar power devices", *Solid-St. Elec.*, 44 (2): 277-301, (2000).
10. Porowski, S. and Grzegory, I., "Thermodynamical properties of III-V nitrides and crystal growth of GaN at high N₂ pressure", *J. Cryst. Growth*, 178 (1-2): 174-188 (1997).
11. Amano, H.,Sawaki, N.,Akasaki, I. And Toyoda, Y., "Metalorganic vapor phase epitaxial growth of a high quality GaN film using an AlN buffer layer", *Appl. Phys Lett.*, 48 (5): 353-355 (1986).
12. Johnson, W.C., Parsons, J.B., And, Crew, M.C., "Nitrogen Compounds of Gallium", *J. Phys.Chem*, 36 (10): 2561, (1932).
13. Manasevit, H., "Single-Crystal Gallium Arsenide on Insulating Substrates", *Appl. Phys. Lett.*, 12 (4): 156-159 (1968).

14. Manasevit, H. And Simpson, W. L., “ The Use of Metalorganics in the Preparation of Semiconductor Materials: I. Epitaxial Gallium-V Compounds ”, *J. Electrochem. Soc.*, 116 (12): 1725-1732 (1969).
15. Manasevit, H., Erdmann, F. M. And Simpson, W. I., “The Use of Metalorganics in the Preparation of Semiconductor Materials: IV. The Nitrides of Aluminum and Gallium ”, *J. Electrochem. Soc.*, 118 (11): 1864-1868 (1971).
16. Amano, H., Akasaki, I., Kozawa, T., Hiramatsu, K., Sawaki, N., Ikeda, K. And Ishii, Y., “Electron beam effects on blue luminescence of zinc-doped GaN”, *J. Lum.*, 40-41: 121-122 (1988).
17. Amano, H., Kito, M., Hiramatsu, K. And Akasaki, I., “P-Type Conduction in Mg-Doped GaN Treated with Low- Energy Electron Beam Irradiation (LEEBI)”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 28 (12): L2112-L2114 (1989).
18. Nakamura, S., “GaN Growth Using GaN Buffer Layer ”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 30 (10A): L1705-L1707 (1991).
19. Wickenden, D., Kistenmacher, T., Bryden, W., Morgan, J. And Wickenden, A. E., “ The Effect of Self-nucleation Layers on the MOCVD Growth of GaN on Sapphire”, *Heteroepitaxy of Dissimilar Materials Symposium, Anaheim – California*, 167-172 (1991).
20. S.Nakamura, M.Senoh, and T. Mukai, “ p-GaN/n-InGaN/n-GaN double – heterostructure blue light-emitting diodes,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, 32: L8-L11, (1993).
21. S. Nakamura, M.Senoh, and T. Mukai, “p-GaN/n-InGaN/n-GaN double-heterostructure blue light-emitting diodes,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, 32: L8-L11 (1993).
22. S. Yoshida, “Growth of cubic III-nitride semiconductors for electronics and optoelectronics application”, *Physica E*, 7(3-4): 907-914, (2000).
23. Xing, H., Dora, Y., Chini, A., Heikman, S., Keller, S., Mishra, U.K., “High breakdown voltage AlGaIn-GaN HEMTs achieved by multiple field plates”, *IEEE Electron device letters*, 25(4): 161-163 (2004).
24. Kuzmik, J., “Power electronics on InAlN/(In)GaIn: Prospect for a record performance”, *IEEE Electron Device Lett*, 22(11): 510-512 (2001).
25. Kuzmik, J., “ InAlN/(In)GaIn high electron mobility transistors: Some aspects of the quantum well heterostructure proposal”, *Semiconductor Science and Technology*, 17(6): 540-544 (2002).

