



**Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> İLE PASİVE EDİLMİŞ AlGaN/GaN TEMELLİ ÇOKLUYAPILARDA  
DÜŞÜK ALAN İLETİMİ VE SICAK-ELEKTRON İLETİMİ  
ÇALIŞMALARI**

**Gökhan ATMACA**

**DOKTORA TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**OCAK 2018**

Gökhan ATMACA tarafından hazırlanan “Si3N4 İLE PASİVE EDİLMİŞ AlGaN/GaN TEMELLİ ÇOKLUYAPILARDA DÜŞÜK ALAN İLETİMİ VE SICAK-ELEKTRON İLETİMİ ÇALIŞMALARI” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından OY BİRLİĞİ ile Gazi Üniversitesi Fizik Anabilim Dalında DOKTORA TEZİ olarak kabul edilmiştir.

**Danışman:** Doç. Dr. Sefer Bora LİŞESİVDİN

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum.

.....

**Başkan:** Prof. Dr. Ayşe EROL

Fizik Anabilim Dalı, İstanbul Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum.

.....

**Üye:** Prof. Dr. Abdullah YILDIZ

Enerji Sistemleri Mühendisliği Anabilim Dalı, Yıldırım Beyazıt Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum.

.....

**Üye:** Prof. Dr. Gökay UĞUR

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum.

.....

**Üye:** Prof. Dr. Selim ACAR

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum.

.....

Tez Savunma Tarihi: 10/01/2018

Jüri tarafından kabul edilen bu tezin Doktora Tezi olması için gerekli şartları yerine getirdiğini onaylıyorum.

.....

Prof. Dr. Sena YAŞYERLİ  
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

## ETİK BEYAN

Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Tez Yazım Kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- Tez içinde sunduğum verileri, bilgileri ve dokümanları akademik ve etik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
  - Tüm bilgi, belge, değerlendirme ve sonuçları bilimsel etik ve ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
  - Tez çalışmada yararlandığım eserlerin tümüne uygun atıfta bulunarak kaynak gösterdiğimi,
  - Kullanılan verilerde herhangi bir değişiklik yapmadığımı,
  - Bu tezde sunduğum çalışmanın özgün olduğunu,
- bildirir, aksi bir durumda aleyhime doğabilecek tüm hak kayıplarını kabullendiğimi beyan ederim.

Gökhan ATMACA

10/01/2018



Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> İLE PASİVE EDİLMİŞ AlGaN/GaN TEMELLİ ÇOKLUYAPILARDA  
DÜŞÜK ALAN İLETİMİ VE SICAK-ELEKTRON İLETİMİ ÇALIŞMALARI

(Doktora Tezi)

Gökhan ATMACA

GAZİ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Ocak 2018

ÖZET

AlGaN/GaN çokluyapıları günümüz modern elektroniği için yüksek güç, yüksek frekans ve yüksek sıcaklık uygulama alanlarında yaygın bir kullanım alanı bulmaktadır. Bu yaygın kullanım alanına rağmen AlGaN/GaN çokluyapılara dayanan elektronik aygıtlar işleyişleri sırasında bazı problemlere de sahiptir. Bu problemlerden biri akım-gerilim karakteristiklerinde görülen akım çöküşüdür. Çokluyapı yüzeyindeki yüzey durumlarında tuzaklanan elektronların neden olduğu akım çöküşünü önlemek için uzun yıllardır yüzeyde bir Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonu katmanı kullanılır. Bu katman sayesinde yüzey durumlarında azalma sağlanarak tuzaklanan elektron sayısı indirgenir ve akım çöküşü belirli oranda hafifletilir. Yüksek güç ve yüksek frekans elektronik aygıtlarında yaygın olarak kullanılan bu yöntemin ardındaki mekanizmaların daha iyi anlaşılmasında düşük alan ve sıcak-elektron iletim incelemeleri önemli bir rol oynayabilir. Bu tez çalışmasında, AlGaN/GaN çokluyapılarda Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonunun iki boyutlu elektron gazı üzerine etkisi farklı numune gruplarının sıcaklığa bağlı Hall etkisi ve sıcak-elektron dinamiği ölçümleri sayesinde deneysel olarak incelenmiştir. Düşük alan iletimi incelemelerinde yüzey pasivasyon katmanının taşıyıcı yoğunluğunu artırmasıyla arayüzey bozukluğu saçılma mekanizmasının hareketlilik üzerindeki etkisini artırdığı bulunmuştur. Sıcak-elektron dinamiği ölçümleri ile yapılan analizlerde AlGaN/GaN çokluyapılarda sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiklerinde negatif diferansiyel direnç olgusunun deneysel gözlemi ilk kez başarılmıştır.

Bilim Kodu : 20226

Anahtar Kelimeler : AlGaN, GaN, hareketlilik, sıcak-elektronlar, sürüklenme hızı, negatif diferansiyel direnç

Sayfa Adedi : 156

Danışman : Doç. Dr. Sefer Bora LIŞESİVDİN

INVESTIGATIONS OF LOW-FIELD TRANSPORT AND HOT-ELECTRON  
TRANSPORT IN PASSIVATED AlGaN/GaN HEMTS WITH Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>

(Ph. D. Thesis)

Gökhan ATMACA

GAZİ UNIVERSITY

GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

January 2018

ABSTRACT

AlGaN/GaN heterostructures have a widely usage area in high power, high frequency and high temperature applications for modern electronics. Despite of this widely usage area, AlGaN/GaN based electronics devices have some problems during the operation. One of these problems is current collapse in current-voltage characteristics. For long years, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> surface passivation is used in surface of heterostructure to prevent current collapse. Because electrons trapped by surface states in surface leads to current collapse and this passivation layer reduces surface states in surface. Therefore, number of trapped electrons is decreased and current collapse is suppressed at certain amount. Low-field transport and hot-electron transport investigations can play an important role in better understanding the behind mechanisms of this method widely used in high power and high frequency electronics devices. In this thesis study, the effect of Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> passivation layer on two dimensional electron gas in AlGaN/GaN heterostructures is investigated with temperature dependent Hall effect and hot-electron dynamics measurements of different sample groups. In low-field transport investigations, since carrier density is increased with surface passivation, it was found that effect of interface roughness scattering mechanism on mobility is increased. In analyses with hot-electron dynamics measurements, the experimental observation of the negative differential resistance phenomena in drift velocity-electric field characteristics of AlGaN/GaN heterostructures was firstly achieved.

Science Code : 20226

Key Words : AlGaN, GaN, mobility, hot-electrons, drift-velocity, negative differential resistance

Page Number : 156

Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Sefer Bora LIŞESİVDİN

## TEŞEKKÜR

Çalışmalarında her zaman desteğini aldığım, görüş ve fikirleri ile lisans öğrenciliğimden bu yana bir araştırmacı olarak gelişmemde en önemli katkıyı yapan değerli danışman hocam Doç. Dr. Sefer Bora LİŞESİVDİN'e verdiği destek, sabır ve teşviki için şükranlarımı sunmaktan büyük mutluluk duyarım. Danışmanlığı altında doktora derecemi tamamlamak benim için büyük bir onurdur.

Çalıştığım numunelerin üretildiği Rzhonov Yarıiletken Fiziği Enstitüsü'nden sayın Prof. Dr. Konstantin ZHURAVLEV'e, bu numunelerin fabrikasyonu için Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezi'nin tüm imkanlarını sunan sayın Prof. Dr. Ekmel ÖZBAY'a ve numunelerin sıcaklığa bağlı Hall Etkisi ölçümlerinin Anadolu Üniversitesi Optoelektronik Malzemeler ve Aygıt Araştırma Grubu'nda alınması için her türlü kolaylığı sağlayan sayın Prof. Dr. Engin TIRAŞ'a teşekkürü bir borç bilirim.

Tez çalışmalarımı değerlendirmek için Tez İzleme Komitesi üyeliğini kabul eden ve değerli vakitlerini ayıran sayın Prof. Dr. Abdullah YILDIZ ve sayın Prof. Dr. Gökay UĞUR'a destek ve yönlendirmeleri için teşekkür ederim. Değerli vakitlerini ayırıp Tez Jürisi üyeliğini kabul eden ve yönlendirmeleri ile tezimin son hâline ulaşmasında katkıları olan sayın Prof. Dr. Ayşe EROL ve sayın Prof. Dr. Selim ACAR'a teşekkürlerimi belirtmek isterim.

Doktora çalışmalarımın yanı sıra akademik gelişimim için katkıları olan Wrocław'da Düşük Sıcaklıklar ve Yüksek Manyetik Alanlar Uluslararası Laboratuvarı'nda danışmanlığı altında çalıştığım Dr. Oleg A. MIRONOV'a ve Daegu'da Kyungpook Ulusal Üniversitesi Nitrür Yarıiletken Aygıt Laboratuvarı'nda danışmanlığı altında çalıştığım Prof. Dr. Jung-Hee LEE'ye teşekkürü bir borç bilirim. Ayrıca Daegu'daki çalışmalarım sırasında katkıları ve destekleri olan Chul-Ho WON, Dai QUAN, Jun-Hyeok LEE, Jeong-Gil KIM ve Seung-Hyun KANG'a teşekkür ederim.

Doktora tez çalışmalarım sırasında sıcaklığa bağlı Hall Etkisi ölçümlerinde katkısı olan Dr. Şükrü ARDALI'ya arkadaşlığı ve verdiği destek için teşekkür ederim. Sıcak-elektron dinamiği incelemeleri için deney düzeneğinin hazırlanmasında ve ölçülmesinde beraber çalıştığımız değerli arkadaşım Ece KUTLU'ya arkadaşlığı ve verdiği destek için teşekkür

ederim. Lisans hayatımın başından bu yana her zaman desteğini hissettiğim değerli arkadaşım ve dostum Polat NARİN'e teşekkür ederim.

Son olarak varlıklarından güç aldığım ve her daim destekçim olan sevgili annem Yurduşen ATMACA ve babam İsmet ATMACA ile sevgili kardeşlerim Hakan ATMACA ve Elif ATMACA ile kardeşimin eşi Aslı ATMACA'ya doktora çalışmalarım sırasında gösterdikleri anlayış ve sabır için sonsuz teşekkür ederim. Tez çalışmalarım sırasında maddi ve manevi desteklerinden dolayı anneannem Nazire ÇAKATAY, teyzem Sibel UYGUN ve kuzenim Beyza UYGUN'a teşekkürlerimi sunarım. Bu tezi aileme ithaf ettiğimi belirtmek isterim.

Bu tez 113F364 no'lu proje ile Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) tarafından desteklenmiştir. Ayrıca, TÜBİTAK tarafından Bilim İnsanı Destek Programları Başkanlığı BİDEB'in 2214-A Yurt Dışı Doktora Sırası Araştırma Burs Programı ile destek alınmıştır.

## İÇİNDEKİLER

	<b>Sayfa</b>
ÖZET .....	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER .....	viii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	xi
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	xii
RESİMLERİN LİSTESİ.....	xvii
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xviii
1. GİRİŞ.....	1
2. GALYUM NİTRÜR MALZEMESİNİN DOĞASI.....	15
2.1. GaN Kristal Yapısı.....	15
2.2. Elektriksel ve Elastik Özellikleri.....	18
2.2.1. GaN için elektronik bant yapısı.....	19
2.2.2. GaN için sürüklenme hızının elektrik alana bağlılığı.....	21
2.2.3. GaN için hareketliliğin sıcaklığa ve taşıyıcı yoğunluğuna bağlılığı .....	23
2.2.4. GaN’de zor ve zorlanma .....	25
2.3. GaN Temelli Yarıiletkenlerde Kutuplanma.....	30
2.3.1. Doğal kutuplanma .....	31
2.3.2. Piezoelektrik kutuplanma .....	32
2.4. Zor Rahatlaması ve Kritik Kalınlık Hesabı.....	35
2.5. Bir AlGaN/GaN Çokluyapısında 2BEG’in Oluşumu .....	35
2.6. Altaş Seçimi .....	38
2.7. GaN Temelli Çokluyapıları Büyütme Yöntemleri .....	40

	<b>Sayfa</b>
2.8. AlGaIn/GaN HEMT'ler ve Temelleri .....	42
2.8.1. AlGaIn/GaN HEMT'ler.....	42
2.8.2. Çalışma ilkeleri ve fiziği .....	43
2.8.3. Akım-gerilim karakteristikleri .....	45
2.8.4. Yüzeysel pasivasyonun etkisi ve sanal geçit .....	48
3. DÜŞÜK ALAN İLETİMİ .....	51
3.1. Elektrik Alan Altında Elektron Hareketi .....	51
3.2. Elektron Hareketliliğini Etkileyen Saçılma Mekanizmaları .....	53
3.2.1. Polar optik fonon saçılması .....	54
3.2.2. Akustik fonon saçılması .....	55
3.2.3. Arayüzey bozukluğu saçılması .....	57
3.2.4. Safsızlık saçılması.....	58
3.2.5. Alaşım düzensizliği saçılması .....	61
4. YÜKSEK ALAN İLETİMİ .....	65
4.1. Yüksek Alan İletiminin Temelleri ve Sıcak Elektronlar.....	65
4.2. Yüksek Alan İletiminde Enerji Kaybı Mekanizmaları.....	67
4.3. Elektron Sıcaklığının Hareketlilik Karşılaştırma Yönteminden Çıkarılması .....	71
4.4. Negatif Diferansiyel Direnç Olgusu.....	73
5. DENEYSEL TEKNİKLER.....	77
5.1. MBE ile Numunelerin Büyütülmesi.....	77
5.2. Numune Fabrikasyonu .....	78
5.3. Hall Etkisi Ölçümleri .....	81
5.3.1. Hall etkisi ölçüm sistemi .....	81
5.3.2. Hall etkisi.....	83

	<b>Sayfa</b>
5.3.3. Hall etkisi ölçümlerinde öz direnç, Hall katsayısı ve hareketlilik hesaplamaları.....	85
5.4. Nanosaniye Atımlı Akım-Gerilim Ölçümleri.....	87
<b>6. BULGULAR VE TARTIŞMA.....</b>	<b>91</b>
6.1. XRD ile Yapısal İnceleme .....	91
6.2. AFM ile Yüzey Karakterizasyonu.....	94
6.3. Hall Etkisi Ölçüm Sonuçları.....	97
6.4. 2BEG Hareketlilik Saçılma Analizi .....	105
6.5. Nanosaniye Atımlı I-V Ölçüm Sonuçları ve Sıcak-Elektron Etkileri.....	113
6.6. Elektrik Alana Bağlı Sürüklenme Hızı İçin Farahmand Modelinin Geliştirilmesi.....	126
<b>7. SONUÇLAR.....</b>	<b>135</b>
<b>KAYNAKLAR.....</b>	<b>137</b>
<b>ÖZGEÇMİŞ.....</b>	<b>151</b>

## ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 1.1. Si, GaAs, SiC ve GaN'ün temel malzeme özellikleri ve Johnson Ölçütü İle Baliga Ölçütü değerleri [6, 15-17] .....	4
Çizelge 2.1. GaN, AlN ve InN III-N yarıiletken malzemeleri için farklı kaynaklara göre doğal kutuplanma değerleri .....	31
Çizelge 2.2. GaN, AlN ve InN III-N yarıiletken malzemeleri için piezoelektrik sabitleri ve örgü sabitleri.....	34
Çizelge 6.1. XRD ve AFM incelemeleri sonucu hesaplanan dislokasyon yoğunlukları .....	95
Çizelge 6.2. Toplam elektron hareketliliğın saçılma analizinde kullanılan GaN için malzeme parametreleri [99, 162] .....	106
Çizelge 6.3. İncelenen numuneler için 2BEG arayüzey ile ilgili parametreler üzerine <i>in situ</i> Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> yüzey pasivasyonunun etkisi.....	111
Çizelge 6.4. İncelenen <i>in situ</i> Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> yüzey pasivasyonlu ve pasivasyonsuz AlGaN/AlN/GaN çokluyapılarına ait Eş. (4.7)'de verilen teorik fit ile elde edilen elektron-boylamsal optik fonon saçılma zamanı değerleri.....	126
Çizelge 6.5. Değişik numune boyutları için AlGaN/GaN çokluyapılarında nano saniye-atımlı akım-voltaj (I-V) ölçümleri kullanılarak elde edilen uygulanan en yüksek elektrik alan, ve doyum/pik sürüklenme hızı [112-115, 147].....	128
Çizelge 6.6. <i>in situ</i> Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> pasivasyonun olmadığı 951N numunesine ait elektrik alana bağlı sürüklenme hızı karakteristiklerine uygulanan Eş. (6.3) ve Eş. (6.6) fit bağıntıları sonucu elde edilen fit parametreleri .....	131
Çizelge 6.7. <i>in situ</i> Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> pasivasyonlu 951Y çokluyapısının elektrik alana bağlı sürüklenme hızı karakteristikleri üzerine uygulanan Eş. (6.3) ve (6.6) fit bağıntıları sonucu elde edilen fit parametreleri .....	132
Çizelge 6.2. GaAs, InP, InAlAs ve p-AlGaAs/GaAs/AlGaAs yığın ve çokluyapıların sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiklerine uygulanan Eş. (6.6) fit bağıntısı sonucu elde edilen fit parametreleri .....	133

## ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 1.1. GaN HEMT'lerle birleştirilmiş LiDAR sensörleri [38] .....	10
Şekil 2.1. GaN kristallerin wurtzite hekzagonal yapısı [44].....	16
Şekil 2.2. Wurtzite Ga-yüzlü ve N-yüzlü GaN'e ait şematik gösterim [43].....	17
Şekil 2.3. III-N grubu yarıiletkenlerden AlN, GaN ve InN malzemeleri için wurtzite ve çinkosülfür yapılarına ait örgü sabiti ve band aralığı değerlerinin kıyaslanması [45].....	18
Şekil 2.4. GaN malzemesi için basitleştirilmiş bir şekilde iletkenlik bandı ile değerlik bandına ait bant yapıları [50].....	19
Şekil 2.5. Wurtzite yığın GaN için farklı çalışmalarda deneysel ölçümlerden ve Monte Carlo hesaplamalarından elde edilen sürüklenme hızının elektrik alana bağlılığı [53-59] .....	22
Şekil 2.6. Wurtzite yığın GaN ve 2BEG içeren GaN için hareketliliğin sıcaklığa bağlılığı [61].....	24
Şekil 2.7. Wurtzite yığın GaN için farklı safsızlık yoğunluklarında taşıyıcı yoğunluğunun değişimine karşı hareketlilik [61] .....	25
Şekil 2.8. Farklı mol oranları için AlGaIn/GaN, InAlN/GaN ve InGaIn/GaN Çokluyapı arayüzeylerinde doğal kutuplanma ve piezoelektrik kutuplanmanın toplamda indüklediği yük yoğunluğu [19].....	34
Şekil 2.9. Bir AlGaIn/GaN çokluyapısında arayüzeyde 2BEG'in biriktiği kuvantum kuyunun oluşumu [73].....	36
Şekil 2.10. Bir AlGaIn/GaN çokluyapısının yüzeyinde bulunan (a) dolu yüzey vericileri ve (b) kısmen dolu yüzey vericilerinin temsili [76] .....	37
Şekil 2.11. Bir AlGaIn/GaN çokluyapısında AlGaIn bariyer katman kalınlığına bağlı olarak yüzeydeki yüzey vericilerinin doluluk oranlarının değişimi [76].....	38
Şekil 2.12. MOCVD büyütme tekniğinin şematiği [17].....	41
Şekil 2.13. MBE büyütme tekniğinin şematiği [17] .....	41
Şekil 2.14. Basit bir alan etkili transistörde kanalın a) açık olması ve b) kapalı olması [89] .....	43
Şekil 2.15. GaN temelli bir HEMT yapısında 2BEG'deki elektronların transistör işleyişindeki hareket yönü [77].....	44

<b>Şekil</b>	<b>Sayfa</b>
Şekil 2.16. Bir HEMT'e ait tipik akım-gerilim (I-V) karakteristiği [90].....	47
Şekil 2.17. Akım çöküşü öncesi ve sonrasında akım-gerilim karakteristiği.....	48
Şekil 2.18. Bir AlGaN/GaN HEMT yapısında (a) 2BEG tüketimi ve (b) 2BEG tüketiminin pasivasyon katmanı ile azaltılması .....	49
Şekil 3.1. Bir arayüzey için arayüzey bozukluğu saçılma mekanizmasını ele alınışını kolaylaştıran arayüzey bozukluğunu tanımlamda kullanılan $\Delta$ arayüzeydeki bozukluğun yan büyüklüğü ve $\Lambda$ korelasyon uzunluğu.....	57
Şekil 3.2. Si katkılı bir AlGaN bariyer katmanına sahip AlGaN/GaN çokluyapısına ait enerji ve iletkenlik band diyagramı.....	60
Şekil 3.3. 31 nm kalınlığındaki bir $Al_xGa_{1-x}N$ bariyerin Al mol oranına bağlı 2BEG hareketliliği [106].....	62
Şekil 3.4. 16 nm kalınlıklı ve %9 Al mol oranına sahip bir $Al_{0.09}Ga_{0.91}N/GaN$ çokluyapısı için 2BEG hareketliliğinin sıcaklığa bağlı değişimi [106, 107] .....	63
Şekil 4.1. a) Örgü sıcaklığı 77 K'de alana bağlı elektron hareketliliğinin normalize edilmesi ve b) sıcaklığa bağlı hareketliliğinin normalize edilmesi [132] .....	72
Şekil 4.2. Örgü sıcaklığı 77 K için Şekil 4.1'de verilen normalize hareketlilik grafiklerinin karşılaştırılmasıyla elde edilen elektrik alana bağlı elektron sıcaklığı [132] .....	72
Şekil 4.3. Barker ve diğerleri tarafından farklı kontak yapılarına sahip AlGaN/GaN çokluyapılarının elektrik alana bağlı sürüklenme hızı deneysel ölçümleri ve Monte-Carlo hesabı sonucu.....	76
Şekil 5.1. (a) AlN arakatmanın olmadığı katkısız AlGaN/GaN çokluyapısı (955N), AlN arakatmanlı katkısız AlGaN/AlN/GaN çokluyapısı (951N) ve AlN arakatmanlı Si-katkılı AlGaN bariyerin olduğu n-AlGaN/AlGaN/AlN/GaN çokluyapısının (952N) pasivasyonsuz durumda katman kalınlık ve malzeme bilgileri. b) a)'da verilen numunelerin pasivasyon sonrası yapı yarı kesitleri. ....	79
Şekil 5.2. Hall bar geometrisi .....	80
Şekil 5.3. Kullanılan Hall Etkisi ölçüm sisteminin blok diyagramı [148].....	82
Şekil 5.4. Sıcak-elektron deneysel ölçüm sistemi düzeneği .....	88
Şekil 6.1. <i>in situ</i> $Si_3N_4$ pasivasyon katmanının olduğu ve olmadığı $Al_{0.3}Ga_{0.7}N/GaN$ çokluyapıları a) 951N, b) 951Y, c) 952N, d) 952Y, e) 955Y ve f) 955N için X-ışını kırınımı pikleri. ....	91

<b>Şekil</b>	<b>Sayfa</b>
Şekil 6.2. AlGaIn/GaN çokluyapısının (a) pasivasyon öncesi (955N) ve (b) pasivasyon sonrası (955Y) 4,5 µm x 4,5 µm AFM görüntüsü. AlGaIn/AlIn/GaN çokluyapısının (c) pasivasyon öncesi (951N) ve (d) pasivasyon sonrası (951Y) 5 µm x 5 µm AFM görüntüsü. n-AlGaIn/AlGaIn/AlIn/GaN çokluyapısının (e) pasivasyon öncesi (952N) ve (f) pasivasyon sonrası (952Y) 5 µm x 5 µm AFM görüntüsü .....	96
Şekil 6.3. 951N ve 951Y no'lu AlGaIn/GaN çokluyapılarına ait $R_{xx}$ direncinin sıcaklığın tersine bağlı değişimi.....	97
Şekil 6.4. 952N ve 952Y no'lu AlGaIn/GaN çokluyapılarına ait $R_{xx}$ direncinin sıcaklığın tersine bağlı değişimi.....	98
Şekil 6.5. 955Y ve 955N no'lu AlGaIn/GaN çokluyapılarına ait $R_{xx}$ direncinin sıcaklığın tersine bağlı değişimi.....	98
Şekil 6.6. 951N ve 951Y no'lu AlGaIn/GaN çokluyapılarına ait $R_{xy}$ Hall direncinin sıcaklığın tersine bağlı değişimi.....	99
Şekil 6.7. 952N ve 952Y no'lu AlGaIn/GaN çokluyapılarına ait $R_{xy}$ Hall direncinin sıcaklığın tersine bağlı değişimi.....	99
Şekil 6.8. 955Y ve 955N no'lu AlGaIn/GaN çokluyapılarına ait $R_{xy}$ Hall direncinin sıcaklığın tersine bağlı değişimi.....	100
Şekil 6.9. 951N ve 951Y no'lu numuneler için sıcaklığa bağlı olarak ölçülen taşıyıcı yoğunluğu .....	101
Şekil 6.10. 952N ve 952Y no'lu numuneler için sıcaklığa bağlı olarak ölçülen taşıyıcı yoğunluğu.....	101
Şekil 6.11. 955Y ve 955N no'lu numuneler için sıcaklığa bağlı olarak ölçülen taşıyıcı yoğunluğu.....	102
Şekil 6.12. 951N ve 951Y nolu numuneler için sıcaklığa bağlı olarak ölçülen Hall hareketliliği .....	103
Şekil 6.13. 952N ve 952Y nolu numuneler için sıcaklığa bağlı olarak ölçülen Hall hareketliliği .....	104
Şekil 6.14. 955Y ve 955N nolu numuneler için sıcaklığa bağlı olarak ölçülen Hall hareketliliği .....	104
Şekil 6.15. Katkısız AlGaIn/GaN çokluyapılarda (a) pasivasyonsuz (955N) ve (b) pasivasyonlu (955Y) numunelerinin 2BEG hareketliliğini sınırlayan saçılma mekanizmaları.....	107

