

**InGaN KUVANTUM KUYULU AlInN/AlN/(InGaN)/GaN
ÇOKLUYAPILARINDA ELEKTRON İLETİM ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ**

Gülser KARAKOÇ

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**ARALIK 2012
ANKARA**

Gülser KARAKOÇ tarafından hazırlanan “InGaN-KUVANTUM KUYULU AlInN/AlN/(InGaN)/GaN ÇOKLUYAPILARINDA ELEKTRON İLETİM ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ” 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 / oy çokluğu ile Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Tarih: / /

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

.....

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.

**InGaN KUVANTUM KUYULU AlInN/AlN/(InGaN)/GaN
ÇOKLUYAPILARINDA ELEKTRON İLETİM ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ
(Yüksek Lisans Tezi)**

Gülser KARAKOÇ

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
Aralık 2012**

ÖZET

Bu çalışmada MOVPE kristal büyütme yöntemi ile büyütülen 3 adet $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -kuvantum kuyulu $\text{AlInN/AlN/(InGaN)/GaN}$ çokluyapı için Hall ölçümleri ve özdirenç analizleri gerçekleştirildi. Özdirenç, Hall hareketliliği ve taşıyıcı yoğunluğu 15-300K sıcaklık aralığında, 0,4T manyetik alan altında ölçüldü. $x=0$, 0,12 ve 0,18 değerlerine sahip numunelerin elektron iletim özellikleri açıklandı. Ayrıca elektron hareketliliğini etkileyen saçılma mekanizmaları üzerine tartışıldı. Yapılan özdirenç ölçümlerine bağlı olarak özdirenç analizleri gerçekleştirilmiştir.

Bilim Kodu : 202.1.147

Anahtar Kelimeler : MOVPE, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -kuvantum kuyu, saçılma analizi, özdirenç ölçümü, ρ_0 önfaktörü, Pudalov teorisi

Sayfa Adedi : 62

Tez Yöneticisi : Doç. Dr. Sefer Bora LİŞESİVDİN

**INVESTIGATION OF ELECTRON TRANSPORT PROPERTIES IN
AlInN/AlN/(InGaN)/GaN MULTI-STRUCTURES WITH InGaN QUANTUM
WELL
(M.Sc. Thesis)**

Gülser KARAKOÇ

**GAZI UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY
December 2012**

ABSTRACT

In this study, Hall measurement and conductivity analyse have been investigated for 3 samples of AlInN/AlN/(InGaN)/GaN multi-structures with $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ - quantum well grown by MOVPE crystal growth method. Resistivities, Hall mobilities and carrier concentrations were measured in a temperature range of 15-300K and 0,4T magnetic field. Electron transport characteristics of the samples with the values of $x = 0$, 0,12 and 0,18 were explained. Also, upon of scattering mechanisms that effect the mobility of electrons were discussed. Resistivity analyses were performed which are dependent to the resistivity measurements.

ScienceCode : 202.1.147
KeyWords : MOVPE, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -quantum well, scattering analys,
resistivty analysis, ρ_0 prefactor, Theory of Pudalov
PageNumber : 62
Adviser : Doç. Dr. Sefer Bora LIŞESİVDİN

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca değerli katkılarıyla beni yönlendiren danışman hocam Doç. Dr. Sefer Bora Lişesivdin başta olmak üzere doğrudan veya dolaylı destek veren hocalarıma teşekkür ederim. Ölçümlerimde yardımını esirgemeyen Yrd. Doç. Dr. Pınar Tunay Taşlı'ya da ayrıca teşekkür ederim.

Ayrıca tez yazım hatalarımı belirlemedeki ve tez yazım sürecimde doküman edinmedeki yardımlarından dolayı Abdullah Atılğan'a teşekkür ederim. Başta Elif Yazbahar ve Gökhan Atmaca olmak üzere laboratuvar arkadaşlarıma da desteklerinden dolayı teşekkürü bir borç bilirim.

Bu tez beni her zaman destekleyen annem Ayşe KARAKOÇ, babam Mehmet KARAKOÇ ve yönlendirmeleriyle her zaman bana destek veren sevgili ağabeyim Ramazan KARAKOÇ'a adanmıştır.

Gülser KARAKOÇ

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET	iv
ABSTRACT	v
TEŞEKKÜR	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ	ix
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	x
RESİMLERİN LİSTESİ	xii
SİMGELER VE KISALTMALAR	xiii
1. GİRİŞ	1
2. III-V NİTRÜRLERİN ÖZELLİKLERİ	3
2.1. Kristal Yapı	3
2.2. Bant Yapısı	5
2.3. Etkin Kütle	6
2.4. Materyal Parametreleri	7
3. DÜŞÜK ALAN ELEKTRON İLETİM TEORİSİ VE İLETİM MEKANİZMALARI	8
3.1. Saçılma Mekanizmaları	8
3.2. Sürüklenme Hızı ve Hareketlilik	9
3.3. Hızlı Elektron Hareketliliğine Sahip Transistör (HEMT)	11
3.4. InGaN kuyulu heteroyapıda iki boyutlu elektron sistemi	12
3.5. İki Boyutlu Sistemlerde Saçılma	15
3.5.1. Polar optik fonon saçılması	15

Sayfa

3.5.2. Akustik fonon saçılması	16
3.5.3. Sıcaklıktan bağımsız diğer saçılma mekanizmaları	18
3.6. Elektriksel iletkenlik	19
3.6.1. Safsızlık iletimi ve sıçrama iletim	21
3.6.2. Metalik iletim	27
3.6.3. Metal-yalıtkan geçişi	29
4. DENEY SETİ, ÖLÇÜM VE ANALİZ TEKNİKLERİ	31
4.1. Giriş	31
4.2. MOVPE Büyütme Yöntemi ve $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ Büyütme Şartları	32
4.3. Kontak Üretimi	33
4.4. Özdirenç Ölçümleri	35
4.5. Hall Etkisi Ölçümleri	37
4.6. Hall Ölçüm Sistemi	38
5. BULGULAR VE TARTISMA	41
5.1. Giriş	41
5.2. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -kuyulu Çokluyapıda Hall Hareketliliğinin Sıcaklığa Bağlı Değişimi ve Saçılma Analizi	42
5.3. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -kuyulu Çokluyapıda Hall Taşıyıcı Yoğunluğunun Sıcaklığa Bağlı Değişimi	47
5.4. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -kuyulu Çokluyapıda Özdirencin Sıcaklığa Bağlı Değişimi	48
5.5. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -kuyulu Çokluyapı için Özdirenç Analizleri	49
6. SONUÇLAR	60
KAYNAKLAR	61
ÖZGEÇMİŞ	62

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. Wurtzite III-nitrür yarıiletkenlerin bazı materyal parametreler	7
Çizelge 4.1. Çalışmada kullanılan numuneler için $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ büyütme şartları.....	33
Çizelge 5.1. Oda sıcaklığında ölçülen öz direnç, Hall taşıyıcı yoğunluğu ve Hall hareketliliği değerleri	41
Çizelge 5.2. τ_{eff} etkin elektron-fonon relaksasyon zamanına karşılık gelen polar optik fonon enerji değerleri.....	46
Çizelge 5.3. Çalışma sonucu elde edilen ρ_0 , ρ_1 ve T_0 değerleri.....	54

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Sekil 2.1. Hekzogonal yapı	4
Sekil 3.1. AlGa _{0.83} N/GaN arayüzeyinde oluşan bir kuantum kuyu, (b) Bir AlGaAs/GaAs/AlGaAs kuantum kuyusu. Grafikte, düz çizgi iletkenlik bandı minimumunu, noktalı çizgiler, kuyuların içindeki ilk iki enerji seviyesini ve kesik çizgiler iki enerji seviyesindeki elektronların bulunma olasılıklarını temsil etmektedir	13
Sekil 3.2. Tez dahilinde hazırlanmış numunelerin bant yapısı	14
Şekil 3.3. Altı atomdan oluşan bir katıda 2s düzeyindeki yarılmalar (r_0 katıdaki atomlar arası mesafedir)	20
Sekil 3.4. Sıçrama iletiminin oluşumu	22
Şekil 4.1. Tez dahilinde oluşturulmuş numunelerin katman yapısı	31
Şekil 4.2. MOVPE reaksiyon odası	32
Sekil 4.3. (a) ve (b) öz direnç ölçümleri, (c) ve (d) Hall mobilitesi ölçümleri için şematik gösterim	38
Şekil 4.4. Hall ölçüm sistemi blok diyagramı.....	40
Şekil 5.1. B2118 kodlu Al _{0.83} In _{0.17} N/AlN/In _{0.18} Ga _{0.82} N/GaN, B2119 kodlu Al _{0.85} In _{0.15} N/AlN/In _{0.12} Ga _{0.88} N/GaN ve B2121 kodlu Al _{0.83} In _{0.17} N/AlN/GaN/GaN, numuneleri için deneysel hareketliliklerinin sıcaklığa bağlı değişimi, (düz siyah çizgi sıcaklık bağımsız saçılma faktörlerini göstermektedir.)	42
Şekil 5.2. B2118 kodlu Al _{0.83} In _{0.17} N/AlN/In _{0.18} Ga _{0.82} N/GaN çokluyapı için polar optik fonon saçılması analizi	44
Şekil 5.3. B2119 kodlu Al _{0.85} In _{0.15} N/AlN/In _{0.12} Ga _{0.88} N/GaN çokluyapı için polar optik fonon saçılması analizi	44
Şekil 5.4. B2121 kodlu Al _{0.83} In _{0.17} N/AlN/GaN/GaN çokluyapı için polar optik fonon saçılması analizi	45
Şekil 5.5. B2118 kodlu Al _{0.83} In _{0.17} N/AlN/In _{0.18} Ga _{0.82} N/GaN, B2119 kodlu Al _{0.85} In _{0.15} N/AlN/In _{0.12} Ga _{0.88} N/GaN ve B2121 kodlu Al _{0.83} In _{0.17} N/AlN/GaN/GaN, numuneleri için deneysel taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi	47

Şekil	Sayfa
Şekil 5.6. B2118 kodlu $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{N}/\text{GaN}$, B2119 kodlu $\text{Al}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N}/\text{GaN}$ ve B2121 kodlu $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{GaN}$, numuneleri için deneysel öz direncinin sıcaklığa bağlı değişimi	48
Şekil 5.7. B2118 kodlu $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{N}/\text{GaN}$ çokluyapısı için deneysel öz direnç değerleri ve teorik karşılaştırılması	49
Şekil 5.8. B2119 kodlu $\text{Al}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N}/\text{GaN}$ çokluyapısı için deneysel öz direnç değerleri ve teorik karşılaştırılması	51
Şekil 5.9. B2121 kodlu $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{GaN}$ çokluyapısı için deneysel öz direnç değerleri ve teorik karşılaştırılması	52
Şekil 5.10. Pudalov Teorisi Öz direnç Analizi sonucu elde edilen ρ_0 değerlerinin In alaşım oranına bağlı değişimi	53
Şekil 5.11. Pudalov Teorisi Öz direnç Analizi sonucu oluşturulan T_0 -n grafiği	54

RESİMLERİN LİSTESİ

Resim	Sayfa
Resim 4.1. Lakeshore 7700 serisi Yüksek Empedans Hall etkisi ölçüm sistemi 1) Helyum tüpü, 2) Helyum kompresör, 3) Vakum pompa sistem, 4) Malzemenin konulduğu kryostat, 5) Manyetik alan uygulamak için magnet, 6) Güç kaynağı, 7) Bilgisayar, 8) Kontrol ünitesini temsil etmektedir	39

SİMGELER VE KISALTMALAR

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

Simgeler	Açıklama
x	Alaşım kompozisyonu
a	Hekzagonal birim hücre örgü sabiti
c	Hekzagonal birim hücre örgü sabiti
T	Sıcaklık
k	Dalga vektörü
E_g	Yasak enerji aralığı
$E_g(0)$	0 Kelvin yasak enerji aralığı
E_F	Fermi Enerjisi
Δ_0	Değerlik bant spin-yörünge yarılmaları
m_0	Serbest elektron kütlesi
m^*_e	Elektron etkin kütlesi
m^*_h	Etkin deşik kütlesi
ϵ_s	Düşük frekans (statik) dielektrik sabiti
ϵ_∞	Yüksek frekans dielektrik sabiti
P_{spon}	Doğal polarizasyon
P_E	Piezoelektrik polarizasyon
E	Elektrik alan
v_d	Sürüklenme hızı
τ_c	Gevşeme zamanı
z	Kuantum kuyu genişliği
μ	Taşıyıcı hareketliliği
μ_{LO}	Polar optik fonon sınırlamalı hareketlilik
$\hbar\omega_{LO}$	Optik fonon enerjisi
τ_{eff}	Etkin elektron-fonon relaksasyon zamanı

Simgeler**Açıklama**

T_L	Örgü sıcaklığı
k_B	Boltzmann sabiti
e	Elektron yükü
n	Taşıyıcı yoğunluğu
N_C	İletkenlik bandı etkin durum yoğunluğu
N_V	Değerlik bandı etkin durum yoğunluğu
N_D	Verici safsızlığı
N_A	Alıcı safsızlığı
a_B	Bohr yarıçapı
ξ	Lokalizasyon uzunluğu
κ	Dielektrik sabiti
σ	İletkenlik
ρ	Özdirenç
μ_H	Hall hareketliliği
n_H	Hall taşıyıcı yoğunluğu
R_H	Hall katsayısı
$R_{ab,cd}$	4 kontaklı direnç değeri
$f(R_{12,34}/R_{23,41})$	Düzeltilme faktörü

Kısaltmalar**Açıklama**

2D	İki boyutlu
2DEG	İki boyutlu elektron gazı
3D	Üç boyutlu
Al₂O₃	Safir
Al_xIn_{1-x}N	İndiyum galyum nitrid
AlGaAs	Alüminyum galyum arsenit
AlGaN	Alüminyum galyum nitrid
AlN	Alüminyum nitrid
ES VRH	Efros-Shklovskii değişebilir aralıklı sıçraması

Kısaltmalar**Açıklama**

FET	Alan etkili transistör
GaAs	Galyum arsenit
GaN	Galyum nitrür
GaP	Galyum fosfat
GaSb	Galyum antimonit
Ge	Germanyum
HEMT	Hızlı elektron hareketliliğe sahip transistör
HFET	Çokluyapı alan etkili transistör
I-V	Akım – Voltaj
In_xGa_{1-x}N	İndiyum galyum nitrür
InAs	İndiyum arsenit
InGaAs	İndiyum galyum arsenit
InSb	İndiyum antimonit
InN	İndiyum nitrür
LED	Işık yayan diyot
Mott VRH	Mott değişebilir aralıklı sıçraması
MOSFET	Metal oksit alan etkili transistör
MESFET	Metal yarıiletken alan etkili transistör
MIT	Metal yalıtkan geçişi
MOVPE	Metal organik buhar fazı epitaksisi
NNH	En yakın komşu sıçrama iletkenliği
OPW	Ortogonalleştirilmiş düzlem dalga metodu
Si	Silikon
Sn	Kalay
TMAI	Trimethylaluminium
TMGa	Trimethylgallium
TMIn	Trimethylindium
VRH	Değişebilir aralıklı sıçrama

1. GİRİŞ

Metallerden yalıtkanlara kadar uzanan bölgeyi kapsayan Yarıiletkenler, katıların önemli bir sınıfını oluştururlar. Yarıiletkenler geniş bir teknolojik uygulama alanlarına sahiptirler. III-V grup yarıiletkenleri, yarıiletkenlerin önemli bir alt grubunu oluştururlar. Bu grubun en bilindik bileşik yarıiletkenleri InAs, GaAs, InSb, GaP, GaSb dir ve InGaAs, AlGaAs, InGaN, GaAsN, ..., v.s. III-V grubunun önemli alaşım yarıiletkenleridir.

Yapılan çalışmalarda; SiC ve elmasın yanı sıra, nitrür tabanlı bu alaşım yarıiletkenlerin daha yüksek sıcaklıklarda cihaz işlemleri için daha yüksek potansiyel ve direnç değerlerini sağlayabilecekleri gözlemlenmiştir [1]. Bu nedenle; yüksek güç ve yüksek frekans gerektiren uygulamalar için III-V nitrürler ve alaşımlarının kullanımı giderek artmaktadır [1,2].

III-V nitrürlerin;

- Küçük dalgaboyu, yüksek yoğunlukta optik depolama
- Büyük bant aralığı, yüksek ısıl iletkenlik, yüksek güç/yüksek sıcaklık elektroniği
- Kuvvetli bağ, kimyasal aşınmaya karşı dayanıklı cihaz üretiminde kullanılmasına olanak sağlamaktadır [3].

Bu materyallerden üretilen elektronik cihazlar, yüksek bant aralığına, yüksek ısıl iletkenliğine ve düşük özgün taşıyıcı yoğunluğuna sahip olması dolayısıyla yüksek güç, yüksek sıcaklık, yüksek frekanslarda çalışabildiğinden geniş uygulama alanlarında yer alırlar.

- Renkli göstergeler veya sokak ışıklandırılması için beyaz veya renkli ışık yayan diyotlarda (LED),
- Lazer baskı veya optik veri depolama için mavi veya mor lazer diyotlarda, tanılama veya füze yönlendirme için morötesi dedektörlerde,

- Radarlar veya iletişim için yüksek güç ve yüksek frekansta çalışan transistörlerde ayrıca
- Su altı iletişimi gibi çok çeşitli ticari alanlarda kullanılmaktadırlar [2-4].

GaN, son yıllarda yaygın olarak araştırılmaya başlanan önemli III-V grubu bileşik yarıiletkenlerdendir. Ancak GaNın üzerine büyütüleceği alttaşın bulunmasındaki zorluk bu materyalin gelişiminin yavaşlamasına sebep olmuştur. Kaliteli GaN kristali elde edilebilmesi için yüksek basınç ve yüksek büyütme sıcaklığına ihtiyaç duyulmaktadır. Bu sebeple GaN alttaş yerine alternatif olarak safir ve silikon karbür alttaşların kullanımı önerilmiştir [5].

Ancak GaN ile kullanılan bu materyaller arasındaki örgü uyumsuzluğu düşük kalitede filmler üretilmesine sebep olmuştur [5]. Ayrıca termal genleşme katsayısındaki farklılıklarda filmlerde gerilmeler ve dislokasyonlar oluşmasını kolaylaştırmaktadır [5]. Oluşan bu dislokasyonların azaltılması için tampon tabaka kullanılması önerilmiştir. Bu öneriye göre alttaş üzerine öncelikle GaN veya AlN tabakası büyütülmektedir[5]. Bu tabaka ilk olarak amorf büyümeye başlamakta sonrasında tek kristal yapı oluşturmaktadır. Önerilen bu düşük sıcaklıklı tampon tabaka kullanılması yöntemi ile daha yüksek kalitede GaN film üretilmesine olanak sağlanmıştır.

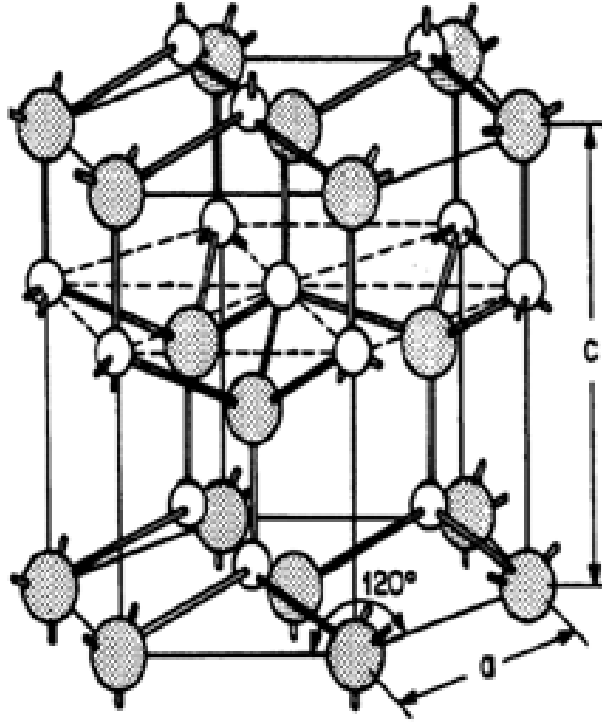
2. III-V NİTRÜRLERİN ÖZELLİKLERİ

2.1. Kristal Yapısı

Yarıiletkenler, farklı kimyasal ve fiziksel özelliklere sahip çok sayıda element ve bileşiği içine almaktadır. Bu element ve bileşikler, periyodik cetvelindeki konumlarına bağlı olarak, benzer davranışlı gruplara ayrılırlar. En çok bilinen yarıiletkenler; periyodik cetvelin IV. sütunundaki Si, Ge ve α -Sn ile oluşturulan yarıiletkenlerdir. Saf yarıiletkenlerin hepsi, elmas yapıda kristalleşir. Elmas yapı, özdeş iki atomun oluşturduğu bir yüzey merkezli yapıdır. Bu yapıda her atom düzgün dört yüzlü oluşturacak şekilde yerleşen dört atomla çevrilidir.

III-V grubu bileşik yarıiletkenlerde, üç değerlikli atom 3 elektronunu ve beş değerlikli atom 5 elektronunu tetrahedral kovalent bağa katar. Bu gruptaki bağlanma tam olarak kovalent değildir. Bileşikteki iki element farklı olduğundan, bağ boyunca elektronların dağılımı simetrik değildir, yük dağılımı büyük atoma doğru kaymış vaziyettedir [6]. Bunun sonucu olarak, atomlardan biri net bir elektrik yükü fazlalığı taşır. Bağdaki elektronların dağılımı, negatifliği fazla olan atoma doğru kayar [6]. Bu yük kayması III-V grubundaki bağlanmaya iyonik bir görünüm kazandırır. Bu yüzden III-V grup yarıiletken bileşiklerin bağlanmaları, kovalent ve iyonik bileşenlerin karışımıdır fakat birçok yarıiletkende kovalent bağ baskındır [6]. Buna ek olarak, grup III-nitrürler; çinkosülfür (zincblende), kaya tuzu ve hekzagonal (wurtzite), yapılarında bulunabilirler. ZnS (çinkosülfür) yapı, bazı oluşturan iki atomun farklı olması dışında, elmas yapı ile aynıdır. Her atom, öteki cinsten dört atom tarafından çevrilidir ve bu atomlar düzgün dört yüzlü oluştururlar [7]. Çinkosülfür yapı kübik yapıların büyümesi ile kararlı hale gelir. Kaya tuzu yapısı ise yüksek basınç altında gözlenebilmektedir [8].