26. Manasevit, H., Erdmann, F. M. And Simpson, W. I., “The Use of Metalorganics in the Preparation of Semiconductor Materials: IV. The Nitrides of Aluminum and Gallium”, *J. Electrochem. Soc.*, 118 (11): 1864-1868 (1971).
27. Look, D.C., Sizelove, J.R., “ Fabrication of electrically conductive nanowires using high-density dislocations in AlN thin films”, *Phys. Rev. Lett.* 82, (1999), 1237.
28. Dikme, Y., “MOVPE and charectetization of GaN-based structures on alternative substrates”, *Doktora tezi, Pondicherry University, Pondicherry*, 1-24 (2006).
29. Kocan, M., “AlGaIn/GaN MBE 2DEG Heterostructures: interplay between surface- interface- device properties”, *Doktora tezi, Pondicherry University, Pondicherry*, 1-60, (2003).
30. İnternet: MichiganUniversity “EECS521 Winter Term Projects Reports”, www.eecs.umich.edu/dp-group/classes/2003_EECS521/AlGaIn_GaN_HEMT_SanghyumSeo_EECS521_ProjectII_Winter_2003.pdf (2003).
31. Hopfield, J. J., “ Fine structure in the optical absorption edge of anisotropic crystals”, *J. Phys. Chem. Solids*, 15 (1-2): 97-107 (1960)
32. Suzuki, M. And Uenoyama, T., “Strain effect on electronic and optical properties of GaN/AlGaIn quantum –well lasers”, *J.Appl. Phys.*, 80 (12): 6868-6874 (1996)
33. Kim, K., Lambrecht, W. R. L., Segall, B. And Van Schilfgaarde, M., “Effective masses and valence-band splittings in GaN and AlN”, *Phys. Rev. B*, 56 (12): 7363-7375 (1997).
34. Pearton, S. J., Zolper, J.C., Shul, R. J. And Ren. F., “GaN: Processing, defects, and devices”, *J. Appl. Phys.*, 86 (1): 1-78 (1999).
35. Smith, S.A., Wolden, C.A., Bremser, M.D., Hanser, A.D., Davis, R.F., Lambert, W.V., “High rate and selective etching of GaN, AlGaIn, and AlN using an inductively coupled plasma”, *Appl.Phys. Lett*, 71 (25): 3631-3633 (1997).
36. Reshchikova, M., Morkoc, H., “Luminescence properties of defects in GaN”, *J. Appl. Phys.*, 97: 061301-1 (2005).
37. Lin, M. E., Ma, Z., Huang, F. Y., Fan, Z., Allen, L. H., Morkoç, H., “Low resistance ohmic contacts on wide band-gap GaN”, *Appl. Phys. Lett.*, 64 (8): 1003-1005 (1994)
38. Parish, G., Keller, S., Denbaars, S.P., Mishra, U. K., “SIMS investigations into the effect of growth conditions on residual impurity and silicon incorporation in

- GaN and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ’, *Proc. 9th Biennial Workshop on Organometallic Vapor Phase Epitaxy, Florida*, 15-20 (2000).
39. Wu, Y.F., Keller, B. P., Keller, S., Xu, J. J., Thibault, B. J., Denbaars, S. P., Mishra, U. K., “GaN-Based FETs for Microwave Power Amplification”, *IEICE Trans. Electron*, E82-C (11): 1895-1905 (1999).
 40. Neugebauer, J. And Van de Wall, C. G., “Atomic geometry and electronic structure of native defects in GaN”, *Phys. Rev. B*, 50 (11): 8067-8070 (1994).
 41. Hiramatsu K, Itoh S, Amano H, Akasaki I, Kuwano N, Shiraishi T and Oki K, “Growth mechanism of GaN grown on sapphire with AlN buffer layer by MOVPE”, *J. Crystal Growth*, 115: 628-631 (1991).
 42. Karpinski, J., Jun, J. And Porowski, S., “Equilibrium pressure of N_2 over GaN and high pressure solution growth of GaN”, *J. Cryst. Growth*, 66 (1): 1-10 (1984).
 43. Levinstein M., Rumyantsev S. And Shur M., “Handbook Series On Semiconductor Parametres Vol 1&2, 2nd edition”, *World Scientific Publishing Company, Singapore*, 77-98 (2000).
 44. Madelung , O., (Ed.) “Semiconductors-Basic Data”, *Springer-Verlag, Heidelberg, New York, Berlin*, 106-110 (1996).
 45. Bougrov, V., Levinshtein, M.E., Rumyantsev, S.L. And Zubrilov A., “Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe”, *Levinshtein, M.E., Rumyantsev, S.L., Shur M.S. (Eds.), John Wiley & Sons, Inc., New York*, 1-30 (2001).
 46. Santic, B., “On the hole effective mass and the free hole statistics in wurtzite GaN”, *Semicond. Sci. Technol.*, 18 (4): 219-224 (2003).
 47. Bernardini, F., Fiorentini, V. And Vanderbilt, D., “Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides”, *Phys. Rev. B*, 56 (16): R10024-R10027 (1997).
 48. Goldberg. Y., “Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe”, *Eds. Levinshtein, M. E., Rumyantsev, S. L. and Shur, M. S., John Wiley & Sons, Inc., New York*, 31-47 (2001).
 49. Xu, Y. N. And Ching W. Y., “ Electronic, optical, and structural properties of some wurtzite crystals”, *Phys Rev. B*, 48 (7): 4335-4351 (1993).
 50. Christensen, N. E., Gorczyca I., “Optical and structural properties of III-V nitrides under pressure”, *Phys. Rev. B*, 50 (7): 4397-4415 (1994).