Şekil	Sayfa
Şekil 6.16. Katkısız AlGa <sub>N</sub> /AlN/GaN çokluyapılarda (a) pasivasyonsuz (951N) ve (b) pasivasyonlu (951Y) numunelerin 2BEG hareketliliğini sınırlayan saçılma mekanizmaları.....	109
Şekil 6.17. Katkılı n-AlGa <sub>N</sub> /AlGa <sub>N</sub> /AlN/GaN çokluyapılarda (a) pasivasyonsuz (952N) ve (b) pasivasyonlu (952Y) numunelerinin 2BEG hareketliliğini sınırlayan saçılma mekanizmaları.....	110
Şekil 6.18. 951N ve 951Y no'lu AlGa <sub>N</sub> /AlN/GaN çokluyapılarında örgü sıcaklığı T <sub>o</sub> = 77 K'de uygulanan elektrik alana bağlı olarak ölçülen numune üzerinden geçen akım .....	113
Şekil 6.19. 952N ve 952Y no'lu AlGa <sub>N</sub> /AlN/GaN çokluyapılarında örgü sıcaklığı T <sub>o</sub> = 77 K'de uygulanan elektrik alana bağlı olarak ölçülen numune üzerinden geçen akım .....	114
Şekil 6.20. 955Y ve 955N no'lu AlGa <sub>N</sub> /GaN çokluyapılarında örgü sıcaklığı T <sub>o</sub> = 77 K'de uygulanan elektrik alana bağlı olarak ölçülen numune üzerinden geçen akım .....	114
Şekil 6.21. 951N ve 951Y no'lu AlGa <sub>N</sub> /AlN/GaN çokluyapılarında örgü sıcaklığı T <sub>o</sub> = 77 K'de uygulanan elektrik alana bağlı olarak ölçülen sürüklenme hızı.....	115
Şekil 6.22. 952N ve 952Y no'lu AlGa <sub>N</sub> /AlN/GaN çokluyapılarında örgü sıcaklığı T <sub>o</sub> = 77 K'de uygulanan elektrik alana bağlı olarak ölçülen sürüklenme hızı.....	116
Şekil 6.23. 955Y ve 955N no'lu AlGa <sub>N</sub> /GaN çokluyapılarında örgü sıcaklığı T <sub>o</sub> = 77 K'de uygulanan elektrik alana bağlı olarak ölçülen sürüklenme hızı.....	117
Şekil 6.24. 951N ve 951Y no'lu AlGa <sub>N</sub> /AlN/GaN çokluyapılarında örgü sıcaklığı T <sub>o</sub> = 77 K'de uygulanan elektrik alana bağlı hareketlilik ölçümleri.....	118
Şekil 6.25. 952N ve 952Y no'lu AlGa <sub>N</sub> /AlN/GaN çokluyapılarında örgü sıcaklığı T <sub>o</sub> = 77 K'de uygulanan elektrik alana bağlı hareketlilik ölçümleri.....	118
Şekil 6.26. 955Y ve 955N no'lu AlGa <sub>N</sub> /AlN/GaN çokluyapılarında örgü sıcaklığı T <sub>o</sub> = 77 K'de uygulanan elektrik alana bağlı hareketlilik ölçümleri.....	119
Şekil 6.27. <i>in situ</i> Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> yüzey pasivasyonsuz katkısız AlGa <sub>N</sub> /AlN/GaN çokluyapısı (951N) sıcaklığa olan bağlılığı.....	120
Şekil 6.28. 951N ve 951Y no'lu AlGa <sub>N</sub> /AlN/GaN çokluyapılarında örgü sıcaklığı T <sub>o</sub> = 77 K'de uygulanan elektrik alana bağlı olarak elektron sıcaklığı (T <sub>e</sub> ) ..	121
Şekil 6.29. 952N ve 952Y no'lu AlGa <sub>N</sub> /AlN/GaN çokluyapılarında örgü sıcaklığı....	121

Şekil	Sayfa
Şekil 6.29. 952N ve 952Y no'lu AlGaN/AlN/GaN çokluyapılarında örgü sıcaklığı $T_0 = 77$ K'de uygulanan elektrik alana bağlı olarak elektron sıcaklığı ( $T_e$ ) ....	121
Şekil 6.30. 955Y ve 955N no'lu AlGaN/GaN çokluyapılarında örgü sıcaklığı $T_0 = 77$ K'de uygulanan elektrik alana bağlı olarak elektron sıcaklığı ( $T_e$ ) ....	122
Şekil 6.31. 951N ve 951Y no'lu AlGaN/AlN/GaN çokluyapılarında elektron başına güç kaybına karşılık gelen elektron sıcaklığının tersi.....	123
Şekil 6.32. 952N ve 952Y no'lu AlGaN/AlN/GaN çokluyapılarında elektron başına güç kaybına karşılık gelen elektron sıcaklığının tersi.....	123
Şekil 6.33. 955Y ve 955N no'lu AlGaN/GaN çokluyapılarında elektron başına güç kaybına karşılık gelen elektron sıcaklığının tersi.....	124
Şekil 6.34. 951N nolu <i>in situ</i> Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> pasivasyonunun olmadığı ve 951Y nolu <i>in situ</i> Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> pasivasyonunun olduğu Al <sub>0,3</sub> Ga <sub>0,7</sub> N/AlN/GaN çokluyapıları için elektrik alana bağlı sürüklenme hızı karakteristiklerinin yanı sıra literatürde önceki çalışmalarda bildirilen çeşitli AlGaN/GaN çokluyapılarına ait elektrik alana bağlı sürüklenme hızı karakteristikleri [112-115, 147].....	127
Şekil 6.35. 951N nolu <i>in situ</i> Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> pasivasyonunun olmadığı ve 951Y nolu <i>in situ</i> Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> pasivasyonunun olduğu Al <sub>0,3</sub> Ga <sub>0,7</sub> N/AlN/GaN çokluyapıları için elektrik alanın bir fonksiyonu olarak sürüklenme hızının deneysel sonuçları.....	131
Şekil 6.36. Eş. (6.4) ile verilen geliştirilmiş fit modelinin GaAs, InP, InAlAs ve p-AlGaAs/GaAs/AlGaAs yarıiletkenlerin sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiklerine fit edilmesi [174-177] .....	132

**RESİMLERİN LİSTESİ**

<b>Resim</b>	<b>Sayfa</b>
Resim 1.1. Raytheon şirketi tarafından yeniden tasarlanan Patriot radarı [30].....	7
Resim 1.2. ASELSAN tarafından geliştirilen Kalkan hava savunma radarı [31].....	8
Resim 5.1. Rusya'da Novosibirsk şehrindeki Rzhanov Yarıiletken Fiziği Enstitüsü bünyesinde kurulu olan Riber 32 MBE sistemi.....	78
Resim 5.2. Nanosaniye atımlı I-V ölçümleri fabrikasyonu yapılan numunelerin basit bar geometrisinin fotoğrafı.....	80
Resim 5.3. Hall bar geometrisine sahip numuneye ait görüntü.....	83
Resim 5.4. Avtech AVIR-3-B yüksek voltaj puls jeneratörü.....	87
Resim 5.5. Yüksek hızlı dijital osiloskop.....	88

## SİMGELER VE KISALTMALAR

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

<b>Simgeler</b>	<b>Açıklamalar</b>
$\mathbf{a}, \mathbf{a}_a, \mathbf{a}_{ii}, \mathbf{a}(\mathbf{x})$	Hekzagonal birim hücre örgü sabiti
$\mathbf{b}$	Fang-Howard ifadesi
$\vec{\mathbf{B}}$	Manyetik alan
$\mathbf{c}$	Hekzagonal birim hücre örgü sabiti
$c_{LA}$	Boyuna elastik sabit
$c_{TA}$	Enine elastik sabit
$C_{ijkl}$	Elastik sabit tensörü
$\mathbf{d}_k$	Kritik kalınlık
$\Delta$	Bozukluğun yanal boyutu
$\Delta E_c$	İletkenlik bandı uzantısı
$e_{ij}$	Piezoelektrik sabiti (ij indisli)
$\vec{\mathbf{E}}$	Elektrik alan
$E_g$	Yasak band aralığı enerjisi
$\epsilon_j$	Zor
$\epsilon_{kl}$	Zor tensörü (kl-ij indisli)
$\epsilon_{LA}$	Boyuna etkin piezoelektrik katsayısı
$\epsilon_{TA}$	Enine etkin piezoelektrik katsayısı
$F(\mathbf{q})$	Form faktörü
$\hbar\omega_{PO}$	Polar optik fonon enerjisi
$I_B(\beta)$	Arka plan safsızlık saçılma integrali
$J_{ab}(\mathbf{k})$	Arayüzey bozukluğu saçılma integrali
$J_{DP}(\mathbf{k})$	Deformasyon potansiyel integrali
$J_{PE}(\mathbf{k})$	Piezoelektrik saçılma integrali
$k_B$	Boltzmann sabiti
$k_F$	Fermi yüzeyindeki dalga vektörü
$\Lambda$	Korelasyon uzunluğu
$m_e^*$	Elektronun etkin kütlesi

**Simgeler****Açıklamalar**

$\mu, \mu_e$	Elektron hareketliliği
$\mu_{AB}$	Arayüzey bozukluğu hareketlilik limiti
$\mu_{AS}$	Arka plan safsızlık hareketlilik limiti
$\mu_{DP}$	Deformasyon potansiyeli hareketlilik limiti
$\mu_{PE}$	Piezoelektrik hareketlilik limiti
$\mu_{PO}$	Polar optik fonon hareketlilik limiti
$\mu_{UVS}$	Uzaktan verici kaynaklı hareketlilik limiti
$\mu_{AL}$	Alaşım düzensizliği hareketlilik limiti
$\mu_H$	Hall hareketliliği
$N_{AS}$	2- boyutlu arka plan safsızlık yoğunluğu
$N_d$	3- boyutlu arka plan safsızlık yoğunluğu
$n_s$	2- boyutlu taşıyıcı yoğunluğu
$\vec{P}$	Elektrik kutuplanma vektörü
$\vec{p}$	Dipol momenti
$q_s$	2-boyutlu ters perdeleme uzunluğu, perdeleme sabiti
$S_0$	Perdeleme sabiti
$\sigma$	Elektriksel iletkenlik
$\sigma_{ij}$	Zorlanma tensörü (ij indisli)
$\tau$	Ortalama gevşeme zamanı
$v_d$	Elektron sürüklenme hızı
$u$	Hekzagonal bazda iç boyutsuz parametre
$E$	Deformasyon potansiyeli
$V_{AK}$	Akaç gerilimi
$V_G$	Geçit gerilimi
$x$	Alaşım oranı
$Z_0$	Kuvantum kuyu genişliği

**Kısaltmalar****Açıklamalar****2DEG**

2- boyutlu elektron gazı

**AlN**

Aluminyum nitrür

**GaN**

Galyum nitrür

**HEMT**

Yüksek elektron hareketlilikli transistör

**InN**

İndiyum nitrür

**JM**

Johnson değeri

**LED**

Işık yayan diyot

**MESFET**

Metal yarıiletken alan etkili transistör

**MOSFET**

Metal oksit yarıiletken alan etkili transistör

**RFBR**

Rusya Temel Araştırma Vakfı

**RF**

Radyo frekans

**Si**

Silisyum

**TÜBİTAK**

Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu

## 1. GİRİŞ

Son birkaç on yıl içinde, Galyum Nitrür (GaN), Alüminyum Nitrür (AlN) ve İndiyum Nitrür (InN)'ü içeren III-Nitrür yarıiletkenlerin yükselişi gerçekleşmiştir. Malzeme ve malzeme sistemlerinin doğası hızla anlaşılmış ve elektronik ile optoelektronik alanlarında çok sayıda uygulama alanı bulmuştur. III-Nitrürlerden gelişen malzeme sistemleri, 2014 Nobel Fizik Ödülü ile ödüllendirilen en verimli mavi-lazer diyotun ve yüksek çıkış güç yoğunluğuna sahip alan etkili transistörün geliştirilmesini mümkün kılmıştır [1, 2].

Bu tez, GaN-temelli alan etkili transistörlerde önemli bir yere sahip olan  $Si_3N_4$  yüzey pasivasyonunun farklı özelliklere sahip AlGaN/GaN çokluyapılarının arayüzeylerinde biriken iki boyutlu yük taşıyıcılarının düşük alan ve yüksek alan iletim özelliklerine olan etkisini araştıran Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) ve Rusya Temel Araştırma Vakfı (İng. RFBR) tarafından desteklenen uluslararası bir araştırma projesinin bir parçası olmuştur. Tezin bu giriş kısmında, GaN malzemesinin elektronik ve optoelektronik uygulamadaki önemi ana hatlarıyla belirtilmiştir. Ayrıca bu tezde ele alınan problemlerin bir özeti ilerleyen bölümler için bir hazırlık olması amacıyla sunulmuştur.

### Neden galyum nitrür?

Yüksek güç elektroniğinde geniş band aralıklı yarıiletken malzemeler yüksek kırılma voltajı ve yüksek çalışma sıcaklığı gibi eşsiz özellikleri sayesinde oldukça ilgi çekici bir çalışma konusu ve alanı hâline gelmiştir [3, 4]. Yüksek güç elektroniği yüksek voltajlarda, yüksek sıcaklıklarda ve yüksek anahtarlanma hızlarında yarıiletken temelli aygıtların çalışmasını gerektirir. Geniş band aralıklı yarıiletken malzemeler ise günümüzde yaygın olarak kullanımda olan Silisyum (Si) temelli teknolojiye daha iyi bir şekilde güç elektroniğinin gereksinimlerini karşılayabilmektedir. Çünkü, geniş band aralıklı yarıiletkenler Si benzeri yarıiletkenlerden daha geniş band aralığına sahip olmalarından dolayı daha yüksek elektrik alanlar altında çalışabilme yeteneğine sahiptirler.

1954 yılında Gordon Teal tarafından ilk Si transistörün geliştirilmesiyle Si malzemesi yarıiletken aygıtların geliştirilmesinde merkezi bir rol oynamıştır [5]. Bu malzeme bugüne değin yüksek voltaj anahtarlama uygulamaları için seçilen en önemli yarıiletken olmuş olmasına rağmen silisyum teknolojisi düşük doyum hızı, düşük kırılma voltajı, yüksek aygıt

direnci gibi malzemenin özelliklerinden kaynaklanan kendi teorik sınırlarına yaklaşmaktadır [6]. Silisyum teknolojisindeki bu sınırlamalar son birkaç on yılda yeni malzemelerin geliştirilmesi adına yapılan araştırmalar için itici güç olmuştur. Çünkü, modern elektronikte gereksinimler artmış, çeşitlenmiş ve hızla karşılanma ihtiyacı doğmuştur. Sahip oldukları eşsiz özelliklerden dolayı GaN ve Silisyum Karbür (SiC) gibi geniş band aralıklı yarıiletkenler modern çağ güç elektroniğinin önemli bir unsuru hâline gelmeye başlamıştır. Silisyum düşük band aralığından dolayı sadece güç elektroniğinde başka malzemelere tercih edilmemekte, aynı zamanda optoelektronik uygulamalarda da kullanılması yüksek performans göstermeyen bir malzemedir. Günümüzde lazerler, ışık yayan diyotlar ve diğer fotonik aygıtlar geniş bir kullanım alanı bulurken bu aygıtlar silisyuma alternatif yarıiletken bileşikler üzerine inşa edilmektedir. Silisyum, elektronik alanında baskın bir yarıiletken malzeme olmasına karşın aynı şey fotonik alanında söylenememektedir. Günümüzde elektroniği ve fotonu tek bir çip üzerinde birleştirmeye yönelik büyük bir arayış vardır ve bu üreticiler için devam eden bir sorun kaynağı olarak görülebilir [7].

GaN ve onun Alüminyum veya İndiyumlu alaşımları kararlı wurtzite direkt band aralıklı yarıiletkenlerdir. GaAs gibi diğer III-V grubu bileşik yarıiletkenler ve silisyuma kıyasla sahip oldukları farklı malzeme ve elektronik özellikleri GaN temelli aygıtları kablosuz baz istasyonları için yüksek güç yükselteçlerinde ve güç iletim hatları için yüksek voltaj elektroniğinde avantajlı ve rekabetçi bir konuma ulaştırmıştır [8]. Bunun yanı sıra GaN temelli aygıtlar otomotiv, askeri ve uzay endüstrisini içeren oldukça geniş uygulama alanlarında gelişen bir öneme sahiptir [9].

GaN ve alaşımları, atomları oldukça iyonik galyum/alüminyum/indiyum-azot kimyasal bağı ile bağlı oldukları için optoelektronuğın geniş bir alanında kullanım alanı bulmuşlardır [3]. Bu şekilde güçlü iyonik bağlanmanın iki önemli sonucu vardır. Birincisi, AlN, GaN ve InN oda sıcaklığında sırasıyla 6,2 eV, 3,4 eV ve 0,7 eV doğrudan band aralığı enerjilerine sahiptirler ki bu ultraviyolede kızılötesi aralığına değin tüm spektrumu kapsamaktadır. Bu ise GaAs temelli aygıtlardan tümüyle farklıdır. AlGaAs temelli ışık yayan diyotlar 1,5-2,2 eV aralığında ve (Al,Ga,In)P temelli ışık yayan diyotlar ise 1,3-2,5 eV aralığında çalışmaktadırlar. Bu aralık, sadece kızılötesi ile yeşil bölge arasına karşılık gelmektedir. Bu güçlü kimyasal bağlanmanın ikinci sonucu aygıtların yüksek elektrik akımları ve yüksek sıcaklıklar altındaki bozulmaya karşı direnci ve kararlılıklarıdır [10]. GaN temelli aygıtlar,

radarlarda, lazer diyotlarında ve ışık yayan diyotlarda yaygın bir şekilde kullanılmaktadır [11].

Yığın (İng. bulk) GaN'ün düşük elektrik alan hareketliliği GaAs gibi diğer III-V grubu yarıiletken malzemelerden düşük olmasına rağmen GaN, yüksek frekans uygulamalarında kullanılmaya uygun bir kanal malzemesi olarak daha yüksek doyum hızına ve daha geniş band aralığına sahiptir [12]. Yüksek doyum hızına sahip olması daha fazla akım taşıyabileceği ve geniş band aralığına sahip olması ise daha yüksek voltajlarda çalışabileceği anlamına gelir. Bunun yanı sıra GaN ve alaşımlarından meydana gelen çoklu yapıların arayüzeylerinde oluşan iki boyutlu elektron gazındaki (2BEG) elektronların yoğunluğu ise oldukça yüksektir [13]. Yüksek taşıyıcı yoğunluğu ise yüksek frekans uygulamalarında GaN ve alaşımlarını tercih edilen bir yarıiletken malzeme grubu hâline dönüştürmüştür [14].

#### GaN'ün uygulama alanları

GaN bir yarıiletken bileşik olarak geniş band aralığı, yüksek kritik elektrik alanı, yüksek elektron hareketliliği ve kabul edilebilir derecede iyi ısı iletkenliği (GaAs'in değerinden üç kat daha yüksek) gibi diğer yarıiletken malzemelere karşın üstün ve eşsiz özelliklere sahiptir. Bu özellikleri sayesinde yüksek voltaj, yüksek frekans ve yüksek sıcaklık uygulamaları için ilgi çekici bir malzeme olmuştur.

GaN malzemesinin geniş bir band aralığına sahip olması ve kimyasal bağının da güçlü olması, GaN temelli aygıtların yüksek güç uygulamaları için tipik olan yüksek voltajlarda çalışabilmesine izin vermektedir.

Güçlü kimyasal bağlanma aygıtın yüksek doyum hızına sahip olmasına da olanak tanımaktadır. Doyum hızı, elektronların çok yüksek elektrik alanlardaki hızıdır. Yüksek doyum hızı, GaN aygıtların çok daha yüksek akım yoğunluğunu taşıyabileceği anlamına gelir. Radyo frekans (RF) güç çıktısı, voltaj ve akım salınımların çarpımıdır. Yani daha yüksek voltaj ve akım yoğunluğu daha yüksek radyo frekans gücü üretebilir. Basitçe ifade etmek gerekirse, GaN aygıtlar çok daha yüksek güç yoğunluğu üretebilir.

SiC altaşlar üzerine büyütülen GaN aygıtlarda ise düşük ısı direnci görülür. SiC'ün yüksek ısı iletkenliğinden dolayı bu aygıtlar dikkat çekici ısı özelliklere sahiptir. Bu düşük ısı

direnç SiC üzerine büyütülen GaN aygıtların aynı güç uygulandığında GaAs veya Si aygıtlar kadar ısınmayacağı anlamına gelir. Daha soğuk aygıt daha dayanıklı ve emniyetli bir şekilde çalışabilir.

III-V grubu yarıiletken malzemeler, Si ve SiC gibi malzemeler arasında özellikleri daha iyi kıyaslamak ve aralarındaki farkları anlamlı bir şekilde ortaya koymak için çeşitli ölçütler vardır. Bu ölçütler malzemelerin önemli parametrelerinden değerlerin çarpımları ile RF uygulamalarındaki malzemenin uygunluğuna işaret etmektedir. GaN malzemesi için belirtilen özellikler ile açıklamaya çalıştığımız dikkat çekici yanını bu ölçütler üzerinden daha iyi görmek mümkündür. Bu ölçütlerden biri Johnson ölçütüdür (JÖ). JÖ kırılma elektrik alanı  $E_{kr}$  ve sürüklenme doyum hızı  $v_{doy}$ 'un çarpımı ile elde edilir. Bu çarpım, RF uygulamaları için malzemenin uygun olup olmadığını gösterir. Daha iyi uygunluk için bu çarpımın değeri yüksek olmalıdır. Çizelge 1.1'de verilen JÖ değerleri kıyaslandığında RF güç uygulamaları için daha iyi özellikler gösteren malzemelerin SiC ve GaN oldukları görülmektedir. Bunun dışında çok sayıdaki ölçütler arasında yüksek frekans çalışması için Baliga Ölçütü (BÖ) göz önüne alınmalıdır. Bu ölçüt değerine de Çizelge 1.1'de yer verilmiştir. BÖ değeri, malzemelerin hareketlilik ile kırılma elektrik alanı (karesi) parametrelerinin çarpımı ile bulunmaktadır.

Çizelge 1.1. Si, GaAs, SiC ve GaN'ün temel malzeme özellikleri ve Johnson Ölçütü ile Baliga Ölçütü değerleri [6, 15-17]

	Si	GaAs	SiC	GaN
$E_g$ (eV)	1,12	1,42	3,26	3,43
$\mu_e$ (cm <sup>2</sup> /Vs)	1350	8500	700	900 (yıgın) 2000 (2BEG)
$v_{doy}$ (x10 <sup>7</sup> m/s)	1,00	2,00	2,00	2,50
$E_{kr}$ (MV/cm)	0,30	0,40	3,00	3,30
JÖ	1,00	2,70	20,00	28,00
BÖ	1,00	10,80	22,90	77,8 (yıgın) 179,2 (2BEG)

Çizelge 1.1'de verilen JÖ ve BÖ değerleri Si malzemesine normalize edilerek verilmiştir. Böylece yaygın kullanılan malzemelerin birbirleri arasında yüksek frekans uygulamaları için uygunluğu Si'ye göre belirtilmiştir.

## Optoelektronik uygulamalar

GaN temelli lazer diyotlar DVD'lerin yerine standartlaşan Blu-ray teknolojisinin gelişimine olanak tanımıştır. 650 nm dalgaboyunda çalışan önceki GaInP temelli kırmızı lazer diyotlar daha kısa dalgaboyunda yazma demetinden dolayı her tek disk üzerine daha fazla veri depolama sağlaması için 405 nm dalgaboyunda mavi ışık yayan GaN temelli lazer diyotlarla değiştirilmiştir [18].

GaN malzemesinin bir başka optoelektronik uygulaması ise ışık yayan diyotlardır (İng. LED). Geleneksel ışık kaynaklarına kıyasla, ışık yayan diyotlar düşük enerji kullanımı, uzun ömür ve küçük boyut gibi çok sayıda avantajlara sahiptir. Bu avantajlar aydınlatma pazarında GaN malzemesini güçlü bir rekabetçi malzeme hâline getirmiştir. Dünya genelinde toplam elektrik tüketiminin %20'lik payını aydınlatmanın aldığı düşünüldüğünde aydınlatma için ışık yayan diyotların geliştirilmesine yönelik ulusal programlar ABD, Japonya ve Çin'de başlamış ve uzun süredir yürürlüktedir [18]. Ana motivasyon ise petrol türevlerinin kullanılmasını azaltan ve daha düşük sera gazı emisyonlarını sağlayan geniş ölçek enerji tasarrufudur.

## Yüksek güç ve radyo-frekans uygulamaları

Optoelektronik uygulamalardan ayrı olarak, başka bir önemli GaN temelli aygıt ise yüksek elektron hareketlilikli transistördür (İng. HEMT). Yüksek hareketlilikli transistörlere dayanan güç yükselteçleri yüksek kırılma voltajı, yüksek akım yoğunluğu ve düşük ısı direnci gibi özellikler göstermiştir. Bunların kombinasyonu GaN teknolojisini ticari ve askeri radar, elektronik harp, radyo haberleşmesi ve veri taşıyıcılığı içeren uygulamalar için yüksek güç ürünlerinin sürekli olarak gelişimini çekici hâle gelmiştir [19].

Kablosuz haberleşme, son on yıl içinde kararlı bir gelişme göstermesine rağmen hâlâ bazı teknoloji zorlukları ile karşı karşıyadır. Bu zorlukların aşılması için anahtar teknolojilerden biri olarak GaN temelli HEMT'ler gösterilebilir. GaN HEMT'leri yüksek güç yükselteçleri için en uygun seçim hâline getiren özelliği yüksek kırılma voltajı ile birlikte radyo frekanslarında yüksek akım yoğunluğuna sahip olmasıdır. Bu özelliği ile HEMT teknolojisi transistör pazarında kendi yerini korurken diğer gelişmekte olan pazarlarda, örneğin hibrid

araçlar için otomotiv güç inventörler gibi alanlarda önemli bir aygıt hâlini almaya başlamıştır [19].

Güç yükselteçleri olarak AlGaIn/GaN HEMT'lerden yararlanan çok sayıda sivil ve askeri uygulamalar vardır. Bu uygulamalar transistörlerin sağladığı frekans ve güç yoğunluklarına göre şekillenmektedir. S-band frekans aralığında, GaN temelli HEMT'ler çok yüksek güç verimlilikleri ile cep telefonu baz istasyonlarının fabrikasyonuna olanak tanımaktadır. Buna ilaveten, bu yeni baz istasyonları Si veya GaAs temelli baz istasyonlarından çok daha düşük maliyetlidir. Bunun sebebi GaN yükselteçlerin boyutunun az olması ve soğutma gereksinimlerinin daha az maliyetli olmasıdır. X-band frekans aralığında, GaN yükselteçlerin yüksek verimliliğe sahip olması onları ileri radar sistemleri için oldukça ilgi çekici hâle getirmiştir. Ka bandı frekans aralığında GaN yükselteçlerin kullanımı da daha kompakt uydu alıcı geliştirilmesine izin vermektedir. Q ve V band frekans aralıklarında çalışabilen GaN temelli aygıt ve devreler dijital radyo ve anti-çarpışma araç radar sistemlerinin bir parçası olarak kullanılma potansiyeline sahiptir [19].