Normal şartlar altında termodinamik olarak dayanıklı olan yapı hekzagonal (wurtzite) yapısıdır. AlN, GaN ve InN için bu yapıların en kararlısı hekzagonal yapısıdır.



Şekil 2.1. Hekzagonal yapı

Hekzagonal kristal yapısı sıkı paketlenmiş altıgen (hcp) yapısına dayanır. Yapı bir altıgen birim hücreye sahiptir ve her örgü noktasında iki atomlu bir baz bulunur [7]. Bu kristal yapı çinkosülfür kristal yapısına yakındır. Bunun nedeni iki yapıda da tetrahedral bağlanma göstermesidir. Çinkosülfür yapıda en yakın komşu atomları arası bağ uzunlukları eşittir. Fakat hekzagonal yapıda bu bağ uzunlukları eşit değildir. Hekzagonal birim hücresinde her atomdan 6'şar adet bulunur. Hekzagonal yapı, iki tane iç içe geçmiş sıkı paketlenmiş hekzagonal alt örgüden oluşur. Her alt örgüde bir tip atom bulunur. Hekzagonal birim hücresi iki örgü sabiti ile tanımlanır. Bu sabitler “a” ve “c” olarak adlandırılmaktadır. [001] yönündeki bağ diğer üç bağdan daha uzundur [6-7]. Bu özelliği yapıya asimetri kazandırır [9].

Bu tez çalışmadaki kullanılan $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -kuyulu çokluyapı numunelerde hekzagonal yapıda kristalleşirler. Hekzagonal yapı, diğer grup III-nitrür yapılarıyla kıyaslandığında farklı simetrisinden dolayı nitrürler için farklı bir band yapısına yol açar. Bu yapıdaki III-nitrür yarıiletkenler direkt bant aralıklıdır [9].

2.2. Bant Yapısı

Kristal örgünün periyodikliği nedeniyle yarıiletkenlerde, izinli ve yasaklanmış enerji bölgeleri vardır (yasak bant aralığı) ve bu yasak bant aralığı 1 eV mertebesinde olup, yarıiletkenlerin birçok özelliklerini tanımlamakta kullanılan önemli bir parametredir. İzinli enerji bölgeleri yasak bandın altında ve üstünde yerleşir. Yasak bandın altında kalan ve bağlı elektronların oluşturduğu enerji bölgesi değerlik bandı ve üstünde kalan serbest elektronların oluşturduğu enerji bölgesi iletkenlik bandı olarak adlandırılır. $T=0$ K'de, tüm elektronlar değerlik bandındadır.

Yarıiletkenlerde değerlik bant maksimumu enerji momentum uzayında gamma noktası diye bilinen $k=0$ da oluşur. $k=0$ da iletkenlik bandı minimumu oluşan yarıiletkenlere direkt yasak enerjili yarıiletkenler denir. Başka bir deyişle, değerlik bant maksimumuyla iletkenlik bant minimumu aynı doğrultuda olan yarıiletkenler direkt yasak enerjili yarıiletkenler olarak adlandırılırlar. Buna karşın değerlik bant maksimumuyla iletkenlik bant minimumu aynı doğrultuda olmayan yarıiletkenler indirekt yasak enerjili yarıiletkenler olarak adlandırılırlar.

Literatürde yapılan çalışmalar sonucunda GaN yarıiletkeninin değerlik bandının maksimum noktasıyla iletkenlik bandının minimum noktası aynı doğrultuda olduğundan dolayı doğrudan geçişe sahip olan direk yasak enerjili bir yarıiletkenidir.

2.3. Etkin Kütle

Yarıiletkenlerin taşıyıcı iletim özellikleri bant yapısına ve kristal yapısına bağlıdır. Katıların bant yapıları birinci Brillion bölgesiyle sınırlandırılmıştır olup $\mathbf{k}$ dalga vektörü için genellikle Schrödinger denkleminin çözümüyle elde edilir. Yarıiletkenlerin enerji bant yapısı teorik olarak genellikle üç metot kullanılarak hesaplanır. Bunlar, ortogonelleştirilmiş düzlem dalga metodu (OPW), sahte potansiyel metodu, ve $\mathbf{k.p}$ metodudur. Elektronun kütlesi taşıyıcı hareketliliği ile bağlantılıdır ve ayrıca $\mathbf{k.p}$ teorisi ile yasak enerji aralığıyla ilişkilidir [10].

$\mathbf{k.p}$ teorisine göre $|\mathbf{k}| = 0$ da elektron etkin kütlesi Herman ve Weisbuch tarafından

$$\frac{m_0}{m^*} - 1 = \frac{E_p}{3} \left[\frac{2}{E_{g(0)}} + \frac{2}{E_{g(0)} + \Delta_0} \right] - \frac{E'_p}{3} \left[\frac{2}{E(\Gamma_8^c) - E_{g(0)}} + \frac{1}{E(\Gamma_7^c) - E_{g(0)}} \right] + C \quad (2.1)$$

olarak verilir [10].

Eş. 2.1.'de E_p , s iletim bandı p değerlik bandı arasındaki etkileşimi tanımlayan momentum matris elemanı ve E'_p , s iletim bandı ile en yakın komsusu olan p iletim bandı arasındaki etkileşmeyi temsil eden momentum matris elemanıdır. $E_{g(0)}$ 0 K yasak enerji aralığı ve Δ_0 değerlik bant spin-yörünge yarılmalarını verirken m_0 serbest elektron kütlesi ve m^* ise etkin kütledir. C ise s iletim bandı ile bütün yüksek bantların etkileşimlerinin hesaplanmasını içeren düzeltme terimidir. E_p 'li terimin paydasının görece büyük olması sebebiyle bu eşitlikte sadece E_p 'li terimi almak yeterlidir. Herman ve Weisbuch, E'_p 'nin E_p 'den çok küçük olduğunu göstermişlerdir [10]. Buna bağlı olarak; E'_p 'li terim ihmal edilebilir. Böylece etkin kütle, momentum matris elemanı E_p , direkt yasak bant $E_{g(0)}$, ve spin-yörünge yarılmaları Δ_0 'ın bilinmesiyle Eş. 2.1.'den hesaplanabilir. Buna göre; yasak enerji aralığı küçük olan materyaller küçük etkin kütlelere sahip olacaklardır.

2.4. Materyal Parametreleri

Çizelge 2.1’de III-V materyallere ait bazı önemli parametreler listelenmiştir.

Çizelge 2.1. Wurtzite III-nitrür yarıiletkenleri materyal parametreler [11]

Parametre	Simge	Birim	GaN	AlN	InN
Örgü Sabiti	a	Å	3,189	3,111	3,546
Örgü Sabiti	c	Å	5,185	4,982	5,693
Isıl Katsayı	$\Delta a/a$	K ⁻¹	$5,59 \times 10^{-6}$	$4,15 \times 10^{-6}$	$2,9 \times 10^{-6}$
Isıl Katsayı	$\Delta c/c$	K ⁻¹	$3,17 \times 10^{-6}$	$5,27 \times 10^{-6}$	$3,8 \times 10^{-6}$
Band Aralığı (300K)	E_g	eV	3,42	6,20	1,93
Elektron Etkin Kütlesi	m_e	m_0	0,20	0,4	0,11
Deşik Etkin Kütlesi	m_h	m_0	>0,8	3,53	1,63
Elastik Sabiti	C_{13}	GPa	94	127	100
Elastik Sabiti	C_{33}	GPa	390	382	392
Statik Dielektrik Sabiti	ϵ_s	ϵ_0	10,4	8,5	15,3
Doğal Polarizasyon	P_{spon}	C/m ²	-0,029	-0,081	-0,032
Piezoelektrik Katsayısı	e_{31}	C/m ²	-0,49	-0,60	-0,57
Piezoelektrik Katsayısı	e_{33}	C/m ²	0,73	1,46	0,97

3. DÜŞÜK ALAN ELEKTRON İLETİM TEORİSİ VE İLETİM MEKANİZMALARI

3.1. Saçılma Mekanizmaları

Isıl dengede periyodik potansiyel alan altında hareket eden elektronlar serbest elektronlar gibi davranırlar. Mükemmel bir kristalde taşıyıcılar, uygulanan elektrik alan ile sürekli artan ivmelenme ile hareket etmelidir. Bununla birlikte kusursuz periyodiklik gerçek kristalde mümkün değildir. Periyodik potansiyel sadece elektronların etkin kütesini değiştirir. Periyodik potansiyel iki yolla değişir. Birincisi, kusursuz bir kristalde atomların dizilişi periyodik olsa bile 0 K'den farklı sonlu bir sıcaklıkta atomlar her zaman denge konumu civarında ısısal titreşim hareketi yaparlar [6]. Ayrıca gerçekte kristal birçok nokta kusuru, safsızlık ve dislokasyon içerdiğinden düşük sıcaklıklarda dahi kristal hareketsiz değildir. Atomların ısısal titreşimleri kristalin periyodik doğasını etkiler. Taşıyıcılar, yarıiletken içinde hareket ederlerken bulundukları materyal ile birçok etkileşime girerler.

İkincisi, tamamen saf bir kristal elde etmek teknik olarak mümkün değildir. Kristal büyütme sırasında çok dikkatli davranılsa bile yarıiletken kristallerde her zaman yabancı atomlar ve kristal bozuklukları bulunabilir. Bunların sonucu olarak da her hangi bir yarıiletken kristalde potansiyelin periyodikliği safsızlık atomlar ve kristal kusurları ile bozulur. Sonuç olarak yarıiletkendeki bir elektron durumunu değiştirmeksizin uzun mesafeli hareket edemez. Bir elektron safsızlık atomuna, kristal kusurlarına yaklaştığında veya ısısal uyarılmış kristal örgü ile etkileştiğinde durumunu değiştirir. Serbest bir taşıyıcının kristal içinde hareket ederken bu ve bunun gibi sebeplerden kaynaklı olarak serbest hareketi etkilenir. Bu duruma saçılma denir [6,12].

En önemli saçılma mekanizmaları, yüklü safsızlıklar ya da merkezlerden kaynaklı saçılmalar, fonon etkileşimlerinden doğan saçılmalar ve dislokasyon temelli saçılmalardır. Yüklü safsızlıklar ya da merkezlerin serbest bir taşıyıcıyı saçması,

uzun erimli Coulomb etkileşmesi ile etkilemelerinden kaynaklanır. Bu etkileşim, bant kıyısında yerel düzensizlikler varmış gibi düşünülerek açıklanabilir. Bant kıyısındaki bu düzensizlik, taşıyıcının hareketini doğrudan etkileyecektir. Fonon etkileşimleri ise hareket eden taşıyıcının örgü titreşimleri ile etkileşime girmesidir. Diğer önemli bir saçılma mekanizması ise yüksek katkı değerlerinde perdelenen, daha düşük katkılarda ya da kendiliğinden katkılanmış durumlarda belirginleşen yüklü dislokasyon temelli saçılmalardır.

Safsızlık saçılmalarında ise durum elastik ya da elastiğe yakındır ve enerji korunur. Fakat fonon saçılmaları inelastiktir, enerji ve momentum durumları genel olarak korunmaz. Saçılma durumunda, enerji fonon Emilimi ile kazanılıp fonon salınımı ile verilebilir. Akustik ve optik olmak üzere iki ana tür fonon saçılması bulunur. Akustik fonon saçılması uzun dalga boyları ile ilgili iken optik fonon saçılması düşük dalga boyları ile ilgilidir. Si ve Ge gibi kovalent yarıiletkenlerde akustik, polar olmayan optik fonon saçılmaları ile safsızlık saçılmasının taşıyıcıların hareketlerine ve dolayısı ile hareketlilik değerine etkileri vardır. GaAs ve GaN gibi polar yarıiletkenlerde ise örgü titreşimi ile ilgili saçılmalarda en baskın olanı boyuna polar optik fonon saçılmasıdır [13-15].

AlGaIn ve InGaIn gibi alaşımlarda ilave bir saçılma mekanizması daha bulunur. Alaşımın etkisi, grup III atomlarının gelişigüzel olarak yerleşmelerinin yarattığı bant kıyısındaki yerel bir tedirginlik olarak kabul edilebilir. Bu da parçacığın hareketini etkileyecektir. Dolayısı ile alaşım miktarı saçılma ile doğrudan ilişkilidir.

3.2. Sürüklenme Hızı ve Hareketlilik

Isısal dengede iletkenlik bandındaki bir elektronun enerjisi eş bölüşüm teoreminden elde edilebilir. Her bir elektron serbestlik derecesi başına $kT/2$ 'lik bir enerjiye sahiptir. Saçılmalar sonucunda elektron üç boyutlu hareket edeceğinden üç serbestlik derecesine sahip olacaktır. Elektronlar iletkenlik bandında ortalama bir ısısal enerji ile rastgele üç boyutta hareket ederler. Böylece elektronun kinetik enerjisi;

$$\frac{1}{2} m^* V_t^2 = \frac{3}{2} kT \quad (3.1)$$

ile verilir. Dışarıdan her hangi bir etki yokken elektron, çarpışmalar sonucunda net bir mesafe kaydedemez.

Yarıiletken bir elektrik alan (E) uygulandığında, her bir elektron $-eE$ kuvvetine maruz kalacak ve alan doğrultusunda zıt yönde ivmelenecektir. Böylece elektronun ısısal hızına ilave bir hız bileşeni daha eklenecektir. Bu ilave hız bileşeni sürüklenme hızı olarak adlandırılır. Sonuç olarak elektron çarpışmalarla alana zıt yönde net bir yol alacaktır. Elektrik alan vasıtasıyla elektronlara uygulanan momentumun elektronlar tarafından kazanılan momentuma eşit olması nedeniyle sürüklenme hızı (v_d);

$$v_d = - \left[\frac{e \langle \tau_c \rangle}{m^*} \right] E_x \quad (3.2)$$

olarak bulunur, burada τ_c çarpışmalar arası ortalama zamanı (gevşeme zamanı) verir. Bu eşitlik sürüklenme hızının elektrik alanla doğru orantılı olduğunu ifade eder.

Çarpışmalarla ilgili gevşeme zamanı dışında iki gevşeme zamanı da önemlidir ve sistemle ilgilidir. Sistemde her an gerçekleşen çarpışmaların momentum dağılımını dağınık hale getirmesiyle ilgili olan momentum gevşeme zamanı ve enerji dağılımının kararlı hale gelmesini belirten enerji gevşeme zamanı. Normalde bunların en kısa olanı çarpışmalarla ilgili olan gevşeme zamanıdır. Momentum gevşeme zamanı, çarpışmalarla ilgili olan gevşeme zamanından bir mertebe büyüktür denebilir. En uzun olan ise enerji gevşeme zamanıdır. Yüksek alanlarda bu orantı geçerli değildir, bu oranın bozulduğu nokta düşük alan iletiminin sınırı olarak kabul edilir. Bu noktadaki hıza sürüklenme hızı denir. Orantı çarpanı ortalama serbest zamana ve etkin kütleye bağlıdır ve elektron sürüklenme hareketliliği olarak adlandırılır.

$$\mu_n = \frac{e \langle \tau_c \rangle}{m^*}. \quad (3.3)$$

Bir yarıiletkenin iletkenliği sadece serbest taşıyıcıların sayısı ile değil, taşıyıcı hareketliliği ile de ilgilidir. Taşıyıcı hareketliliği ilgili yarıiletkenin iç elektrik alanının, katkı konsantrasyonunun, materyal kalitesinin ve örgü sıcaklığının bir fonksiyonudur. Taşıyıcı, elektron ise malzeme n-tipidir ve iletim bandında incelenir, taşıyıcı deşik ise malzeme p-tipidir ve iletim, değerlik bandında incelenir. Bazı durumlarda yüksek safsızlık konsantrasyonundan doğan iletim, iletim bandı ile değerlik bandı arasında yer alan bir safsızlık bandında gerçekleşir [6,12]. Safsızlık bandı iletimi gibi sıcaklığa çok bağlı birçok mekanizmanın taşıyıcı hareketliliğine etkisi olduğunu düşünürsek, taşıyıcı hareketliliğinin sıcaklığa çok bağlı olduğu sonucunu çıkarabiliriz.

Eğer elektronlar dejenere ise toplam hareketlilik, etkin saçılma mekanizmalarının sınırladığı taşıyıcı hareketlerinin toplamıdır. Bu toplam, Matthiessen kuralı olarak bilinir [6,12].

$$\mu_{toplam} = \left(\sum_l \frac{1}{\mu_l} \right)^{-1}. \quad (3.4)$$

3.3. Hızlı Elektron Hareketliliğine Sahip Transistör (HEMT)

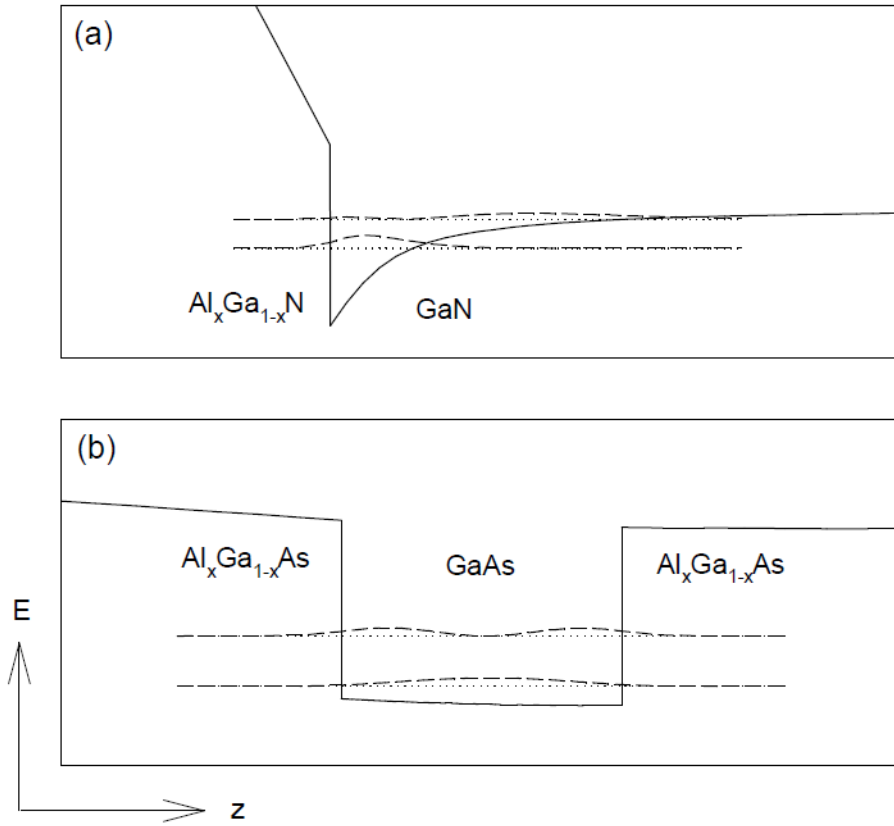
Hızlı Elektron Hareketliliğine Sahip Transistör (HEMT) daha yaygın olarak Çokluyapı Alan Etkili Transistör (HFET) ismi ile de bilinir. Bu cihazların özellikleri bünyelerinde oluşan 2 boyutlu elektron gazı (2DEG) tarafından belirlenir. Yarıiletkenlerin elektriksel özelliklerini belirleyen 2DEG parametreleri kullanılarak, büyütme koşullarının numune kalitesine, oluşan kuantum kuyusunun özelliklerine ve hatta katmanlar arası gerginliklerine etkisi hakkında daha doğru bilgiler edinilebilir [9].

Heteroyapılı transistörlerin oluşturulmasında en önemli adımlardan biri metal-oksit-yarıiletken alan etkili transistör (MOSFET) bulunması olarak gösterilebilir. MOSFET; MOS diyot ve MOS diyoda doğrudan doğruya bitişik yerleştirilmiş iki p-n eklemden oluşmaktadır İlk MOSFET, termal olarak oksitlenmiş silikon yapı kullanılarak, 1960'da Kahng ve Atalla tarafından önerilip üretilmiştir [16,17]. Bu gelişmeden sonra MOSFET hızla gelişmiş ve mikroişlemciler ve yarıiletken bellekler gibi ileri entegre devreler için çok önemli bir cihaz halini almıştır. Bundan birkaç yıl sonra 1966'da Metal-yarıiletken alan etkili transistör (MESFET) Mead tarafından önerilmiştir ve ardından Hooper ve Lehrer tarafından yarıyalıtkan GaAs yapı üzerine GaAs epitaksiyel katmanı kullanılarak üretilmiştir [18-19].

HEMT yapısı ilk olarak Mimura tarafından 1979'da ortaya oluşturulup ve patenti alınmıştır [20]. Daha sonra 1980'de ilgili HEMT yapı ile ilgili ilk makalesi yine Mimura tarafından yayınlanmıştır [20]. HEMT yapı, kanaldaki iyonize safsızlıkları uzaysal olarak ayırmaya olanak sağladıklarından bariyer görevi gören bir katman ile altındaki katman arasında 2DEG oluşumuna yol açar [21]. Bu yapılarda oluşan 2DEG'deki elektronlar yüksek hareketliliğe sahip olduklarından bu transistörlere HEMT adı da verilir. Oda sıcaklığında yaklaşık $1700 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ hareketlilikli $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ taşıyıcı yoğunluklu HEMT yapılar elde edilebilmiştir [22].