51. Veal, T. D., McConville, C. F. and Schaff (Eds), W. J., “Indium Nitride and Related Alloys”, **CRC Press**, Boca Raton, 121-139 (2009).
52. Davydov, V. Y. ve ark. “Absorption and Emission of Hexagonal InN. Evidence of Narrow Fundamental Band Gap ”, **Phys. Stat. Solidi(b)**, 229:R1 (2002).
53. Ching, W. Y. And Xu, Y, -N., “First-Principles Calculation of Electronic, Optical, and Structural Properties of α -Al₂O₃”, **J. Am. Ceram. Soc.**, 77 (2): 404-411 (2005).
54. Thielsch, R., Gatto, A., Heber, J. And Kaiser, N., “A comparative study of the UV optical and structural properties of SiO₂, Al₂O₃, and HfO₂ single layers deposited by reactive evaporation, ion-assisted deposition and plasma ion-assisted deposition”, **Thin Solid Films**, 410 (1-2): 86-93 (2002).
55. Johnson, J. W., Ren, F., Baca, A. G., Briggs, R.D., Shul, R. J., Monier, C., Han, J. And Pearton, S. J., “MOCVD-grown HEMTs on Al₂O₃ substrates”, **Solid State Elect.**, 46 (8): 1193-1204 (2002).
56. Foresi, J. S., Moustakas, T.D., “ Metal contacts to gallium nitride”, **Appl. Phys. Lett.**, 62 (22): 2859-2861 (1993).
57. Fan, Z., Mohammad, S. N., Kim, W., Aktas, O., Botchkarev And Morkoç, H., “ Very low resistance multilayer Ohmic contact to n-GaN”, **Appl. Phys. Lett.**, 68(12): 1672-1674 (1996).
58. Stengel, F., Mohammed, S. N., Morkoç, H., “ Theoretical investigation of electrical characteristics of GaN/AlGa_N modulation doped field-effect transistors”, **J. Appl. Phys.**, 80 (5): 3031-3042 (1996).
59. Khan, M. A., Bhattarai, A., Kuznia, J. N. Olson, D. T., “ High electron mobility transistor based on a GaN-Al_xGa_{1-x}N heterojunction”, **Appl. Phys. Lett.**, 63 (9): 1214-1215 (1993).
60. Shen , L., “Advanced polarization-based design of AlGa_N/Ga_N HEMTs”, **Doktora tezi , University of California, Santa Barbara**, 15-37 (2004).
61. Smorchkova I. P., Keller, S., Heikman, S., Heying, B., Fini, P., Speck, J., Mishra, U. K., “ Two-dimensional electron gas AlN/GaN heterostructures with extremely thin AlN barriers”, **Appl. Phys. Lett** , 77(24): 3998-4000 (2000).
62. Smorchkova, I.P., Chen, L., Mates, T., Shen, L., Heikman, S., Moran, B., Keller, S., Denbaars, S.P., Speck, J. S., Mishra, U.K., “ AlN/GaN and (Al,Ga) N/AlN/GaN two-dimensional electron gas structures grown plasmaassisted molecular-beam epitaxy”, **J. Appl. Phys**, 90 (10): 5196-5201 (2001).