#### Geniş band haberleşme uygulamaları

Kablosuz mobil haberleşme teknolojileri son birkaç on yıldır hızla gelişmekte olan bir alan olarak karşımıza çıkmıştır. Bu teknolojilerde veri aktarım hızları yıllara bağlı olarak bir artış göstermektedir. Ülkemizde son on yıl içerisinde 3G teknolojisi ve ardından 4.5G teknolojisi hızla yaygınlaşmıştır. 5G teknolojisi yalnızca Güney Kore'de uygulamaya geçme aşamasında iken 5G ve ötesi için yeni çalışmalar teknolojilerdeki mikrodalga güç yükselticilerin performansını artırmak amacıyla gerçekleştirilmeye devam edilmektedir. Bu teknolojilerin geliştirilmesinde, baz ve alıcı istasyonların her ikisinde güç tüketimi önemli bir parametredir. Bu nedenle geliştirme çalışmaları yüksek verimlilik üzerine odaklanmıştır. Bu süreçte GaN yükselteçler GaAs temelli yükselticilerin ulaştığı verimlilik değerlerinin üzerine geniş band aralığı sayesinde geçmiştir [20]. Rapor edilen çalışmalarda yükselticilerin frekans aralığının S-bandı ve C-bandından Ka-bandına kadar genişlediği bildirilmiştir [21-24]. Günümüzde C-bandı ve Ka-bandı için aygıtların geliştirilmesine devam edilmektedir [25, 26].

## Radar uygulamaları

Askeri radar uygulamalarında GaN temelli HEMT'lerin üç ana uygulama alanına sahip olduğu söylenebilir. Bunlar uygulama için mevcut gücün veya hacmin sınırlarına bağlı olarak yer tabanlı uygulamalar, hava uygulamaları ve deniz uygulamaları olarak ayrılır. Bu uygulamalar için güç-diyafraim üretimi ve yüksek dayanıklılığına göre farklı fazlı dizi sistemleri kullanılır [27]. Bu sistemlerde kullanılan frekans aralığı ise S-bandı, C-bandı ve X-bandı aralıklarını içermektedir [28]. Ultrageniş band uygulamaları için Ku-bandına da ulaşılmaktadır [29].



Resim 1.1. Raytheon şirketi tarafından yeniden tasarlanan Patriot radarı [30]

Askeri radar üretme konusunda dünyanın önde gelen şirketlerinden biri olan Raytheon'un Resim 1.1'de prototipi görülen ve yeniden tasarlanan Patriot radarı 2017 yılı içerisinde satışa hazır hâle getirilmiştir [30]. Savunma amaçlı gökyüzünü taramada ve hareketliliği tespit etme amacıyla kullanılan radarda Aktif Elektronik Taramalı Dizi (İng. AESA) sistemi kullanılmaktadır. Bu sistemin inşası için Raytheon'un GaN teknolojisine 15 yıldan fazla zaman ve yaklaşık 200 milyon ABD doları harcadığı bilinmektedir [30]. GaN ile erişilen yüksek çözünürlük, çok uzak mesafelerden balistik füzeleri, gelişmiş hava araçlarını ve insansız hava araçları tespit etmeye olanak tanımaktadır.



Resim 1.2. ASELSAN tarafından geliştirilen Kalkan hava savunma radarı [31]

Ülkemizde askeri radarların geliştirilmesinde GaN temelli HEMT'ler de kullanılmaktadır. ASELSAN tarafından hâlihazırda geliştirilen Kalkan hava savunma radarı X-bandında çalışan GaN temelli HEMT'ler üzerine inşa edilmiştir [31]. 2013 yılında Savunma Sanayii Müsteşarlığı (SSM) ile ASELSAN arasındaki 200 milyon TL'lik bir sözleşme ile Çok Amaçlı Faz Dizili Radar (CAFRAD) geliştirilmesine başlanmıştır [32, 33]. İlk modülü IDEF 2015'te ziyaretçilere gösterilen bu radar sisteminde güç yükseltici olarak X-bandında çalışan GaN temelli HEMT'lerden kullanılmaktadır ve bu transistörlerin üretimi Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezi'nde (NANOTAM) yapılmıştır.

2017'nin ilk döneminde ülkemiz ile Birleşik Krallık arasında yapılan mutabakatla gündeme gelen Milli Muharip Uçak projesi (TF-X) TAİ tarafından 5. nesil savaş uçağı olarak tasarlanmıştır. Bu projede radar olarak ASELSAN tarafından geliştirilecek GaN temelli HEMT'lerden oluşan AESA radar sisteminin kullanılması planlanmaktadır.

Uzay uygulamalarında fazlı dizi sistemleri ayrıca sivil ve bilimsel amaçlar için uzaktan algılama ve yeryüzeyinin gözlenmesi için kullanılmaktadır. Buna benzer bir çok ulusal program çalışılmaya başlamıştır [34]. Düşük güç tüketiminin yanı sıra yakın dünya yörüngelerine kargo taşınmasının çok yüksek maliyetlerinden dolayı hacmin ve ağırlığın azaltılması bu sistemlerin geliştirilmesindeki ana amaçlardandır. Uzay uygulamaları için

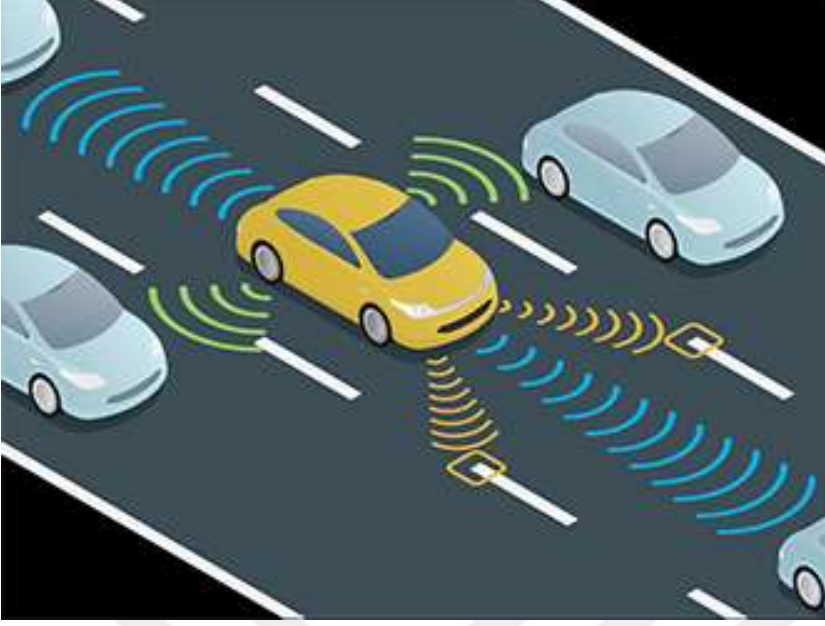
ayrıca yüksek radyasyon seviyeleri ve aşırı uç sıcaklıklar gözetilmelidir. GaN'ün geniş band aralığına sahip olması yüksek radyasyon seviyelerine karşı dayanıklılığını artırmaktadır.

GaN temelli HEMT'lerin hem uzay hem de radar uygulamalarına güncel başka bir örnek ABD Hava Kuvvetleri'nin Uzay Çiti projesidir [35]. Uzay Çiti ABD Hava Kuvvetleri ve Lockheed Martin şirketi ile birlikte yürütülen ortak bir projedir. Projenin amacı uzaydaki cisimleri tespit etmek ve takip etmeyi çarpıcı bir şekilde iyileştirmek için sofistike bir sistem kurmaktır. Bu sistem ile özellikle düşük Dünya yörüngesinde olan uzaydaki cisimlerin tespit edilmesi, takip edilmesi ve hassas ölçümünün sağlanması planlanmaktadır. 2018 yılında ilk kez çalışmaya başlayacak olan sistemde 36000 GaN temelli HEMT yükseltici kullanılmıştır [35]. Bu yükselticiler S-bandında çalışan bir yer temelli radar sistemini oluşturmaktadır. GaN temelli HEMT'lerin sağladığı daha yüksek frekans güncel sistemlerin tespit edebildiğinden daha küçük mikrouyduların ve uzay çöplüğünün tespit edilmesine olanak tanır. Böylece Uluslararası Uzay İstasyonu ve GPS uydularını tehdit etme potansiyeli olan uzaydaki cisimler önceden belirlenecektir.

### Otomotiv uygulamaları

Hibrit elektrik araçları ve yakıt hücreli hibrit araçları son birkaç yıldır artan ivme ile geliştirilmesi ve iyileştirilmesi yakıt tüketim problemlerinin önüne geçmek, küresel iklim değişikliğinin etkilerini artıran karbondioksit gibi sera gazlarının salınımını azaltmak için öne sürülen en etkili çözümlerden biri olarak görülmektedir [36]. Ancak, bu tür araçlar güçlü motorları sürdürmek için yüksek elektrik güç çeviricilere ihtiyaç duyarlar. Günümüzde, hibrit elektrikli araçlar için Si yalıtkan geçitli transistörler kullanılıyor olsa da bu malzemelerin sınırlarından dolayı performansları zayıf kalmaktadır. Yüksek çalışma sıcaklığı ve düşük açık dirence sahip aygıtlar yeni nesil hibrit araçları için olmazsa olmaz bir gerekliliktir. Bu gereksinimlerin yanı sıra yüksek kırılma voltajına da sahip olan AlGaIn/GaN HEMT'ler Si temelli güç aygıtlarının yerini alacak en önemli aday olarak görülmektedir [37].

Hibrit araçlar ve diğer elektrikli araçlar için kullanılan güç elektroniği motor için temelde aynıdır. Hibrit araçlarda kullanılan güç modüllerinde GaN temelli HEMT'ler DC/AC veya DC/DC güç çeviricilerinde kullanılmaktadır [37].



Şekil 1.1. GaN HEMT'lerle birleştirilmiş LiDAR sensörleri [38]

Otomotiv uygulamalarında GaN HEMT'lerin bir başka çarpıcı uygulama örneği ise Işık Uzaklığı ve Aralığı (İng. LiDAR) sensörlerin geliştirilmesi üzerinedir. İnsansız, otonom otomobillerin yaygınlaşmasında güvenli sürüş için çeşitli sensörlerin kullanımı gereklidir. Bu sensörlerden biri de LiDAR sensörleridir. Başlangıçta LiDAR sensörleri navigasyon yazılımı için üç boyutlu dijital topografik haritaların üretilmesinde kullanıldı. Çünkü LiDAR hareketli bir araçta iyileştirilmiş bir çözünürlük için ışık hızını yakalayabilmekte ve bunu sağlayan da anahtarlama hızı diğer alan etkili transistörlere göre 10 kat daha hızlı olan GaN temelli HEMT'ler ile sağlayabilmektedir. LiDAR'ın görüntüleme hızı ve derinlik çözünürlüğü, GaN temelli HEMT'lerin kullanımı ile çok daha iyi bir hâle gelmiştir [38]. Otonom araçlarda, sürücüsüz navigasyon sistemleri çarpışmadan kaçınma ve kör nokta algılaması için Tesla şirketinin de dahil olduğu çok sayıda otomobil üreticisi GaN temelli HEMT'lerle birleştirilmiş LiDAR sensörlerini kullanmaya başladılar [39].

#### Araştırma amaçları ve hedefleri

Bu sözü edilen ve daha fazla uygulama için GaN temelli HEMT'lerin güç ve frekans performansı malzeme büyütme ve süreç tekniklerindeki iyileştirmelerden dolayı kararlı bir şekilde artmıştır. Bu iyileştirmeler arasında iki tanesi en önemlileri olmuştur. Biri yüzey durumlarından kaynaklı DC-RF dispersiyonun azaltılması için  $\text{Si}_3\text{N}_4$  pasivasyon katmanının

yüzeje eklenmesidir [40]. İkincisi ise kırılma voltajını artırmak ve akım dispersiyonunu daha fazla azaltmak için alan-tabaka yapılarının adaptasyonudur [41, 42].

Bu araştırma, AlGaN/GaN çokluyapılarında yüzeydeki *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> pasivasyon katmanının 2BEG taşıyıcı yoğunluğu, hareketliliği ve arayüzey üzerindeki etkilerinin ardındaki mekanizmaların açığa çıkarılması üzerine odaklanmıştır. AlGaN/GaN HEMT'lerde yüzey pasivasyonun yüksek güç ve yüksek frekans uygulamalarındaki sağladığı iyileştirmeler uzun yıllardır bilinmesine rağmen bu iyileştirmenin ardındaki mekanizmalar hâlâ tartışmaya açıktır. Tez çalışması ile *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyon katmanı ile 2BEG özellikleri arasındaki ilişkinin doğasının aydınlatılması amaçlanmıştır. Bu ilişkinin doğası, düşük-alan iletimi ve sıcak-elektron iletimi çalışmaları ile anlaşılmaya ve açıklanmaya çalışılmıştır. Bunun için bu çalışmanın amaçları şu şekilde sıralanabilir:

1. *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyon katmanı içeren ve içermeyen farklı AlGaN/GaN çokluyapı numune gruplarının moleküler demet epitaksi (İng. MBE) tekniği ile büyütülmesi.
2. Safir alttaş üzerine büyütülen numunelerin yapısal özelliklerini incelemek için X-Işını kırınım (İng. XRD) desenleri ve yüzey özelliklerini incelemek için atomik kuvvet mikroskobu (İng. AFM) görüntülerinin elde edilmesi ile analizi.
3. Sabit bir manyetik alan altında sıcaklığa bağlı Hall Etkisi ölçümleri ile farklı numune gruplarında 2BEG taşıyıcı yoğunluğu ve hareketliliklerinin tayin edilmesi. Ayrıca 2BEG özelliklerinin sıcaklığa bağlı karakteristiklerinin ortaya çıkarılması. Sıcaklığa bağlı hareketlilikteki değişimler üzerinden yapılan saçılma mekanizması analizi ile *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyon katmanının farklı numune grupları için çokluyapıların 2BEG ve arayüzey özellikleri üzerine etkisini belirlemek.
4. Farklı numune gruplarında nanosaniye-atımlı akım-gerilim (I-V) ölçümlerini gerçekleştirerek *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyon katmanının çokluyapı arayüzeyinde elektronların elektrik alana bağlı sürüklenme hızı karakteristiği, yüksek elektron sıcaklıklarındaki elektron-fonon etkileşimleri üzerine etkisini irdelemek. Bu karakteristik ve etkileşimler yüksek güç ve yüksek sıcaklık uygulamalarındaki aygıt performanslarında belirleyici olduğu için aygıt karakteristikleri üzerindeki pasivasyonun bilinen etkisinin ardındaki mekanizmaları aydınlatmak.

## Teze genel bakış

Bu tez aşağıda belirtilen başlıklar altında düzenlenmiştir.

Bölüm 2, GaN yarıiletkenin kristal yapısını, elektriksel ve mekaniksel özelliklerini içeren malzeme doğasının tartışıldığı bir bölümdür. Bu bölümde GaN kutuplu bir malzeme olduğu için sahip olduğu kutuplanma etkileri vurgulanarak bir AlGaIn/GaN çokluyapısında iki boyutlu elektron gazının oluşumu ve elektronik aygıtlar için önemi ele alınmıştır. Ayrıca AlGaIn/GaN çokluyapısından üretilen basit bir alan etkili transistörün çalışma işleyişi, I-V karakteristikleri ve Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonun bu akım-gerilim karakteristikleri üzerine etkisi açıklanmıştır.

Bölüm 3, bir AlGaIn/GaN çokluyapısı arayüzeyinde biriken iki boyutlu taşıyıcıların düşük alan hareketliliğini sınırlayan saçılma mekanizmalarının hareketlilik üzerindeki etkilerini anlatmaktadır. AlGaIn/GaN çokluyapılarının sıcaklığa bağlı hareketlilik değişiminin ardındaki fiziksel temelleri Matheissen kuralı kullanılarak saçılma analizi ile nasıl ortaya çıkarıldığı açıklanmıştır.

Bölüm 4'te GaN temelli çokluyapıların yüksek elektrik alanlar altındaki iletim özelliklerinin incelenmesinin kritik bir öneme sahip olduğu vurgulandı. Yüksek alan iletiminin temelleri ve sıcak elektron kavramı açıklandı. Elektrik alan arttıkça enerji kazanan elektronların sıcaklığı değişir ve enerjilerinin artması sonucu örgü etkileşimleri de artar. Bu örgü etkileşimleri elektron sıcaklığı üzerinden enerji kaybı mekanizmaları ile incelenir. Dolayısıyla enerji kaybı mekanizmalarında kullanılan elektron sıcaklığının hareketlilik karşılaştırma yönteminden nasıl çıkarıldığı ele alınmıştır. Yüksek alan iletiminin bir başka önemli olgusu negatif diferansiyel direnç ve GaN temelli çokluyapılarda sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiklerinde negatif diferansiyel direnç olgusunun deneysel olarak gözlenmesinin önemine yer verildi.

Bölüm 5, GaN temelli çokluyapıların düşük alan iletim ve yüksek alan iletim özelliklerini incelemek için kullanılan deneysel tekniklerin detaylarını vermektedir. Bu bölümde düşük alan iletim özelliklerini incelemeye kullanılan Hall Etkisi ölçümleri ve yüksek alan iletim özelliklerini inceleme ile negatif diferansiyel direnç olgusunu içeren sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiklerini elde etmede kullanılan nanosaniye atımlı akım-gerilim

ölçümlerinin nasıl yapıldığı açıklandı. Ayrıca incelenen AlGaIn/GaN çokluyapıların büyütme bilgisine yer verildi.

Bölüm 6, incelenen AlGaIn/GaN çokluyapılarının XRD ile yapısal karakterizasyonu, AFM ile yüzey karakterizasyonu, Hall Etkisi ölçümleri ile sıcaklığa bağlı taşıyıcı yoğunluğu ve hareketliliğin değişimine ait deneysel sonuçları içermektedir. Sıcaklığa bağlı taşıyıcı yoğunluğu ve hareketliliğin değişimi deneysel verileri üzerinde Bölüm 3'te incelenen saçılma mekanizmaları kullanılarak elde edilen saçılma analizi sonuçları yansıtılmıştır. Bölüm 5'te çalışma ilkeleri açıklanan sıcak elektron ölçüm sistemi ile elde edilen elektrik alana bağlı numune akımı, sürüklenme hızı ve elektron sıcaklığı ile elektron başına enerji kaybı deneysel sonuçları bu bölümde ele alınmıştır. Son olarak, sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiklerinde negatif diferansiyel direnç olgusunu içeren deneysel veriler mevcut bir fit modeli ile fit edilmiştir. Ancak bu fit modeli ile deneysel veriler arasındaki uyumsuzluğu gidermek amacıyla geliştirilen fit modelinin sonuçları hem bu çalışmada incelenen AlGaIn/GaN çokluyapılar hem de GaAs, InP gibi diğer malzemeler için incelenmiştir.

Bölüm 7, önceki bölümlerde elde edilen sonuçları önemli kısımlarını vurgulayarak özetlemektedir.



## 2. GALYUM NİTRÜR MALZEMESİNİN DOĞASI

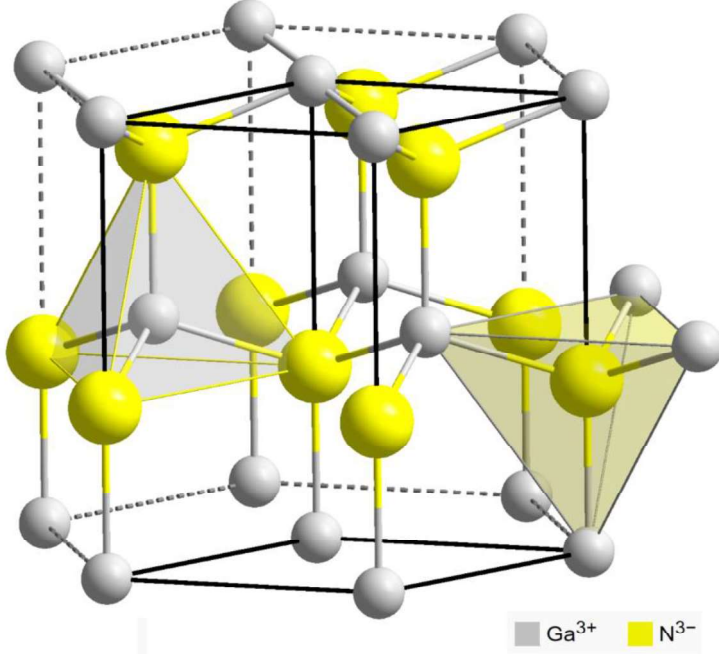
### 2.1. GaN Kristal Yapısı

III-N yarıiletkenler genellikle wurtzite, kübik çinkosülfür (zincblende) ve kaya tuzu kristal yapıları halinde bulunurlar. Oda sıcaklığı ve atmosferik basınç gibi ortam koşulları altında, termodinamik olarak kararlı yapı yığın GaN için wurtzite olanıdır. Wurtzite fazda GaN için bağ başına kohezif enerjisi 2,88 eV'tur [17]. GaN'ün çinkosülfür yapısı ince filmler için bir kullanım alanı sunmaktadır ama kaya tuzu yapısı şimdiye kadar elektronikte bir öneme sahip olmamıştır [17]. GaN için wurtzite ve çinkosülfür fazları arasındaki enerji farkı küçüktür ve atom başına -9,88 meV'tur. Wurtzite GaN kristal yapısında mevcut olan doğal kutuplanma iki farklı malzeme büyütüldüğünde arayüzeylerde yüksek yoğunluklu 2DEG'in oluşması için önemli rol oynamaktadır. Bu faz bu nedenle aygıt üretimi için genellikle tercih edilen bir yapıdır. Tez içinde malzemenin bu yönüne sıklıkla atıfta bulunmaktadır.

Uzay grubu  $P6_3mc$  olan wurtzite yapı  $a$  ve  $c$  örgü parametreleri ile bir hekzagonal birim hücreye sahiptir. İdeal bir birim hücresi için  $a$  ve  $c$  örgü parametreleri arasında  $\frac{c}{a} = \sqrt{\frac{8}{3}} \approx 1,633$  gibi bir oran vardır [43]. Wurtzite fazı iç içe geçmiş iki hekzagonal hcp altörgüsünden oluşur. Üç katlı  $c$ -ekseni boyunca bir boyutsuz iç parametresi olan  $u$  parametresinin  $c$  hücre yüksekliğine oranı ise  $\frac{u}{c} = \frac{3}{8} = 0,375$ 'dir. Her bir alt örgü birim hücre başına dört atom içermektedir ve her bir Ga atomu dört N atomu tarafından tetrahedral olarak çevrilidir. Ancak Şekil 2.1'de gösterilen birim hücrenin verilen bu parametreler arası oranlar gerçek wurtzite GaN yarıiletkenlerinde farklıdır:  $c/a$  veya  $u/c$  oranları bu yukarıdaki değerlerden sapar. Örneğin,  $c/a$  oranı azaldığında  $u/c$  oranı artar ve bu da uzun-erimli kutuplu etkileşimlerden dolayı tetrahedral açılarının bozulduğu anlamına gelir. Hekzagonal kristal yapısı üç örgü sabitinden  $a$  hekzagonal bazın bir yan tarafının uzunluğunu,  $c$  ise hücrenin yüksekliğini ve bir iç boyutsuz  $u$  parametresi  $c$  eksenini boyunca bir III-N bağının uzunluğunu belirler.

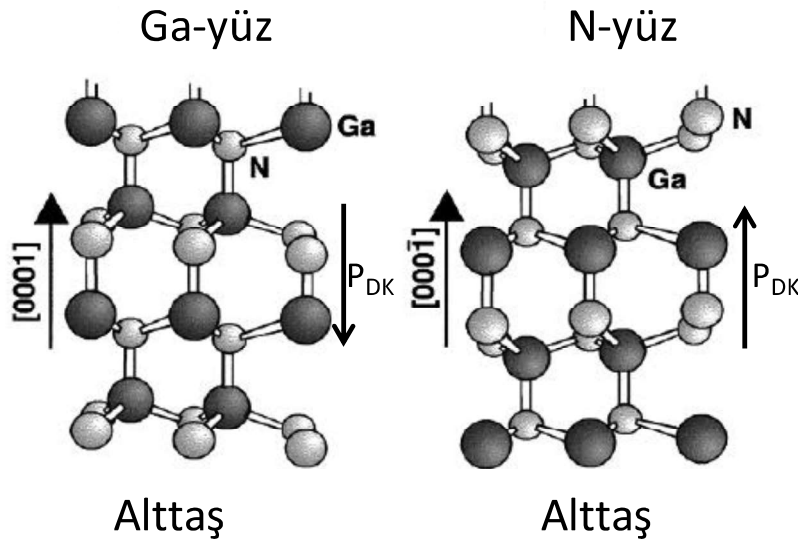
Wurtzite ve çinkosülfür için tetrahedral koordinasyonu aynı olmasına karşın ana farklılık bu iki yapı arasındaki istiflenme sırasından ileri gelir. Wurtzite yapısı için, Ga ve N atom çiftleri

[0001] yönü boyunca ABAB sırasıyla istiflenirken çinkosülfür yapısı için bu istiflenme sırası [111] yönü boyunca ABCABC'dir.



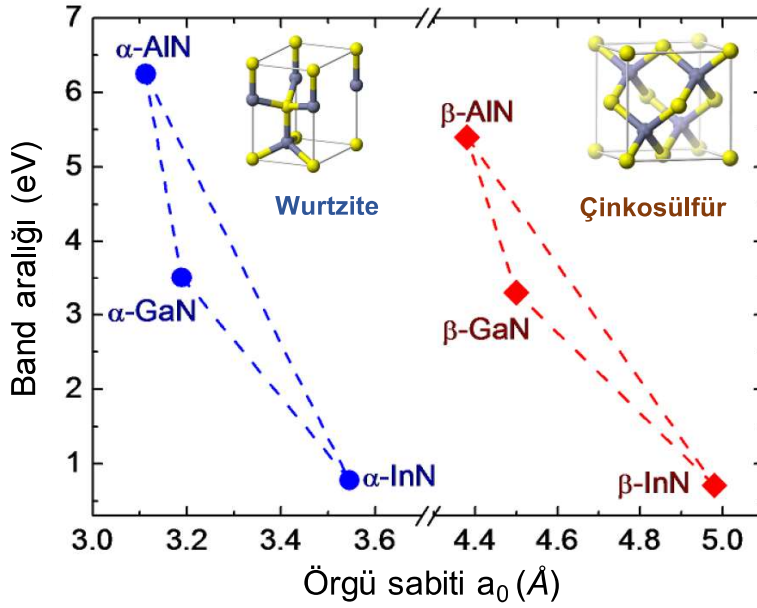
Şekil 2.1. GaN kristallerin wurtzite hekzagonal yapısı [44]

Wurtzite yapı, c-ekseni boyunca ters simetriden yoksundur ve bunun olduğu eksen piroelektrik eksen olarak adlandırılır. Bu nedenle [0001] ve  $[000\bar{1}]$  yönelimleri eşit değildir. III-N'lerdeki c-ekseninin geleneksel pozitif yönü grup III atomundan N atomuna doğru yönelmektedir.  $\{0001\}$  ikili katmanın üst konumu üzerindeki atoma göre, bu (0001) düzlemi Ga- yüzü olarak adlandırılırken  $(000\bar{1})$  düzlemi N-yüzü olarak adlandırılır. Bu iki farklı yüzü wurtzite GaN kristalinin bir gösterimi Şekil 2.2'de verilmiştir. Bu kristalin sonra bir Ga-kutuplanmaya veya N-kutuplanmaya sahip olduğu da söylenir. Kristalin Ga-yüzü olması [0001] kutuplanmaya karşılık gelerek (0001) üst konumda Ga atomlarının bulunması anlamına gelir. GaN'deki elektrik dipolü N atomundan Ga atomuna doğru yöneliktir, kutuplanmanın değeri de negatiftir. III-N'ler genellikle  $\{0001\}$  bazal düzleme dik yönlerde, yani c-ekseni boyunca büyütülmektedir. Bu şekilde, bir çokluyapının arayüzeyinde kutuplanmanın ani değişimi aygıt işleyişinde kullanılabilir.