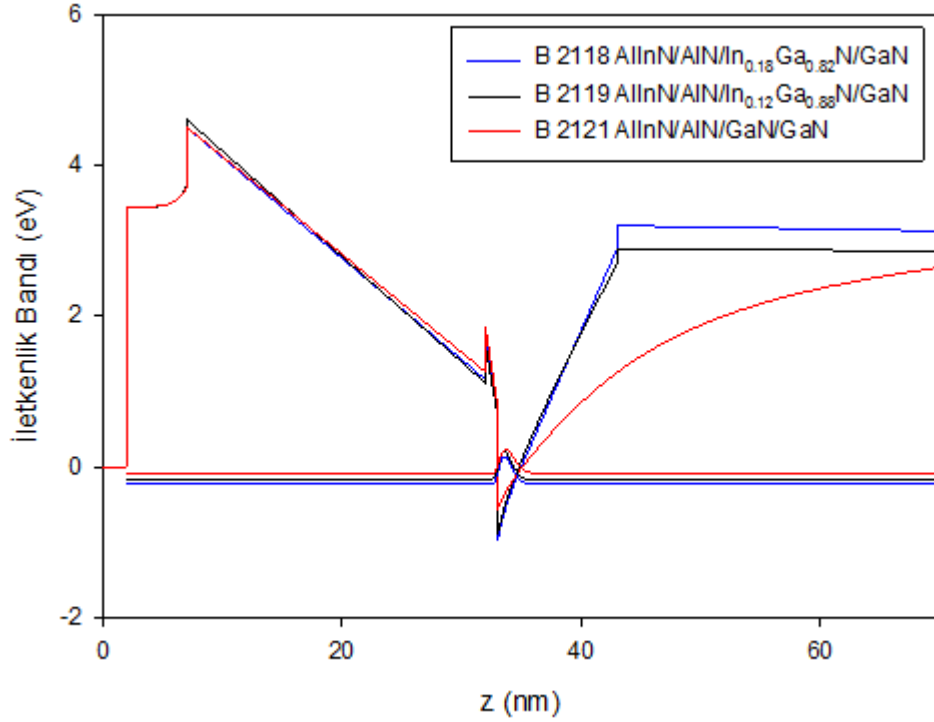
3.4. InGaN Kuyulu Heteroyapıda İki Boyutlu Elektron Sistemi

Farklı enerji bant yapılarına sahip iki yarıiletkenin bir araya getirilip üst üste büyütülmesi ile oluşan yapıya heteroyapı adı verilir. GaN-temelli HEMT çoklu yapılar ilk olarak Khan tarafından önerilmiştir [23]. Bu yapı AlGaIn/GaN olarak adlandırılabilir. AlGaIn alaşımı GaN göre daha büyük iletkenlik bandı ofsetine sahip olduğundan bir bariyer gibi davranır. Şekil 3.1.(a)'da bir AlGaIn/GaN yapısı görülmektedir. Şekil 3.1.(b)'de görüldüğü gibi GaAs-temelli yapılarda kare kuyuda GaAs tabakasının iki AlGaAs tabaka arasına sıkıştırılarak başarılabılır. GaN-temelli yapılarda polarizasyona bağlı bükülmeler sebebiyle Şekil 3.1.(b)'deki gibi kare kuyular elde edilemez.



Sekil 3.1. (a) AlGaIn/GaN arayüzeyinde oluşan bir kuantum kuyu, (b) Bir $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ kuantum kuyusu
Grafikte, düz çizgi iletkenlik bandı minimumunu, noktalı çizgiler, kuyuların içindeki ilk iki enerji seviyesini ve kesik çizgiler iki enerji seviyesindeki elektronların bulunma olasılıklarını temsil etmektedir.

Bu tür yapılarda oluşan taşıyıcılar arayüzeyde birikerek bandı bükerek ve bir üçgenimsi kuantum kuyusu oluştururlar. İki farklı yarıiletkenin düzlemsel arayüzeyinde oluşan potansiyel kuyusu elektronları oldukça ince bir tabakaya hapseder. Buradaki elektronların 1-boyutta hareketi sınırlı, 2-boyutta hareketi serbesttir.



Sekil 3.2. Tez dahilinde hazırlanmış numunelerin bant yapısı

Bu tezde incelenen numunelerde literatürde AlGaN bariyere göre daha yeni ve farklı polarizasyon özellikleri bulunan AlInN/AlN bariyer kullanılmıştır. Buradaki AlInN tabaka yaklaşık olarak GaN tabakalarla aynı örgü parametresine sahiptir. Fakat benzeri bir AlGaN tabakasına göre daha büyük bir polarizasyon alanı sağlayarak üçgenimsi kuvantum kuyuda daha çok taşıyıcı birikimine olanak sağlar [24]. AlN bariyer ise kuyu ile AlInN alaşım arasında tünelleme önleyici olarak görev görür ve alaşım saçılmasını engeller [25].

Bu çalışmada kuyu malzemesi olarak InGaN alaşımı kullanılmıştır. Daha düşük bant ofseti, daha küçük etkin kütlesi ile InGaN kuyu daha iyi elektriksel özellikler sunabilme olanağı göstermektedir. Fakat kuyunun kendisinin alaşım olması, hareketlilik gibi bazı özelliklerinin kötü olması beklentisi yaratır. Bu özellikleri ile InGaN-kuyulu yapılar bazı özel uygulamalar dışında GaN-kuyulu yapıların yerine geçmesi beklenmemektedir. Şekil 3.2’de tez dahilinde incelenen numunelerin bant yapısı görülmektedir.

GaN-temelli çokluyapılarda da üçgenimsi kuyu oluşumunda herhangi bir katkıya gereksinim duyulmadığı bilinmektedir [26]. GaN temelli HEMT yapılarında kuvantum kuyusu malzemenin polar doğasından dolayı indüklenen elektrik alanların iletkenlik bandını bükmesiyle oluşur. Bu kuvantum kuyusunda biriken elektronlarda önceden belirtildiği gibi 2DEG denir. GaAs temelli sistemlerde üçgenimsi kuyular ancak modülasyon katkılı bir bariyer ile sağlanabilir [9].

3.5. İki Boyutlu Sistemlerde Saçılma

GaN sistemlerindeki üçgenimsi kuyulara baktığımızda yükün arayüzeye doğru yığıldığını ve dolayısıyla kristal içindeki iyonize safsızlıklardan uzaklaşmış olduğunu görürüz. Bu sebeple, elektronlar iyonize safsızlıklardan daha az etkileneceklerdir. İyonize safsızlık saçılmaları bu yapılarda çok daha az etkin olduğundan 3 boyutta kristal içinde hareket eden bir elektronun aksine düşük sıcaklıklarda dahi elektronun hareketliliği artacaktır. Dolayısıyla böyle bir sistemde sadece örgü saçılmalarının etkin olduğu düşünülebilir. Yüksek sıcaklıklarda polar optik fonon saçılımı en etkin saçılma [9].

3.5.1. Polar optik fonon saçılması

Taşıyıcıların, örgü titreşimlerinin optik modlarıyla (optik fononlarla) etkileşmesine optik fonon saçılması adı verilir. GaN gibi polar malzemelerde bu etkileşme enerji ve momentum rahatlamalarında önemli rol oynar. Bu tür malzemelerde optik fonon enerjisi oldukça yüksek olduğundan saçılma inelastik olarak gerçekleşir. Yüksek sıcaklıklarda 2-boyutlu bir taşıyıcının hareketliliğini polar optik fonon saçılması kısıtlar. Optik fonon elektron saçılması, diğer kuvvetli polar III-V bileşiklerde olduğu gibi GaN’de de, yüksek sıcaklıklarda taşıyıcı hareketliliğini sınırlayarak, baskın olur [9,27].

LO fonon sınırlamalı hareketlilik, μ_{LO} , için teorik ifade;

$$\frac{1}{\mu_{LO}} = \frac{m^*}{e\tau_m} \exp\left(-\frac{\hbar\omega_{LO}}{k_B T_L}\right) \quad (3.5)$$

ile verilir [28]. Burada, m^* etkin kütle, e elektronun yükü, $\hbar\omega_{LO}$ optik fonon enerjisi, k_B Boltzman sabiti, T_L örgü sıcaklığı ve τ_m

$$\tau_m = \left[\frac{e^2 \omega_{LO}}{2\pi\hbar} \left(\frac{m^*}{2\hbar\omega_{LO}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \right) \right]^{-1} \quad (3.6)$$

ifadesi [29] ile belirlenen elektron-fonon saçılma zamanı vermektedir. İfadede yeralan ϵ_∞ ve ϵ_s terimleri yüksek frekans ve statik dielektrik sabitleridir.

3.5.2. Akustik fonon saçılması

Orta sıcaklıklar (100 – 200K) aralığında akustik fonon saçılması önemli bir saçılma mekanizmasıdır. Akustik fonon saçılması iki farklı saçılma mekanizmasından meydana gelir. Bunlar deformasyon potansiyel saçılması ve piezoelektrik saçılmasıdır [9].

Deformasyon potansiyeline ait hareketlilik ifadesi Ridley tarafından [30]

$$\mu_{DP} = \frac{16\rho e u_1^2 \hbar^3}{3\Xi^2 k_B m^{*2} b} \frac{1}{J(k)_{DP}} \quad (3.7)$$

şeklinde verilmiştir. Burada, ρ kristal yoğunluğu, u_1 boyuna akustik fonon hızı, X deformasyon potansiyeli ve k elektron dalga vektörüdür. Eş. 3.7'deki b , dalga fonksiyonlarının Hartree yaklaşımı üçgen kuyu çözümlemelerinde [31] kullanılan Fang-Howard ifadesi olarak bilinir [32]. İntegral $J(k)_{DP}$ ise

$$J(k)_{DP} = \int_0^{2k} \frac{1}{2\pi k^3 \left(q + q_s\right)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{q}{2k}\right)^2}} q^4 dq \quad (3.8)$$

ile verilir. Burada q_s iki boyutlu ters perdeleme uzunluğudur.

GaN gibi güçlü polar malzemelerde akustik fononlar piezoelektrik etki sebebiyle etkileşmeye girerler. Açısal bağılılığında ufak bir düzeltme ile birlikte piezoelektrik saçılma mekanizmasının hareketlilik ifadesi [30]

$$\mu_{PE} = \frac{\pi \epsilon_0 \epsilon_s \hbar^3 k}{e K^2 k_B T m^{*2}} \frac{1}{J(k)_{PE}} \quad (3.9)$$

şeklinde verilir. Burada K , elektromekaniksel çiftlenim katsayısıdır [33]. $J(k)_{PE}$ integrali

$$J(k)_{PE} = \int_0^{2k} \frac{F_{11}(q)}{4k^2 (q + q_s)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{q}{2k}\right)^2}} q^3 dq \quad (3.10)$$

şeklinde verilir. $F_{11}(q)$, temel durum için Fang-Howard dalga fonksiyonunun form faktörü olarak adlandırılır [32].

Es. 3.7 ve Es. 3.9’da verilen deformasyon potansiyel ve piezoelektrik saçılmalara ait hareketlilik ifadeleri Mattheissen kuralı ile toplanarak akustik fononlara ait toplam saçılma ifadesi bulunur.

$$\mu_{AK} = \left(\frac{1}{\mu_{DP}} + \frac{1}{\mu_{PE}} \right)^{-1} \quad (3.11)$$

3.5.3. Sıcaklıktan bağımsız diğer saçılma mekanizmaları

Polar optik fonon saçılması ve akustik fonon saçılması dışında kalan sıcaklıktan bağımsız saçılma mekanizmalarından biri safsızlık saçılmasıdır. İki-boyutlu taşıyıcılar için safsızlık saçılmaları; uzak vericilerden kaynaklanan safsızlık saçılması ve arayüzeydeki yüklerden kaynaklanan iyonize safsızlık saçılması olarak iki farklı mekanizma ile incelenir [34]. Polarizasyon etkileri görülmeyen materyallerde tek bir arayüzeyde kuyu oluşturabilmek için bariyer katmanına modülasyon katkı adı verilen katkı yapılır. Bu katkı sayesinde bant istenilen şekilde bükülür ve kuyu oluşur. Fakat bu kuyu içindeki iki-boyutlu taşıyıcılar uzaklarındaki bu modülasyon katkı sebebiyle saçılırlar. Uzak vericilerden kaynaklanan bu saçılma, katkısız kuvantum kuyu GaAs yapılarında ve kendiliğinden katkılı GaN yapılarında görülmez [9]. GaN kuyularında etkin olan iyonize safsızlık diğer adıyla arka plan safsızlık saçılmasıdır. İki boyutlu taşıyıcı yoğunluğu sıcaklığa bağlı olmadığından, sonuç olarak arka plan safsızlık saçılması sıcaklıktan bağımsızdır [9].

Diğer bir saçılma mekanizması alaşım saçılmasıdır. Genellikle, incelenen iki-boyutlu taşıyıcılar $Al_xGa_{1-x}N$ gibi bir üçlü bileşik katmanının yanında birikirler [34]. Örnek olarak $Al_xGa_{1-x}N$ 'da, alüminyum ve galyum atomlarının gelişigüzel şekilde kristal içinde yerleşmeleri iletkenlik bandında bir düzensizlik meydana getirir[34]. Bu düzensizlikten dolayı ortaya çıkan saçılmaya alaşım saçılması adı verilir.

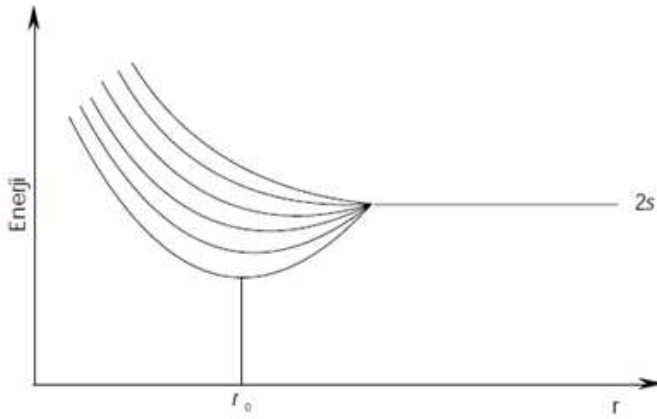
Son olarak sıcaklıktan bağımsız saçılma mekanizması olarak arayüzey bozukluğu saçılması verilebilir. Moleküler Akı Epitaksisi (MBE) ve MOVPE gibi büyütme yöntemleriyle son derece düzgün katmanlar büyütülebilmektedir. Fakat, gerek örgü uyumsuzlukları gerekse farklı tutunma katsayılarına sahip olan katmanların birbiri üzerine büyütülmesi sonucu arayüzeyde bir miktar bozukluk oluşur [9]. Arayüzey bozukluğu adı verilen bu durum yarıiletken çoklu yapılarında önemli sorunlara sebep olur [35]. Arayüzey bozukluğu, elektron enerjisinin tam bir enerjiye sahip olmasını engeller [9].

3.6. Elektriksel İletkenlik

Katı içerisindeki elektron davranışı ilk kez elektronun keşfinden üç yıl sonra 1900’de P. Drude tarafından metallerde incelenmiştir [36]. Bu modele göre elektronlar kristal içerisinde iyonlardan saçılmaktadır. Drude’un oluşturduğu teori birçok eksik barındırmasına rağmen elektron hareketi incelenmesinde yol gösterici olmuştur.

Drude modelinin elektriksel iletkenliği açıklamadaki eksiklerin giderilmesi için 1925 yılında F. Bloch, Bloch kuantum teorisini oluşturmuştur [36]. Bu teoriye göre elektronlar mükemmel kristal içerisinde saçılmadan hareket etmektedir. Kristal içerisinde herhangi bir kusur elektronun saçılmasına sebep olacaktır. Elektronların iyonlar tarafından saçılması elektriksel dirence sebep olduğundan, elektron kristal içerisinde saçılmazsa elektrik akımına direnç göstermeyecektir. Mükemmel kristaldeki elektrik akımı varlığı; malzemenin bir direnci olduğunu gösterir. Bu da elektron saçılmasına dolayısıyla elektriksel dirence sebep olacak farklı unsurlar bulunduğu göstergesidir. Bu unsurlar, bu tezde çalışılan 2-boyutlu iletim durumunda bir önceki altbaşlıkta incelenmiştir

Bloch kuantum modeli oldukça doğru olmasına rağmen elektriksel iletkenliği nicel olarak açıklamak için katı içerisindeki elektronların enerjilerini de göz önünde bulundurmak gerekmektedir. Bu amaçla katıların bant modeli oluşturulmuştur. Bu sebeple elektriksel iletkenliği tanımlayabilmek için öncelikle katıların bant modelinden bahsetmek gerekmektedir. Bu modelin oluşturulmasında atomlardaki elektronların yerleşmeleri için kullanılan Pauli dışarlama ilkesinden etkilenilmiştir. Bu ilkeye göre nasıl bir atomda aynı kuantum sayılarına sahip iki elektron bulunamaz ise, katı içindeki elektronlardan da aynı kuantum sayılarına sahip iki elektron bulunamaz. Öyle ki; katı ne kadar büyük olursa olsun bu kural geçerlidir. Dolayısıyla, atomlar birbirlerine yeteri kadar yaklaştıklarında Pauli dışarlama ilkesine göre atomik enerji düzeylerinde farklılıklar yani yarılmalar meydana gelecektir [37]. Bu durum bir elementin 2s seviyesi için Şekil 3.3.’de gösterilmiştir.



Şekil 3.3. Altı atomdan oluşan bir katıda 2s düzeyindeki yarılmalar (r_0 katıdaki atomlar arası mesafedir.)

Atomlar arası mesafenin $r = r_0$ olduğu değerde, örneğin Şekil 3.3, 2s enerji düzeylerinin alt ve üst sınırlarını sabit kabul ettiğimizde, bu sınırlar arasına katıya ilave edilecek her bir atom için bir enerji çizgisi çizmeye çalışırsak, eşit aralıklı olarak çizilen bu çizgiler birbirlerine o kadar yaklaşır ki; yaklaşık Avagadro sayısı kadar atom içeren bir kristalde çizgiler arası mesafe yok denecek kadar küçülür ve sürekli bir bant olarak düşünülebilir.

Atomlardaki enerji düzeylerine karşılık katılarda da enerji bantları bulunur [37]. Nasıl ki, atomlarda enerji düzeyleri arasında elektron bulunamaz ise, katılarda da elektronların bulundukları bantların arasındaki enerji değerlerinde elektronlar bulunamaz. Buna göre, bir enerji ekseninde hem elektronların bulunabileceği enerji bölgeleri hem de elektronların bulunamayacağı enerji bölgeleri vardır. Bunlar sırasıyla izinli enerji bantları, diğeri bunlar arasında kalan, elektronların bulunamayacağı izinsiz veya yasak enerji bantlarıdır.

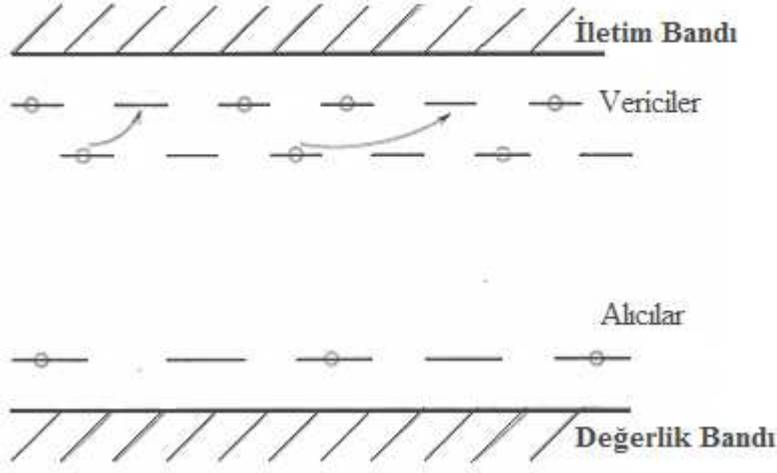
Bir yarıiletken, mutlak sıfır sıcaklığında tamamen boş bir iletkenlik bandı ve tamamen dolu bir valans bandı arasında dar bir enerji aralığına sahip bir materyal olarak tanımlanabilir. Bir yarıiletken bu yüzden, mutlak sıfır sıcaklığında mükemmel bir yalıtkandır. Fakat sıfırdan büyük sıcaklıklarda elektronların çoğu termal olarak valans bandında deşikler bırakarak iletkenlik bandına uyarılacaklardır [37].

Dolayısıyla yarıiletkenlerin en önemli özelliği, sahip oldukları yasak enerji aralığından dolayı sıcaklıkla ve içlerine katılan uygun atomlarla elektriksel iletkenliklerinin önemli ölçüde değiştirilebilmeleridir denebilir [37].

3.6.1. Safsızlık iletimi ve sıçrama iletimi

Katkılı yarıiletkenlerde, yeterince düşük sıcaklıklarda iletim, iletim bandında bulunan serbest taşıyıcılardan kaynaklanmamakta, iletkenlik bandına girmeksizin safsızlık seviyeleri arasında oluşmaktadır. Bu iletim türü, safsızlık bant iletimi olarak adlandırılmaktadır.

Safsızlık bantı iletkenliği, iletkenlik bandındaki safsızlık elektronlarını ya da değerlik elektronlarını uyarmaksızın yarıiletkenlerde meydana gelen bir iletkenlik sürecidir. Yeterince düşük sıcaklıklarda, katkılı n-tipi bir yarıiletken için, serbest elektronların çoğu vericiler tarafından tekrar yakalanırlar. Bunun bir sonucu olarak, serbest elektron bant iletkenliği daha az önemli hale gelir ve safsızlık bandında, vericiler arasında, direkt olarak elektron iletkenliğe ana katkısı yapar. Dolayısıyla düşük sıcaklıklarda yarıiletkene bağlı olarak, elektronlar, güçlü bir şekilde yarıiletkenlerin safsızlıklarına bağlıdır denebilir. Safsızlık bandında, safsızlık seviyeleri arasındaki iletme bağlı üst üste binme isleyişi vardır. İletkenliğin sebebi dalga fonksiyonunun üst üste binmesiyle oluşan kusurlar tarafından oluşturulan bir bandda, dolu (nötr) bir verici seviyesinden, diğer boş (iyonize) bir verici seviyesine düşük sıcaklıklarda hareket eden elektrondan kaynaklanır [38]. Bu tip iletkenlik sıçrama iletkenliği olarak bilinir ve Şekil 3.5’da gösterilmektedir. Sıçramanın oluşmasındaki en temel neden düzensizliktir [39].