63. Yoshida, S., Misawa, S. And Gonda, S., ‘‘Epitaxial growth of GaN/AlN heterostructures’’, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 1 (2): 250-253 (1983).
64. Akasaki, I., Amano, H., Koide, Y., Hiramatsu, H. And Sawaki, N., ‘‘ Effects of AlN buffer layer on crystallographic structure and on electrical and optical properties of GaN and $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ ($0 < x < 0.4$) films grown on sapphire substrate by MOVPE’’, *J. Cryst. Growth*, 98 (1-2): 209-219 (1989).
65. Amano, H., Akasaki, I., Hiramatsu, K., Koide, Y. And Sawaki, N., ‘‘Effects of the buffer layer in metalorganic vapour phase epitaxy of GaN on sapphire substrate’’, *Thin Solid Films*, 163: 415-420 (1988).
66. Koide, Y., Itoh, N., Itoh, K., Sawaki, N. And Akasaki, I., ‘‘Effect of AlN Buffer Layer on AlGaIn/ α - Al_2O_3 Heteroepitaxial Growth by Metalorganic Vapor Phase Epitaxy’’, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 27(7): 1156-1161 (1988).
67. Lahreche, H., ‘‘Optimisation of AlN and GaN growth by metalorganic vapourphase epitaxy (MOVPE) on Si(111)’’, *J. Cryst. Growth*, 217: 13-17 (2000).
68. Feng, Z.H., Zhou, Y.G., Cai, S. J., Lau, K. M., ‘‘Enhanced thermal stability of the two-dimesional electron gas in GaN/AlGaIn/GaN heterostructures by Si_3N_4 surface-passivation-induced strain solidification’’, *Appl. Phys. Lett*, 85 (22):5248-5250 (2004).
69. Xing, H., Keller, S., Wu, Y. –F., McCarthy, L., Smorchkova, I. P., Buttar, D., Coffie, R., Green, D.S, Parish, G., Heikman, S., Shen, L., Zhang, N., Xu, J. J., Keller, B. P., DenBaars, S. P. And Mishra, U. K., ‘‘Gallium nitride based transistors’’, *J. Phys.-Condens. Matter*, 13 (32): 7139-7158 (2001).
70. Bernardini, F., Fiorentini, V., Vanderbilt, D., ‘‘Spontaneous polarization and piezoelecric constant of III-V nitrides’’, *Phys. Rev. B*, 56: 1002-1005 (1997).
71. Ambacher, O., ‘‘Growth and applications of Group III-nitrides’’, *J. Phys. D: Appl. Phys*, 31: 2653-2655 (1998).
72. Bulutay, C., Ridley, B.K., Zakhleniuk, N.A., ‘‘Full band polar optical phonon scattering analysis and negative differential conductivity in wurtzite GaN’’, *Phys. Rev. B*, 62: 15754-15763 (2000).
73. Hellman, E.S., ‘‘The Polarity of GaN: a Critical Review’’, *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res*, 3: 11-14 (1998).
74. Etienne, B., Paris, E., ‘‘Two-dimensional electron gas of very high mobility in planar doped heterostructures’’, *J. Phys*, 48 (12): 2049-2052 (1987).

75. Ridley, B. K., "Polarization-induced electron populations", *Appl. Phys. Lett.*, 77 (7): 990-992 (2000).
76. Vetury, T., "Polarization induced 2DEG in AlGaIn/GaN HEMTs", *Doktora tezi, University of California, Santa Barbara*, 84-95 (2000).
77. Ambacher, O., Dimitrov, R., Stutzmann, M., Foutz, B. E., Murphy, M. J., Smart, J. A., Shealy, J. R., Weimann, N. G., Chu, K., Chumbies, M., Gren, B., Sierakowski, A. J., Schaff, W.J. and Eastman, L. F., "Role of spontaneous and piezoelectric polarization induced effects in group III-nitride based heterostructures and devices", *Phys. Stat. Sol. (b)*, 216: 381-389 (1999).
78. Bernardini, F., Fiorentini, V., "Spontaneous versus Piezoelectric Polarization in III-V Nitrides: Conceptual Aspects and Practical Consequences", *Phys. Stat. Sol. (b)*, 216(1): 391-398 (1999).
79. Rode, D.L., "Low-field electron transport. Semiconductors and Semimetals", *Academic, New York*, 1: 26-45 (1975).
80. Anderson, D.A., Apsley, N., "The Hall Effect in III-V semiconductor assessment", *Semicond. Sci. Technol.*, 1 (3): 187-202 (1986).
81. Nag, B. R., "Electron transport Compound Semiconductors", *Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg*, 11: 53 (1980).
82. Strite, S., Lin, M. E., Morkoç, H., "Progress and Prospects for GaN and the III-V Nitride Semiconductors", *Thin Solid Films*, 231 (1-2): 197-210 (1993).
83. Zanato, D., Gokden, S., Balkan, N., Ridley, B. K., Schaff, W. J., "The effect of interface-roughness and dislocation scattering on low temperature mobility of 2D electron gas in GaN/ AlGaIn", *Semicond. Sci. Technol.* 19 (3): 427-432 (2004).
84. Ridley, B. K., "The electron-phonon interaction in quasi-two-dimensional semiconductor quantum-well structures", *J. Phys. C*, 15 (28): 5899-5917 (1982).
85. Morkoç, H., "Nitride Semiconductors and Devices", *Springer-Verlag, Berlin Heidelberg*, 233-242 (1999).
86. Ridley, B. K., Foutz, B. E. And Eastman, L. F., "Mobility of electrons in bulk GaN and Al_xGa_{1-x}N/GaN heterostructures", *Phys. Rev: B*, 61 (24): 16862-16869 (1999).
87. Davies, J. H., "The Physics of low-dimensional semiconductors", *Cambridge University Press, Cambridge*, 290-365 (1998).
88. Fang, F. F. And Howard, W.E., "Negative Field-Effect Mobility on (100) Si Surfaces", *Phys. Rev. Lett.*, 16 (18): 797-799 (1966).