Şekil 2.2. Wurtzite Ga-yüzlü ve N-yüzlü GaN'e ait şematik gösterim [43]

Şekil 2.3'te III-Nitrür grubu yarıiletkenlerden AlN, GaN ve InN'e ait örgü sabiti ve band aralığı değerleri bu yarıiletkenlerin çinkosülfür ve wurtzite yapıları için verilmiştir. Çinkosülfür AlN, GaN ve InN'ün örgü sabiti değerleri sırasıyla 4,42, 4,50 ve 4,90'dır. Buna karşılık gelen band aralıkları ise 5,5 eV, 3,1 eV ve 0,7 eV şeklindedir. Wurtzite AlN, GaN ve InN'ün örgü sabiti değerleri sırasıyla 3,12, 3,18 ve 3,54'tür. Karşılık gelen band aralıkları ise 6,2 eV, 3,4 eV ve 0,9 eV'tur. Özellikle wurtzite yapılar optoelektronik uygulamalar için bir öneme sahip olduklarından söylenebilir ki, bu üç yarıiletken malzeme ve alaşımları ile yapılan optoelektronik aygıtlar 0,9-6,2 eV band aralığı sayesinde elektromanyetik spektrumun derin morötesinden kızılötesine kadar bir aralıkta çalışabilirler. Şekil 2.3'te verilen örgü sabiti değerlerinin görünen ilişkisi bu yarıiletkenlerin birbirleriyle olan alaşımlarının büyütülmesi, alttaşlarının seçimi sırasında önem kazanır.



Şekil 2.3. III-N grubu yarıiletkenlerden AlN, GaN ve InN malzemeleri için wurtzite ve çinkosülfür yapılarına ait örgü sabiti ve band aralığı değerlerinin kıyaslanması [45]

## 2.2. Elektriksel ve Elastik Özellikleri

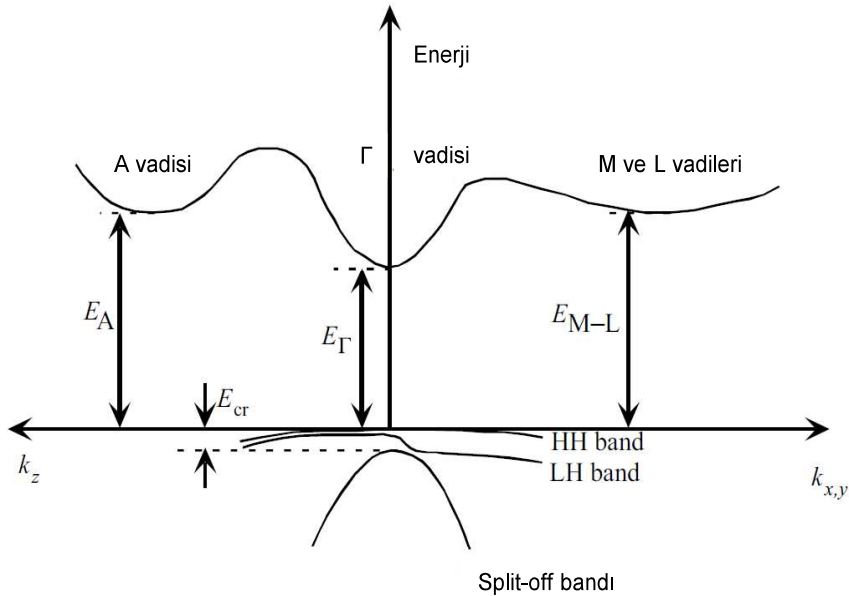
Günümüze değin GaN yarıiletkenin yüksek güç ve yüksek sıcaklık uygulamalarında önemli bir yer kazanmasının altında yatan etmenlerin başında sahip olduğu elektriksel ve elastik özellikler gelmektedir. Örneğin, band aralığının Si, GaAs gibi alışageldik malzemelere göre daha yüksek olması GaN temelli aygıtların çok daha yüksek elektrik alanlar altında çalışabilmesine olanak tanımıştır. Aynı zamanda yüksek ısı iletkenliğe sahip olması GaN'ü yüksek sıcaklık uygulamaları için de elverişli bir malzemeye dönüştürmüştür. Diğer taraftan yüksek elektron doyum hızı ise bu malzemelerin yüksek frekanslarda çalışmasını da sağlar. Bir önceki bölümde, Çizelge 1.1 ile değinilen bu özellikler bir arada düşünüldüğünde elektriksel özellikleri ile GaN yüksek güç, yüksek sıcaklık ve yüksek frekans uygulamalar için eşsiz özelliklere sahiptir.

Bu eşsiz elektriksel özellikler, GaN'ün kristal yapısının doğası gereği sahip olduğu kutuplanma tarafından etkilenmektedir. Piezoelektrik kutuplanmanın hesaplanması için GaN'ün elastik özelliklerinin bilinmesi gerekmektedir. Çünkü kutuplanma GaN üzerine inşa edilen aygıtların çalışmasını etkileyen ana etmenlerden biridir. Bu da aynı zamanda bize GaN ve diğer III-N yarıiletken malzemelerin elektriksel ve elastik özelliklerinin bir arada düşünülmesi gerektiğini gösterir.

### 2.2.1. GaN için elektronik bant yapısı

Bir yarıiletken için elektronik bant yapısı elektriksel ve optiksel özelliklerinin belirlenmesinde esas olan bir özelliktir. Bant yapısına dair edinilen hassas bilgi yarıiletkenin doğasına yönelik yapılan araştırmalarda ve bu yarıiletken üzerine inşa edilen elektronik aygıtların geliştirilme çalışmalarında ciddi öneme sahiptir. III-Nitrür yarıiletkenlerin daha önceden bahsedildiği gibi sahip oldukları band aralıklarından dolayı imkân sunduğu optoelektronik ve elektronik uygulamalar yüksek çeşitliliğe sahiptir. Bunun üzerine doğan ilginin neticesinde uzun yıllardır III-Nitrürlerin elektronik bant yapısını ortaya çıkarmaya yönelik bant yapısı hesaplamalarını içeren çok sayıda çalışma gerçekleştirilmiştir [46-48]. Bu hesaplamalı çalışmalar ve deneysel çalışmalarda gözlenen band aralıklarının kıyaslanması ile günümüzde III-Nitrürlere ait elektronik bant yapıları tatmin edici bir şekilde bilinmektedir [17, 49].

Wurtzite AlN, GaN ve InN yarıiletkenleri doğrudan band aralığına sahiptir. Çinkosülfür kristal yapısında, GaN ve InN doğrudan band aralığına sahip iken AlN'ün band aralığı indirektir.



Şekil 2.4. GaN malzemesi için basitleştirilmiş bir şekilde iletkenlik bandı ile değerlik bandına ait bant yapıları [50]

GaN için doğrudan band aralığına sahip olmasından ötürü Şekil 2.4'te gösterildiği gibi iletkenlik bandının minimumu ile değerlik bandının maksimumu Brillouin bölgesinin

merkezindedir. Burası  $\Gamma$  noktası olarak adlandırılır. Değerlik bandı da ağır boşluklar, hafif boşluklar ve split-off boşluklar olarak üç alt banttandır oluşur. Parabolik yaklaşım içinde bantların dağılımı şöyle ifade edilir:

$$E_e = E_e(k=0) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad (2.1a)$$

$$E_b = E_b(k=0) - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_b^*} \quad (2.1b)$$

$m_e^*$  elektronlar için etkin kütle ve  $m_b^*$  boşluklar için etkin küttedir; başka bir deyişle sırasıyla iletkenlik bandının ve değerlik bandının etkin kütle ifadeleridir.

Oda sıcaklığında AlN, GaN ve InN'ün bant aralığı değerleri sırasıyla 6,2 eV, 3,2 eV ve 0,65 eV'tur. Vegard yasası kullanılarak yığın katmanların band aralıkları göz önüne alınarak üçlü alaşımlarda alaşım oranına bağlı olarak bir alaşımın bant aralığı Eş. (2.2) üzerinden hesaplanabilmektedir,

$$E_{A_xB_{1-x}N}^g = E_{AN}^g x + E_{BN}^g (1-x) - b_{A,B} x(1-x) \quad (2.2)$$

Burada  $E_{AN}^g$  ve  $E_{BN}^g$  iki ikili bileşenin bant aralığı enerji değerleridir.  $b_{A,B}$  ise numunenin zor durumu ve kalitesine bağlı olan bir eğilme parametresidir. Literatürde bu parametre için çeşitli değerler söz konusudur. AlGaN alaşımları için bu değer 0,7 eV olarak kabul edilir [51]. Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N alaşımı durumunda band aralığını belirleyen empirik bir ifade kullanılabilir [52],

$$E_{AlGaN}^g(x) = [6.0x + 3.42(1-x) + 1.0x(1-x)] eV. \quad (2.3)$$

Wurtzite ve çinkosülfür GaN için sıcaklığa bağlı band aralığı aşağıdaki bağıntılar ile hesaplanabilir,

$$E_g = E_g(0) - 7,7 \times 10^{-4} \times T^2 / (T + 600) eV. \quad (2.4)$$

$$E_g(0) = 3,47 eV (Wurtzite) \quad (2.5)$$

$$E_g(0) = 3,28 \text{ eV (Çinkosülfür)} \quad (2.6)$$

### 2.2.2. GaN için sürüklenme hızının elektrik alana bağlılığı

Sürüklenme hızı aygıtlar için yüksek güç ve yüksek frekans uygulamalarında aygıtların özellikleri üzerine belirleyici bir faktördür. Sürüklenme hızının yüksek olduğu malzemeler daha düşük hıza sahip malzemelere göre daha yüksek frekanslarda çalışabilir. Bir transistörün kesme frekansı aygıtın çalışma frekansının maksimum frekansının değerlendirilmesi için en uygun kıyaslama standardıdır ve bu frekansı tanımlayan bir çok ifade arasında en yaygın kullanıma sahip olanı Eş. (2.7)'de verilmiştir,

$$f_{T,maksimum} = \frac{v_e}{2\pi L_g} \quad (2.7)$$

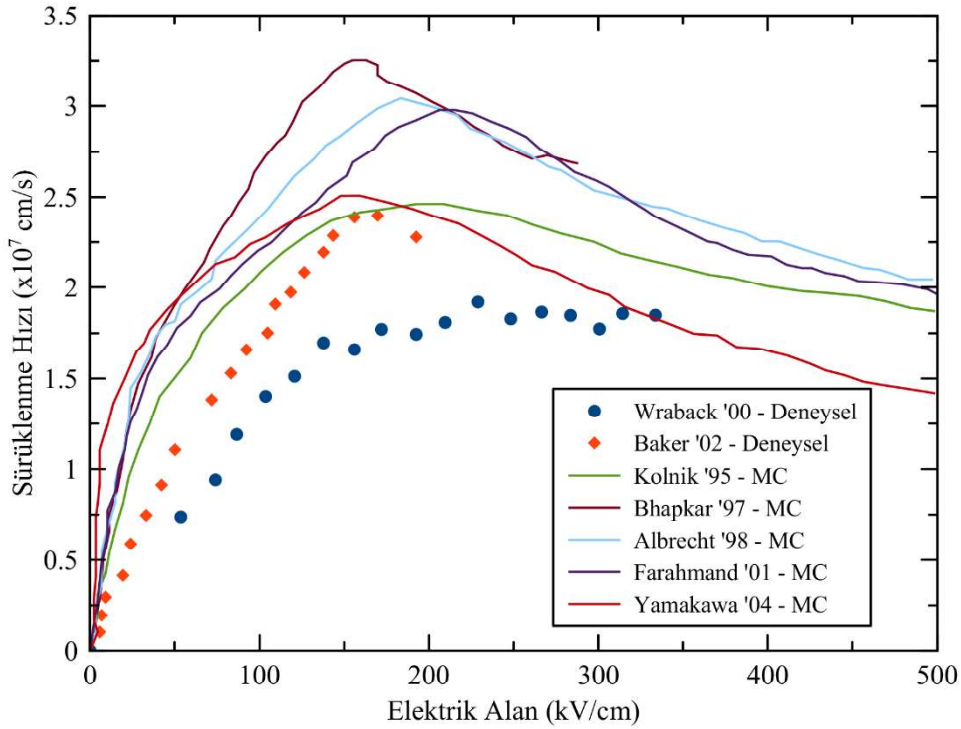
Burada  $v_e$  geçit altında elektron sürüklenme hızını ve  $L_g$  transistörün geçit uzunluğunu temsil eder. Kesme frekansının bu ifade ile hesaplanan maksimum değeri transistörde herhangi bir parazitik durumun ya da ideal olmayan durumun göz önüne alınmadığı anlamına gelir. Kesme frekansı ayrıca teorideki ulaşılabilir maksimum frekans değerini verir. Buradan yola çıkılarak söylenebilir ki, pratik açıdan bir transistörün çalışma frekansı bu maksimum kesme frekansı değerine eşit olamaz. Öte yandan bu ifade maksimum kesme frekansının elektron sürüklenme hızına doğrudan bağlı olduğunu gösterir. Bir yarıiletken malzemenin yüksek frekans uygulamaları için uygunluğunu değerlendirmede anahtar bir malzeme parametresi olarak düşünülür.

GaN gibi hem yüksek güç hem de yüksek frekans uygulamalarına yanıt verebilen yarıiletken malzemeleri değerlendirirken elektron sürüklenme hızının sadece ne kadar yüksek olduğu değil aynı zamanda elektrik alana ve sıcaklığa bağlılığının da göz önünde bulundurulması gerekir.

GaN temelli çokluyapılarda elektron hızının tam olarak ne olduğunu ortaya koymak için yoğun bir deneysel ve teorik çalışma eforu sarf edilmiştir. Maksimum çalışma frekansının belirlenmesinin yanı sıra elektron hızı nitrür malzemeler ile diğer malzemeleri birbirleri arasında kıyaslanmak için en uygun yararlılık ölçütüdür. Bölüm 1'de Çizelge 1.1 ile verildiği gibi GaN oldukça yüksek elektron hızına sahiptir. Ne var ki GaN için elektron hızının

belirlenmesi kolay değildir. GaAs ile kıyaslandığında, sürüklenme hızı elektrik alan karakteristiklerini 0-20 kV/cm aralığında ortaya çıkarmak mümkün iken GaN için 200 kV/cm üzerindeki elektrik alan değerlerine ulaşılması elzemdir. Bu ölçüm zorluğunun yanı sıra literatürde çeşitli yayınlar arasında elektron hızının değeri konusunda bir uyumsuzluk mevcut olduğu için GaN temelli çoklu yapılar da elektron hızının belirlenmesi ve elektrik alana bağlı karakteristiklerinin elde edilmesi üzerine çalışmalar devam etmektedir.

III-V grubu yarıiletkenler arasında GaN için sürüklenme hızının elektrik alana bağlılığı yüksek alanlarda tam olarak anlaşılmış değildir. Günümüze kadar yapılan araştırmalarda 200 kV/cm üzeri elektrik alanlarda sürüklenme hızının gösterdiği karakteristik büyük ölçüde Monte Carlo hesaplamalarına dayanarak öngörülmüştür.



Şekil 2.5. Wurtzite yığın GaN için farklı çalışmalarda deneysel ölçümlerden ve Monte Carlo hesaplamalarından elde edilen sürüklenme hızının elektrik alana bağlılığı [53-59]

Şekil 2.5'te çeşitli deneysel çalışmalarda ve Monte Carlo hesaplamaları ile ortaya konan yığın GaN için sürüklenme hızının elektrik alana bağlılığı kıyaslanmaktadır. Deneysel ve numerik çalışmalarda, sürüklenme hızı düşük elektrik alanlarda doğrusal olarak bir artış göstermektedir. Belirli bir elektrik alan değerine ulaştığında ise sürüklenme hızının artışında bir azalma ve bir pik değerine ulaşma olduğu görülmektedir. Bu 150-200 kV/cm elektrik alan aralığında gerçekleşmektedir. Deneysel çalışmalarda, 200 kV/cm ve üzeri elektrik alan

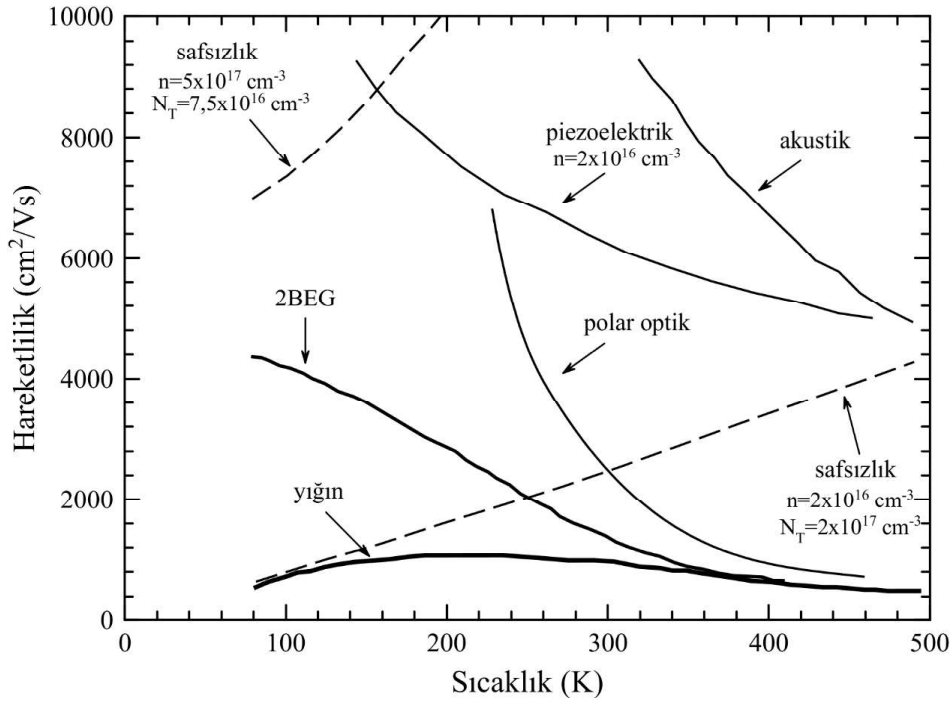
değerlerinde aşırı ısınmadan dolayı bozulan numunelerden veri elde edilememiştir. Bu nedenle yüksek alanlarda sürüklenme hızının elektrik alana bağlılığı teorik çalışmalarla ancak gösterilmiştir. Fakat, bu bağlılığın deneysel olarak da desteklenmesi gereklidir. Şekil 2.5'te görülen başka bir dikkat çekici nokta iki ayrı deneysel çalışmaya ait sürüklenme hızı- elektrik alan karakteristiğidir. Barker ve çalışma arkadaşları yığın GaN için sürüklenme hızının elektrik alana bağlı davranışının Monte Carlo hesaplamaları ile en azından verilen elektrik alan aralığı için uyumlu olduğunu gösterirken, Wraback ve çalışma arkadaşlarının ölçümlerinde sürüklenme hızının yaklaşık 150 kV/cm'de bir doyuma ulaştığı ve bu doyumun 350 kV/cm'ye kadar devam ettiği görülmüştür.

Sonuç olarak GaN malzemesinde sürüklenme hızının 150-200 kV/cm aralığına kadar bir artış gösterdiği ve belirli bir pik değerinden sonra elektrik alan arttıkça azaldığı literatür tarafından kabul görmektedir. Kritik bir elektrik alan değerinden sonra sürüklenme hızındaki azalma negatif diferansiyel direnç veya negatif diferansiyel iletkenlik olarak adlandırılmaktadır. Bu olgu Bölüm 4 ve 6'da detaylı olarak ele alınacaktır. Tez kapsamında yapılan çalışmalar AlGaIn/GaN çoklu yapılarında sürüklenme hızının elektrik alana bağlılığına yönelik literatürü kapsayıcı ve genişletici bir katkı sunmuştur.

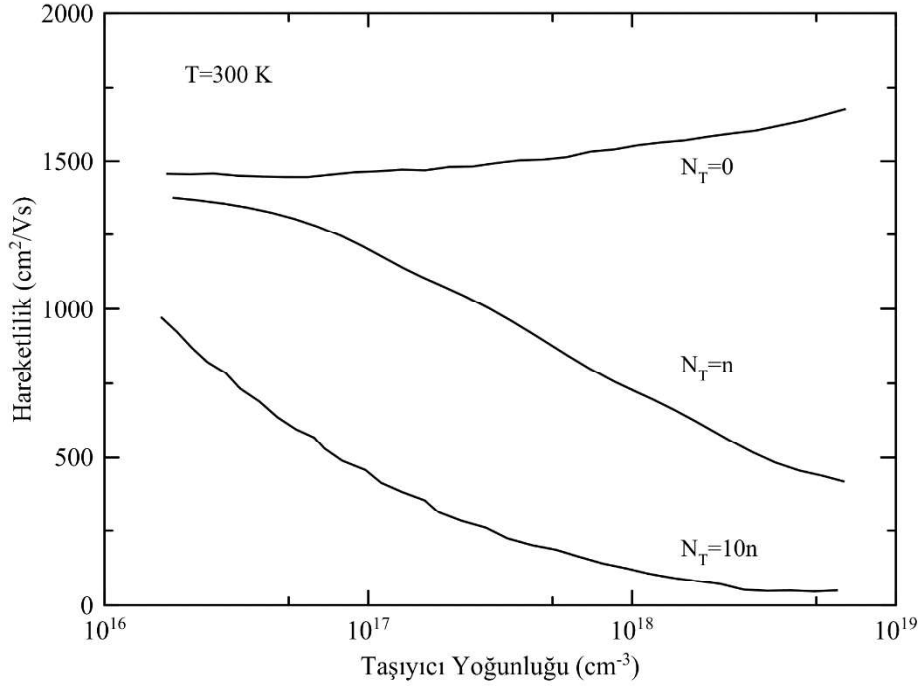
### 2.2.3. GaN için hareketliliğin sıcaklığa ve taşıyıcı yoğunluğuna bağlılığı

Hareketlilik bir yarıiletken aygıt için en son çalışma hızını belirlemede önemli bir faktördür ve sıcaklık ile taşıyıcı yoğunluğuna bağlılık gösterir [60]. Hareketliliğin sıcaklığa ve taşıyıcı yoğunluğuna olan bağlılığı malzeme içindeki taşıyıcıların maruz kaldığı saçılma süreçlerinden ileri gelmektedir. Bu saçılma süreçleri her bir malzeme için farklılık arz ettiği için farklı malzemelerde hareketliliğin sıcaklığa ve taşıyıcı yoğunluğuna bağlılığı farklı davranışlar gösterebilir. Şekil 2.6'da yığın GaN ve iki boyutlu elektron gazı içeren GaN için hareketliliğin sıcaklığa bağlı davranışı verilmiştir. Yığın GaN için hareketliliği etkileyen saçılma süreçlerinin mevcut etkisi de ayrıca verilmiştir. Yığın GaN için düşük sıcaklıklarda hareketliliğin düşük ve orta sıcaklıklara doğru arttığı görülmektedir. 200 K'den daha yüksek sıcaklıklarda ise hareketlilik Şekil 2.6'da görüldüğü gibi polar optik fonon saçılma mekanizmasının etkisiyle azalmaktadır. Yüksek sıcaklıklarda artan ısıl enerjiyle birlikte elektronların kinetik enerjisi ve hızı artar. Artan elektron hızı kristal içinde elektronların birbirleriyle daha fazla karşılaşmasını ve daha sık çarpışıp saçılmalarına neden olur. Aynı zamanda ısıl enerjiden dolayı kristaldeki atomların denge konumları etrafındaki

salınımlarının genliği ve hızı daha fazla olacağı için elektronların taşıyıcı olarak atomlardan saçılmasını da daha fazla artacaktır. Şekil 2.6'da yüksek sıcaklıklarda görülen düşük hareketlilik bu şekilde açıklanabilir. Düşük sıcaklıklarda görülen düşük hareketlilik ise elektronların hızının azalmasından dolayı safsızlık atomları etrafında geçireceği sürenin artmasından dolayı kaynaklanır. Bu sebeple, safsızlık atomlarından kaynaklı saçılmanın artmasına neden olur ve hareketlilik düşer. İki boyutlu elektron gazı içeren GaN için hareketliliğin sıcaklığa bağlı davranışı ise bu gaz içerisindeki taşıyıcılara etki eden saçılma süreçlerinin farklı olmasından dolayı yığın GaN'den farklıdır. Yüksek sıcaklıklarda hareketlilik düşük iken sıcaklık düştükçe hareketliliğin arttığı gözlenir. Bu iki boyutlu elektron gazı içeren tüm GaN temelli çokluyapılarda beklenen bir karakteristiktir. Bölüm 3'te iki boyutlu taşıyıcıların hareketliliğine etki eden saçılma süreçleri detaylı olarak ele alınmıştır.



Şekil 2.6. Wurtzite yığın GaN ve 2BEG içeren GaN için hareketliliğin sıcaklığa bağlılığı [61]



Şekil 2.7. Wurtzite yığın GaN için farklı safsızlık yoğunluklarında taşıyıcı yoğunluğunun değişimine karşı hareketlilik [61]

Şekil 2.7 yığın GaN için taşıyıcı yoğunluğuna bağlı hareketliliğin tipik davranışını vermektedir. Hareketlilik taşıyıcı yoğunluğu arttıkça azalmaktadır. Artan taşıyıcı yoğunluğu nedeniyle taşıyıcılar arasındaki saçılma zamanının düşmesi saçılmaları sıklaştıracak ve malzeme içindeki elektronun hareket etme kabiliyetini daha fazla kısıtlayacaktır. Bu durum yığın GaN için hareketliliğin taşıyıcı yoğunluğuna bağlı tipik karakteristiğinin Şekil 2.7’de görüldüğü gibi meydana gelmesine sebep olur.