Şekil 3.4. Sıçrama iletiminin oluşumu

Elektron, hareket ederken fonon enerjisine karşılıklı olarak dönüşmelidir. Eğer vericilerin dalga fonksiyonları lokalize olmuşlarsa, düşük sıcaklıklarda iletkenlik ısıtılarak aktif sıçrama ile kontrol edilir. Elektronlar bir lokalize seviyeden dalga fonksiyonunun, ilk seviye ile üst üste bindiği başka bir lokalize seviyeye sıçrayabilirler. Bu seviyeler kuvantize enerjilere sahip olduklarından, elektron enerjisini bir fononla (ya da olası bir spin dalgası ile) değiştirmek zorundadır. Bu yöntem fonon-destekleme ve ısısal aktifli sıçrama iletimi olarak adlandırılır [40]. Teoride, sıçrama iletiminin sorumlusu elektron fonon etkileşimi ile kesintisiz bozulma potansiyelidir.

$$\rho = \rho_3 \exp\left[\frac{-\varepsilon_3}{k_B T}\right]. \quad (3.12)$$

Burada, ε_3 dolu bir kusurdan ya da safsızlık seviyesinden boş birisine sıçramak için gerekli olan enerji olarak da tanımlanabilir. Sıçrama iki sınırlayıcı faktörü gerektirir; bunlardan birincisi dalga fonksiyonlarının üst üste binmesi ve diğeri ε_3 enerjisinin gerekliliğidir [38]. ε_3 1980'de Butcher tarafından aşağıda olduğu gibi gösterilmiştir [41].

$$\varepsilon_3 = 0.99 \frac{e^2 N_D^{1/3}}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon_S} (1 - 0.3k^{1/4}) \quad (3.13)$$

($k < 0.4$) için, ve

$$\varepsilon_3 = \left[\frac{2\pi}{3} \right]^{1/3} \frac{e^2 N_D^{1/3}}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon_S} (1 - k)^{-1/3} \quad (3.14)$$

($k > 0.4$). Bununla birlikte bu formül daha sonra Shklovskii tarafından daha genel bir formülle verilmiştir [42].

$$\rho_3 = \rho_0 \exp \left[\frac{\alpha}{N_D^{1/3} a_B} \right]. \quad (3.15)$$

Verici yoğunluğu N_D , yarıiletken Bohr yarıçapı a_B , α Shklovskii yarıçaplarına bağlı olarak değişmez bir sabittir. ρ_0 'ın yer aldığı formül Shklovskii ve Efros tarafından verilmiştir [43].

$$\rho_0 = C a_B^3 (N_D^{1/3} a_B)^\delta \quad (3.16)$$

Burada, $\delta = 0-0.4$ değeri alan bir katsayıdır. Miktarı belirten C elektron-fonon etkileşiminin yapısına bağlıdır. Bozulma potansiyel etkileşimi için, Kahlert, Miller-Abrahams teorisinden sonuç olarak aşağıda verilen C 'yi çıkarmıştır [44].

$$C = \frac{9\pi}{8} \frac{\hbar^4 d\varepsilon_s^2 U_1}{e^6 E_C^2}. \quad (3.17)$$

Burada E_C bozulma potansiyel sabitidir.

İlk sıçrama çalışmalarının, 1950'de Hung ve Gliessman'ın helyum sıcaklığında hafif katkılı germanyumun iletkenlik mekanizmasını araştırma, çalışmaları ile başladığı

kabul görmektedir [45]. Bu çalışma ve bu çalışma ışığında hazırlanan çalışmalar sıçrama iletkenliği konusunun ilerlemesinde önemli rol oynamışlardır. 1956 yılında Conwell tarafından yayınlanan makalede sıçrama iletkenliğinin ilk teorisi oluşturulmuştur [46]. Bu teoride farklı enerjilerin lokalize olmuş seviyeleri arasında elektronların geçişini tünelleyen fonon yardımının gerekliliği savunmuştur. Conwell'e ek olarak Mott da bu iletim mekanizmasının karşılamayı gerektirdiğini vurgulamıştır. Mott ayrıca bu süreçteki iletkenliğin bir aktivasyon enerjisi (ϵ_3) gerektirdiği sonucuna varmıştır [47].

Ayrıca iki safsızlık konsantrasyonu rejiminin var olduğu da bu dönemde anlaşılmıştır. Bunlardan birisi düşük konsantrasyonlarda etkili iken ötekisi daha yüksek konsantrasyonlarda etkin olup, iletkenlik metalik özellik göstermekteydi. İlk araştırmalarda yer alan düşük katkılı yarıiletkenlerde iletim mekanizması çalışmaları geçtiğimiz son birkaç onyıl da yerini yüksek katkılı yarıiletkenler için araştırmalara bırakmıştır. Bu dönemde oluşturulan önemli gelişmeden biri; değişebilir aralıklı sıçrama (VRH) iletkenliğidir [48]. Geçişler, aradaki mesafe ve enerji ile üstel olarak etkilenirler. Daha düşük bir sıcaklık, daha geniş mesafelerde sıçrama ile kısmi karşılamalı enerji ayırımı gidermeyi zorlaştırır. Burada daha düşük bir enerji seviyesi daha kolay bulunur, bu yüzden sıçrama aralığı sıcaklıkla değişir [49]. Üç boyutta ve sabit bir durum yoğunluğunda, Mott, sıcaklığa bağımlı bir iletkenlik $\sigma = \sigma_0 \exp[-(T_0/T)^s]$ önermiştir. Burada, σ_0 ya sıcaklıktan bağımsızdır ya da sıcaklığa çok az bağımlıdır. T_0 karakteristik sıçrama sıcaklığını belirten bir sabittir, üst s değeri sıçrama sürecinin doğasına bağlıdır ve $s = 1/4$ dür, iki boyutta ise $s = 1/3$ değerini aldığı gösterilmiştir [48]. Bu tahmin çoğu materyalde çok sayıda deney ile doğrulanmıştır. Buradan yola çıkarak VRH rejiminde öz direncin sıcaklık bağılılığı Mott tarafından;

$$\rho = \rho_0 \exp\left(\frac{T_0}{T}\right)^p \quad (3.18)$$

eksponansiyel kuralına uyacak şekilde verilmiştir. Mott'un oluşturduğu VRH sistemine benzer bir VRH sistemi de Efros-Shklovskii'nin bir çalışmasında

görülmektedir fakat yukarıdaki eşitlikte $s = 1/2$ değeri alınmıştır. Bu davranış, Efros-Shklovskii sıçrama (ES VRH) olarak bilinir ve Coulomb etkileşmesi ile açıklanır [49]. Sıçrama civarında iletkenliğin, detaylı hesaplaması zordur [48]. Genel olarak sıçrama mekanizması, en yakın komşu sıçrama (NNH) ve VRH mekanizması olmak üzere ikiye ayrılır. Sıçrama iletkenliği, safsızlık seviyeleri arasındaki sıçrama olasılığı ile kontrol edilir. Yeterince yüksek sıcaklıklarda, sıçrama olasılığı, safsızlıkların rastgele uzaysal dağılımı ile baskın hale getirilir. Sonuç olarak, sıçrama iletkenlik öncelikle en yakın komşu sıçrama ile belirlenir. Buna NNH mekanizması denir. Daha düşük sıcaklıklarda, en yakın komşu safsızlıklar arasındaki tipik özdirenç, Fermi seviyesinin enerji seviyelerine sahip olan safsızlıklar arasındakinden daha büyük hale gelir. Bu yüzden, bu safsızlık arasında sıçrayan elektronlar iletkenliğe hükmeder. Fermi seviyesine yakın seviyeli safsızlıklar, uzaysal pozisyonlarda uyum gerektirmediklerinden, her bir sıçrama için sıçrama uzunluğu değişebilir. Bu sebeple bu duruma VRH mekanizması denir. Bu iki sıçrama mekanizmasına ilaveten bir sıçrama mekanizması (çoklu fonon sıçrama) daha bulunmaktadır [50].

Değişebilir aralıklı sıçrama (VRH) rejimi; son birkaç onyılıda çalışılan; ters Si katmanlar [51-55], GaAs/Al_xGa_{1-x}As [56-58] , In_xGa_{1-x}As/InP [59] ve δ -katkılı GaAs [60,61] heteroyapılar gibi iki-boyutlu (2D) sistemlerin hemen hemen hepsinde gözlemlenmiştir. Yapılan bu çalışmalar ışığında bir çok önemli gelişme elde edilmiştir.

ES VRH'ın düşük sıcaklık limiti; geçitli 2D örneklerde yalnızca T'deki azalma ile gözlemlenebilir. Burdan yola çıkarak Efros ve Shklovski 1984'te, elektron-elektron etkileşmeleri göz önünde tutarak, parabolik bir Coulomb boşluğunun olduğunu belirlemişlerdir. Sonuç olarak, oldukça düşük enerjilerde, durum yoğunluğu yine sabit hale gelir: $g_s = \alpha(e^2 / \kappa d)$ şeklini alır, burada α sayısal bir katsayıdır.

Yüksek sıcaklıklarda, ES'den Mott sıçramasına geçiş; durgun g_F değeri için Coulomb aralığı dışındaki durum yoğunluğu doyumundan kaynaklanmaktadır. Bu geçiş; sıçrama enerjisinin genişliği Coulomb aralığı genişliğinden daha geniş hale

geldiğinden gözlemlenmektedir. T 'de ek artış, ısı ıyarlmalal tarafından Coulomb aralığının doldurulmasına ve kaybolmasına yol açar [62-64]. Taşıyıcı yoğunluğundaki değışimin neden olduğı bu düşük-sıcaklıklı geğış fenomeni deneysel olarak çalışılmıştır [57,63]. Düşük-sıcaklıklı geğışin aksine yüksek-sıcaklıklı geğış fenomeni geğıt varlığına bağılı değıldir ve bu nedenle üç-boyutlu (3D) sistemlerde de gözlemlenebilir [65-67].

Khondaker ve ark. [68]; $\rho(T)$ bağılılığının $\ln(\rho)$ ifadesinin yüksek-sıcaklıklı kısmının $T^{-1/3}$ ölçeğinde, düşük-sıcaklıklı kısmının $T^{-1/2}$ ölçeğinde doğrusallık göstereceğini benimsemişlerdir.

Zabrodskii ve Zinoveva'nın [69] teklif ettikleri bir başka metodda, deneysel olarak elde edilen özdirenç-sıcaklık grafiğinden p değeri řu şekilde belirlenir; öncelikle deneysel olarak elde edilen özdirenç verisi, genel sıçrama kuralı ile fit edilir ve daha sonra $w(T)=d\ln\rho(T)/d\ln(T)$ parametresi $w(T)=p(T_0/T)$ eşitliğine eşitlenir. Hesaplama süreci için, $w(T)$, özdirenç-sıcaklık grafiğinden ardışık sıcaklık adımlarında ölçülen özdirenç değeri için hesaplanır. Bu metodun yararı $\ln T$ 'ye karşı $\ln w$ eğrisinin eğiminden esas denklemdaki p değerin doğrudan belirlenmesidir. Ancak burada şimdiye kadar tartışılan durumlar için önfaktörün sıcaklıktan bağımsız olduğuna dikkat edilmelidir.

Sıçrama önfaktörünün m 'in belli bir değeri için $\rho_0=AT^m$ formunda sıcaklığa bağımlı olduğu varsayımı 1984'te Shklovskii ve Efros tarafından tartışılmıştır. Buna göre, özdirenç, $\rho = \rho_0 T^\alpha \exp(-T_0/T)^p$ ifadesi ile verilir. Burada $\rho_0 T^\alpha$ terimi önfaktörün sıcaklığa bağılılığını [70,71] belirtmek için kullanılmıştır. p üssü ise Efros–Shklovskii (ES) tip değışebilir aralıklı sıçrama (VRH) için 1/2 olarak verilmektedir.

Bir materyalde hem Mott VRH'i hemde ES VRH'i aynı anda gözlemlemek mümkündür. Gerçekten safsızlık bandı iletkenliğini içeren yarıiletkenlerde, elektron iletim özellikleri incelendiğinde aynı materyalin düşük sıcaklıklarda ES VRH'i sergilediğı, kritik bir sıcaklık değeriinden sonra yüksek sıcaklıklarda ise Mott VRH'i sergilediğı bir çok araştırmacı tarafından gözlemlenmiştir [48].

3.6.2. Metalik iletim

İnelastik saçılmalar

Bir elektronik seviyenin zamana bağlı gelişiminde, inelastik saçılmalar rasgele değişimler oluştururlar. Böyle değişimler lokalizasyon için gerekli kuvantum girişimini sınırlandırır. Eğer $\tau_{in} \gg \tau$ ise elektron

$$L_{Th} = (D \tau_{in})^{1/2} \quad (3.19)$$

kadarlık bir mesafede difüze olur. Burada; τ_{in} inelastik saçılma zamanını, τ elastik saçılma zamanını belirtirken L_{Th} inelastik çarpışmalar arası mesafedir. D ; difüzyon katsayısıdır.

İnelastik saçılma zamanı artan sıcaklıkla azalır. $\tau_{in} \propto T^{-p}$ ile orantılıdır. Burada p , saçılma mekanizmasına bağlı bir indextir. (Eş. 3.19'da yerine yazılır.) $L_{Th} = aT^{-p/2}$ olur. Bu yüzden sıcaklığa bağlı iletkenlik boyuta bağlı olarak şöyle verilir;

$$\sigma_{3D}(T) = \sigma_0 + \frac{e^2}{h} \frac{1}{\pi^3 a} T^{p/2} \quad (3.20)$$

$$\sigma_{2D}(T) = \sigma_0 + \frac{p}{2} \frac{e^2}{h \pi^2} \ln\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (3.21)$$

$$\sigma_{1D}(T) = \sigma_0 - \frac{a}{h \pi} T^{-p/2} \quad (3.22)$$

Bu formüllere göre iletkenliğin, artan sıcaklık ile artması beklenir. Eğer bir sistem yüksek taşıyıcı konsantrasyonuna sahip ise ve ayrıca iletkenlik artan sıcaklıkla artıyorsa, özellikle düşük sıcaklıklarda bu denklemlerin deneysel verilerle uyumlu olması beklenir [72].

Elastik saçılmalar

Abraham ve arkadaşları [73]'nın yaptığı öncü çalışmalara göre 2D'de metal-yalıtkan geçişlerinin olamayacağı öngörülür. Öte yandan gelişen epitaksiyel büyütme yöntemleri ile elde edilen 2D yapılarda deneysel olarak yüksek taşıyıcı konsantrasyonlarında böyle bir geçiş gözlemlenir [74]. Böyle bir durumda iletkenliğin artan sıcaklıkla tıpkı bir metaldeki gibi azalması beklenir. Başka bir bakışla, öz direnç artan sıcaklıkla artar. Bu durumda Eş.3.21, 2D'deki elektriksel iletkenliği tanımlayamaz.

Pudalov [75], metalik iletim durumunda 2D'den elektriksel öz direncin;

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_1 \exp \left(-\frac{T_0}{T} \right) \quad (3.23)$$

şeklinde verileceğini göstermiştir. Deneysel verilerle bu denklemin en iyi yüksek taşıyıcı konsantrasyonlarında ve düşük sıcaklıklarda uyumlu olması beklenir.

Bu öneriye göre; Mott'un önerdiği genel ifadeye ek olarak yeni öz direnç terimi eklenmiştir. Burada; ρ değerinin düşük sıcaklık bölgesinde ρ_0 değerine yaklaştığı ve değeri göz önüne alındığında, ρ_0 'ın gerçek metalik sıfır Kelvin davranışı gösterdiği savunulmaktadır. Buna göre düşük sıcaklık bölgesinde; denklemde geçen ilk terimin baskın olduğu düşünülebilir. Ayrıca, Pudalov'un bu önerisinde, (görece) zayıf sıcaklık bağılılığı dolayısıyla denklemde yeralan ikinci terime ek bir terim (T_0) dahil etme gerekliliği de gözönünde bulundurulmuştur. Pudalov; denklemin ikinci teriminde yeralan bu T_0 teriminin kökeni olarak spin yörünge aralığını önermiştir.

$T > T_0$ için bu denklem geçerliliğini yitirir.

3.6.3. Metal-yalıtkan geçişi

Metal-yalıtkan geçişi terimi (MIT), bir materyalin elektriksel iletkenliğinin, kompozisyon, basınç, gerinme veya magnetik alan gibi bir dış parametrenin, fonksiyonu olarak bir metalden bir yalıtkana değiştiği duruma karşılık gelir [6].

Yüksek katkı, taşıyıcıların (vericiler veya alıcılar) iyonizasyon enerjisini azaltır ve bir kritik taşıyıcı yoğunluğunda, iyonizasyon enerjisi yok olur. Bu durumda elektronlar için ısıl aktivasyona gerek duyulmaz. Yarıiletken bir safsızlık metali haline gelir ve serbest taşıyıcı konsantrasyonu sıcaklığa karşı oldukça duyarsızlaşır [76].

Safsızlık metali terimi kullanılır, çünkü lokalize olmayan seviyelerdeki taşıyıcıların sayısı katkılı iletkenlik sıcaklık bölgesinde sabittir ve bir metalde ki gibi sıcaklıktan bağımsız elektron konsantrasyonuna sahiptir [47]. Verici safsızlıkları gibi, sığ safsızlık durumlarında, lokalize olmuş seviyeler iletkenlik bandına yakındır. Bu tür safsızlıkların bir bandı, iletkenlik bandı ile üstüste binebilir. Bu durumda kısmi olarak dolu olduğundan, metalik duruma döner. Genelde MIT' e ulaşabilmek için daha derin safsızlıklı materyallerde daha yüksek safsızlık konsantrasyonuna ihtiyaç duyulur. n-tipi GaN için bu değer 10^{18}cm^{-3} mertebesinde dir. n-tipi bir yarıiletkende verici konsantrasyonu N_D arttıkça, MIT'e ulaşılır. Genelde metalik durumda özdirenç, biri sıcaklığa bağımlı diğeri sıcaklıktan bağımsız iki terimin toplamı olarak yazılır [77].

$$\rho = \rho_0 + \rho(T) \quad (3.24)$$

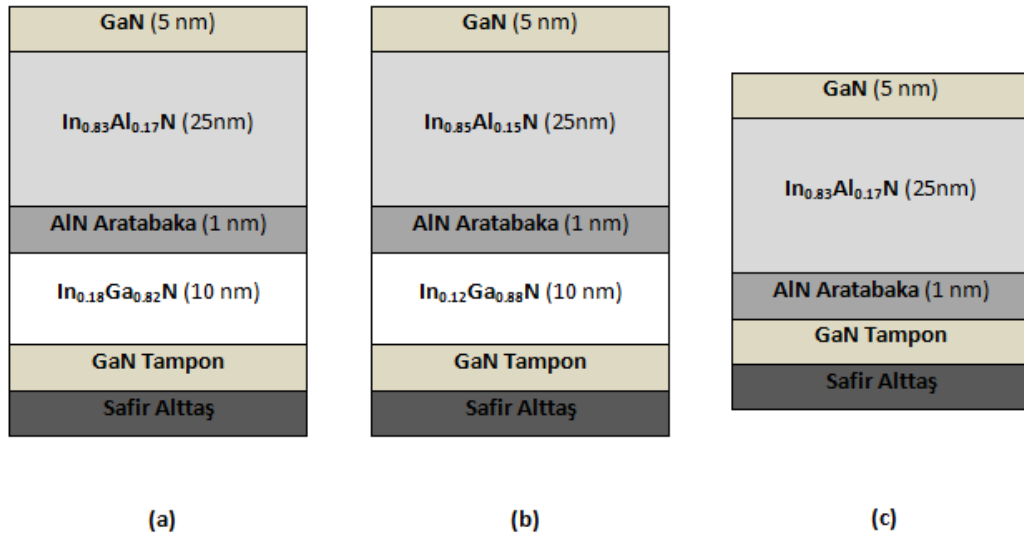
ρ_0 , sıcaklığa bağımlı olmayan safsızlık saçılması terimidir. Daha yüksek sıcaklıklarda, özdirencin sıcaklığa bağımlı kısmı prensip olarak elektron-fonon saçılmasından kaynaklanır ve toplam özdirençte baskın terim haline gelir. Fononların sayısı sıcaklık azaldıkça azaldığından, elektron-fonon saçılma oranı azalır. Böylece sıcaklık azaldıkça, özdirenç azalır ta ki ρ_0 , değeri toplam özdirençte baskın terim

haline gelene kadar. Sıcaklıkta daha sonra meydana gelen azalma herhangi bir etkiye sahip değildir [77]. Yüksek derecede düzensizlik içeren sistemlerde, çarpışmalar arasındaki ortalama serbest yol küçülür ve kuantum ara yüzey etkileri önemli bir hale gelir. Zayıf lokalizasyon etkileri daha yüksek sıcaklıklarda baskındır. Ortalama serbest yol atomlar arasındaki yerleşim ile aynı mertebede olduğunda, yeterince düşük sıcaklıklarda elastik safsızlık saçılma oranı, elektron-fonon ve elektron-elektron süreçlerinden kaynaklanan inelastik saçılma oranından daha büyük hale gelir. Bu durumda, saçılma merkezinden saçılma merkezine ilerleyen kısmi dalgalar, faz uyumuna sahip olurlar ve bu, geri saçılma doğrultusunda yapıcı olarak girişim yapmalarına yol açar [78]. Bu, ilerleme doğrultusunda transfer edilen momentumda bir azalma ile dolayısıyla özdirençte bir artış ile sonuçlanır. Bu olay, zayıf lokalizasyon olarak bilinir. $T = 0$ 'dan, sıcaklık arttırıldıkça, fononlarla inelastik saçılma daha sık hale gelir. Bu geri saçılan kısmi dalgaların faz uyumunu bozar ve yapıcı girişim ortadan kalkar. Bu yüzden özdirenç, lokalizasyon etkisi kaldırılana dek, artan sıcaklıkla azalır. Ve iletkenlik sürecinde fonon saçılması baskındır. Bu, özdirencin geri yükselmeden önce, bir minimuma doğru gitmesi ile sonuçlanır.