89. Ramonas, M., Matulionis, A. And Rota, L., “Monte Carlo simulation of hot phonon and degeneracy effects in the AlGaN/GaN two-dimensional electron gas channel”, *Semicond. Sci. Technol.*, 18 (2): 118-123 (2003).
90. Hess, K., “Impurity and phonon scattering in layered structures”, *Appl. Phys. Lett.*, 35 (7): 484-486 (1979).
91. Lee, K., Shur, M. S., Drummond, T. J., Morkoç, H., “Low field mobility of 2-d electron gas in modulation doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ layers”, *J. Appl. Phys.*, 54 (11): 6432-6438 (1983).
92. Hess, K., “Impurity and phonon scattering in layered structures”, *Appl. Phys. Lett.* 35, 484 (1979).
93. Fewster, P. F., “Interface roughness and period variations in MQW structures determined by X-ray diffraction”, *J. Appl. Cryst.*, 21 (5): 524-529 (1988).
94. Deveaud, B., Emergy, J. Y., Chomette, A., Lambert, B., Baudet, M., “Single monolayer well size fluctuations in the luminescence of GaAs-GaAlAs superlattices”, *Superlatt. Microstruct.*, 1(3): 205-208 (1985).
95. Hirakawa, K., Sakaki, H., “Mobility of the two-dimensional electron gas at selectively doped n-type $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heterojunctions with controlled electron concentrations”, *Phys. Rev. B*, 33 (12): 8291-8303 (1986).
96. Gaska, R., Chen, Q., Yang, J., Osinsky, A., Asif Khan, M., Shur, M. S., “High-temperature performance of AlGaIn/GaN HFETs on SiC substrates”, *Electron Device Letters, IEEE*, 18 (10): 492-494 (2002).
97. E. H. Hall, “On a New Action of the Magnet on Electrical Current”, *Amer. J. Math.* 2, 287-292 (1879).
98. Van der Pauw, L. J., “A Method of Measuring Specific Resistivity and Hall Effect of Discs Of Arbitrary Shapes,” *Philips Res.Repts.* 13, 1-9 (1958).
99. Hoderick, A. R., Williams, R. H., “Metal-Semiconductor Contacts”, *Clarendon Press, Oxford*, 79-88 (1988).
100. Holloway, P. H., McGuire, G. E., “Handbook of Compound Semiconductors”, *Park Ridge, New Jersey*, 773-812 (1995).
101. Schroder, D. K., “Semiconductor Material and Device Characterization”, *John Wiley&Sons, New York*, 100-101 (1990).
102. Meyer, J. R., Hoffman, C. A., Bartoli, f. J., Arnold, D. A., Sivananthan S. And Faurie, J.P., “Methods for Magnetotransport Characterization of IR Detector Materials”, *Semicond. Sci. Technol.* 8 (6S): 805-823 (1993).