#### 2.2.4. GaN’de zor ve zorlanma

Belirli bir alttaş üzerine GaN ve diğer III-Nitrürlerin büyütülmesinde aralarındaki örgü sabitlerindeki farklılığın açtığı örgü uyumsuzluğu önemli bir problemdir. Bu örgü uyumsuzluğu alttaş üzerindeki epitaksiyel katmanlarda iki eksenli büyük zorlanmalara neden olabilir [62]. Böyle bir zorlanma, örneğin, safir alttaş üzerine büyütülen GaN için sıkıştırıcı olabilirken 6H-SiC üzerine büyütülen GaN için gerilebilirdir [63-65]. Zor ve zorlanmanın doğası AlGa<sub>x</sub>N/GaN, AlN/GaN, InAlN/GaN gibi her bir farklı çokluyapı, malzeme sistemi için farklılıklar gösterebilir. Bu farklılıklar elektriksel ve optik özellikler üzerinde farklı etkilere sahip iken aynı zamanda örgü dinamiği ve elektron-fonon etkileşmelerini etkilediği bilinmektedir. Bu etkileri inceleyen ve ortaya koyan Yoğunluk

Fonksiyonu Teorisi (DFT), *ab initio* hesaplamalı çalışmalarını ve mikro-Raman ölçümleri gibi deneysel çalışmaları içeren çok sayıda çalışma bugüne değin yayınlanmıştır [62, 66, 67]. Bu çalışmaların ışığında GaN'ün zor ve zorlanma özelliklerine dair gelişen anlayışın kısa bir özeti tezin bu başlığı altında verilmiştir.

Malzemenin elastik özelliklerini tanımlamak üzere iç veya dış kuvvetler ya da zorlanma kaynaklı bir kristaldeki bozulma Hooke yasası veya zor-zorlanma ilişkisi kullanılarak ifade edilebilir. Kristal üzerine uygulanan dış kuvvetler, zorlanma tensörü ( $\sigma_{ij}$ ) ve kristaldeki bozulma ( $\varepsilon_{kl}$ ) arasındaki bağıntı Eş. 2.8 ile verildiği gibidir,

$$\sigma_{i,j} = \sum_{k,l} C_{ijkl} \varepsilon_{kl}. \quad (2.8)$$

Burada  $C_{ijkl}$ , bir elastik sabit tensörüdür ve kristalde farklı yönlerdeki elastik sertliğini temsil eder. Eş. (2.8)'de verilen Hooke yasasına ilişkin bağıntıyı indirgemek mümkündür. Bu dört indisli elastik sensörü  $C_{6v}$  simetrisinin Voight notasyonu kullanılarak bir 6x6 matrise indirgenebilmesinden dolayı kristaldeki farklı yönleri temsil edebilmektedir. Elastik tensörünün elemanları  $i,j,k,l=x,y,z$  ve  $m,n=1,\dots,6$  olmak üzere  $C_{ijkl}=C_{mn}$  olarak yazılabilir. Bu notasyon değişimiyle, Hooke yasasının son hâli şu şekilde olur,

$$\sigma_i = \sum_j C_{ij} \varepsilon_j. \quad (2.9)$$

Bu tensörlerdeki ilk indis zorun veya gergin durumunun yönünü gösterir, ikinci indis ise zorlanma ya da zor olması durumundaki var olan kuvvetlerin yüzeye olan dik yönünü gösterir.

$C_{6v}$  simetrisi için 6x6 matrisi  $C_{66} = \frac{C_{11}-C_{12}}{2}$  olmak üzere Eş. (2.10)'da olduğu gibi verilir,

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{xy} \\ \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{22} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ \varepsilon_{xy} \\ \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} \end{bmatrix}. \quad (2.10)$$

Eğer kristal (0001) düzleminde gergin ise,  $\sigma_{zz}=\sigma_{xy}=\sigma_{yz}=\sigma_{zx}=0$ ,  $\sigma_{xx}\neq 0$  ve  $\sigma_{yy}\neq 0$ 'dır. Zorlanma tensörü böylece sadece sıfırlanmayan terimlere sahip olur

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} & \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} + C_{12} & C_{13} \\ 2C_{13} & C_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} & \end{bmatrix}. \quad (2.11)$$

Burada  $\varepsilon_{xx}=\varepsilon_{yy}=(a-a_0)/a_0$  ve  $\varepsilon_{zz}=(c-c_0)/c_0=-C_{12}/C_{33}(\varepsilon_{zz}+\varepsilon_{yy})$ . İkincisi Poisson etkisini tanımlar,  $a$  ve  $a_0$  ile  $c$  ve  $c_0$  katmanların iç düzlem ve dış düzlem örgü sabitlerini temsil eder. Burada  $x$  ve  $y$  yönlerindeki iç düzlem zorun özdeş olduğu kabul edilir ( $\varepsilon_{xx}=\varepsilon_{yy}$ ). Kristal tek eksenli olarak (0001) c-düzleminde gergin olduğunda ve tüm diğer yönlerde sınırlandığı için,  $\sigma_{zz}$  sadece sıfır olmayan zorlanma terimidir ve dolayısıyla zor Eş. (2.12)'ye indirgenir,

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} = \frac{1}{C_{13}^2 - C_{11}C_{33}} \begin{bmatrix} C_{12}C_{33} - C_{13}^2 \\ C_{11}C_{13} - C_{12}C_{13} \end{bmatrix} \varepsilon_{xx}. \quad (2.12)$$

Eğer büyütme m-düzleminde ( $1\bar{1}00$ ) gerçekleştirilirse büyütme düzlemi y-ekseni boyunca olan büyütme yönü ile xz-düzleminindedir. İç-düzlem zorlanma anizotropisi  $\varepsilon_{xx}\neq\varepsilon_{yy}$ 'yi gerektirir. Dış düzlem zorlanması  $\sigma_{yy}=0$  için Eş. 2.10'daki zor-zorlanma bağıntısında kullanıldığında

$$\varepsilon_{yy} = -\frac{C_{12}\varepsilon_{xx} + C_{13}\varepsilon_{zz}}{C_{11}}. \quad (2.13)$$

olur. Eğer büyütme a-düzleminde ( $11\bar{2}0$ ) gerçekleştirilirse büyütme düzlemi x-ekseni boyunca olan büyütme yönü ile yz-düzleminindedir. İç-düzlem zorlanma anizotropisi  $\varepsilon_{xx}\neq\varepsilon_{yy}$ 'yi gerektirir. Dış düzlem zorlanması  $\sigma_{xx}=0$  için Eş. 2.10'daki zor-zorlanma bağıntısında kullanıldığında

$$\varepsilon_{xx} = -\frac{C_{12}\varepsilon_{yy} + C_{13}\varepsilon_{zz}}{C_{11}}. \quad (2.14)$$

olur. İç zor, zor altında dahili parametrelerin değişimi ile tanımlanır. Denge etrafındaki küçük sapmaların sınırında Hooke yasası köşegen zor  $\sigma$  terimleri ile verir,

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = (C_{11} + C_{12})\varepsilon_{xx} + C_{13}\varepsilon_{zz}, \quad (2.15a)$$

$$\sigma_{zz} = 2C_{13}\varepsilon_{xx} + C_{33}\varepsilon_{zz}. \quad (2.15b)$$

Tek eksenli zorlanma durumunda, örneğin c-düzlemi boyunca, c-düzleminde örgünün bir esnek rahatlaması vardır. Zorlanma yönü boyunca deformasyonun iç-düzlem zoru oranı Poisson oranı ile ifade edilir. c-eksenine paralel bir tek eksenli  $\sigma_{zz}$  zorlanma maruz kalan wurtzite örgü için  $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = 0$ 'dır. Bu durumda Eş. (2.15) şu bağıntıyı verir,

$$\varepsilon_{xx} = -[C_{13}/(C_{11} + C_{12})]\varepsilon_{zz} = -\nu\varepsilon_{zz}. \quad (2.16)$$

Burada  $\nu$ , Poisson oranı  $C_{13}/(C_{11} + C_{12})$ 'ye karşılık gelmektedir.

Tek eksenli zorlanma  $E$  Young modülü tarafından zorlanmanın yönü boyunca zor ile  $\sigma_{zz} = E\varepsilon_{zz}$  bağıntısında olduğu gibi ilişkilidir ve böylece,

$$E = C_{33} - \frac{2C_{13}^2}{C_{11} + C_{12}}. \quad (2.17)$$

ile ifade edilebilir. Bazal düzlemde homojen bir iki eksenli zorlanma  $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$  ve  $\sigma_{zz} = 0$  olduğu düzlemde sabit bir kuvvet ile tanımlanır. Eş. (2.15) ile verilen Hooke yasası eksensel ve bazal düzlem zorları arasında  $\varepsilon_{zz} = -R^B\varepsilon_{xx}$  gibi bir bağıntıya yol açar ve bu Eş. (2.11)'den yeniden üretilebilir. Buradan  $R^B$  iki eksenli rahatlama sabiti

$$R^B = \frac{2C_{13}}{C_{33}}. \quad (2.18)$$

olarak çıkarılır.

İki eksenli modül kullanılarak iç-düzlem zor-zorlanma bağıntısı  $\sigma_{xx} = Y\varepsilon_{xx}$ 'dir. Buradan  $Y$  şu şekilde elde edilir:

$$Y = C_{11} + C_{12} - \frac{2C_{13}^2}{C_{33}}. \quad (2.19)$$

c-ekseni boyunca zor-zorlanma bağıntısı

$$\sigma_{xx} = -(Y/R^B)\varepsilon_{zz}. \quad (2.20)$$

Young modülü  $E$  ve iki eksenli modül  $Y$  arasında şöyle bir ilişki daha kurulabilir,

$$E = \frac{C_{33}Y}{C_{11}+C_{12}} \text{ veya } E = \frac{2\nu}{R^B}Y. \quad (2.21)$$

Bu durumda, Eş. (2.15), Eş. (2.22) ile ifade edilebilir,

$$\sigma_{xx} = -\frac{E}{2\nu}\varepsilon_{zz}. \quad (2.22)$$

Hidrostatik basınç durumunda  $\sigma_{xx}=\sigma_{yy}=\sigma_{zz}$ 'dir ve Hooke yasasından

$$\varepsilon_{zz} = R^H\varepsilon_{xx}. \quad (2.23)$$

Burada  $R^H$ 'a karşılık gelen ifade şu şekildedir,

$$R^H = \frac{C_{11}+C_{12}-2C_{13}}{C_{33}-C_{13}}. \quad (2.24)$$

Bu elastik sabitlerini hesaplamak için Wagner ve Bechstedt [62]  $C_{11} + C_{12}$  toplamını bağımsız bir nicelik olarak göz önünde bulundurdu ve elastik sabitleri ve izoisıl yığın modülü  $B_0$  arasında bir ilişki kurdular,

$$B_0 = \frac{(C_{11}+C_{12})C_{13}-2C_{13}^2}{C_{11}+C_{12}+2C_{33}-4C_{13}}. \quad (2.25)$$

Zor ve zorlanma arasındaki ilişki ve elastik sabitlerinin bu konuda aldığı rol nitrür yarıiletken temelli çokluyapılardaki kutuplanma konularının ele alınmasını kolaylaştırıcı bir yol sağlar.

### 2.3. GaN Temelli Yarıiletkenlerde Kutuplanma

Kutuplanma GaN temelli yarıiletkenlerin önemli bir özelliğidir. Ga ve N atomları arasındaki bağın yüksek iyonikliği sayesinde, malzeme büyük bir piezoelektrik kutuplanma bileşenine

sahiptir. Buna ilaveten, GaN'ün kararlı fazı wurtzite yapıdır ve bu tür bir kristal örgünün tek eksenli doğası büyük bir doğal kutuplanmaya neden olur. Bu kutuplanma çinkosülfür kristallerde bulunmaz. Bu da beraberinde wurtzite yapılara çinkosülfür yapılara göre önemli bir avantaj getirir. Wurtzite yapılarda herhangi bir katkılama olmadan çoklueklemlerdeki arayüzeylerde oluşan kuvantum kuyularında yüksek yoğunluklarda taşıyıcı birikebilir. Kristal yapının simetri özellikleri doğal kutuplanmanın mevcut olduğunu veya olmadığını belirlerken, piezoelektrik kutuplanma için bu söylenemez. Hem wurtzite yapılar hem de çinkosülfür yapılar piezoelektrik kutuplanma özelliğine sahiptirler.

Bağlı yüke sahip malzemeler için makroskopik kutuplanma negatif yük merkezi olan elektronun pozitif yük merkezi olan çekirdekten uzağa yön değiştirdiğinde atomlar arasındaki bağlardan dolayı atomların mikroskobik kutuplanmasından ileri gelir [43]. Birim hacim başına toplam dipol momentini tanımlayan elektrik kutuplanma vektörü ile bir malzemenin kutuplanması belirlenir. Elektrik kutuplanma vektörü ( $\vec{P}$ ), dipol momentini ( $\vec{p}$ ) ve dipol momentlerin sayısı ( $n$ ) ile formüle edilir:

$$\vec{P} = n\vec{p} = \frac{\vec{p}}{V}. \quad (2.26)$$

$V$  ise tek bir dipolün işgal ettiği hacimdir. Elektrik alanın olmadığı bir durumda aslında toplam kutuplanma sıfırdır. Toplam kutuplanmanın sıfır olması malzemenin ya hiç dipole sahip olmadığı ya da dipollerin yöneliminin rastgele olduğu anlamına gelir. Buna rağmen düşük simetrik bileşik kristallerde bu geçerli olmayabilir ve bağlanma asimetrisi kutuplanma kaynağı olarak dipolleri oluşturabilir. Piezoelektrik kutuplanmanın böyle bir durumda oluşması bir simetri merkezi eksikliği nedeniyle ortaya çıktığı anlamına da gelir.

Kutuplanmanın oluşumu ile ilgili kimyasal bağlanmanın fiziği açısından bakacak olursak eğer wurtzite ve çinkosülfür yapıların  $sp^3$  hibritleşmesi ile bağlarını oluşturan yarıiletkenler olduğunu göz önünde bulundururuz. Bu durumda, gergin olmayan bir çinkosülfür kristalinde, hibritleşme mükemmeldir ve doğal kutuplanma yoktur. Hekzagonal kristallerde hibritleşme mükemmel olmadığından dolayı [0001] yönü boyunca olan bağ diğer yöndeki bağlardan farklı iyonikliğe sahiptir. Bu nedenle wurtzite kristaller doğal kutuplanmaya sahip olurlar. Ancak  $\langle 111 \rangle$  yönünde çinkosülfür kristal yapısına zor uygulandığında bağ değişir ve kristal yapısı piezoelektrik kutuplanma özelliği gösterir.

Özetle sıfır zorda eğer kutuplanma varsa, bu kutuplanmayı doğal kutuplanma olarak adlandırırız. Bu açıdan piezoelektrik kutuplanma ile doğal kutuplanma arasında bir fark yoktur; sadece köken açısından farklılık vardır. Dolayısıyla kristal yapılarındaki toplam kutuplanmayı her iki kutuplanma aynı yönde olduğu için basitçe toplayarak elde edebiliriz:

$$\vec{P} = \vec{P}_{DK} + \vec{P}_{PZ}.$$

### 2.3.1. Doğal kutuplanma

Çizelge 2.1'de GaN, AlN ve InN için doğal kutuplanmanın büyüklüğü verilmiştir. Tüm bu yarıiletkenler için doğal kutuplanma negatiftir. Çizelge 2.1'de görüldüğü üzere GaN en düşük doğal kutuplanmaya sahip iken AlN, yüksek bir doğal kutuplanmaya sahiptir. Doğal kutuplanmanın büyüklüğü üzerinden GaN için yüzey kutuplanma yük yoğunluğu  $P_{DK}/e \cong 1,8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  olarak hesaplanabilir, aynı yük yoğunluğu AlN için ise  $5,0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 'dir. Bu yük yoğunluğu malzemenin elektriksel özelliklerini yüzeylerde ve arayüzeyler büyük ölçüde etkilemek için yeterlidir. Doğal kutuplanmadan ileri gelen bu kutuplanma yük yoğunluğu 3MV/cm kadar güçlü elektrik alanların oluşmasına neden olur [68]. Diğer taraftan, doğal kutuplanmanın büyüklüğü AlGaIn/GaN çokluyapılara göre InAlN/GaN çokluyapılarda daha fazladır. Bundan dolayı InAlN/GaN çokluyapılar daha yüksek taşıyıcı yoğunluğuna sahiptir. Bu durum doğal kutuplanmanın yarıiletken malzemelerin elektriksel özelliklerinde belirleyici ve önemli bir faktör olduğunu gösterir.

Çizelge 2.1. GaN, AlN ve InN III-N yarıiletken malzemeleri için farklı kaynaklara göre doğal kutuplanma değerleri

Malzeme	GaN ( $\text{Cm}^{-2}$ )	AlN ( $\text{Cm}^{-2}$ )	InN ( $\text{Cm}^{-2}$ )	Ref.
$P_{DK}$	-0,029	-0,081	-0,032	[69]
$P_{DK}$	-0,034	-0,090	-0,042	[51]

Çizelge 2.1'de verilen doğal kutuplanma değerleri ve Vegard yasası kullanılarak örneğin bir AlGaIn/GaN çokluyapı arayüzeyi için doğal kutuplanma aşağıdaki gibi hesaplanabilir,

$$P_{DK,Al_xGa_{1-x}N/GaN}(x) = xP_{DK,AlN} + (1 - x)P_{DK,GaN} \quad (2.27)$$

Bu yaklaşım yerine GaN üzerine büyütülen farklı bariyer katmanları için doğal kutuplanma hesabında interpolasyondan elde edilen basit bağlantılar da kullanılabilir [69]:

$$P_{DK,Al_xGa_{1-x}N/GaN}(x) = (-0,052x - 0,029) Cm^{-2}, \quad (2.28)$$

$$P_{DK,In_xGa_{1-x}N/GaN}(x) = (-0,003x - 0,029) Cm^{-2}, \quad (2.29)$$

$$P_{DK,In_xAl_{1-x}N/GaN}(x) = (-0,049x - 0,081) Cm^{-2}, \quad (2.30)$$

### 2.3.2. Piezoelektrik kutuplanma

GaN temelli yarıiletkenlerde piezoelektrik kutuplanmanın kökeni kristal yapıdaki simetriden özelliklerinden değil mekaniksel özellerinden ileri gelir. İki farklı kristal örgü sabitine sahip yarıiletken malzeme birbiri üzerine örgü uyumlu olarak büyütüldüğünde oluşan mekaniksel zorlanma piezoelektrik kutuplanmaya yol açar. Bu ilave kutuplanma doğal kutuplanmanın yanı sıra ilave yük yoğunluğuna neden olur. Ancak piezoelektrik kutuplanmadan ileri gelen yük yoğunluğu doğal kutuplanmanın katkısından daha azdır.

Piezoelektrik kutuplanma malzemenin elastik özellikleri sayesinde hesaplanabilir. Elastik sabitlerinden türetilen piezoelektrik sabitlerin ve zoru içeren değişkenleri ile genel olarak piezoelektrik kutuplanma şu şekilde hesaplanır:

$$P_{PE} = \sum_j e_{ij} \varepsilon_j. \quad (2.31)$$

$\varepsilon_j$  zor iken  $e_{ij}$  piezoelektrik sabitlerdir. III-Nitrürler için bu genel ifade ise şu şekilde ifade edilebilir:

$$P_{PE} = e_{33} \varepsilon_3 + e_{31} (\varepsilon_1 + \varepsilon_2), \quad (2.32)$$

$$\varepsilon_3 = \frac{(c-c_0)}{c_0}, \quad (2.33)$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \frac{(a-a_0)}{a_0}. \quad (2.34)$$

Voight notasyonu ile tanımlanan piezoelektrik sabitlerin matris formu şu şekildedir [70],

$$e = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.35)$$

Sadece beş piezoelektrik sabiti hekzagonalda sıfır değildir ve onlardan sadece üçü bağımsızdır. Bu bağımsız olan  $e_{31}$ ,  $e_{33}$  ve  $e_{15}$ 'in değerleri Çizelge 2.2'de verilmiştir. Büyütme [0001] yönünde olduğu durumlarda ise  $e_{15}$  piezoelektrik sabiti ihmal edilir.

Eş. (2.33)'de  $\varepsilon_3$ ,  $c$  doğrultusundaki zordur ve  $c_0$  örgü sabitidir. Eş. (2.34), bazal düzlemdeki zoru ifade eder.  $a_0$  alttaki rahatlamış katmanın ve  $a$  ise üstteki gergin katmanın örgü sabitidir. Yani, göz önüne alınan iki katmanlı yapıda  $a_0$ , GaN'ün örgü sabiti iken  $a$  ise AlGaN bariyerinin örgü sabitidir. AlGaN bariyerinde Al mol oranı değiştiğinde zor da değişir. Zorun değiştiği durumda piezoelektrik kutuplanma da değişeceğinden piezoelektrik kutuplanmanın hesaplanmasında Al mol oranı göz önünde bulundurulur. Bundan dolayı Eş. (2.34) şu şekilde detaylandırılabilir,

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \frac{(a-a(x))}{a(x)}. \quad (2.36)$$

Burada,  $a(x)$  gergin  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  bariyer katmanının  $x$  değerine sahip Al mol oranındaki örgü sabitidir.

Hekzagonal III-N yarıiletkenlerin gerginliğe sahip katmanındaki c-ekseni boyunca zor tarafından indüklenen piezoelektrik kutuplanma son haliyle şu şekilde hesaplanabilir [71]:

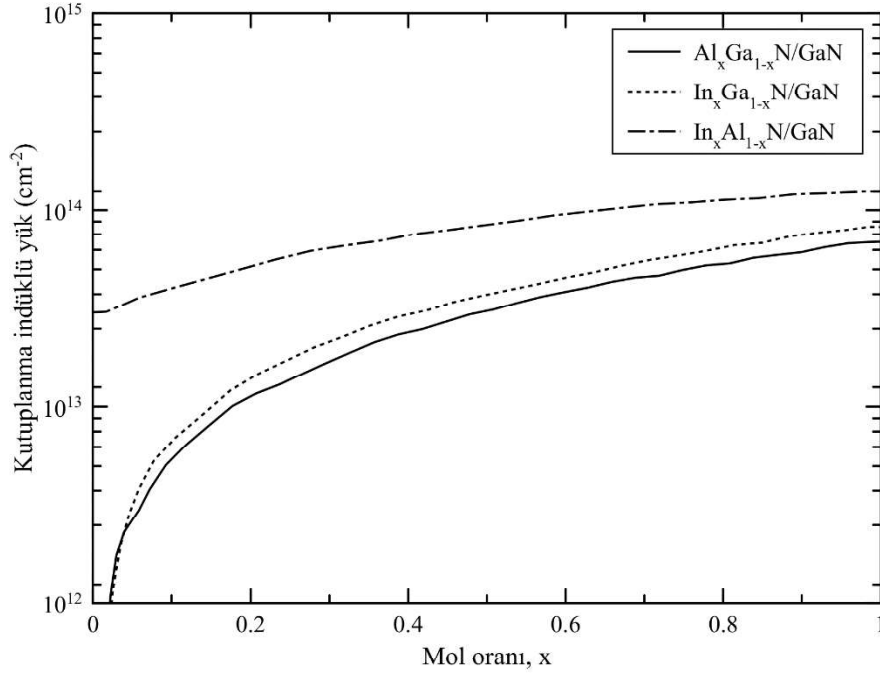
$$P_{PE} = 2 \frac{a-a_0}{a_0} \left( e_{31} - e_{33} \frac{c_{13}}{c_{33}} \right). \quad (2.37)$$

Çizelge 2.2. GaN, AlN ve InN III-N yarıiletken malzemeleri için piezoelektrik sabitleri ve örgü sabitleri

Malzeme	GaN	AlN	InN	Referans
$e_{33}$ ( $\text{Cm}^{-2}$ )	0,73	1,46	0,97	[69]
$e_{31}$ ( $\text{Cm}^{-2}$ )	-0,49	-0,60	-0,57	[69]
$a_0$ (Å)	3,189	3,112	3,540	[71]
$c_0$ (Å)	5,185	4,982	5,705	[71]

Çizelge 2.2'de farklı III-N yarıiletken malzemeleri için piezoelektrik sabitleri verilmiştir. Eş. (2.37) ve Çizelge 2.2'deki parametreler kullanılarak AlGaN/GaN, InAlN/GaN, InGaN/GaN gibi arayüzeyler için piezoelektrik kutuplanmanın indüklendiği yükler hesaplanabilir [68]. Bu hesabın bir sonucu olarak Al veya In mol oranlarına bağlı olarak bu üç farklı arayüzey

için doğal ve piezoelektrik kutuplanmanın toplamının indüklediği yük yoğunluğu Şekil 2.8'de verilmiştir. Görüldüğü gibi InAlN/GaN çoklueklemler arayüzeyinde indüklenen yük yoğunluğu oldukça yüksektir ve aradaki fark bu malzeme sisteminin daha yüksek doğal kutuplanmaya sahip olmasından kaynaklanır.