4. DENEY SETİ, ÖLÇÜM VE ANALİZ TEKNİKLERİ

4.1. Giriş

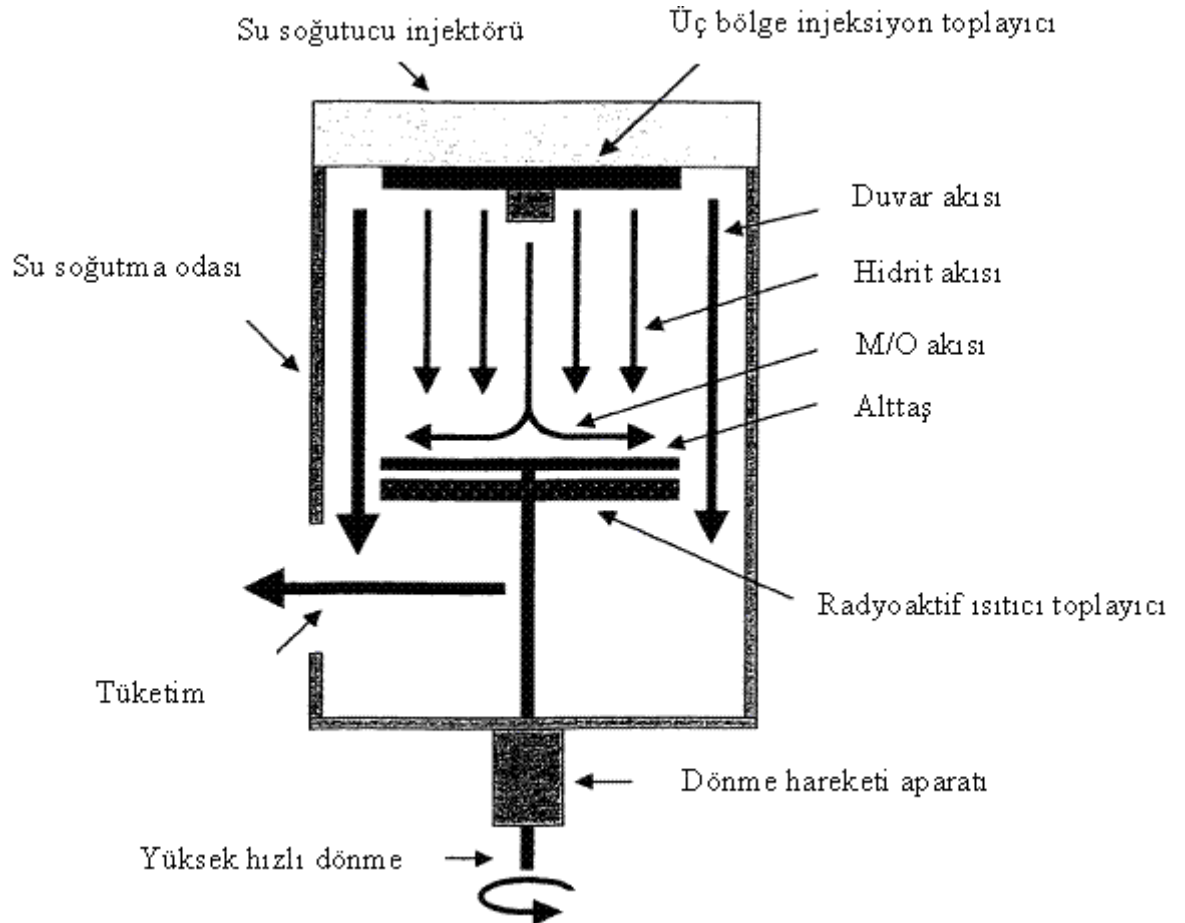
Bu tezde farklı In oranlarına sahip üç $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ kuyulu GaN-temelli çokluyapının sıcaklığa bağımlı taşıyıcı iletim özellikleri incelendi. Bu amaçla van der Pauw tekniği ile Hall etkisi ölçümleri yapıldı. Numune üzerindeki kontaklar, $5 \times 5 \text{ mm}^2$ büyüklüğünde kare biçimli numunelerin köşelerine küçük boyutlu üçgen biçimli Ti/Al/Ni/Al ($200 \text{ Å} / 2000 \text{ Å} / 300 \text{ Å} / 700 \text{ Å}$) kalınlığında metaller buharlaştırılarak kaplandı ve hızlı ısı tavlama sistemi ile $850 \text{ }^\circ\text{C}$ 'de 5dk süre ile tavlanoarak ohmik alaşım kontaklar haline getirildi. Sıcaklık bağımlı ölçümler bilgisayar kontrollü Lake Shore yüksek empedans sistemde 350 K ve 14 K sıcaklık aralığı arasında ve 0,4T manyetik alan altında yapıldı. Ölçümler helyum atmosferli kryostat içinde alındı.



Şekil 4.1. Tez dahilinde oluşturulan a) B2118 kodlu $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{N}/\text{GaN}$, b) B2119 kodlu $\text{Al}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N}/\text{GaN}$ ve c) B2121 kodlu $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{GaN}$, numunelerinin katman yapısı

4.2. MOVPE Büyütme Yöntemi ve $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ Büyütme Şartları

Metal organik buhar fazı epitaksisi (MOVPE), 1967’de Manasevit tarafından bileşik yarıiletkenleri büyütme için geliştirilmiştir [48]. İstenilen bileşik yarıiletkeni elde edebilmek için, bir alttaş yüzeyinde bir grup V hidrid gaz ile, bir grup III metal organik bileşik reaksiyona sokulur. MOVPE reaksiyonu genelde atmosferik ya da düşük basınç oda şartlarında meydana getirilir. Alttaş yüzey sıcaklığı, gaz kompozisyonları, akı hızı, reaksiyon geri kalan ürünler ve taşıyıcı gaz, kontrol altında tutulur. Tipik MOVPE reaksiyon odası Şekil 4.2’de gösterilmektedir.



Şekil 4.2. MOVPE reaksiyon odası

Bu çalışmada kullanılan numuneler AIXTRON RF20014 tipi bir MOVPE reaktörü ile büyütülmüştür [48]. N_2 daima ana taşıyıcı gaz olarak kullanılırken, standart amonyak, trimetilgalyum (TMGa) trimetilindiyum (TMIn) ve trimetilalüminyum

(TMAI) öncüler olarak kullanılmıştır. 2 inçlik safir alttaşlar 120 ve 750 rpm arasındaki değişen oranlarda kendi eksenleri etrafında döndürülerek büyütme oranının kontrolüne izin verdi. Bu, alaşımda alaşım kompozisyonunda (x) şiddetli bir etkiye sahiptir [48].

Büyütme öncesi alttaşlar 1100 °C’de 10 litre H₂ akışı altında 10 dk tavlınır. Standart heteroyapı safir alttaş üzerine büyütülen 1150 nm kalınlığında bir GaN tampon tabaka üzerine bir In_xGa_{1-x}N tabakası ile üretilmeye başlanır. Bu InGaN tabakası, alaşım kompozisyonunu değiştirmek için 800 °C’de farklı şartlarda büyütülmüştür. Oluşturulan katmanlar üzerine sırasıyla 1 nm kalınlığında AlN aratabaka ve farklı alaşım oranlarında 25nm Al_xIn_{1-x}N tabakası büyütülmüştür. B2118 ve B2121 numuneleri için AlInN tabakasındaki bu oran 0,17 iken B2119 numunesinde 0,15 değerindedir. Son olarak 5nm GaN kapak tabakası ile heteroyapının oluşumu tamamlanmıştır. Bu çalışmada kullanılan numuneler için In_xGa_{1-x}N büyütme şartları Çizelge 4.1’de verilmektedir.

Çizelge 4.1. Numuneler için In_xGa_{1-x}N büyütme koşulları

Numune	Alaşım kompozisyonu (x)	Büyütme sıcaklığı (°C)	Büyütme oranı (µm/h)	Büyütme süresi (s)	InGaN tabaka kalınlığı (nm)
B2118	0,18	800	0,12	300	10
B2119	0,12	800	0,12	300	10
B2121	0	-	-	-	-

4.3. Kontak Üretimi

Yarıiletken numunelerin parametrelerinin ölçümü için ohmik kontakın yapılması gereklidir. Numune yüzeyinden ölçü sistemine bağlantılar bu kontaklardan yapılır. Devre ya da numune üzerindeki potansiyel düşmesi ile, kontaklar üzerinde oluşacak potansiyel farkı karşılaştırıldığında, ohmik kontaklar üzerinde potansiyel düşmesi ihmal edilecek kadar küçük olmalıdır. Bu durumda ölçülen I-V bilgisi sadece numune kaynaklıdır.

Prensip olarak ohmik kontak n-tipi bir yarıiletkenin iş fonksiyonundan daha küçük iş fonksiyonuna sahip metal veya p-tipi yarıiletkenin iş fonksiyonundan daha büyük bir iş fonksiyonuna sahip metal kullanılarak elde edilir [6]. Metal yarıiletken kontakların özellikleri yarıiletkenin yüzey durumuna sıkıca bağlıdır. Yüzeydeki kir, oksit tabakası ve benzeri yüzey etkileri ohmik kontakların özelliklerini değiştirmede etkindir.

Ohmik kontaklar için ısı buharlaştırma sistemi kullanılarak kare formdaki numunelerin dört köşesine sırayla Al/Ti/Ni/Au (200 Å/ 2000 Å/ 300 Å/ 700 Å) buharlaştırıldı. Sonra hızlı tavlama sistemi kullanılarak bu kontaklar eritilip birbirleri içlerine ve numune içine nüfuz etmeleri sağlanmıştır. Bu şekilde yapılan numuneler ohmik özellik göstermiştir. Sonra bu kontaklar tellere indiyum eritilerek bağlandı. Bu işlem için bir düşük sıcaklık fırını kullanıldı. 3 cm uzunluğundaki gümüş teller numunenin dört köşesine yerleştirilerek üzerlerine mümkün olabilecek küçüklükte indiyumlar konuldu. Numune kontak fırınına konuldu ve kapak kapatıldı. Kontak fırını azot ortamında yavaş yavaş ısıtılarak indiyumların yaklaşık 5 dakikada erimesi sağlandı. Mikroskop altında, numunelerin üzerindeki kontakların sağlamlığı ve fiziksel durumları gözlemlendi.

Kontakların sağlamlığından emin olunduktan sonra kontaklara zarar vermeden çok dikkatli bir şekilde numune tutucuya yerleştirildi. Daha sonra bu aparat kryostat içindeki numune tutucuya yerleştirildi ve ölçüm esnasında hareket etmemesi için numune, numune tutucuya sıkıca sabitlendi.

4.4. Özdirenç Ölçümleri

Bu tez dahilinde hazırlanan numunelerin özdirenç ve Hall etkisi ölçümleri van der Pauw tekniği kullanılarak yapılmıştır [79]. Bu teknik, numune yüzeyinde dört köşede simetrik dört kontak gerektirir.

Şekil 4.4'(a) ve (b)'de görüldüğü gibi akım gerilim değişimini izlemek için iki özdirenç ve iki Hall voltajı ölçümü yeterlidir. Özdirenç ölçümlerinde yan yana kontak çiftine akım uygulanır ve karşı kontak çiftinden voltaj okunur. Bununla birlikte ölçülen Hall voltajı üzerindeki diğer etkiler Look tarafından

$$V_{HÖ} = V_H + V_N + V_R + V_E \quad (4.1)$$

ile verilmiştir [80]. Manyetik alan varken, harici akıma maruz kalmaksızın numunenin uçları arasında sıcaklık farkı oluşursa elektronlar sıcak bölgelerden numunenin sonlarındaki soğuk bölgelere hareket etme eğilimi gösterirler ve bu yolla bir akım oluştururlar. Oluşan bu akım manyetik alanla doğru orantılıdır. Bu olay (V_N) Nernst veya Nernst-Ettingshausen etkisi olarak bilinir. Bu elektronların yayılmaları sıcak ve soğuk bölgeler oluşturur ve böylece tekrar bir Seebeck potansiyeli oluşur. Bu potansiyel Righi-Leduc potansiyeli (V_R) olarak bilinir. Harici bir sıcaklık değişimi olmasa bile numune kendisi bu değişimi oluşturabilir. Bunun aksine harici olarak Seebeck etkisi bir potansiyel üretir. Bu potansiyel (V_E) Ettingshausen etkisi olarak bilinir ve hem manyetik alanla hem de akımla orantılıdır. Bu nedenlerden dolayı akım ve manyetik alan değişimine bağlı olarak maksimum doğruluk elde etmek ve Ettingshausen, Nernst ve Righi-Leduc etkileri olarak verilen ısısal olarak üreyen potansiyelleri sıfırlayabilmek için sekiz direnç ve sekiz Hall ölçümü olmak üzere on altı ölçüm yapılır. Aşağıda verilen şartlar sağlanamaz ise van der Pauw tekniği geçerliliğini yitirir [80].

- Kontaklar son derece küçük olmalı,
- Kontaklar numune yüzeyinde simetrik olmalı,

- Numune plaka halinde,
- Homojen izotropik olmalıdır.

Mümkün olan en küçük boyuttaki kontaklar hatanın azalmasını sağlayacaktır [86]. Kontak bölgelerindeki homojensizlikler hem direnç hem de hareketlilik sonuçlarının tutarsız olmasına sebep olur. Özdirenç (ρ), van der Pauw tarafından aşağıdaki şekliyle verilmiştir [79].

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \left[\frac{R_{12,34} + R_{23,41}}{2} \right] f \left(\frac{R_{12,34}}{R_{23,41}} \right). \quad (4.2)$$

Burada d numune kalınlığı, $R_{12,34}$ kontak 1 ve 2 arasındaki akımın, 3 ve 4 nolu kontaklar arasında oluşturduğu potansiyel farkıdır ($R_{12,34} = V_{34}/I_{12}$). Benzer şekilde her kontak çifti üzerinden geçen akımın karşı kontak çifti üzerinde oluşturduğu potansiyel farkı 4 düz yönlü akım ve 4 ters yönlü akım uygulamak koşuluyla toplam 8 özdirenç ölçümü yapılır ve ortalamaları alınır. Burada $f(R_{12,34}/R_{23,41})$ düzeltme faktörüdür ve aşağıdaki gibi verilir;

$$f \left(\frac{R_{12,34}}{R_{23,41}} \right) = 1 - \left[\frac{R_{12,34} - R_{23,41}}{R_{12,34} + R_{23,41}} \right]^2 \frac{\ln(2)}{2} - \left[\frac{R_{12,34} - R_{23,41}}{R_{12,34} + R_{23,41}} \right]^4 \left[\frac{(\ln(2))^2}{4} - \frac{(\ln(2))^3}{12} \right]. \quad (4.3)$$

Özdirenç ölçümleri Şekil 4.3 a ve b'de görüldüğü gibi kontak çiftinden akım uygulayıp karşı kontak çiftinden gerilim okumaya dayanır.

4.5. Hall Etkisi Ölçümleri

Genelde Hall ölçümleri öz direnç ölçümleri ile birleştirilir ve geleneksel Hall ölçüm düzeneğine karşılık gelen Şekil 4.3. c ve d’de verilen düzenek kullanılır. Manyetik alan numune yüzeyine dik olarak uygulanır. Bir çapraz kontak çiftinden akım uygulanır ve diğer çapraz voltaj çiftinde voltaj okunur. Hall katsayısı aşağıdaki gibi verilir.

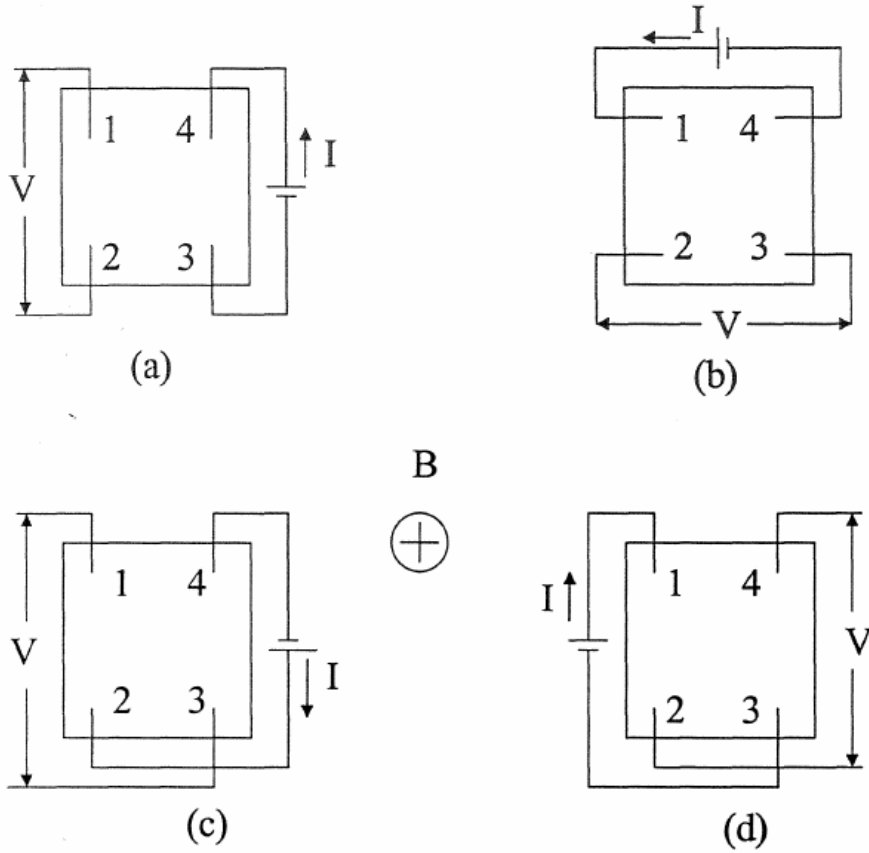
$$R_H = 10^8 \left[\frac{d\Delta R_{13,24}}{B} \right]. \quad (4.4)$$

Burada $\Delta R_{13,24}$, numuneye dik B (Gauss) manyetik alan uygulandığında $R_{13,24}$ direncindeki değişimdir. Hall katsayısı ölçümlerinde ısı kaynaklı Ettingshausen, Nernst ve Righi-Leduc etkilerini sıfırlamak ve maksimum doğruluk elde etmek için düz ve ters akım ve manyetik alan uygulanarak sekiz konfigürasyonu olan ölçüm yapılır. Böylece sekiz konfigürasyon öz direnç ve sekiz konfigürasyon Hall katsayısı ölçümlerinden olmak üzere onaltı konfigürasyondan ölçüm yapılır. Hall hareketliliği μ_H ve Hall taşıyıcı yoğunluğu n_H aşağıdaki gibi verilir;

$$\mu_H = \frac{R_H}{\rho}, \quad (4.5)$$

$$n_H = \frac{1}{eR_H}. \quad (4.6)$$

Eş. 4.5 ve 4.6’dan görülebileceği gibi numune kalınlığı, sadece hacimsel öz direnç ve Hall taşıyıcı yoğunluğu için gereklidir. Yüzeysel öz direnç ve Hall taşıyıcı yoğunluğu için bilinmesi gerekli değildir. Van der Pauw ve Hall etkisi ölçümleri yapılmadan önce kontakların ohmik olduğunu doğrulamak için numune üzerindeki her bir kontak çifti için akım-gerilim ölçümleri yapıldı. Çizilen I-V grafiklerinin doğrusal olmaları kontakların ohmik olduklarını doğrulamaktadır [79].



Sekil 4.3. (a) ve (b) özdirenç ölçümleri, (c) ve (d) Hall hareketliliği ölçümleri için şematik gösterim

4.6. Hall Ölçüm Sistemi

Bu tez çalışmasında kullanılan Lake Shore'un Hall etkisi deneysel ölçüm sisteminin fotoğrafı Resim 4.1'de verilmektedir. Lake Shore Hall etkisi sisteminde Helyum tüpü Kryostata helyum akışını sağlar. Kryostat içinin vakumlanması için bir pompa kullanılır. Bu sistemde numune kryostat içinde numune tutucuya konulur ve numune dik bir şekilde kryostatın içine yerleştirilir. Bunun sebebi ise uygulanan manyetik alanın numunedeki akım düzlemine dik olmasını sağlamaktır.

Güç kaynağı, elektromagnete akım sağlar. Kontrol ünitesinden malzemeye uygulanacak olan sabit akım, manyetik alan, sıcaklık değerleri ayarlanabilir ve kontrol edilebilir. Bilgisayar kontrolü kullanılan Lake Shore Hall etkisi programı ile sabit akım, manyetik alan, sıcaklık değerleri elektrometredeki verileri data

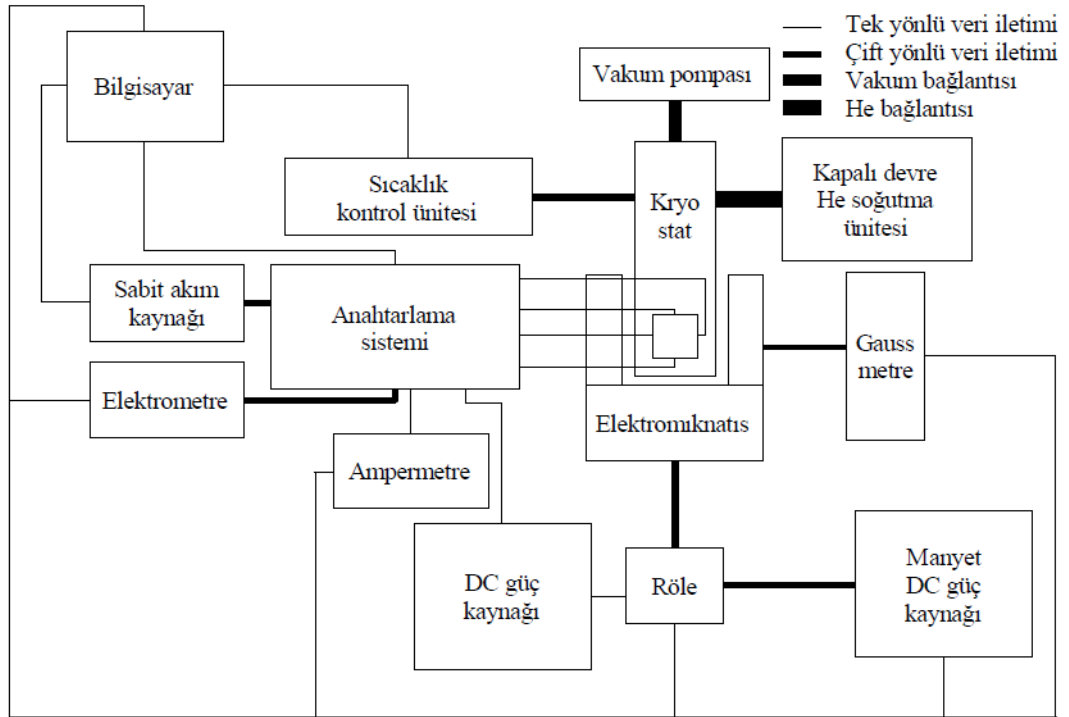
kablolarıyla bilgisayar ortamına aktarılıp işlenmesi sağlanır. Ayrıca bu program van der Pauw ve Hall etkisi ölçüm teknikleri için geçerli olan bağıntıları kullanarak gerekli hesaplamaları yapar ve sonuçta öz direnç (ρ), Hall taşıyıcı yoğunluğu (n_H), hareketliliği (μ_H), katsayısı (R_H) değerlerini verir.