103. Baca, A.G., Ren, F., Zolper, J.C., Briggs, R. D. And Pearton, S. J., “A survey of ohmic contacts to III-V compound semiconductors”, *Thin Solid Films*, 308-309: 599-606 (1997).
104. Look, D. C., “in Electrical Characterization of GaAs Materials and Devices”, *John. Wiley&Sons, Chichester, New York*, 1-57 (1989).
105. Deen, M. J., Pascal, F., “Electrical characterization of semiconductor materials and devices-review”, *J. Mater Sci: Mater Electron*, 17 (8): 549-575 (2006).
106. Wolfe, C. M., Stillman, G. E., Spears, D. L., Hill, D. E. And Williams, F. V., “Anomalously high ‘mobility’ in GaAs”, *J. Appl. Phys.*, 44 (2): 732-734 (1973).
107. Baibich, M.N., Broto, J. M., Fert, A., Nguyen Van Dau, F., Petroff, F., Eitenne, P., Creuzet, G., Friederich, A., Chazelas, J., “Giant Magnetoresistance of (001)Fe/ (001)Cr Magnetism Superlattices”, *Phys. Rev. Lett*, 61 (21): 2472-2475 (1988).
108. Yoshida, S., Misawa, S., Gonda, S., “Epitaxial growth of GaN/AlN heterostructures”, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 1(2): 205-253 (1983).
109. Nuttinck, S., Gebara, E., Laskar, J., Shealy, J., Harris M., “Improved RF modeling techniques for enhanced AlGaIn/GaN HFETs”, *Microwave and Wireless Components Letters, IEEE*, 13(4): 140-142 (2003).
110. Lisesivdin, S.B., Acar, S., Kasap, M., Ozcelik, S., Gokden, S. And Ozbay, E., “Scattering analysis of 2DEG carrier extracted by QMSA in undoped Al_{0.25}Ga_{0.75}N/GaN heterostructures”, *Semicond. Sci. Technol*, 22(5): 543-548 (2007).
111. Lisesivdin, S.B., Arslan, E., Kasap, Mehmet., Ozcelik, S. And Ozbay, E., “Self-consistent scattering analysis of Al_{0.2}Ga_{0.8}N/AlN/GaN/AlN heterostructures grown on 6H-SiC substrates using photo-Hall effect measurements”, *J. Phys. C*, 20(4): 045208 – 6pp (2008).
112. Lisesivdin, S.B., Demirezen, S., Caliskan M.D., Yildiz, A., Kasap, Mehmet., Ozcelik, S. And Ozbay, E., “Growth parameter investigation of Al_{0.25}Ga_{0.75}N/GaN/AlN heterostructures with Hall effect measurements”, *Semicond. Sci. Technol.*, 23(9): 095008 – 7pp (2008).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, Adı : GÜNEŞ, Cem
 Uyuğu : T. C.
 Doğum tarihi ve yeri : 25 Şubat 1987, Ankara
 Medeni Hali : Bekâr
 Telefon : 0 (536) 0141714
 E-posta : cemgunes0061@gmail.com

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet Tarihi
Lisans	Balıkesir Üniversitesi / Fizik Bölümü	2009
Lise	Tınaztepe Lisesi	2004

Yabancı Dil

İngilizce

Bildiriler

K. Elibol, C. Güneş, A. F. Kuloglu, E. Boyalı, S. B. Lişesivdin, “A Numerical Study on Effects of InAlN/AlGa_N Barrier in InAlN/AlGa_N/AlN/GaN Based High Electron Mobility Transistors”, Turkish Physical Society XXVIII. International Conference, (2011).

G.Atmaca, K. Elibol, G. Karakoç, C. Güneş ve S. B. Lişesivdin, “Tek Kanal ve Çift Kanal InGa_N/InN Çokluyapıların Kıyaslanması”, XVIII. Solid State Matter Physics Ankara Meeting, P64 (2011).

C. Güneş, A. F. Kuloğlu, S. B. Lişesivdin, E. Özbay, “Ga_N Tabanlı HEMT Yapılarının Hareketliliği ve Taşıyıcı Yoğunluğunun Deneysel İncelenmesi”, I. Solid State Matter Physics Izmir Meeting, P18 (2012).

A. F. Kuloğlu, B. Alsancak, C. Güneş, S. B. Lişesivdin, E. Özbay, “Kenarları Paladyum Atomları ile Sonlandırılmış Farklı Genişliklerdeki Armchair Grafen Nanoşeritlerin Elektronik Özelliklerinin Yoğunluk Fonksiyonu Teorisi Kullanılarak İncelenmesi”, I. Solid State Matter Physics Izmir Meeting, P01 (2012).

Hobiler

Kitap okumak, Satranç oynamak, Geometri soruları çözmek