Şekil 2.8. Farklı mol oranları için AlGaIn/GaN, InAlN/GaN ve InGaIn/GaN çokluyapı arayüzeylerinde doğal kutuplanma ve piezoelektrik kutuplanmanın toplamda indüklediği yük yoğunluğu [19]

#### 2.4. Zor Rahatlaması ve Kritik Kalınlık Hesabı

Piezoelektrik kutuplanma iki yarıiletken katman arasındaki zor temellidir. Ancak bu zorun büyüklüğü belli bir kritik değeri geçtiğinde iki katmanın arasındaki arayüzeyi etkileyen kusurlar ve dislokasyonlar oluşur. Bu kritik değerinde iki farklı örgüye sahip katmanın artık uyumlu olarak büyüyemeyeceği ve arayüzeydeki zorlanmanın en yüksek olduğu durumda zor rahatlaması oluşur. AlGaIn/GaN gibi iki katmanlı bir çokluyapıyı düşündüğümüzde alttaki GaN katmanı üzerine büyütülen AlGaIn katmanı arasında örgü uyumsuzluğu söz konusudur. Örgü uyumsuzluğu sonucunda iki katman arasında bir zor vardır. Örgü sabiti aynı ya da birbirine çok yakın iki katmanlı bir yapıda bir zor oluşmaz. Altteki katmandan örgü sabiti küçük olan bir katman büyütüldüğünde gerilme zoru oluşurken, alttaki katmanın

örgü sabitinden büyük olan bir katman büyütüldüğünde ise sıkışma zoru oluşur. Bu zor aynı zamanda büyütülen katmanların kalınlığıyla da ilgilidir. Alttaki katmandan farklı örgü sabitine sahip olan bir katman üzerine büyütüldüğünde büyütülen bu katmanın belli bir kalınlığından sonra zor bazı noktalarda rahatlar. Bu zor rahatlaması, arayüzeyde dislokasyonların oluşmasına yol açarak aygıtların performansını bozar. Bu kritik kalınlığı şu ifade ile belirleyebiliriz [72]:

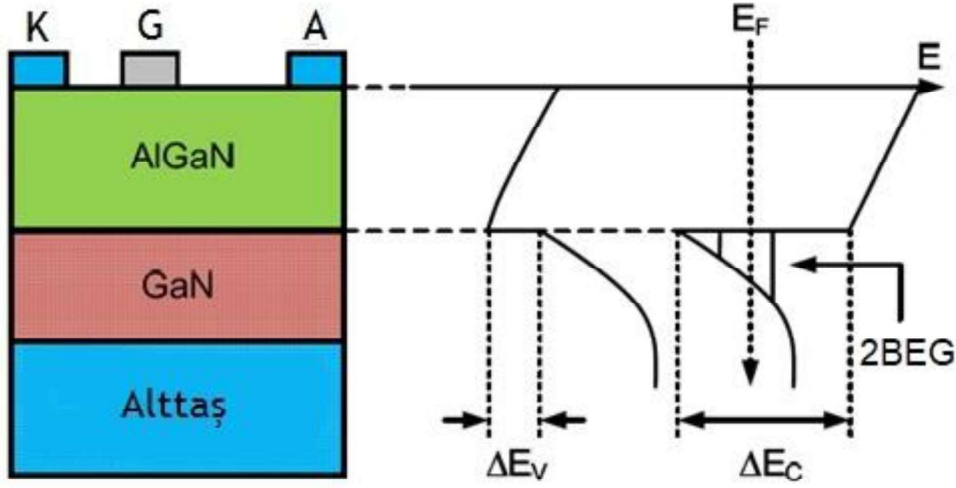
$$d_k = \frac{a_{ii}}{2|\varepsilon|}. \quad (2.38)$$

$a_{ii}$ , üst katmandaki malzemenin örgü sabitidir ve AlGa<sub>x</sub>N/GaN gibi bir iki katmanlı yapı söz konusu olduğunda AlGa<sub>x</sub>N bariyerin ilgili alaşım oranına ait örgü sabitidir.  $\varepsilon$  ise Eş. (2.34) ve Eş. (2.36) ile belirtilen zordur.

## 2.5. Bir AlGa<sub>x</sub>N/GaN Çokluyapısında 2BEG'in Oluşumu

GaN temelli çokluyapılar çoğunlukla farklı  $E_g$  yasak band aralığına, farklı  $\chi$  elektron ilgisine, farklı  $\varepsilon$  geçirgenliğine ve  $\phi$  iş fonksiyonuna sahip iki veya daha fazla yarıiletken oluşmaktadır. Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN çokluyapısında ise AlGa<sub>x</sub>N bariyer katmanı AlN ve GaN ikili bileşiklerinden oluşan üçlü bir alaşımdır. Bu üçlü alaşımın yasak band aralığı, elektron ilgisi, geçirgenliği ve iş fonksiyonu Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N'daki Al mol oranına ( $x$ ) bağlı olarak değişir. Burada  $x$  oranı arttıkça alaşım AlN'e yaklaşır. Daha önce bahsedildiği gibi, AlN yarıiletkeni GaN'e göre oldukça yüksek bir yasak band aralığına sahiptir ve diğer malzeme özellikleri de farklıdır. Dolayısıyla, GaN üzerine daha yüksek band aralığına sahip bir Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N bariyer katmanı büyütüldüğünde, bu iki yarıiletkenin  $E_F$  Fermi enerji seviyesi birbirlerini dengeleyene kadar çoklueklemin iletkenlik bandı ( $\Delta E_C$ ) ve değerlik bandında ( $\Delta E_V$ ) Şekil 2.9'da gösterildiği gibi bir devamsızlık veya aralık oluşur. Çoklueklemin Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N ve GaN arasında oluşan arayüzeyde bu devamsızlıktan dolayı yük taşıyıcısı denge durumu oluşana dek bir taraftan diğer tarafa taşınır. Taşıyıcı yoğunluğunun difüzyonu iç elektrik alanın artmasını indükleyecek ve bu nedenle enerji bandı bükülecektir. Bunun sonucunda, bir üçgenimsi potansiyel kuantum kuyusu çokluyapının arayüzeyinde oluşur. Bu üçgenimsi potansiyel kuyu içinde biriken elektronlar büyütme yönünde sınırlanmış olur. Bu çokluyapı düzlemine paralel yönde, bir elektron band yapısı tarafından belli olan sahip olduğu etkin kütle ile tek bir parçacık gibi serbest hareket eder. Büyütme yönündeki sınırlamadan ve

diğer iki yöndeki serbestlikten dolayı arayüzeyde biriken çok sayıda elektron 2BEG olarak adlandırılır.



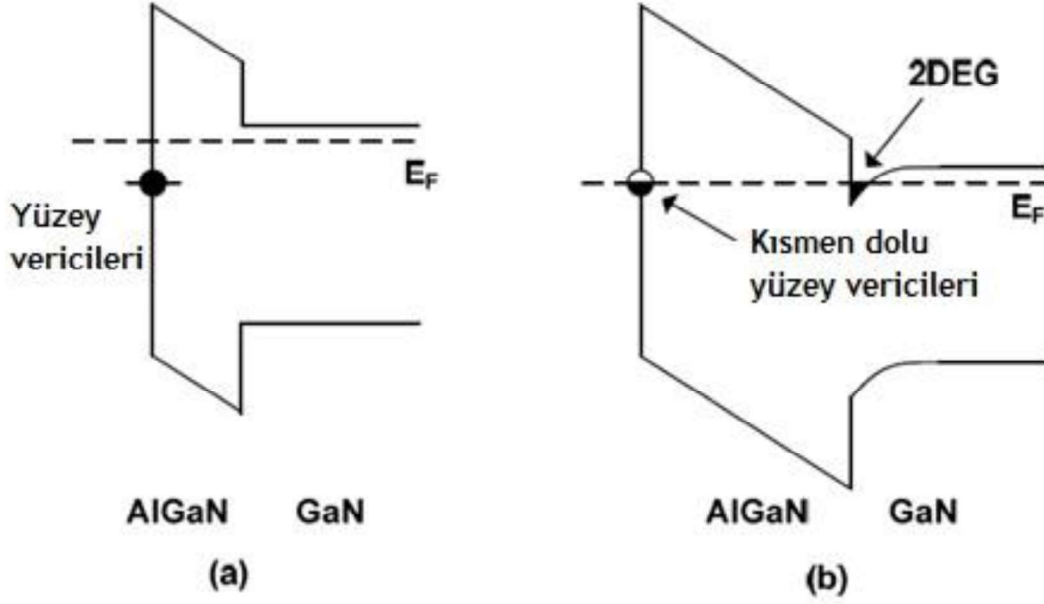
Şekil 2.9. Bir AlGaIn/GaN çokluyapısında arayüzeyde 2BEG'in biriktiği kuvantum kuyunun oluşumu [73]

AlGaIn/GaN çokluyapılarda GaAs temelli çokluyapıların aksine herhangi bir katkılama olmadan kutuplanma alanlarının var olması 2BEG'i oluşturmak için yeterlidir. Kutuplanma alanları tarafından indüklenen pozitif yük yoğunluğunu telafi etmek amacıyla serbest elektronlar arayüzeyde birikmeye başlar ve bu elektronların meydana getirdiği elektrik alan GaN'ün iletkenlik bandını bükerek Fermi seviyesinin altına çeker. Bu arayüzeyde 2BEG elektronlarının biriktiği Şekil 2.9'da olduğu gibi bir üçgenimsi kuvantum kuyu meydana gelir.

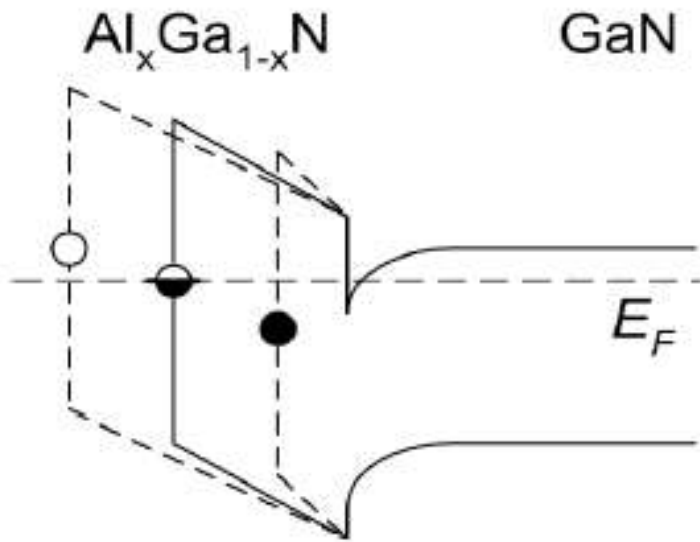
Oluşan 2BEG çokluyapının veya çokluyapı üzerine inşa edilen yüksek elektron hareketlilik transistörün karakteristiğini belirler. 2BEG'in kalitesini belirleyen pek çok faktör vardır. Bu faktörler alttaşın türü, büyütme metodu, arayüzeyin bozukluğu, safsızlıklar vd. gibi ifade edilebilir. 2BEG'in elektriksel özellikleri ise genellikle elektron yoğunluğu ve hareketlilik olarak tanımlanır.

Ga yüzü bir GaN üzerine AlGaIn büyütülmesi sırasında iki yarıiletken katmanı arasındaki yüksek zor ve zorlanma tarafından indüklenmiş piezoelektrik alan, 2BEG'in kökenini açıklama konusunda genellikle kullanılır. Ancak kuvantum kuyusundaki elektronların

kaynağı olarak aynı zamanda verici benzeri yüzey durumlarının olduğu da gösterilmiştir. Buna göre, AlGa<sub>x</sub>N/GaN çokluyapısındaki kutuplanma alanı tarafından indüklenen elektrostatik alan ile band profili ve elektron dağılımı değişir ve bu verici benzeri yüzey durumlarından AlGa<sub>x</sub>N/GaN arayüzeyine elektronların aktarımıyla 2BEG oluşmuş olur [74, 75].



Şekil 2.10. Bir AlGa<sub>x</sub>N/GaN çokluyapısının yüzeyinde bulunan (a) dolu yüzey vericileri ve (b) kısmen dolu yüzey vericilerinin temsili [76]



Şekil 2.11. Bir AlGa<sub>x</sub>N/GaN çokluyapısında AlGa<sub>x</sub>N bariyer katman kalınlığına bağlı olarak yüzeydeki yüzey vericilerinin doluluk oranlarının değişimi [76]

2BEG'deki elektronların kaynağı olarak yüzey verici-benzeri durumların olabileceği kabul edilmektedir [75]. İnce bir AlGaN bariyer katmanı için, yüzey durum seviyesi Fermi seviyesinin altındadır, Şekil 2.10 (a)'da olduğu gibi durumlar işgal edilmiştir ve bu nedenle nötr bir durum vardır. Belirli bir bariyer kalınlığında ise, Şekil 2.10 (b)'de olduğu gibi yüzey durumları Fermi seviyesine ulaşır ve bu durumlardan elektronlar bariyer katmanındaki güçlü bir kutuplanma indüklü elektrik alanla kanal içine sürülür. Verici benzeri durumlar boşaldığında, pozitif yüklü hâle gelirler. Şekil 2.11'de yüzey durumlarının doluluk oranlarının değişimi AlGaN bariyerin kalınlığına bağlı olarak verilmiştir. Tüm yüzey durumları boşalana dek, Fermi seviyesi verici benzeri durumun seviyesinde kalır [76, 77].

## 2.6. Alttaş Seçimi

GaN temelli çokluyapıların büyütülmesinde GaN alttaşların çok pahalı olmalarından dolayı uygun bir alttaş seçimi önemlidir. GaAs temelli çokluyapılarda alttaş olarak GaAs kolaylıkla kullanılabilen idi ve böylece alttaş ile alttaş üzerine epitaksiyel olarak büyütülecek çokluyapı arasında örgü uyumsuzluğu gibi bir problem söz konusu değildi. GaN temelli çokluyapılar için uygun alttaş seçiminde söz konusu alttaşın bulunabilirliği, maliyeti, farklı sıcaklıklarda elektriksel izolasyonu, ısıl iletkenliği ve ısıl genişleme katsayısı ile GaN'e göre örgü-uyumsuzluk ilişkisi gibi faktörler göz önüne alınır.

Bulunabilirlik ve maliyet açısından en uygun seçim olan safir alttaş ilk GaN ince filmlerin büyütülmesinden bu yana GaN temelli çokluyapıların epitaksiyel büyütmelelerinde yaygın olarak kullanılmış ve günümüzde de kullanılmaktadır [78, 79]. Fakat safir ve GaN arasında büyük bir örgü uyumsuzluğu vardır. Bu sebeple safir alttaş üzerine büyütülen GaN temelli çokluyapılarda yüksek zor vardır ve bu yüksek zordan dolayı çokluyapı içerisinde yüksek yoğunlukta dislokasyonlar bulunur. Bu dislokasyon yoğunluğunu azaltmak amacıyla 500 °C ila 700 °C arasındaki sıcaklıklarda 10-20 nm kadar ince bir katman olarak GaN veya AlN safir alttaş üzerine büyütülür [80]. Normalde 1000 °C gibi yüksek sıcaklıkta büyütülen GaN yerine bu ince katmanın büyütülmesi bir örgü geçişi sağlar. Öncelikle amorf olarak büyüyen bu katman daha sonra kristallerin kümelenmesiyle büyük tek kristal parçalarını oluşturur. Bu ince katmanın arkasından tekrar yüksek sıcaklıklarda büyütme devam edildiğinde bu ince katman mümkün olduğunca tek kristal hâline gelir. Kümelenme katmanı olarak adlandırılan bu katman sayesinde daha az zora ve dislokasyon yoğunluğuna sahip bir çokluyapı büyütmesi sağlanır. Bir diğer yaygın alttaş malzemesi SiC'dür [81]. SiC ve GaN

arasında örgü uyumu safire göre daha iyidir ve SiC'ün ısı iletkenliği safirden daha yüksektir. SiC alttaşlar için daha yüksek örgü uyumu olması zorun daha az olduğu epitaksiyel büyütme yapılabildiği anlamına gelir. Diğer taraftan daha yüksek ısı iletkenliğe sahip SiC alttaşlar bu çokluyapıların elektronik aygıt uygulamalarında yüksek voltajlarda çalışmadan kaynaklı ısı artışıında ısının dışarı atılmasında daha etkin çalışır. Bu önemli avantajlarına rağmen SiC safire göre daha pahalıdır ve alttaş büyüklüğu olarak safire göre daha küçük plakalar hâlinde bulunurlar [17, 82]. Bu iki alttaşın yanı sıra son birkaç yıldır Si alttaş üzerine GaN temelli çokluyapıların epitaksiyel büyütülmesi üzerine araştırmalar yoğunlaşmıştır [83]. Si alttaşın kullanılması GaN temelli yarıiletken aygıtları yarıiletken endüstrisinde yaygın olarak kullanılan Si temelli elektronik ile entegre etmeyi amaçlamaktadır [84]. Bu da GaN temelli yarıiletkenlerin kullanım alanının genişlemesine yol açar. Si'un GaN ile olan büyük örgü uyumsuzluğu malzeme kusurlarına ve kristal kalitesinin kötüleşmesine yol amasına rağmen Si'un yüksek alttaş kalitesi ve ucuz olması nedeniyle bu alttaş ilgi çekici bir alttaş olmaya devam edecek gibi görünmektedir [85].

Bu tez dahilinde incelenen GaN temelli çokluyapılarda büyütme sırasında safir alttaşlar kullanılmıştır. Yukarıda belirtildiği gibi, zoru azaltmak amacıyla ince bir kümelenme tabakası da kullanılmıştır. Büyütme bilgileri detaylı olarak Bölüm 5'te verilmiştir.

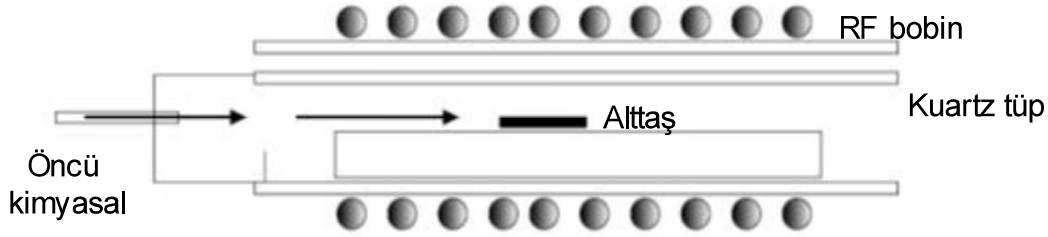
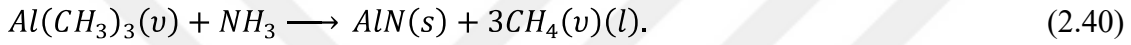
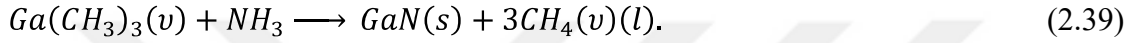
## 2.7. GaN Temelli Çokluyapıları Büyütme Yöntemleri

AlGaIn/GaN, AlInN/GaN veya AlN/GaN gibi çokluyapılar HEMT, LED ve diğer optoelektronik aygıtların iskeletini oluşturur. Bu çokluyapıların epitaksiyel olarak büyütülmesi ise optoelektronik aygıtların üretilmesinde temel bir teknolojidir [17]. Büyütme teknikleri arasında en yaygın olan iki teknik vardır: Metal Organik Kimyasal Buhar öktürme (İng. MOCVD) ve Moleküler Demet Epitaksi (İng. MBE). Bu iki tekniğin dışında ise Epitaksiyel Yanal Kaplama (İng. ELO) ve Hibrid Buhar Faz Epitaksi (İng. HVPE) tekniklerinin kullanılageldiği bilinmektedir [17].

MOCVD yöntemi ısıtılmış bir alttaş üzerinden bir yarıiletken katman oluşturmak için kimyasal olarak reaksiyona giren gaz hâlindeki reaktanların geçtiği dinamik bir akış içeren bir büyütme tekniğidir [17]. Bu teknik GaAs ve InP gibi III-V grubu yarıiletkenlerin hızlı ve hassas büyütme işlerinde yaygın olarak kullanılmıştır. Benzer şekilde, GaN ve AlN'ü içeren III-N yarıiletkenlerin MOCVD ile büyütülmesi MBE'ye göre yüksek büyütme oranı ve daha

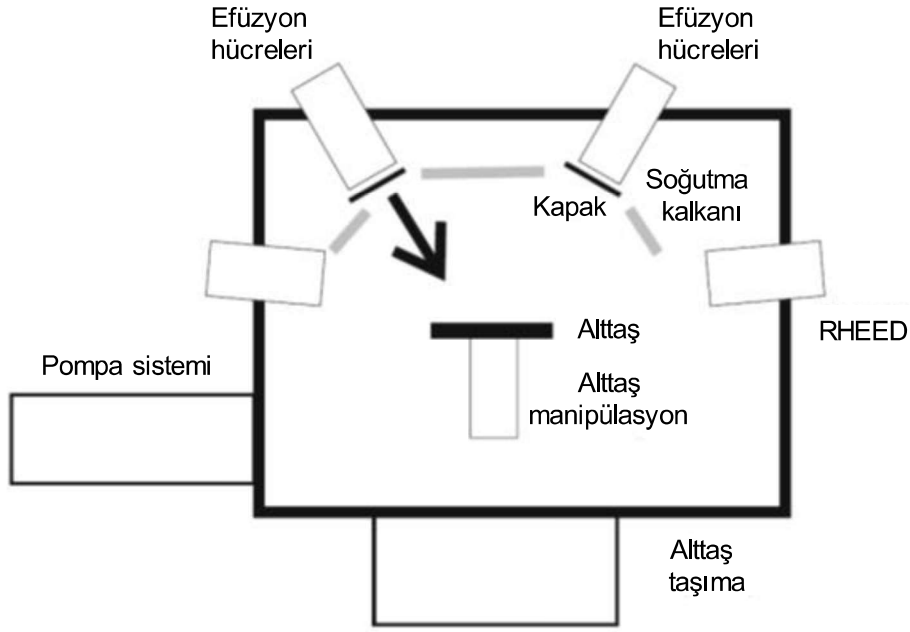
büyük ölçekte büyütme imkanı sağlamasından dolayı cazip bir seçenek hâline dönüşmüştür. Bu teknik ile III-N yarıiletkenlerin oluşturulması için sıcak bir alttaş yüzeyi üzerine amonyak ( $NH_3$ ) ile reaksiyona giren trimetil-Galyum (TMGa), trimetil-Alüminyum (TMAI) ve trimetil-İndiyum (TMIn) öncü kimyasalları kullanılır. Ayrıca büyütme için azot, silan ( $SiH_4$ ), disilan ( $Si_2H_6$ ) ve siklopentadienil magnezyum ( $Cp_2Mg$ ) gibi ilave kaynaklara da ihtiyaç duyulur.

Bu teknik ile GaN veya AlN oluşturmak için gerçekleşen kimyasal reaksiyon ilkede şu şekildedir,



Şekil 2.12. MOCVD büyütme tekniğinin şematığı [17]

III-N yarıiletkenlerin MBE ile büyütülmesi ise ultrayüksek vakumda ısıtılmış bir alttaş üzerinde bu yarıiletkenleri meydana getiren elementlerin ısıl-enerji moleküler, atomik veya iyonize demetleri arasındaki reaksiyonlar aracılığıyla gerçekleşir. MBE'nin sağladığı avantaj arayüzeylerin çok hassas bir tanımlama sağlaması ve arayüzeylerin polarite esnekliğini artırmasıdır. Bu avantajlar MOCVD'ye göre daha düşük büyütme oranına neden olsa da MBE'yi tercih edilebilir kılmaktadır. Ga ve Al moleküler demeti efüzyon (akıtma) hücre kaynaklarından meydana gelmektedir.  $N_2$ 'nin çok yüksek bağlanma enerjisinden dolayı bir N element kaynağı mümkün değildir. Bunun yerine, N radikalleri bir RF-plazma kaynağı ya da amonyak kaynağı kullanılarak üretilmektedir. MBE büyütmesi sırasında arkaplan basınç  $10^{-11}$  mbar'dan küçük olacak şekilde tutulur ve alttaşlar döndürülür. GaN büyütme için büyütme sıcaklığı  $800$  °C civarındadır [17].



Şekil 2.13. MBE büyütme tekniğinin şematiği [17]

Bu tez dâhilindeki çalışmalarda incelenen AlGaIn/GaN çokluyapılar MBE tekniği kullanılarak büyütülmüştür.

## 2.8. AlGaIn/GaN HEMT'ler ve Temelleri

### 2.8.1. AlGaIn/GaN HEMT'ler

AlGaIn/GaN HEMT'ler gibi GaN temelli elektronik aygıtların ana avantajlarından biri çokluyapının yüzeye yakın olan arayüzeyindeki kanalda 2BEG'in oluşmasıdır. Çoklueklemedeki 2BEG yüksek elektron hareketliliği ve yüksek elektron yoğunluğundan dolayı yüksek akış akımları için iletken kanal olarak görev yapar. Yüksek elektron hareketliliği, yüksek taşıyıcı yoğunluğu ve yüksek akış akımı bu aygıtları yüksek sıcaklık elektroniği, yüksek hız ve yüksek voltaj entegre devreleri, yüksek verimli güç dönüştürücüleri ve yeni nesil mikrodalga ve milimetre dalga güç yükselteçleri için anahtar bir aygıt olarak kullanılmasını sağlar [2, 14, 48]. Yarıiletken elektroniği endüstrisinde bu denli geniş uygulama alanlarına sahip olan HEMT'ler 1950'li yıllardan bu yana üretilen ilk katı-hal transistörleri olan alan etkili transistörlerin bir çeşididir. Çokluekleme Bipolar Transistör (İng. HBT), Metal Yarıiletken Alan Etkili Transistörler (İng. MESFET) ve Metal Oksit Alan Etkili Transistörler (İng. MOSFET) en çok üretilen ve üzerinde çalışılan alan etkili transistörler arasındadırlar. HEMT'ler modülasyon katkılı alan etkili transistörler veya

çokluyapı alan etkili transistörler gibi farklı isimler de alır. İlk nesil HEMT'ler örgü uyumlu AlGaAs/GaAs malzeme sistemi üzerine kuruluydu ve bu sistem oldukça geniş bir şekilde incelenmişti [86]. GaN üzerine AlGaN katmanının büyütme teknolojisinin gelişmesi sonucu ilk AlGaN/GaN çokluyapıların üretilmesinin ardından 1990'lı yılların sonunda HEMT'lerle ilgili araştırmaların yönü GaN temelli yarıiletkenlere döndü. 1993 yılında Khan ve çalışma arkadaşları tarafından ilk geliştirilen AlGaN/GaN çokluyapısı oda sıcaklığında  $563 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  elektron hareketliliğine sahip iken bu çokluyapıdan fabrike edilen aygıt geçişiletkenliği  $23 \text{ mS/mm}$  idi [87]. Günümüz aygıtları oda sıcaklığında elektron hareketliliği  $2000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ 'e ulaşırken geçişiletkenliği  $300\text{-}500 \text{ mS/mm}$  aralığındadır [88].

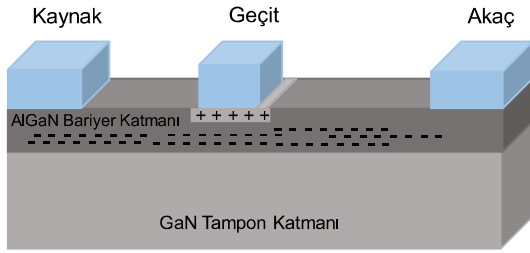
GaN temelli HEMT'ler ve özellikle AlGaN/GaN HEMT'ler dünya genelinde çok sayıda grup tarafından çalışılmakta olan aktif bir araştırma konusudur. AlGaN/GaN HEMT'ler ile elde edilen önemli performans başarılarına rağmen bu aygıtların malzeme ve aygıt özelliklerinin temellerine ilişkin hâlâ araştırılması gereken çok sayıda sorun bulunmaktadır. Bu aygıtlardaki kutuplanma, geçit sızıntı akımı, elektron hızı, yüzey durumları gibi önemli aygıt özelliklerinin yanı sıra bazı temel malzeme parametrelerinin değerleri hâlâ tartışmalıdır.