Kontrol ünitesindeki sabit akım kaynağı, elektrometre, çift kanallı sıcaklık kontrol ünitesi, gaussmetre ve elektromıknatıs güç kaynağı, bilgisayar tarafından kontrol edilmektedir.



Resim 4.1. Lake Shore'un Hall etkisi ölçüm sistemi
 1) Helyum tüpü, 2) Helyum kompresör, 3) Vakum pompa sistem, 4) Malzemenin konulduğu kryostat, 5) Manyetik alan uygulamak için magnet, 6) Güç kaynağı, 7) Bilgisayar, 8) Kontrol ünitesi

Deney sisteminin blok diyagramı Şekil 4.4.'de verildi.



Sekil 4.4. Hall ölçüm sistemi blok diyagramı [7]

Sistem ile, öncelikle, çalışılan numunelerin kontaklarının, ohmik davranış gösterdiklerini doğrulamak amacı ile, numune üzerindeki her bir kontak çifti için akım-gerilim ölçümleri yapılır. I-V grafiklerinin tam olarak doğrusal olmaları; kontakların Ohmik olduklarını, ölçülen her verinin numuneden geldiğini, kontakların bir etki getirmediğini, doğrular. Daha sonra, bilgisayar, sabit akım kaynağı, elektrometre, çift kanallı sıcaklık kontrol ünitesi, gaussmetre ve elektromıknatıs güç kaynağı kullanarak, numuneyi istenilen sıcaklık ve manyetik alana getirir. Özdirenç ve Hall ölçümlerini her manyetik alan ve sıcaklık adımıyla toplam 16 kere yapar. Bilgisayar; Hall katsayısı, özdirenç, Hall hareketliliği ve Hall taşıyıcı yoğunluklarını hesaplar ve veri dosyası olarak sunar.

5. BULGULAR VE TARTIŞMA

5.1. Giriş

Bu tez çalışmasında, Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezi bünyesinde MOVPE yöntemi ile büyütülen B2118 kodlu $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{N}/\text{GaN}$, B2119 kodlu $\text{Al}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N}/\text{GaN}$ ve B2121 kodlu $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{GaN}$, HEMT yapı numunelerin elektriksel özellikleri incelendi. Bu amaçla, numunelerin yaklaşık 20 – 350K sıcaklık aralığında özdirenç ve Hall etkisi ölçümleri, Gazi Üniversitesi Fizik Bölümü Fotonik Uygulama ve Araştırma Merkezi bünyesindeki Hall etkisi ölçüm sisteminde yapıldı.

Bu bölümde ilk olarak deneysel olarak elde edilen özdirenç, hareketlilik ve taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa bağlı değişimleri verilmiştir. Ardından, polar optik fonon saçılmasının hareketlilik değişimine etkisi incelenmiştir. Son olarak ise, özdirenç ölçümleri sonuçları kullanılarak sıçrama iletkenliği analizleri yapılmış ve deneysel sonuçlar ile teorik sonuçlar kıyaslanmıştır. Ölçümler sonucunda elde edilen oda sıcaklığındaki özdirenç, Hall taşıyıcı yoğunluğu ve Hall hareketliliği değerleri Çizelge 5.1’de verilmektedir.

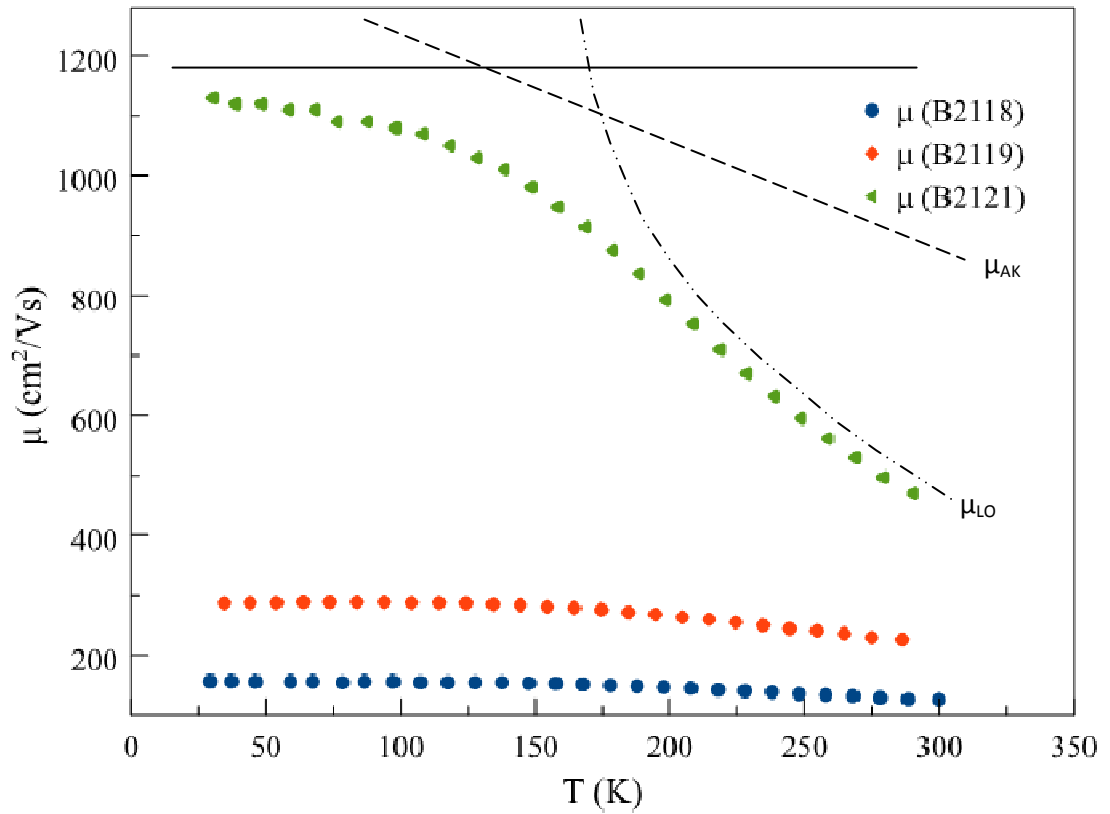
Çizelge 5.1. Oda sıcaklığında özdirenç, Hall taşıyıcı yoğunluğu ve Hall hareketliliği değerleri

Numune	Alaşım oranı (x)	ρ ($\Omega/\square$)	n (cm^{-2})	μ (cm^2/Vs)
B2118	0,18	787	$6,32 \times 10^{13}$	126
B2119	0,12	517	$5,34 \times 10^{13}$	226
B2121	0	261	$5,09 \times 10^{13}$	470

5.2. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -kuyulu Çokluyapıda Hall Hareketliliğinin Sıcaklığa Bağlı

Değişimi ve Saçılma Analizi

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -kuyulu numunelerinin elektronik özelliklerini araştırmak için Hall ölçümleri 15-350 K sıcaklık aralığında her bir numune için gerçekleştirildi. Hall ölçümleri, Hall katsayısının negatif değeri ile, numunelerin n-tipi davranış sergilediklerini göstermektedir.



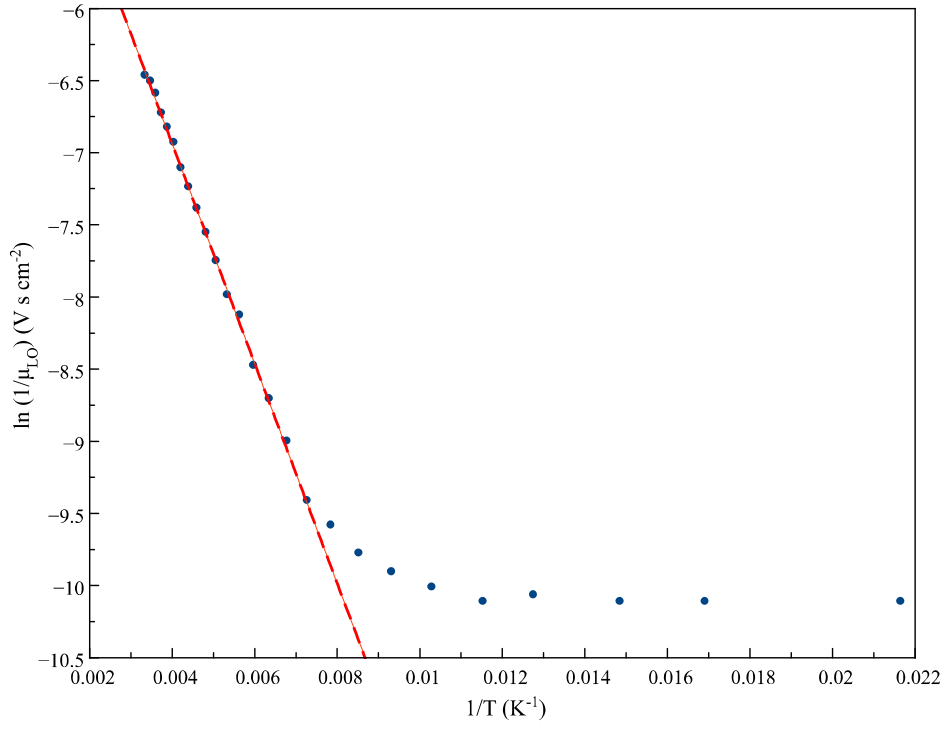
Şekil 5.1. B2118 kodlu $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{N}/\text{GaN}$, B2119 kodlu $\text{Al}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N}/\text{GaN}$ ve B2121 kodlu $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{GaN}$, numuneleri için deneysel hareketliliklerinin sıcaklığa bağlı değişimi (düz siyah çizgi sıcaklık bağımsız saçılma faktörlerini göstermektedir.)

B2118 kodlu $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{N}/\text{GaN}$, B2119 kodlu $\text{Al}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N}/\text{GaN}$ numunelerde hareketliliğin neredeyse sıcaklıktan bağımsız olduğu söylenebilir. Bunun sebebi olarak alaşım saçılmasının optik fonon saçılmasını perdelemesi gösterilebilir. Alaşım saçılmasının alaşım oranına bağlı (neredeyse) sabit değerlerde bulunduğu göz önüne alınarak bu yaklaşımın doğruluğu ispatlanabilir. Ayrıca artan In oranları ile hareketliliğin azaldığı görülmektedir. Bunun sebebi de yine artan In oranlarında değişen alaşım saçılması değerleri ile verilir. Buna göre; hareketlilikteki değişimi alaşım saçılmasının belirlediği söylenebilir.

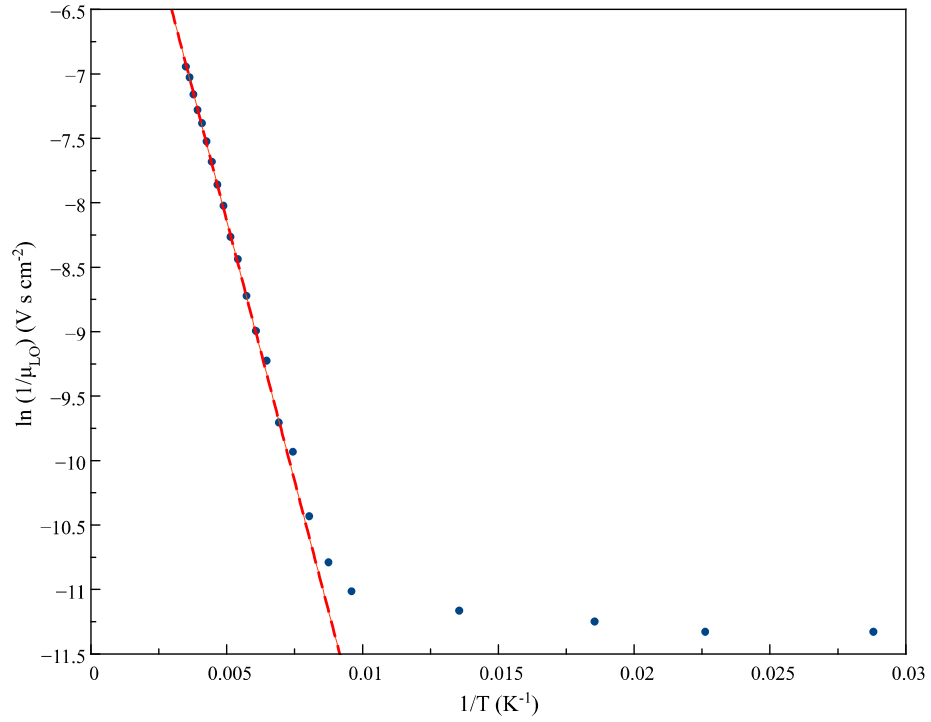
In oranının 0 olduğu B2121 kodlu $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{GaN}$ çokluyapı için ise hareketliliğin sıcaklıktaki azalma ile arttığı görülmektedir. Numune için Hall hareketliliği 100 K'den düşük sıcaklıklarda sıcaklıktan neredeyse bağımsız hale gelmektedir. Bu davranış arkaplan safsızlık, arayüzey bozukluğu gibi sıcaklıktan bağımsız olan diğer saçılma mekanizmalarının bir etkisi ile açıklanabilir. 100 K'den yüksek sıcaklıklarda ise Hall hareketliliği, artan sıcaklıkla optik fonon saçılmasına ait olan $T^{-3/2}$ bağımlılığına uygun şekilde azalmaktadır. Dolayısıyla numunelerde, yüksek sıcaklıklarda önemli derecede optik fonon saçılması baskındır.

Buradan yola çıkarak bu bölümde ayrıca B2118 kodlu $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{N}/\text{GaN}$, B2119 kodlu $\text{Al}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N}/\text{GaN}$ ve B2121 kodlu $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{GaN}$ çokluyapılar için polar optik fonon saçılması da incelenmiştir.

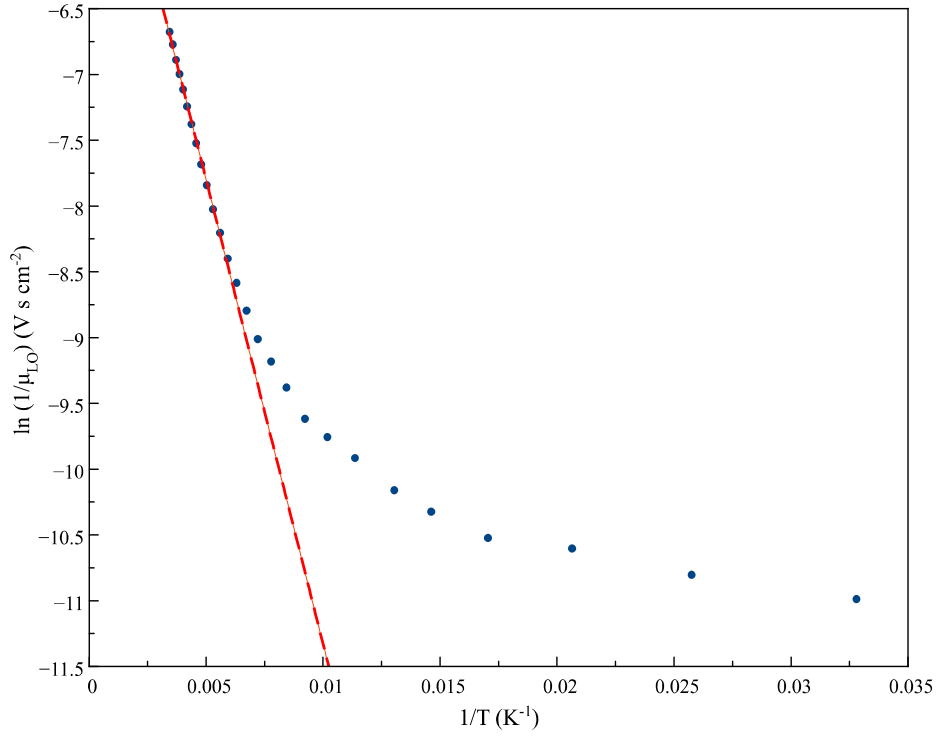
Yüksek sıcaklıklarda polar optik fonon saçılması ile sınırlanan 2-boyutlu bir taşıyıcının hareketliliği için Eş. 3.5.'in kullanıldığından bahsetmiştik. Bu eşitlikten faydalanılarak oluşturulan eşleştirmeler ile deneysel verilerin karşılaştırılması Şekil 5.2.'de verilmektedir.



Şekil 5.2. B2118 kodlu $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N/AlN/In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{N/GaN}$ çokluyapı için polar optik fonon saçılması analizi



Şekil 5.3. B2119 kodlu $\text{Al}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{N/AlN/In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N/GaN}$ çokluyapı için polar optik fonon saçılması analizi



Şekil 5.4. B2121 kodlu $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{GaN}$ çokluyapı için polar optik fonon saçılması analizi

Verilen ifade ile yapılan eşleştirmelerin deneysel sonuçlarla uyum içinde olması polar optik fonon saçılmasının numunelerdeki etkisi açıkça göstermektedir.

Bu analiz sonucunda (Eş. 3.6. kullanılarak) belirlenen etkin elektron-fonon relaksasyon zamanı (τ_{eff}) değerleri B2118 kodlu $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{N}/\text{GaN}$, B2119 kodlu $\text{Al}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N}/\text{GaN}$ ve B2121 kodlu $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{GaN}$ numuneleri için sırasıyla $\tau_{eff} = 10,3 \times 10^{-15}\text{s}$, $\tau_{eff} = 10,0 \times 10^{-15}\text{s}$ ve $\tau_{eff} = 8,49 \times 10^{-15}\text{s}$ şeklinde bulunmuştur.

Numuneler için elde edilen τ_{eff} etkin elektron-fonon relaksasyon zamanına karşılık gelen polar optik fonon hareketliliği değerleri Çizelge 5.2’de gösterilmektedir.

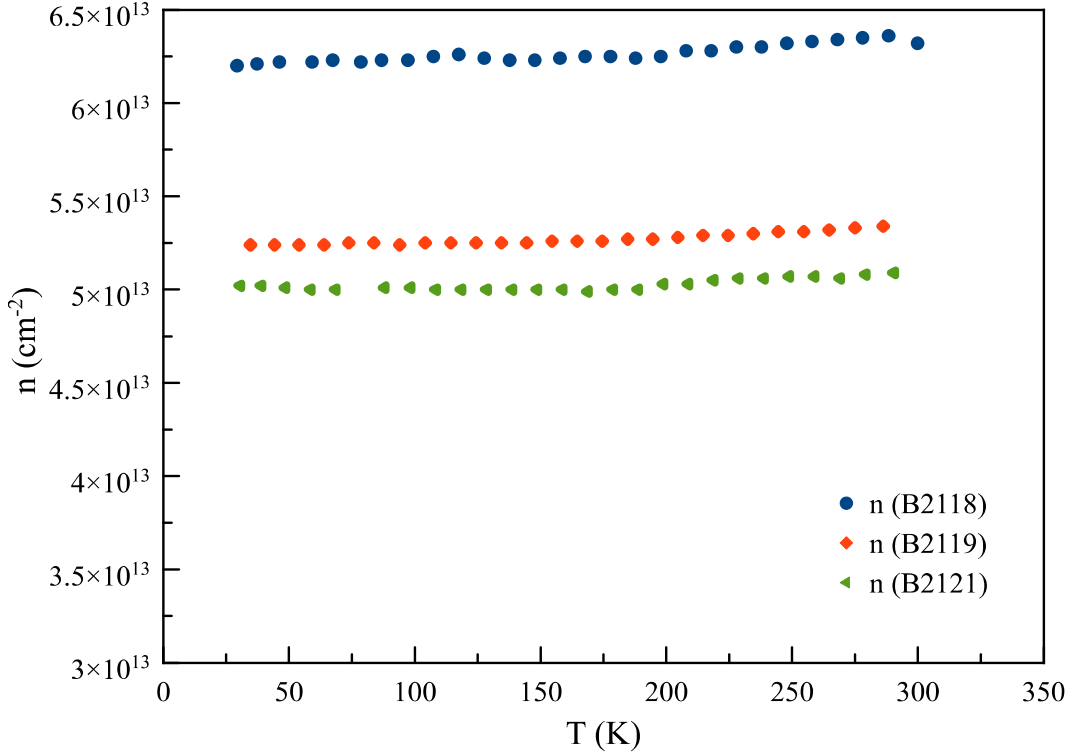
Çizelge 5.2. τ_{eff} etkin elektron-fonon relaksasyon zamanına karşılık gelen polar optik fonon enerji değerleri

Numune	$\tau_{eff} (10^{-15}s)$	E (meV)
B2118	10,3	69,11
B2119	10,0	66,38
B2121	8,49	74,59

2 boyutlu AlGaIn/GaN sistemlerde elektron sıcaklığının azaldıkça τ_{eff} değerinin azaldığı bilinmektedir. Zanato ve arkadaşları AlGaIn/GaN sistemde oda sıcaklığındaki elektron sıcaklığı olarak $3,5 \times 10^{-14}s$ bulmuş, sıcaklığın 150K civarına indiği durumda bu değerin $1,0 \times 10^{-14}s$ 'ye kadar indiğini göstermiştir [81]. Çalışmada saçılma değeri yaklaşık relaksasyon zamanına eşit kabul edilmiştir.