Bir AlGaN/GaN HEMT bir entegre devrenin parçası olarak veya ayrı bir aygıt olarak ya veri ya da gücün işlenmesinde kullanılmaktadır.

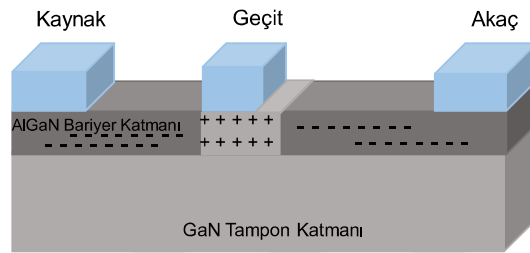
### **2.8.2. Çalışma ilkeleri ve fiziği**

Basit bir alan etkili transistör üç kontak ve bir yarıiletken malzeme gerektirir. Elektronların akışı yani akımı gerçekleştiren fonksiyonlar olan üç kontak kaynak, geçit ve akaç olarak adlandırılır. Kaynak ve akaç Ohmik kontak yapısındadır. Kaynak, transistörden harici devreye giriş noktası iken akaç transistörden harici devreye elektronların çıkış noktasıdır. Geçit ise doğrultucu kontak ve elektron akışını kontrol eder. Geçitten yarıiletkene bir gerilim uygulanması ile yarıiletken malzemenin iletimini değiştirerek elektron akışı kontrol edilir ve böylece alan etkili transistör boyunca elektron akışı modüle olur. Geçite uygulanan gerilime bağlı olarak alan etkili transistörde elektrik akımı girişi veya çıkışı serbest olur yahut sınırlanır veya tamamen engellenir.

## a) Açık kanal

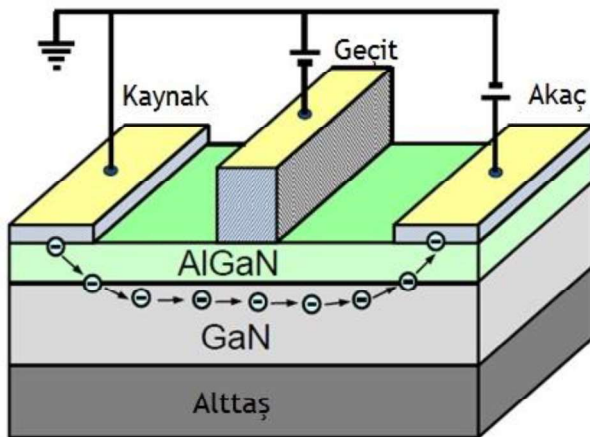


## b) Kapalı kanal: daralma



Şekil 2.14. Basit bir alan etkili transistörde kanalın a) açık olması ve b) kapalı olması [89]

Geçit-akaç gerilimi farkı, Şekil 2.14 b)'de olduğu gibi geçit civarında oluşan bir tükenme bölgesine neden olur. Geçit'e Kaynak-Akaç gerilim farkına zıt bir öngerilim uygulandığında, tükenme bölgesi akım akışı durana kadar büyüyecektir. Daralmanın sonucunda, kaynaktan akaca akan akım miktarı sınırlanır. Kaynak-akaç gerilim farkı yok olduğunda ve geçite tükenme bölgesini tamamlayacak kadar öngerilim uygulandığında aygıt kapanacaktır. Yarıiletkenlerdeki tükenme bölgesinin büyüklüğü geçit gerilimi ile kontrol edilmesi ile alan etkili transistör çalışır.



Şekil 2.15. GaN temelli bir HEMT yapısında 2BEG'deki elektronların transistör işleyişindeki hareket yönü [77]

AlGaN ve GaN arasındaki kutuplanma farkı bariyer yüzeyindeki negatif yüke uygun olarak ara yüzeyde pozitif yük meydana getirir. Pozitif yük, arayüzeyde üçgenimsi bir potansiyel kuyuda elektronların birikmesine neden olur. Böyle bir kuyudaki elektronlar, Şekil 2.15'te olduğu gibi, transistör aygıtlarında akaç üzerine uygulanan pozitif voltajla kaynaktan akaça akmaları sağlanır. Geçit voltajıyla da bu elektronların yoğunluğu değiştirilerek akaç akımı kontrol edilebilir. Geçit voltajı sayesinde üçgenimsi potansiyel kuyu enerji açısından yükseltilir veya düşürülmüş olunur. Bu da 2BEG yoğunluğunu değiştirir. Akaç-kaynak akımı anahtarlanmış olur. Eşik voltajına denk bir geçit voltajı uygulandığında, 2BEG yoğunluğu oldukça düşer ve aygıt kapanmış olur.

Kuantum kuyusunda hiçbir elektron, elektronun yarım dalga boyuna karşılık gelen enerji seviyesinden düşük enerjilerde yer almayabilir. Bu enerji seviyesi ilk enerji alt bandı olarak adlandırılır ve Fermi seviyesinin altındadır. İkinci enerji alt bandı elektronun tam dalga boyuna karşılık gelir ve genelde Fermi seviyesinin üzerinde yer alır. Eğimden ve iletkenlik bandının Fermi seviyesine göre yüksekliğinden dolayı ilk enerji alt bandında elektronlar serbest hareket etmeyebilir veya kuantum kuyusunda rastgele saçılabilir.

2BEG'in avantajları üç yerine iki boyutlu hareket serbestliği sayesinde saçılmanın azalmasıdır ve bu da gürültü seviyelerinin azalmasına, elektron hareketliliğinin artmasına neden olur. Her iki özellik de iletişim ve radar gibi yüksek frekans ve düşük gürültü uygulamalarında oldukça yararlıdır.

### 2.8.3. Akım-gerilim karakteristikleri

Yukarıda belirtildiği gibi, bir HEMT'te kanal iletimi geçite uygulanan gerilim ile kontrol edilir. Geçit bir Schottky kontaklıdır. Akım ise Ohmik kontaklar yani Kaynak ve Akaç arasında akar. Yani Geçit'in giriş sinyali aygıtın kontrol sinyali olarak davranır ve aygıtın açık ya da kapalı olarak ayarlanmasını sağlar. Tüketme mod bir aygıt için aygıtın kapalı duruma getirilmesi kanaldaki elektronları tüketecek yani akımın geçmesini engelleyecek kadar bu kanalı yüksek dirençli bir kanala dönüştürecek negatif gerilimin uygulanması ile gerçekleşir. Bu Şekil 2.14 b)'de gösterildiği gibi "daralma" olarak adlandırılır. Uygulanan gerilim ile kanaldaki elektronların sayısının ilişkisini veren bağıntı Eş. (2.41)'deki gibidir,

$$n_s = \frac{\epsilon_{AlGaN}}{q(d_{AlGaN} + \Delta d)} (V_G - V_{ES}). \quad (2.41)$$

Burada  $n_s$  2BEG'in birim alanı başına yük yoğunluğu,  $d_{AlGaN}$  AlGaN bariyer katman kalınlığı,  $\Delta d$  çokluekleme arayüzeyinden 2BEG'in etkin uzaklığı,  $V_G$  geçit gerilimi ve  $V_{ES}$  ise eşik gerilimidir.

$V_G$ ,  $V_{ES}$ 'e eşit olduğunda, Eş. (2.41)'deki  $V_G - V_{ES}$  terimi sıfıra eşit olacaktır ve bunun sonucunda  $n_s$  yani yük yoğunluğu sıfır olarak aygıt kapanmış olacaktır.  $V_G = 0$  V olduğunda ise kanal doğal olarak elektronlar ile çok yoğun bir şekilde doldurulmuş olacak ve bir akaç-kaynak geriliminin uygulanması ile AlGaN/GaN HEMT'in kaynak ve akaç kontaktları arasında akım akışı oluşur.

Düşük akaç gerilimleri için ( $V_{AK} < V_G - V_{ES}$ ), aygıt kanaldaki elektron hızının uygulanan elektrik alanla orantılı olduğu doğrusal rejimde çalışır. Bu akımın bu alanla doğrusal olarak artacağı anlamına gelir. Bu noktada kaynak ve akaç arasında akan akım Eş. (2.42) ile verildiği gibi hesaplanabilir,

$$I_{AK} = qn_s v_e W_G \quad (2.42)$$

burada  $v_e$  kanaldaki elektronların hızı iken  $W_G$  geçit genişliğidir.  $v_e$  elektron hızı önceki bölümde ele alınmıştı.

Kanaldaki elektronların hızı onların hareketliliğine ve uygulanan elektrik alana bağlıdır,

$$v_e = \mu_e F \quad (2.43)$$

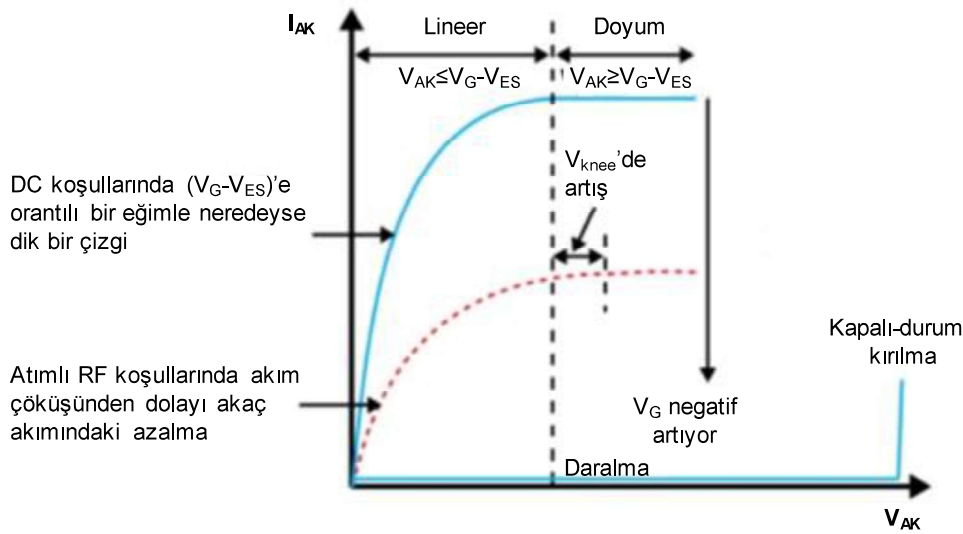
burada  $\mu_e$  elektron hareketliliği ve  $F$  ise uygulanan elektrik alanıdır.

Bir AlGaN/GaN HEMT için arayüzeyde bulunan 2BEG elektronlarının hareketliliği yarıiletken kristalinde dislokasyonlar ve kusurlar boyunca olan taşıyıcı saçılmasından Bölüm 3'te detaylı olarak ele alındığı gibi etkilenirler. Eş. (2.43)'e göre elektron hızı uygulanan elektrik alan arttıkça artmaktadır ve Eş. (2.42)'de bu değeri kullanarak akımın düşük alanlarda ( $V_{AK} < V_G - V_{ES}$ ) doğrusal olarak artacağı gösterilebilir. Uygulanan elektrik

alanın artmasıyla akaç gerilimi geçit gerilimi ile eşik gerilimi farkından büyük olur ( $V_{AK} > V_G - V_{ES}$ ). Bu durumda hız doyuma ulaşır ve uygulanan elektrik alandan bağımsız hâle dönüşür. Akaç gerilimi arttıkça, geçit altındaki yanal gerilim geçitin akaç ucunda kanalı daraltmaya başlar. Bu kanaldaki elektronların akışının kısıtlandığı noktaya kadar devam eder ve akaç kontağına akabilen elektronların miktarını sınırlar. Bu noktada aygıt doyum rejimi olarak bilinen duruma geçer ve akaç gerilimindeki ilave artış akımda bir artış ile neticelenmez. Doyum rejimini içeren akaç akımı Eş. (2.44) ile ifade edilebilir,

$$I_{AK} = \frac{\epsilon_{AlGaIn} v_{doy} W_G}{q(d_{AlGaIn} + \Delta d)} (V_G - V_{ES}). \quad (2.44)$$

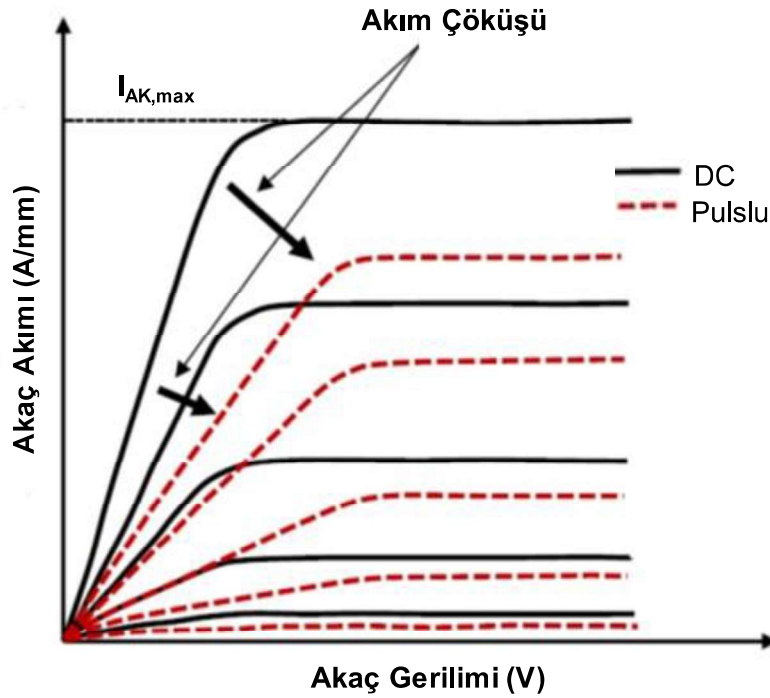
Burada,  $v_{doy}$  doyum elektron hızını temsil eder. Tüm bu yukarıda ifade edilenler Şekil 2.16'da bir akım-gerilim grafiğinde yansıtılmıştır. Ayrıca bu grafikte dikkati çeken kapalı-durum kırılma gerilimi aygıtın çok yüksek gerilimler altında bozulduğuna işaret etmektedir.



Şekil 2.16. Bir HEMT'e ait tipik akım-gerilim (I-V) karakteristiği [90]

Şekil 2.16'da verilen tipik akım-gerilim karakteristiği her zaman geçerli değildir. Akım çöküşü adı verilen bir tür olgu akaç akımındaki bozulma ile ortaya çıkar. GaAs temelli HEMT'ler üzerine çalışmaların yoğunlaştığı sırada bu olay yüksek akaç gerilim altında statik akımın kalıcı ama geri düzeltilebilir bir azalması olarak tanımlanmıştı. Şekil 2.17'de olduğu gibi akım çöküşü beklenen teorik en yüksek doyum akımına aygıt ulaşmadan daha düşük akım değerlerinde doyuma ulaşmaktadır. Bu tür bir akım çöküşünün ardındaki neden ise yüzey ve tampon katmanı tuzakları kaynaklı taşıyıcı tuzaklanması ve geçit sızıntı akımıdır.

Dislokasyonlar, safsızlıkların varlığı ya da kristal kusurları gibi nedenlerle bir yarıiletkenin band-aralığında enerji seviyeleri oluşur. Tuzaklar da bu enerji seviyelerin bir sonucu olarak meydana gelirler. Bu enerji seviyelerindeki tuzak durumları boş olabilir ya da ilettime katılması muhtemel elektronlar tarafından işgal edilebilirler. Band aralığının en üst kısmındaki tuzak durumları alıcı-benzeridir ve iletkenlik bandına yakındırlar. Boş olduğunda nötr ve işgal edildiğinde ise negatif yüklüdür. Band aralığının değerlik bandına yakın olan kısmındaki tuzak durumları verici-benzeridir. Boş olduğunda pozitif yüklü iken işgal edildiğinde nötr'dür. Bir aygıtın yüzeyi veya arayüzeyinde bulunan tuzaklar o aygıtın çalışması ve performansı üzerinde önemli derecede etki ederler.

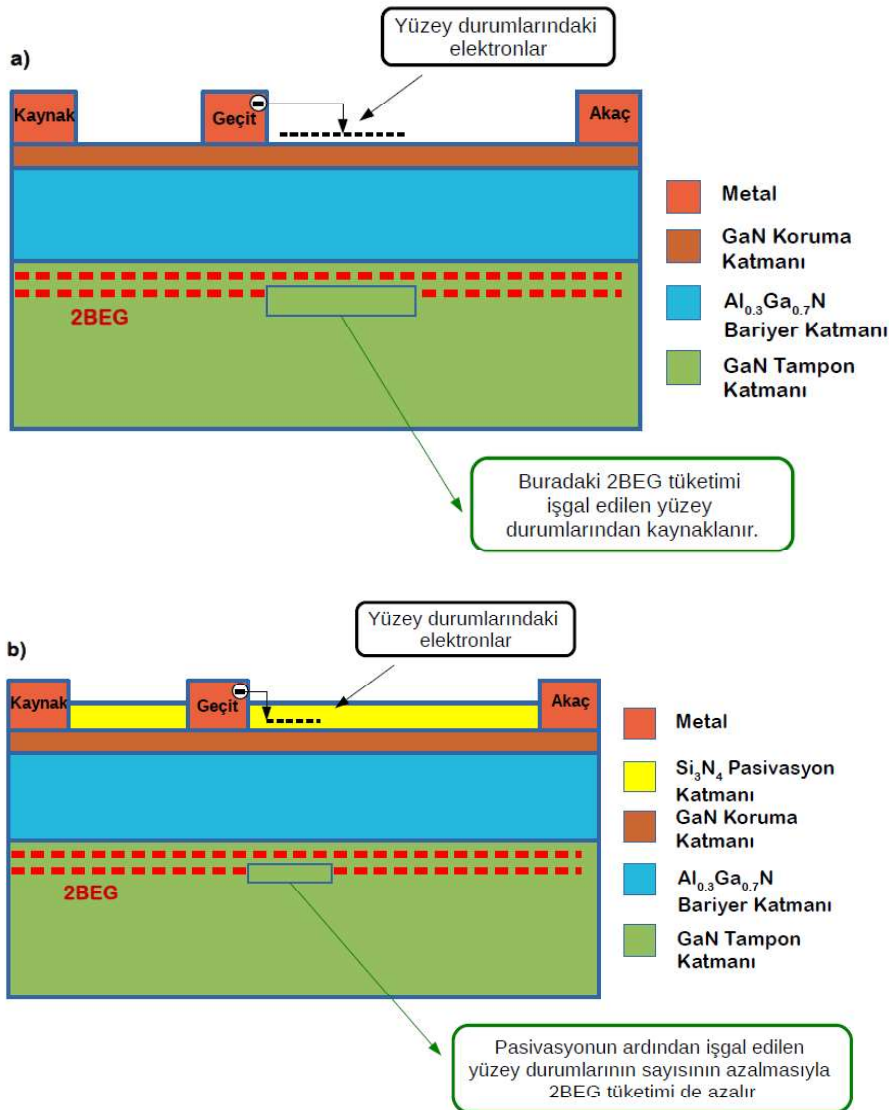


Şekil 2.17. Akım çöküşü öncesi ve sonrasında akım-gerilim karakteristiği

#### 2.8.4. Yüzey pasivasyonun etkisi ve sanal geçit

AlGaIn/GaN yüksek elektron hareketlilikli transistörlerde akım çöküşü bu yüzey tuzakları/yüzey durumlarının neden olduğu 2BEG tüketimi sonucu oluşur [77]. Böylece akım çöküşünün yüzey tuzakları ile yakından ilişkili olduğu düşünülmektedir. 2BEG tüketiminde, büyük negatif geçit voltajları için geçit metalinden elektronlar geçit olmayan yüzeylerdeki tuzak durumlarına sızabilir ve bu sanal geçit adı verilen bir etkiyi oluşturabilir. Oluşan bu etki tüketim bölgesini modüle eder ve uygulanan geçit voltajı ile gerçekte aygıtta görülen geçit voltajı etkisi farklılaşır.

Sanal geçit etkisi aslında Şekil 2.18 (a)'da gösterildiği gibi Geçit-Akaç arasında geçite yakın kısımda yüzey durumları ile tuzaklanan elektronlarının sayısının artması ya da yüzeydeki pozitif net yükün azalması olarak ifade edilebilir. Böyle bir durumda, kanaldaki elektronların sayısının azalması ile geçit tüketim bölgesinde bir genişleme söz konusu olur. Bu da yüzeydeki negatif yüklü yüzey durumlarının negatif biaslı bir metal geçit gibi davrandıkları anlamına gelir. Sonuç olarak, çıkış akaç akımı uygulanan geçit biasının yanı sıra sanal geçit yani tuzaklanan yükler tarafından kontrol edilir.



Şekil 2.18. Bir AlGaIn/GaN HEMT yapısında (a) 2BEG tüketimi ve (b) 2BEG tüketiminin pasivasyon katmanı ile azaltılması

Bu etkinin ise yüzey pasivasyonu ile giderilebildiği artık bilinmektedir [40, 91-95]. Yüzey pasivasyonu yük dengesini koruyarak yüzeydeki tuzaklanan yüzey durumlarını engeller,

yüzeý durumlarının sayısını azaltır. Şekil 2.18 (b)'de gösterildiđi gibi yüzeý pasivasyonu sayesinde işgal edilen yüzeý durumlarının sayısı azalarak 2BEG tüketiminde de bir azalma gözlenir.

Bu tez çalışması dâhilindeki Hall etkisi ölçümleri sonucunda,  $\text{Si}_3\text{N}_4$  pasivasyonu sonrası 2BEG hareketliliğindeki ve taşıyıcı yoğunluğundaki değişimlerin ardındaki mekanizmalar incelendi.  $\text{Si}_3\text{N}_4$  pasivasyonun etkisiyle farklı numune gruplarında 2BEG kuvantum kuyu parametrelerinin nasıl değiştiği ortaya kondu.





### 3. DÜŞÜK ALAN İLETİMİ

AlGaIn/GaN temelli HEMT'lerde iyi bir kanal iletkenliğinin elde edilmesi yüksek güç ve yüksek frekans uygulamaları için esastır. İyi bir kanal iletkenliğinden anlaşılması gereken yüksek 2BEG taşıyıcı yoğunluğu ve yüksek 2BEG hareketliliğidir. Bir AlGaIn/GaN HEMT yapısında, 2BEG taşıyıcı yoğunluğunu artırmak için AlGaIn bariyer katmanının kalınlığı ve Al mol oranı artırılabilir, bu katman n-tipi katkılanabilir ve uygun bir kalınlıkta AlN arakatmanı arayüzeyde büyütülebilir. Bunun yanı sıra 2BEG hareketliliği çoğunlukla aygıtın veya çokluyapının büyütme kristal kalitesine bağlıdır. Kristal atomlarının dizilişindeki kusurlar ve bu kusurların oluşturduğu potansiyel elektronların kristal örgü içindeki hareket özgürlüğünü kısıtlar. Kristaldeki safsızlıklar ve alaşımlar da aynı şekilde elektronların hareketinde kısıtlamalara yol açar. Bu tür engeller elektrik alan altındaki bir elektronun hareketi incelendiğinde birer saçılma mekanizması olarak ele alınmaktadır. Tezin bu bölümü içerisinde elektrik alan altındaki elektronun hareketini ve bu hareketliliği sınırlayan saçılma mekanizmaları incelenmektedir.

#### 3.1. Elektrik Alan Altında Elektron Hareketi

Bir kristaldeki elektronlar herhangi bir dış etki olmadığı durumda sahip oldukları ısı enerjisiyle rastgele hareket ederler. Ancak uygulanan bir  $\vec{E}$  elektrik alanı altında  $-e\vec{E}$  kuvvetine maruz kalarak sürüklenme hareketi davranışı gösteren bir elektron Eş. (3.1)'de verilen denkleme göre hareketini sürdürür:

$$m_e^* \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E} - e\vec{v} \times \vec{B}. \quad (3.1)$$

Elektrik ve manyetik alan altında  $m_e^*$  kütleli bir elektronun hareketinin ifadesi aslında Newton'un ikinci yasasıdır. Burada  $\vec{v}$  elektronun hızı,  $\vec{E}$  elektrik alanı ve  $\vec{B}$  manyetik alanı tanımlar. Eş. 3.1'deki  $m_e^*$  etkin kütle ifadesi ise elektronun katı içindeki iyon merkezleri tarafından oluşturulan periyodik potansiyelle olan etkileşmesinin bir sonucudur. Yani kristal örgünün etkisi ile kristal katı içindeki elektronların kütlesi serbest elektronların kütlesinden farklıdır. Bu durumda örgünün periyodik potansiyeli elektronun kütlesini değiştirmiş olur. Ancak kristallerde periyodikliğin kusursuz olduğu söylenemez. Periyodik potansiyel, kristaldeki atomların ısısal denge konumlarında titreşim hareketi yapmaları sonucu

bozulabilir veya büyütülen kristalin neredeyse saf bir şekilde büyütülememesi de periyodik potansiyeli değiştirebilir. Kristalin büyütülmesi esnasında yabancı katkı atomları söz konusu olabilir ve bu katkı atomları da periyodik potansiyelin değişmesine neden olurlar. Periyodik potansiyelin bu şekilde değişime uğraması, yarıiletken içindeki elektron hareketini etkileyebilmektedir. Çünkü bir elektron, bir safsızlık atomu, bir kristal bozukluğu ya da diğer bir elektrona yaklaştığında saçılmaya uğrar yani hareket durumunu değiştirir. Saçılmaya uğrayan elektronun alacağı yol ise sınırlıdır. Saçılmaları meydana getiren çarpışmalar arası ortalama zamana ortalama gevşeme zamanı veya durulma zamanı ( $\tau$ ) denilir. Bu zamanda alınan yola ise ortalama serbest yol denir.