Bu çalışmada bulunan saçılma değerleri Zanato ve arkadaşlarının değerleri ile uyum içindedir. Artan indiyum oranı ile fonon saçılma zamanının ve buna bağlı olarak relaksasyon zamanının arttığı görülmektedir. Bulk InN için optik fonon relaksasyon zamanının GaN'e göre yüksek olduğu bilinmektedir [27]. Bu bağlamda bu çalışmada bulunan sonuçlar literatür ile uyumludur. Hesaplanan optik fonon enerjileri literatürde verilen değerleri düşük çıkmıştır. Değerlerin düşük olma sebebi bilinmemekle birlikte orta sıcakıklarda etkin olan sıcaklık bağımlı akustik fonon saçılmalarının verilere etkisi ve üretilen InGaIn kuyularının In-atomlarının GaN ve AlN katmanlarına segregasyonu sonucu oluşabilecek kuyu deformasyonunun etkilerinin [82] sebep olabileceği düşünülmektedir.

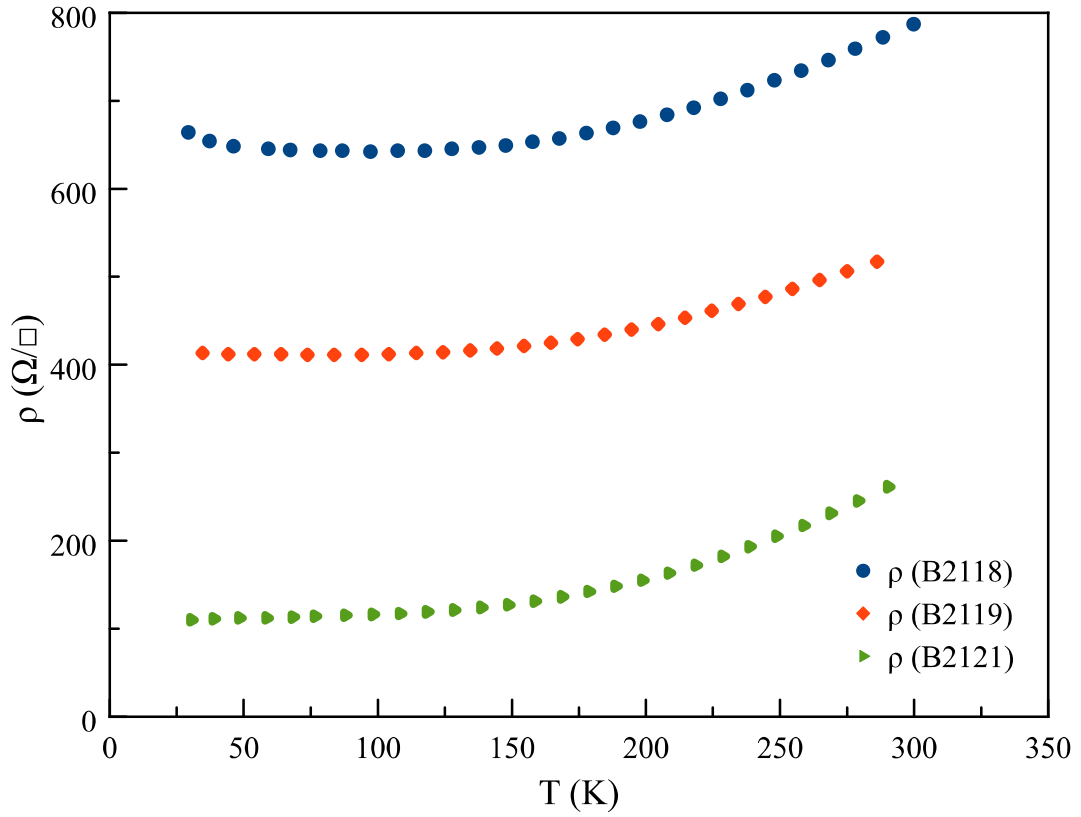
5.3. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -kuyulu Çokluyapıda Hall Taşıyıcı Yoğunluğunun Sıcaklığa Bağlı Değişimi



Şekil 5.5. B2118 kodlu $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{N}/\text{GaN}$, B2119 kodlu $\text{Al}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N}/\text{GaN}$ ve B2121 kodlu $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{GaN}$, numuneleri için deneysel taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi

Hall taşıyıcı konsantrasyonun, bir metalde olduğu gibi sıcaklıktan neredeyse bağımsız olduğu şekilden görülebilmektedir. Ayrıca, taşıyıcı yoğunluğunun, artan In oranları ile arttığı gözlemlenmektedir. Hekzagonal yapılar, doğal polarizasyon ve kristaldeki olası gerilmelerden kaynaklanan piezoelektrik polarizasyona sahiptirler. In oranı artışı sonucunda örgü parametresinin azalmasına bağlı olarak artan gerginliğe bağlı piezoelektrik yük artışı olur. Alaşım oranı değişimine bağlı olarak örgüdeki değişimden dolayı doğal yük sayısında da bir değişim olmaktadır. Buna bağlı olarak; artışın sebebinin piezoelektrik ve doğal yük sayısındaki değişimden kaynaklandığı söylenebilir.

5.4. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -kuyulu Çokluyapıda Özdirencin Sıcaklığa Bağlı Değişimi

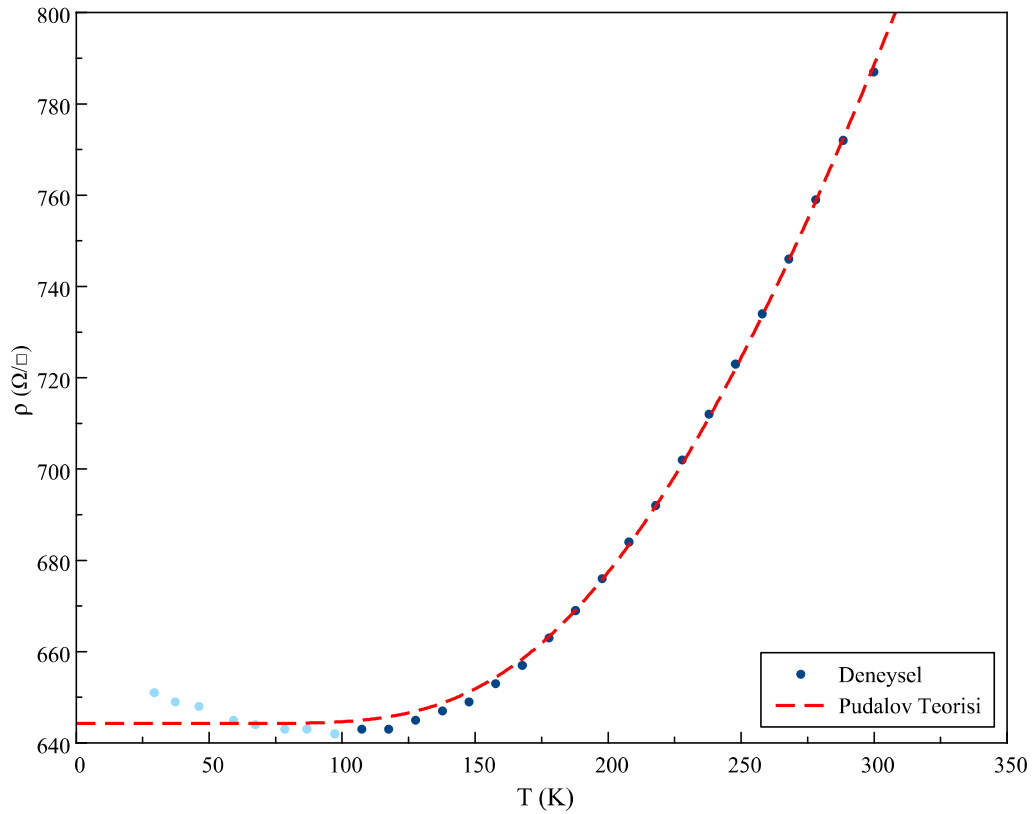


Şekil 5.6. B2118 kodlu $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{N}/\text{GaN}$, B2119 kodlu $\text{Al}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N}/\text{GaN}$ ve B2121 kodlu $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{GaN}$, numuneleri için deneysel özdirencinin sıcaklığa bağlı değişimi

In oranının arttırılmasıyla özdirencin de arttığı gözlemlenmektedir. Sıcaklıktaki düşüş ile genelde özdirenç değerleri de düşmüştür. Bu bağlamda çalışılan numunelerin metaliğe yakın davranış gösterdiği dolayısıyla iki boyutlu iletimin baskın olduğu söylenebilir. Çalışılan numunelerden B2118 numunesinde; düşük sıcaklık bölgesinde sıcaklık daha da düşürüldüğünde yeni bir artış gözlemlenmektedir. Bu artış metalden yalıtkana geçişi belirtmektedir.

5.5. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -kuyulu Çokluyapı için Özdirenç Analizleri

Bu çalışmadaki tüm numuneler yüksek taşıyıcı yoğunluğuna sahiptirler ve özdirençleri artan sıcaklıkla artar. Bu yüzden Eş.(3) göz önünde tutulamaz. Bunun yerine Pudalov'un önerdiği model göz önünde tutulmalıdır. Bu bölümde 3. Bölümde açıklanan Pudalov'un önerdiği model kullanılarak elde edilen veriler ile deneysel ölçümlerin karşılaştırılması yapılmaktadır. Bu öneriyle özdirenç Eş. 3.30.'da verilen ifade ile yazılmaktaydı. ρ değerinin düşük sıcaklık bölgesinde ρ_0 değerine yaklaştığı ve değeri göz önüne alındığında, ρ_0 'ın gerçek metalik sıfır kelvin davranışı gösterdiği savunulmaktaydı. Ayrıca, Pudalov'un bu önerisinde, (görece) zayıf sıcaklık bağıllığı dolayısıyla denklemde yeralan ikinci terime ek bir terim (T_0) dahil etme gerekliliği de gözönünde bulundurulmuştu. Pudalov; denklemin ikinci teriminde yeralan bu T_0 teriminin kökeni olarak spin yörünge aralığını önermiştir.

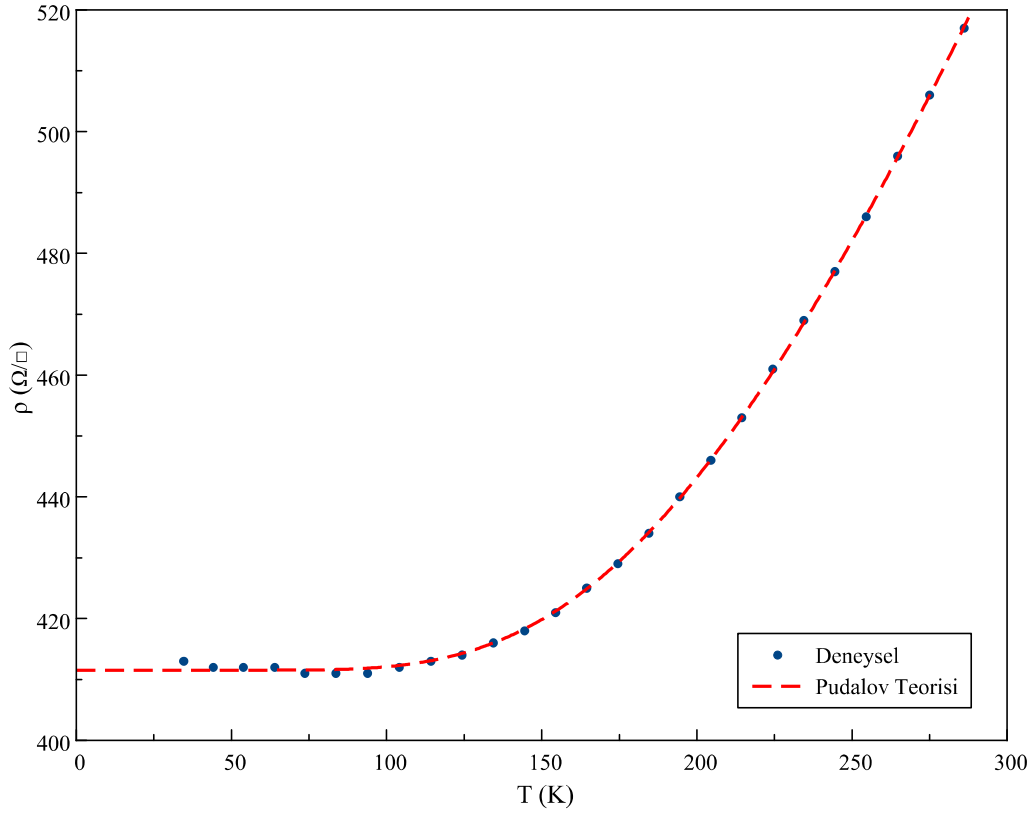


Şekil 5.7. B2118 kodlu $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{N}/\text{GaN}$ çokluyapısı için deneysel özdirenç değerleri ve teorik karşılaştırılması

Şekil 5.7.'den de görülebileceği gibi; $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{N}/\text{GaN}$ numunesi için teoriden elde edilen eşleştirmelerle deneysel verilerin uyum içinde olduğu görülmektedir. Ayrıca numunenin metalden yalıtkana geçiş sergilediği gözlemlenebilir.

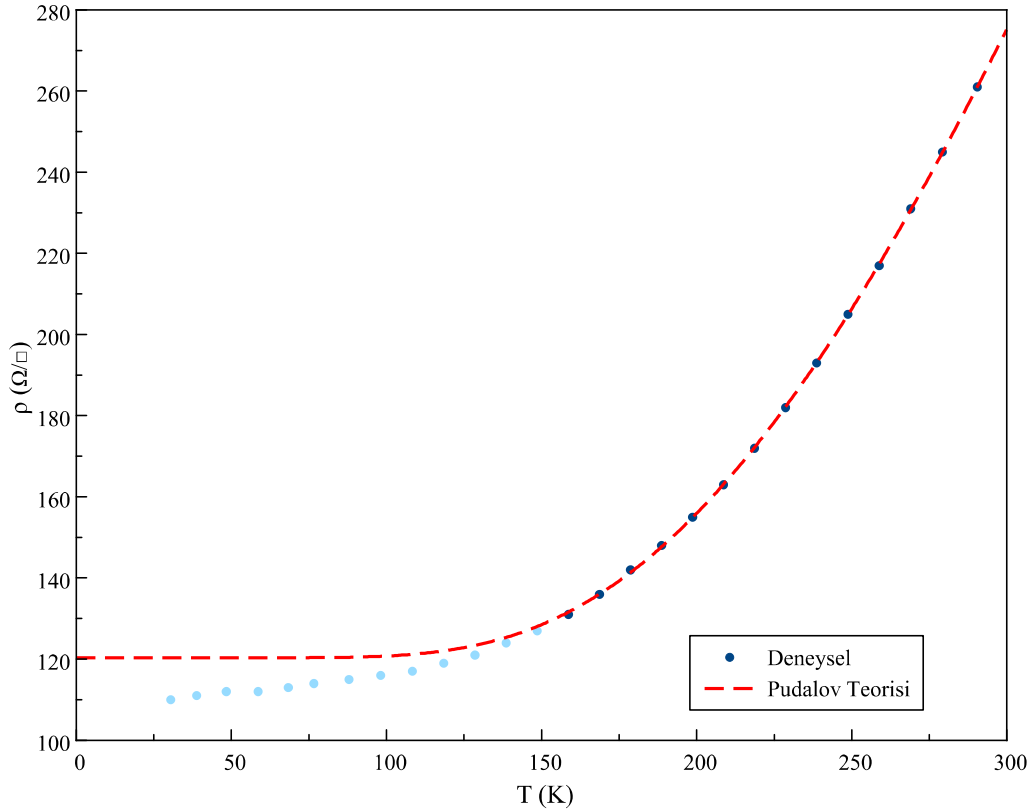
Metal-yalıtkan geçişine sebep olarak, kompozisyon, basınç, gerinme veya magnetik alan gibi bir dış parametrenin, etkisi gösterilebilir. Genelde, safsızlık konsantrasyonu geçişi etkileyen en önemli etkindir. Yüksek safsızlık konsantrasyonu, taşıyıcıların iyonizasyon enerjisini azaltır ve bir kritik taşıyıcı yoğunluğunda, iyonizasyon enerjisi yok olur. Bu durumda elektronlar için termal aktivasyona gerek duyulmaz. Yarıiletken bir safsızlık metali haline gelir ve serbest taşıyıcı konsantrasyonu sıcaklığa karşı oldukça duyarsızlaşır. Çalışılan numunelerde safsızlık değerlerinin aynı mertebede olması gerekliliği düşünüldüğünde etken durum olarak kuyunun alaşım oranı gösterilebilir. Bu durumda, yalıtkan bölgede özdirenç azalan sıcaklık ile artarken metalik bölgede özdirencin azalan sıcaklık ile azaldığı bilinmektedir.

Bu bilgiler doğrultusunda Şekildeki ρ eğrisini kabaca üç farklı bölgede sınıflandırmak mümkündür. İlki; azalan sıcaklık ile aniden azalan $\rho(T)$ ile, metalik davranış ile karakterize edilen bölgedir. İkinci bölge; yüksek sıcaklıkta metalikbenzeri davranıştan daha düşük sıcaklıklarda yalıtkanbenzeri davranışa dönen karma davranış bölgesidir. Üçüncü bölge ise daha düşük sıcaklıklarda gözlemlenen yalıtkan davranış bölgesidir.



Şekil 5.8. B2119 kodlu $\text{Al}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N}/\text{GaN}$ çokluyapısı için deneysel özdirenç değerleri ve teorik karşılaştırılması

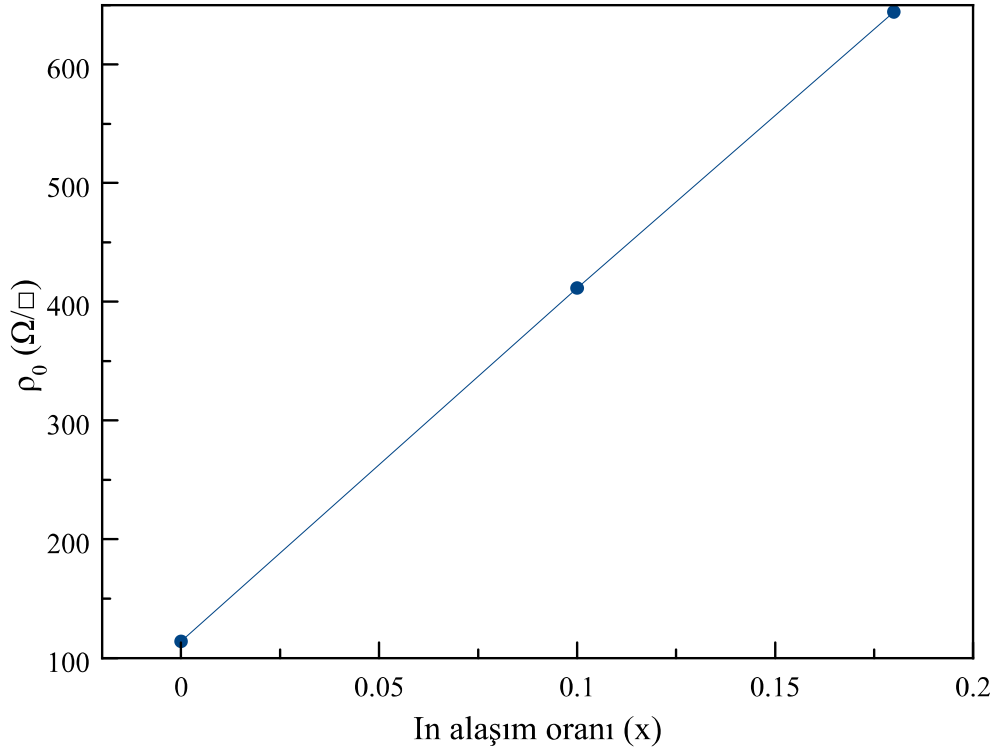
Şekil 5.8.'den $\text{Al}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N}/\text{GaN}$ numunesi için $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{N}/\text{GaN}$ numunesinde olduğu gibi numunenin metalden yalıtkana geçiş eğiliminde olduğu söylenebilir. eşleştirmelerle deneysel verilerin uyumu da kullanılan numunelerde özdirençin değişebilir aralıklı sıçramayı desteklediğini göstermektedir.



Şekil 5.9. B2121 kodlu $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{GaN}$ çokluyapısı için deneysel öz direnç değerleri ve teorik karşılaştırılması

Şekil 5.9. ise $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{N}/\text{GaN}$ numunesi ve $\text{Al}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N}/\text{GaN}$ numunesinde olduğu gibi $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{GaN}$ numunesi deneysel veriler ile teoriden elde edilen eşleştirme oldukça benzerdir. Düşük sıcaklık bölgesindeki değişimin sebebi yüksek mobiliteye ve taşıyıcı-taşıyıcı etkileşimlerinin etkisine bağlanabilir. Ayrıca, numunenin metalik özellik sergilediği de şekilden anlaşılabilmektedir

Çalışma sonunda elde edilen, teoride spin-yörünge aralığını verdiği savunulan T_0 değerleri de numuneler için sırasıyla $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{N}/\text{GaN}$ numunesi için $T_0=883,04$ K, $\text{Al}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{N}/\text{AlN}/\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N}/\text{GaN}$ numunesi için $T_0=801,10$ K ve $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{GaN}$ numunesi için $T_0= 787,19$ K olarak bulunmuştur.



şekil 5.10. Pudalov Teorisi Özdirenç Analizi sonucu elde edilen ρ_0 değerlerinin In alaşım oranına bağlı değişimi

Özdirenç analizleri için Pudalov ve arkadaşlarının Eş. 3.30'da verilen denklemi kullanılmıştır. Eşleştirme sonucu elde edilen ρ_0 , ρ_1 ve T_0 değerleri izelge 5.3. de sunulmaktadır.

Pudalov'un modeline göre taşıyıcı konsantrasyonu arttıkça, özdirenç ρ 'nın ve ρ_0 'ın azalması beklenir. Çalışılan numuneler için bu durum gözlemlendi (izelge 5.1.). n değeri arttıkça beklenenin aksine ρ değerleri de arttı. Bu mobilitenin etkinliğinden kaynaklanmaktadır. Artan alaşım oranı ile μ değerleri azalırken, ρ değerleri de artmıştır.

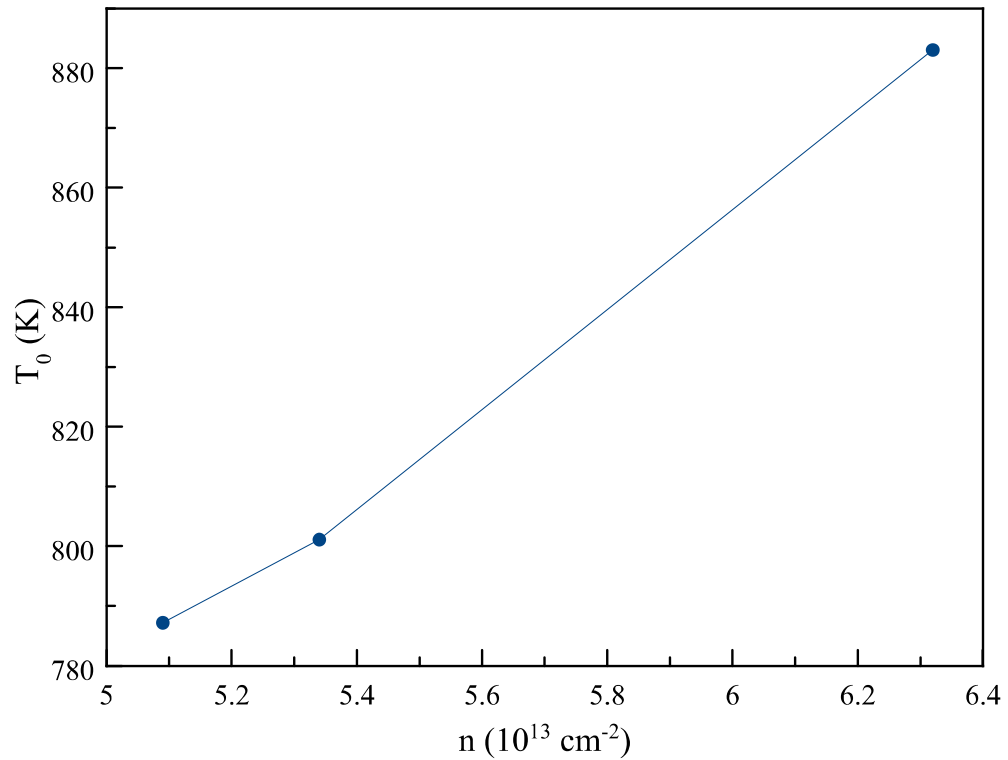
lm alınan sıcaklık aralığı, elde edilen T_0 değerlerinden küçüktür. Bu yüzden $T < T_0$ şartı burada sağlanır. Ayrıca artan n değerleri ile T_0 değerlerinin arttığı bulundu. T_0 'ın fiziksel orjini tam olarak açıklanamadı. Pudalov T_0 'ın orjini olarak bir spin-yrnde aralığı önerdi. Pudalov'a göre bu aralık taşıyıcı konsantrasyonuna bağlıdır. n

arttıkça T_0 'ın artması beklenir. Çizelge 5.3'den görüldüğü gibi bu durum araştırılan numuneler için sağlanır.

Çizelge 5.3. Elde edilen ρ_0 , ρ_1 ve T_0 değerleri

Numune	ρ_0 ($\Omega/\square$)	ρ_1 ($\Omega/\square$)	T_0 (K)
B2118	644,23	2739,58	883,04
B2119	411,51	1738,32	801,10
B2121	114,00	2178,24	787,19

Şekil 5.11; n - T_0 grafiğini göstermektedir. $n \rightarrow 0$ iken $T_0 \rightarrow 379$ 'da sabit kalmaktadır.



Şekil 5.11. Pudalov Teorisi Öz direnç Analizi sonucu oluşturulan T_0 - n grafiği

Buna göre ρ_0 'ın değişen indiyum oranıyla doğrusal bir değişim gösterdiği görülmüştür. ρ_1 ve T_0 değerlerinde doğrusal bir yaklaşım bulunamamakla birlikte T_0 değerinde In oranına göre bir trend olduğu görülmüştür.

6. SONUÇLAR

Yaptığımız bu çalışma sonucunda; kullanılan numunelerde kuvantum kuyunun alaşım olduğu durumlarda alaşım saçılmasının baskın olduğu ve buna bağlı hareketliliğin azaldığı fakat numunenin doğası gereği sahip olduğu piezo elektrik ve doğal polarizasyonlar sebebiyle taşıyıcı yoğunluğunun kuvantum kuyu alaşım oranının artmasıyla arttığı görülmüştür.

Yüksek sıcaklıklarda yapılan hareketlilik analizi sonucunda literatür ile uyumlu optik fonon-elektron saçılma ve dolayısıyla relaksasyon zamanları elde edilmiştir. Optik fononlar için enerji hesaplamaları düşük değerler vermiş olup sebep olarak kristaldeki In segregasyonu ve akustik fonon saçılmalarının verilerdeki etkisi düşünülmüştür.

Bu bilgiler üzerine yapılan öz direnç analizinde numunelerin tamamının beklenildiği gibi metalik davranış gösterdiği, metalik fazda öz direncin ρ_0 , ρ_1 ve T_0 terimleriyle belirlenebileceği, düşük sıcaklık bölgesinde öz direncin ilk terim olan ρ_0 'a (sabite) yaklaştığı, ρ_0 'ın, In değişimine bağlı olarak doğrusal olarak arttığı ortaya konmuştur.

Ayrıca In alaşım oranı bulunan numunelerin, daha düşük sıcaklık bölgesinde metalden yalıtkana geçiş sergilediği gözlemlenmiştir.

KAYNAKLAR

1. Nakamura, S., "In: B. GIL (Ed.), III-V Nitride-Based Short-Wavelength LEDs et LDs Group III Nitride Semiconductor Compounds", **Physics and Applications, Oxford Science Publication**, 3916, (1998).
2. Paskova, T., Hanser, D. A., and Evans, K. R., "GaN Substrates for III-Nitride Devices", **Proceedings of the IEEE**, 98(7): 1324, (2010).
3. Denis , A., Goglio, G., and Demazeau, G., "Gallium Nitride Bulk Crystal Growth Processes: A review" **Materials Science and Engineering**, R 50: 167-194, (2006).
4. Pearton, S. J., "GaN and Related Materials", **Gordon and Breach Science Publishers**, 2: 11, (1997).
5. Liu, L., and Edgar, J. H., "Substrates for Gallium Nitride Epitaxy", **Mater. Sci. Eng. R** 37: 61-127, (2002).
6. Yurdugöl, Ümit, "LEC Tekniği ile Büyütülen Te Katkılı n-tipi InSb Yarıiletkeninde Sıcaklık Bağımlı Manyetik ve Elektron İletim Özellikleri", **Yüksek Lisans Tezi Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Ankara, (2005).
7. Kittel, C., "Katıhal Fizikine Giriş", Bekir Karaoğlu, **Güven Yayınevi**, İstanbul, 304 (1996).
8. Bulun, Gökmen, "3D-Geçiş Metali Ni Katkılı $Zn_{1-x}Ni_xO$ ve 4f Lântanit Gd Katkılı $Zn_{1-x}Gd_xO$ Bileşiklerinin Yapısal ve Manyetik Özellikleri" **Doktora Tezi Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Adana, (2010).
9. Lişesivdin, Sefer Bora, "AlGaN/GaN Temelli Yüksek Elektron Hareketlilikli Transistörlerin (HEMT) Elektron ve Manyeto İletim Özellikleri" **Doktora Tezi Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Ankara, (2008).
10. Herman, C., and Weisbuch, C., "**k,p** Perturbation Theory in III-V Compounds and Alloys: A reexamination" , **Phys Rev.**, B15: 823-833, (1977).
11. İnternet: Ioffe Physico-Technical Institute
<http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/> (24.11.2012).
12. Kasap, M., "The Temperature and Pressure Dependence of Electron Transport in Plastically Relaxed $In_xGa_{1-x}As$ ", Doktora Tezi, **University of Surrey Faculty of Science Department of Physics**, Surrey, 24-25 (1993).

13. Chin, V.W.L., Tansley, T. L., and Osotchan, T., "Electron Mobilities in Gallium, Indium, and Aluminum Nitrides" *Journal of Applied Physics*, 75: 7365-7372, (1994).
14. Ridley, B. K., "Exact Electron Momentum-Relaxation Times in GaN Associated with Scattering by Polar-Optical Phonons" *Journal of Applied Physics*, 84: 4020-4021 (1998).
15. Gelmont, B. L., Shur, M., and Strosio, M. A., "Polar Optical-Phonon Scattering in Three- and Two-Dimensional Electron Gases", *Journal of Applied Physics*, 77: 657-660 (1995).
16. Kahng, D., and Atalla, M. M., "Silicon-Silicon Dioxide Field Induced Surface Devices," *IRE-AIEE Solid-State Device Research Conference Cornegie Instute of Technology*, Pittsburgh, PA., (1960).
17. Kahng, D., "A Hictorical Perspective on The Development of MOS Transistors and Related Devices," *IEEE Transactions on Electron Devices*, ED-23: 655-665, (1976).
18. Mead, C.A., "Schootky Barrier Gate Field-Effect Transistor," *Proc. IEEE*, 54 (2): 307 (1966).
19. Hooper, W.W., and Lehrer, W.I., "An Epitaxial GaAs Field-Effect Transistor," *Proc. IEEE*, 55(7): 1237-1238, (1967).
20. Mimura, T., Hiyamizu, S., Fujii, T. And Nanbu, K., "A New Field-Effect Transistor with Selectively Doped GaAs/n-Al_xGa_{1-x}As Heterojunctions", *Jpn. J. Appl. Phys.*, 19(5): 225-227, (1980).
21. 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).
22. Eastman, L. F., Tilak, V., Smart, J., Green, B.M., Chumbes, E.M., Dimitrov, R., Kim, H., Ambacher, O. S., Weimann, N., Prunty, T., Murphy, M., Schaff, W. J. and Shealy, J. R., "Undoped AlGaIn/GaN HEMTs for Microwave Power Amplification", *IEEE Trans. Elect. Dev.*, 48 (3): 479-485 (2001).
23. Khan, M. A., Kuznia, J. N., Hove, J. M. V., Pan, N., Carter, J., "Observation of A Two-Dimensional Electron Gas in Low Pressure Metal-Organic Chemical Vapor Deposited GaN-Al_xGa_{1-x}N Heterojunctionns," *Appl. Phys. Lett.*, 60(24): 3027-3029 (1992).
24. Olivier, J., and et al. "Electrical performances of AlInN/GaN HEMTs. A comparison with AlGaIn/GaN HEMTs with similar technological process,"

International Journal of Microwave and Wireless Technologies, 3: 301-309 (2011).

25. Lisesivdin, S. B., Yildiz, A., and Kasap, M., "Optimization of Alloy Composition, Interlayer and Barrier Thicknesses in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/(\text{AlN})/\text{GaN}$ High Electron Mobility Transistors" *Opt. Adv. Mater.-Rapid Comm.*, 1(9): 467, (2007).
26. Krost, A., Dadgar A., "GaN-Based Devices on Si", *Physica status solidi (a)*, 194(2): 361-375 (2002).
27. Zanato, D., Balkan, N., Ridley, B. K., and Schaff W.J., "Hot electron cooling rates via the emission of LO-phonons in InN" *Semicond. Sci. Technol.*, 19: 1024-1028, (2004).
28. Balkan, N., Arikan, M. C., Gokden, S., Tilak, V., Schaff, B., and Shealy, R. J., "Energy and momentum relaxation of hot electrons in GaN/AlGaN" *J. Phys.: Condens. Matter*, 14(13): 3457-3468,(2002).
29. Ridley, B. K., "Hot phonons in high-fieldtransport" *Semicond. Sci. Technol.*, 4(12): 1142, (1989).
30. Shen, L., Heikman, S., Moran, B., Coffie, R., Zhang, N. -Q., Buttari, D., Smorchkova, I. P., Keller, S., DenBaars, S. P. and Mishra, U. K., "AlGaIn/AlN/GaN high-power microwave HEMT", *IEEE Electr. Device Lett.*, 22(10): 457-459 (2001).
31. Balmer, R. S., Hilton, K. P., Nash, K. J., Uren, M. J., Wallis, D. J., Wells, A., Missous, M. And Martin, T., "AlGaIn/GaN microwave HFET including a thin AlN carrier exclusion layer", *Phys. Stat. Sol. (c)*, 0(7): 2331-2334 (2003).
32. Smorchkova, I. P., Keller, S., Heikman, S., Elsass, C. R., Heying, B., Fini, P., Speck, J. S. And Mishra, U. K., "Two-dimensional electron-gas AlN/GaN heterostructures with extremely thin AlN barriers", *Appl. Phys. Lett.*, 77(24): 3998-4000 (2000).
33. Wu, Y. F., Saxler, A., Moore, M., Smith, R. P., Sheppard, S., Chavarkar, P.M., Wisleder, T., Mishra, U. K. And Parikh, P., "30-W/mm GaN HEMTs by field plate optimization", *IEEE Electr. Dev. Lett.*, 25(2): 117-119 (2004).
34. Lisesivdin, S. B., Acar, S., Kasap, M., Özcelik, S., Gokden, S., and Özbay, E., "Scattering Analysis of Extracted 2D carrier in AlGaIn/GaN HEMT Structures" *Semicond. Sci. Technol.*, 22: 543 (2007).
35. Zanato, D., Gokden, S., Balkan, N., Ridley, B. K. And Schaff, W. J., "The effect of interface-roughness and dislocation scattering on low temperature

- mobility of 2D electron gas in GaN/AlGaN”, *Semicond. Sci. Technol.*, 19 (3): 427-432 (2004).
36. Turton, R., “Katıların Fiziği”, Yoğurtçu, Y. K., *Aktif yayınevi*, İstanbul 87-114 (2007)
 37. Taylor, J. R., Zafaratos, C. Z., "Fizik ve Mühendislikte Modern Fizik", Karaoğlu B. (Eds), *Güven yayınevi*, Türkiye, 392-399 (1996)
 38. Mott, N., "Metal-Insulator Transitions", *Taylor & Francis*, London, 151-155, (1990).
 39. Pollak, M., “Hopping- Past, Present and Future” *Phys. Stat. Sol, (b)* 230(1): 1295-304 (2002).
 40. Miller, A. and Abrahams, E., “Impurity Conduction at Low Concentrations”, *Phys.Rev.*, 120(3): 745-755 (1960).
 41. Butcher, P. N., “Calculations of hopping transport coefficients” , *Phil. Mag. B*, 42(6): 799 (1980).
 42. Shklovskii, B.I., “Hopping conduction of heavily doped semiconductors” , *Sov. Phys. Semicond.*, 7(1): 77-83 (1973).
 43. Shklovskii, B. I., and Efros, A. L., “Impurity band and conductivity of compensated semiconductors” , *Sov. Phys. -JETP*, 33: 468 (1971).
 44. Kahlert, H., Landwehr, G., Schlachetzki, A., and Salow, H., “Impurity conduction and magnetoresistance in lightly doped n-type GaAs” , *Z. Physic, B* 276: 1 (1976).
 45. Hung, C. S. and Gliessman, J. R., “The resistivity and Hall effect of Germanium at low temperatures” *Phys. Rev.*, 79(1): 726-727, (1950).
 46. Conwell, E. M., “Impurity band conduction in Ge and Si”, *Phys. Rev.*, 103(1): 51-61, (1956).
 47. Mott, N. F., *Philos. Mag.*, 19: 835 (1969).
 48. Yıldız, Abdullah, “In_xGa_{1-x}N Yarıiletkenin Elektron İletim Özellikleri” *Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, (2008).
 49. Shklovskii, B. I. And Efros, A. L., “Impurity band and conductivity of compensated semiconductors”, *Soviet Physics JETP*, 33: 468-474, (1971).
 50. Emin, D., “Phonon-assisted jump rate in nanocrystalline solids” *Phys. Rev. Lett.*, 32: 303-307, (1974).

51. Pepper M. ., Pollitt S. . Adkins C. J., and Oakley, R. E., **Phys. Lett.**, A47: 71, (1974).
52. Tsui, D. C., and Allen, S. J., **Phys. Rev. Lett.**, 32: 1200, (1974).
53. Timp, G., Fowler, A. B., Hartsteian, A., and Butcher, P. N., “Absence of a Coulomb gap in a two-dimensional impurity band”, **Phys. Rev. B**, 33(2): 1499-1502, (1986).
54. Kravchenko. S., Mason, W., Bowker, G., Furneaux. J., Pudalov, V. M., and D’lori, M., **Phys. Rev. B**, 51: 7038, (1995).
55. Mason, W. E., Kravchenko. S. V., Bowker, G. E., and Furneaux. J. E., **Phys. Rev. B**, 52: 7857-7859, (1995).
56. Tremblay, F., Pepper, M., Newbury, R., Ritchie, D. A. Peacock, D. C., Frost J., E. F., Jones, G. A. C., and Hill, G. ., **J. Phys: Condens Matter**. 2(35): 7367-7367, (1990).
57. Van Keuls, F. W., Hu, X. L., Jiang, H. W., and Dahm, A. J., **Phys. Rev. B**, 56: 1161, (1997).
58. Ebert, G., Von Klitzing, K., Probst, C., Schubert, E. H., Ploog, K., and Weimann, G., **Solid St Commun.**, 45: 625, (1983).
59. Briggs, A., Guldner, Y., Vieren, J. P., Voos, M. , Hirtz, J. P., and Razeghmi, . , **Phys. Rev. B**, 27(10): 6549, (1983).
60. Raikh, M. E., Czingon, J., Ye, Qiu-Yi, Koch, F., Schoepe, W., and Ploog, K., **Phys. Rev. B**, 45: 6015, (1992).
61. Doetzer, R., Friedland, K. J., Hey, R., Kostial, H., Miehl, H., and Schoepe, W., **Semicond. Sci. Technol.**, 9: 1332-1339, (1994).
62. Monroe, D., Gossard, A. C., English, J. H., Golding, B., Haemmerle, W. H., and Kastner, M. A., **Phys. Rev. Lett.**, 59(10): 1141-1151, (1987).
63. Hunt, A., **Phil. Mag. Lett.**, 62(5): 371-376, (1990).
64. Shlimak, I., Kaveh, M., Ussyshkin, R. , Gindoman, V., Baranovskii S. D. ., Thomas, P., Vaupel, H., and Van Der Heuden, R. W., a, **Phys. Rev. Lett.**, 75: 4764-4767, (1995).
65. Aharony, A., Zhang, Y., and Sarachik, M.P., **Phys. Rev. Lett.**, 68: 3900, (1995).

66. Shlimak, I., Kaveh, M., Yosefin, M., Lea, M., and Fozooni, P.I., ***Phys. Rev. Lett.*** 68: 3076, (1992).
67. Lien, N. V., and Rosenbaum, R., ***J. Phys.: Condens. Matter***, 10: 6083-6090, (1998).
68. Khondaker I, S., Shlimak, I. S., Nicholls, J. T., Pepper, M., and Ritchie, D. A., ***Solid St. Commun.***, 109: 751, (1999).
69. Zabrodskaa, A.G., ***Soviet Phys.-Semicond.***, 14: 670 (1980).
70. Quiroga C., et al., ***Physica E***, 18: 292–293, (2003).
71. Castner, T.G., in: M. Pollak, B.I. Shklovskii (Eds.), Hopping Transport in Solids, ***Elsevier/North-Holland***, Amsterdam,1,(1990).
72. Thouless, D.J., ***Phys. Rev. Lett.***, 39: 1167, (1977).
73. Abraham, E., et al., ***Phys. Rev. Lett.***, 42: 673, (1979).
74. Hanein, Y., et al., ***Phys. Rev. Lett.***, 80: 1288, (1998).
75. Pudalov, V. M., ***JETP Lett.***, 66: 175, (1997).
76. Blakemore, J. S., Solid State Physics, ***Cambridge University Pres***, Cambridge, (1985).
77. Stokes, H., “Solid State Physics” ***Allyn and Bacon, Inc.*** Massachusetts, 180, (1987).
78. Bergmann, G., ***Phys. Rev.***, B35(9): 4205, (1987).
79. Mott, N. F., and Twose, W. D., “The theory of impurity conduction” , ***Adv. Phys.***, 10(38): 107-163, (1961).
80. Acar, S., “Electrical Characterization in GaAs and InP Semiconductors”, Doktora Tezi, ***Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü***, Ankara, 1-90, (2003).
81. Zanato, D., and et al. ***Superlatt. Microstruct.***, 36: 655, (2004).
82. Gokden, S., and et. al ***Semicond. Sci. Technol.***, 25: 045024, (2010)

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : KARAKOÇ Gülser
 Uyuğu : T.C.
 Doğum tarihi ve yeri : 25.02.1986, MUĞLA
 Medeni hali : Bekar
 Telefon : 0 555 688 59 89
 e-mail : glsrkrkc86@gmail.com

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Lisans	Muğla Üniversitesi	2010
Lise	Muğla Turgutreis Süper Lisesi	2004

Yabancı Dil

İngilizce

Çalışmalar

- 1) G. Atmaca, K. Elibol, G. Karakoç, C. Güneş and S.B. Lişesivdin "Tek kanal ve çift kanal InGaN/InN çoklu yapıların kıyaslanması" *XVIII. Solid State Matter Physics Ankara Meeting*, p64 (2011)
- 2) G. Karakoc, G. Atmaca, E. Yazbahar, P. Tasli and S. B. Lisesivdin "Numerical Investigation of Two-dimensional Electron Gas in AlGaIn/AlN/GaN HEMT with InGaIn/GaN Multi-quantum Well Structure" *Turkish Physical Society XXVIII. International Conference*, p745 (2011).

Hobiler

Müzik, Sinema ve Tiyatro, Kitap