Bir yarıiletkene sadece bir  $\vec{E}$  elektrik alanının uygulandığında bu elektrik alanı sonucu yarıiletkendeki her bir elektron, saçılma süresince yani gevşeme zamanı boyunca  $-e\vec{E}$  kuvveti ile alana zıt bir yönde ivmelenecektir. Bu durumda elektronun kendi ısısal hızına ek olarak bir hız bileşeni daha olacaktır. Bu ilave hız bileşenine sürüklenme hızı denilir ve Eş. (3.2)'de tüm bu durum matematiksel olarak ifade edilir.

$$m_e^* \left( \frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{\vec{v}}{\tau} \right) = -e\vec{E}. \quad (3.2)$$

Eş. (3.2)'den ise sürüklenme hızı Eş. (3.3)'deki gibi elde edilir,

$$\vec{v} = -\frac{e\tau}{m_e^*} \vec{E}. \quad (3.3)$$

Eş. (3.3)'den elektron hareketliliğinin sürüklenme hızının elektrik alana olan oranı olduğu görülmektedir ve bu orantı Eş. (3.4) ile ifade edilir,

$$\mu_e = +\frac{e\tau}{m_e^*}. \quad (3.4)$$

Elektrik akım yoğunluğu ise Eş. (3.5)'te tanımlıdır,

$$\vec{j} = n(-e)\vec{v}. \quad (3.5)$$

Burada  $n$  taşıyıcı yoğunluğudur. Eş. (3.3) ve Eş. (3.5) birlikte ele alındığında,

$$\vec{j} = \frac{ne^2\tau}{m_e^*} \vec{E} = \sigma \vec{E}. \quad (3.6)$$

Ohm yasası olarak da bilinen Eş. (3.6) elde edilir. Bu eşitlik içindeki  $\sigma$  ifadesi elektriksel iletkenliktir ve açık olarak Eş. (3.7) ile gösterilir,

$$\sigma = ne\mu_e. \quad (3.7)$$

N-tipi bir yarıiletkende elektronun iletkenliği Eş. (3.7) ele alındığında iletkenliğin elektronların yoğunluğu ve hareketliliği ile ilgili olduğu görülür. İletimin iletkenlik bandında gerçekleştiği bu tip yarıiletkenler için elektron hareketliliği malzemenin kutuplanma alanına, katkı konsantrasyonuna, malzeme kalitesine ve örgü sıcaklığına bağlıdır. Gevşeme zamanına bağlı olarak genel formülü ise

$$\mu_i = \frac{q\langle\tau_i\rangle}{m_e^*}, \quad (3.8)$$

olarak ifade edilir. Toplam elektron hareketliliği, etkin saçılma mekanizmalarının sınırladığı elektron hareketliliklerinin Matthiesen kuralına göre toplanmasıyla elde edilebilir

$$\mu_{toplam} = \left(\sum_i \frac{1}{\mu_i}\right)^{-1}. \quad (3.9)$$

### 3.2. Elektron Hareketliliğini Etkileyen Saçılma Mekanizmaları

Çokluyapıların iletim özelliklerinin incelenmesi gerçek dünyadaki aygıt fiziği ve uygulamalarının anlaşılmasında önemlidir. Kristal kalitesinin iyileştirilmesi ve dolayısıyla aygıt performansını artırmak için saçılma mekanizmalarını anlamak ve onların etkisini azaltmak gerekir. Bu amaçla, farklı numune grupları ile pasivasyonlu ve pasivasyonsuz AlGaN/GaN çokluyapılarda yapılacak iletim özelliklerinin incelenmesinde arayüzeyde biriken iki boyutlu taşıyıcıları etkileyen saçılma mekanizmaların analizi yapılmalıdır.

GaN-temelli çokluyapılarda iki boyutlu taşıyıcılar, yüklü safsızlıklar, fononlar gibi bir çok etmenin de dâhil olduğu saçılma mekanizmasından etkilenirler. Elektronların örgü titreşimleri ile etkileşmelerinden kaynaklanan fonon etkileşimleri yüksek sıcaklıklarda

elektron hareketliliği üzerine etkilidirler. Bu nedenle, fonon etkileşimleri elektron hareketliliğini belirleyici baskın bir saçılma mekanizması olarak bilinir.

İki tür fonon saçılmasının bulunduğu ifade edilir: Akustik ve optik fonon saçılması. Bu iki saçılmayı ayıran temel özellik dalga boyları ile ilgilidir. Akustik fonon saçılması uzun dalga boylarında ve optik fonon saçılması düşük dalga boylarında hareketliliği etkiler [96, 97].

Kutuplu bir yarıiletken olan GaN-temelli çokluyapılarda kutuplanma elektrik alan oluşturur ve bu elektrik alan hareketli elektronları etkiler. Bu etkileşme sonucu yüksek sıcaklıklarda elektronların hareketliliğini etkileyen en önemli saçılma mekanizması polar optik fonon saçılması meydana gelir. Aynı zamanda piezoelektrik özelliklere sahip bu yarıiletkenlerde bu özelliklerinden kaynaklanan ek bir fonon saçılması da söz konusudur [98].

Düşük sıcaklıklarda ise GaN üzerine büyütülen AlGaN bariyer ile olan arayüzeyde oluşan arayüzey bozukluğu saçılması elektron hareketliliği üzerine baskın bir saçılma mekanizmasıdır. Böyle bir saçılma mekanizmasında iki boyutlu taşıyıcıların arayüzeye yakın olmaları durumunda onların hareketliliği oldukça düşecektir [99].

Safsızlık saçılması ise GaN temelli çokluyapılardaki iki boyutlu taşıyıcıların hareketliliğini sınırlayan bir başka saçılma mekanizmasıdır. Bu saçılma mekanizması çokluyapıda katkılı yarıiletkenlerin olup olmadığına göre iki şekilde ele alınır [100].

Bu saçılma mekanizmalarının 2BEG hareketliliği üzerinde nasıl bir etkiye sahip olduğu geçmiş yıllarda yapılan çalışmalarda formüle edilmiştir. Tezin bu bölümünde her bir saçılma mekanizması için geliştirilen hareketlilik bileşeni ifadeleri ele alınmıştır. Bu ifadeler tez kapsamında incelenen çokluyapıların 2BEG hareketliliğinin saçılma analizi sırasında kullanılmıştır.

### **3.2.1. Polar optik fonon saçılması**

Polar optik fononlar tarafından iki boyutlu taşıyıcılar elektronların saçılması polar yarıiletken sistemlerde elektron iletim özelliklerini belirleyen temel faktörlerden biridir. Çünkü yüksek sıcaklıklarda iki boyutlu taşıyıcıların hareketliliği en çok polar optik fonon saçıcılar tarafından sınırlanır ve bu saçıcılar da büyük enerjilere sahiptirler. Enerjilerinin

yüksek olması sebebiyle bu örgü titreşimlerinin optik modları olan optik fononlar ile elektronlar arasındaki saçılmalar inelastik bir doğaya sahiptir.

Ridley tarafından verilen polar optik fonon saçılması ile ilgili hareketlilik ifadesi [96],

$$\mu_{PO} = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{e\omega_{PO}m_e^*Z_0} \left[ E^{\hbar\omega_{PO}/k_B T} - 1 \right]. \quad (3.10)$$

Burada,

$$\frac{1}{\epsilon_p} = \frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s}. \quad (3.11)$$

$\hbar\omega_{PO}$  ifadesi polar optik fonon enerjisidir.  $Z_0$ , kuvantum kuyusu genişliğidir.  $k_B$  Boltzmann sabiti iken  $m_e^*$  elektronun etkin kütesidir.  $\epsilon_\infty$  ve  $\epsilon_s$  sırasıyla yüksek ve düşük frekans dielektrik sabitleridir.

### 3.2.2. Akustik fonon saçılması

Akustik fonon saçılması 100-200 K orta sıcaklıklarda en önemli sınırlayıcı faktördür. Deformasyon potansiyel çiftlenme ve piezoelektrik çiftlenmeden kaynaklı akustik fononlar bu sıcaklıklarda baskın saçılma mekanizmasıdır [97].

Akustik fononların enerjisi çok düşüktür ve saçılma ise elastiktir. Böyle sistemlerde, akustik fonon saçılması hem deformasyon potansiyel saçılması hem de piezoelektrik saçılmasından meydana gelir [98].

$$\mu_{DP} = \frac{16\rho e u_l^2 \hbar^3}{3\mathcal{E}^2 k_B T m_e^* b} \frac{1}{J_{DP}(k)}. \quad (3.12)$$

Eş. (3.12), deformasyon potansiyel saçılması ile ilgili hareketlilik bileşenini verir. Burada  $\rho$  kristal yoğunluğu ve  $u_l$  boyuna akustik fonon hızıdır,  $\mathcal{E}$  deformasyon potansiyeli iken  $k$  elektron dalga vektörüdür ve  $n_s$  iki boyutlu taşıyıcı yoğunluğu ile  $b$  ise Eş. (3.13)'te verilen Fang-Howard ifadesidir [101].

$$b = \left( \frac{33e^2 m_e^* n_s}{8\epsilon_0 \epsilon_s \hbar^2} \right)^{1/3}, \quad (3.13)$$

$J_{DP}(k)$  integrali ise

$$J_{DP}(k) = \int_0^{2k} \frac{1}{2\pi k^2 (q+q_s)^2 \sqrt{1-\left(\frac{q}{2k}\right)^2}} q^4 dq. \quad (3.14)$$

İntegraldeki  $q_s$ , iki boyutlu ters perdeleme uzunluğudur ve Eş. (3.15)'te olduğu gibi ifade edilir,

$$q_s = \frac{e^2 m_e^*}{2\pi \hbar^2 \epsilon_0 \epsilon_s} F_{11}(q) f(0). \quad (3.15)$$

Bu ifadede  $f(0)$  altbant köşesi olarak adlandırılır ve  $F_{11}(q)$  ise Fang-Howard dalgafonksiyonun form faktörüdür [101].

Piezoelektrik etkiden kaynaklanan saçılmanın hareketlilik ifadesi ise,

$$\mu_{PE} = \frac{\pi \epsilon_0 \epsilon_s \hbar^3 k}{e K^2 k_B T m_e^* J_{PE}(k)}. \quad (3.16)$$

ile verilir ve burada,  $K$  elektromekaniksel çiftlenim katsayısıdır ve aşağıdaki gibi hesaplanır,

$$K^2 = \frac{\epsilon_{LA}^2}{\epsilon_s c_{LA}} - \frac{\epsilon_{TA}^2}{\epsilon_s c_{TA}}. \quad (3.17)$$

$\epsilon_{LA}$  ve  $\epsilon_{TA}$  sırasıyla boyuna ve enine etkin piezoelektrik katsayılar iken  $c_{LA}$  ve  $c_{TA}$  yine sırasıyla boyuna ve enine ortalama elastik sabitlerdir. Eş. (3.16) bağıntısındaki  $J_{PE}(k)$  integrali ise

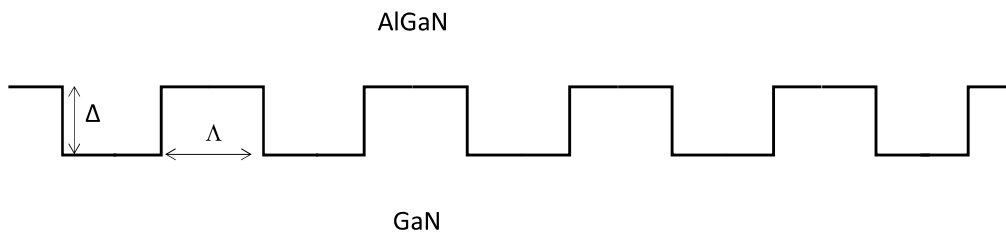
$$J_{PE}(k) = \int_0^{2k} \frac{F_{11}(q)}{4k^2 (q+q_s)^2 \sqrt{1-\left(\frac{q}{2k}\right)^2}} q^3 dq. \quad (3.18)$$

şeklinde verilir. Mattheissen kuralına göre deformasyon potansiyel ve piezoelektrik saçılmaların hareketlilik ifadeleri toplanarak akustik fononlara ait hareketlilik elde edilir,

$$\mu_{AK} = \left( \frac{1}{\mu_{DP}} + \frac{1}{\mu_{PE}} \right)^{-1} \quad (3.19)$$

### 3.2.3. Arayüzey bozukluğu saçılması

Bir çokluyapının arayüzeyi ideal bir atomik katman keskinliğine sahip değildir. İki farklı örgü periyodikliğine sahip katmanın birbiri üzerine büyütülmesi sırasında örgü periyodikliği bozulduğu için arayüzeyde sapsmalar ve dolayısıyla bozulmalar meydana gelir. 2BEG çokluyapıların arayüzeyine çok yakın bir şekilde kuvantum kuyusunda sınırlandıkları için bu geometrik düzensizliklerden oluşan periyodik bozulmalardan etkilenirler ve elektronların hareketliliği çarpıcı bir şekilde azalır. Şekil 3.1’de bir arayüzey için arayüzey bozukluğu saçılma mekanizmasını tasvir etmek için kullanışlı bir şematik gösterim verilmiştir. Bu şematik gösterimde iki farklı örgü sabitine sahip yarıiletken malzemenin birbiri üzerine büyütüldüğü sırada oluşabilecek  $\Delta$  ile verilen arayüzeydeki bozukluğun yan büyüklüğü (İng. lateral size) ve  $\Lambda$  korelasyon uzunluğuna yer verilmiştir. Bu iki ifade 2BEG hareketliliğini sınırlayan arayüzey bozukluğu saçılma mekanizmasının ele alışı kolaylaşmaktadır ve bu ifadeler üzerinden bir çokluyapının arayüzey bozukluğunun ne derece olduğu tahmin edilebilir.



Şekil 3.1. Bir arayüzey için arayüzey bozukluğu saçılma mekanizmasını ele alınışını kolaylaştıran arayüzey bozukluğunu tanımlamda kullanılan  $\Delta$  arayüzeydeki bozukluğun yan büyüklüğü ve  $\Lambda$  korelasyon uzunluğu

Arayüzey bozukluğu saçılması özellikle düşük sıcaklıklarda iki boyutlu taşıyıcıların hareketliliğini etkileyen önemli saçılma mekanizmalarından biridir. Aynı zamanda yarıiletken çokluyapılarda kritik bir sorundur [102]. Arayüzey bozukluğunun 2BEG hareketliliği üzerine olan etkileri dar kuyularda daha fazla öne çıkarken AlGaN/GaN çokluyapılarda 2BEG taşıyıcı yoğunluğunun çok yüksek olmasından dolayı arayüzeydeki

elektronların mevcut saçılması daha yüksek olur. Taşıyıcı yoğunluğunun çok yüksek olması arayüzdeki mevcut elektrik alanı şiddetlendirmesiyle elektronların bu arayüzey bozukluğu ile etkileşmesini artırarak saçılmayı da artırabilir.

Arayüzey bozukluğu saçılma mekanizması tarafından sınırlanan 2BEG hareketlilik bileşeni Zanato ve arkadaşları tarafından Eş. (3.20)'de verildiği gibi bildirilmiştir [99],

$$\mu_{AB} = \left( \frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s}{n_s\Delta\Lambda} \right)^2 \frac{\hbar^3}{e^3 m_e^*{}^2} \frac{1}{J_{ab}(k)}. \quad (3.20)$$

Burada  $\Delta$ , bozukluğun yan büyüklüğü ve  $\Lambda$  korelasyon uzunluğu Şekil 3.1'de verilmiştir ve bu ifadelerin değerleri deneysel ve teorik karşılaştırmalar yoluyla bulunur.  $J_{ab}(k)$  integrali,

$$J_{ab}(k) = \int_0^{2k} \frac{e^{-q^2\Lambda^2/4}}{2k^3(q+q_s)^2 \sqrt{1-(\frac{q}{2k})^2}} q^4 dq. \quad (3.21)$$

$q_s$ , perdeleme sabiti ise,

$$q_s = \frac{e^2 m_e^*}{2\pi\hbar^2\varepsilon_0\varepsilon_s} F(q). \quad (3.22)$$

İlgili form faktörü,

$$F(q) = \int_0^\infty dz \int_0^\infty dz' [f(z)]^2 [f(z')]^2 e^{-q|z-z'|}. \quad (3.23)$$

### 3.2.4. Safsızlık saçılması

İki boyutlu taşıyıcılar için safsızlık saçılması iki kısımda incelenebilir: arayüzey yüklerinden kaynaklanan iyonize safsızlık saçılması veya arka plan safsızlık saçılması. Bu tür bir saçılma mekanizması istenmeyen katkı yapılarla ilgilidir; bir diğeri ise modülasyon katkılı çokluyapılarla ilgilidir ve uzak vericilerden kaynaklanan iyonize safsızlık saçılması olarak adlandırılır. Çoğu AlGaIn/GaN çokluyapıları katkısız yapılardır. Bu durumda, sadece istenmeyen katkı veya arka plan safsızlıklar göz önünde bulundurulur.

Tez kapsamında incelenen çokluyapılar hem n-tipi katkılı AlGaN bariyer katmanı hem de katkısız AlGaN bariyer katmanı içermektedir. Dolayısıyla, katkısız GaN üzerine büyütülen çokluyapılarla ilgili bu tez dâhilindeki hesaplamalarda arka plan safsızlıklardan kaynaklanan arkaplan safsızlık saçılması kullanılırken katkılı AlGaN bariyer katmanına sahip çokluyapılarda hem uzak vericilerden kaynaklı iyonize safsızlık saçılması hem de arkaplan safsızlık saçılması göz önüne bulundurulmuştur.

GaN katmanında veya 2BEG yakınında bulunan safsızlıklar elektronların saçılmasına neden olur. Arkaplan safsızlık saçılması tarafından sınırlanan 2BEG hareketlilik bileşeni Eş. (3.24)'te olduğu gibi ele alınır [100],

$$\mu_{AS} = \frac{8\pi\hbar^3\epsilon^2 k_F^2 I_B(\beta)}{e^3 m_e^{*2} N_{AS}}. \quad (3.24)$$

Buradaki  $\epsilon$ , GaN'ün dielektrik sabitidir.  $k_F$  ise eşitlikte verildiği gibi iki boyutlu taşıyıcı yoğunluğuna bağlı Fermi yüzeyindeki dalga vektörüdür,

$$k_F = \sqrt{2\pi n_s}. \quad (3.25)$$

Burada,  $N_{AS}$ , 2- boyutlu arka plan safsızlık yoğunluğudur ve literatürdeki üç boyutlu arka plan safsızlık yoğunlukları eşitlik ile iki boyutlu arka plan safsızlık yoğunluğuna çevrilebilir.

$$N_{AS} = Z_0 N_d. \quad (3.26)$$

$Z_0$ , etkin kuyu genişliği iken  $N_d$  üç boyutlu arka plan safsızlık yoğunluğudur.

Eş. (3.24)'teki  $I_B(\beta)$  integrali ise

$$I_B(\beta) = \int_0^\pi \frac{\sin^2 \theta}{(\sin \theta + \beta)^2} d\theta, \quad (3.27)$$

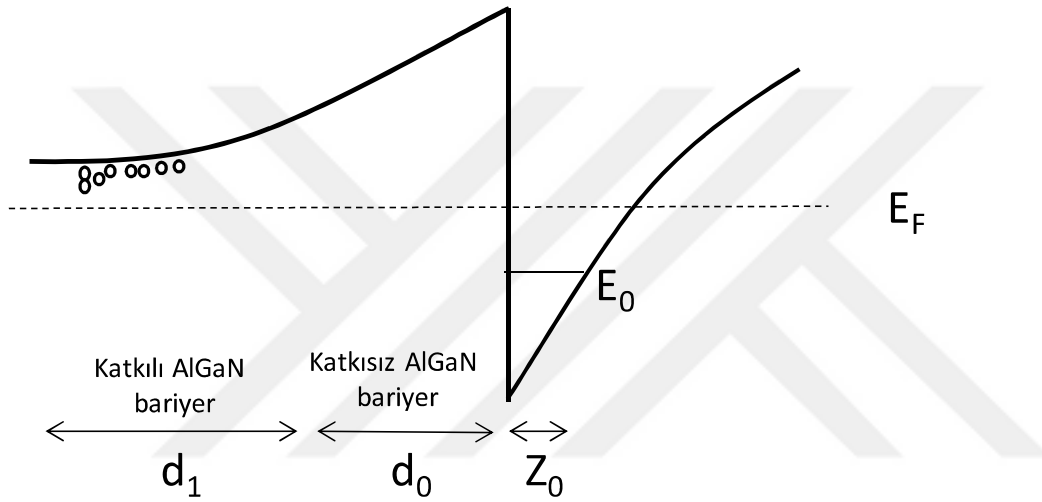
ile verilir. İntegraldeki  $\beta$  ifadesi,

$$\beta = S_0/2k_F \quad (3.28)$$

Burada  $S_0$ , perdeleme sabitidir ve Eş. (3.29)'da olduğu gibi ifade edilir,

$$S_0 = \frac{e^2 m_e^*}{2\pi\epsilon\hbar^2} \quad (3.29)$$

Eş. (3.24) ve diğer ifadelerden açıkça görülmektedir ki arka plan safsızlık saçılması sıcaklıktan bağımsızdır.



Şekil 3.2. Si katkılı bir AlGaIn bariyer katmanına sahip AlGaIn/GaN çokluyapısına ait enerji ve iletkenlik band diyagramı.

Katkılı çokluyapılarda arka plan safsızlık saçılmasının yanı sıra uzak vericilerden kaynaklanan safsızlık saçılması da göz önünde bulundurulur. Düşük sıcaklıklarda, 2BEG hareketliliği 2BEG'in oluştuğu kuyudan Şekil 3.2'de gösterildiği gibi ince bir katkısız katman ile ayrılmış katkılı bariyerdeki uzak vericilerden dolayı sınırlanabilir. Şekil 3.2'de verilen  $d_1$  katkılı AlGaIn bariyer katmanının kalınlığı iken  $d_0$  katkısız AlGaIn bariyer katmanının kalınlığını göstermektedir.  $Z_0$  ise kuantum kuyu genişliğidir. Bu uzaktan vericiler kaynaklı saçılma mekanizmasının sınırladığı elektron hareketliliği Eş. (3.30) bağıntısı ile hesaplanabilir,

$$\mu_{UVS} = \frac{64\pi\hbar^3 \epsilon S_0^2 (2\pi n_s)^{3/2}}{e^3 m_e^*} \left[ \frac{1}{(Z_0 + d_0)^2} - \frac{1}{(Z_0 + d_0 + d_1)^2} \right]^{-1} \quad (3.30)$$

Burada  $\epsilon$  kristalin dielektrik sabiti,  $\hbar$  indirgenmiş Planck sabiti ve  $d_0$  kuantum kuyu ile katkılı bariyer katmanı arasındaki katkısız katmanın kalınlığı ve  $d_1$  katkılı bariyerin katman

kalınlığıdır. Perdeleme sabiti  $S_0$  dejenere olmayan durum için  $n_s$ 'nin ve örgü sıcaklığının bir fonksiyonudur. Bu fonksiyon Eş. (3.31) bağıntısı ile ifade edilir,

$$S_0 = \frac{e^2 n_s}{2\epsilon kT} \quad (3.31)$$

ve dejenere durum için  $S_0$  ise Eş. (3.29) bağıntısı ile aynı ifadeye sahiptir,

$$S_0 = \frac{e^2 m_e^*}{2\pi\epsilon\hbar^2} \quad (3.29)$$

Uzak vericilerden kaynaklı safsızlık saçılması sadece düşük sıcaklıklarda etkili olduğu için,  $S_0$  için dejenere durum kullanılmalıdır.

### 3.2.5. Alaşım düzensizliği saçılması

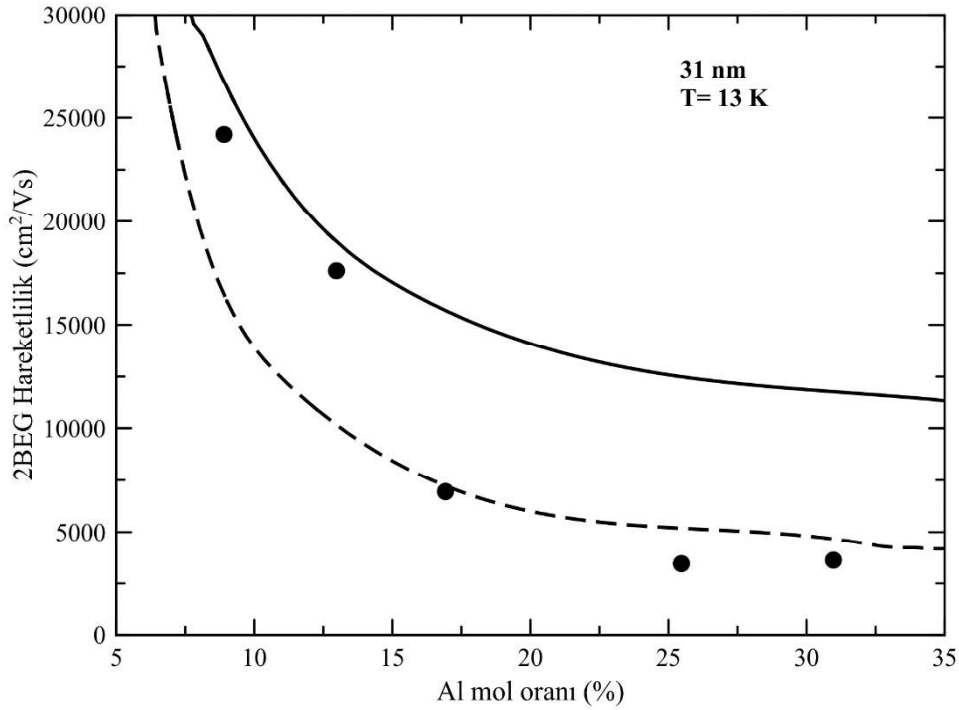
Bir alaşımın yarıiletken malzemede kullanılması bilindiği gibi elektronları saçan, bozukluğa yol açan potansiyel dalgalanmaları nedeniyle kalıcı bir elektriksel dirence neden olur. GaN gibi ikili bileşiklerin özelliklerinden farklı olan alaşımlarda alaşımı meydana getiren atomların kristal içerisinde rastgele dağılması sonucu oluşan potansiyel dalgalanmalar saçılma mekanizması modellerinde elektronları saçan bir örgü potansiyeli ile tanımlanırlar. Bu alaşım potansiyeli  $U_{AL}$  olarak ifade edilir.

AlGaN/GaN çokluyapıların arayüzeyinde biriken elektronların AlGaN bariyer katmanına yakın bir şekilde biriktikleri bilinmektedir. Arayüzeyin bu kısmındaki iletkenlik bandı düzensizliği tarafından saçılan elektronlar alaşım düzensizliği saçılma mekanizması ile incelenir. 2BEG elektronun dalga fonksiyonu AlGaN bariyer katmanına sızdığı için bu yerel potansiyel dalgalanması alaşım düzensizliği saçılmasına neden olur. Düzensizliğin mertebesi ise Al mol oranına ve bu mol oranının elektron hareketliliği üzerine etkisi ile ilişkilidir.  $Al_xGa_{1-x}N$  gibi bir üçlü alaşım için Kearney ve Horrell tarafından alaşım düzensizliği saçılma mekanizması ile sınırlanan elektron hareketliliği ifadesi Eş. (3.32) bağıntısı ile verilmektedir [103],

$$\mu_{AL} = \frac{16}{3b} \frac{e\hbar^3}{x(1-x)m_e^*{}^2 \Omega_0 U_{AL}^2} \quad (3.32)$$

Burada  $x$  alaşım mol oranı,  $\Omega_0$  bir atom başına işgal edilen hacim ve  $U_{AL}$  alaşım potansiyeli,  $b$  parametresi ise Eş. (3.13)'te verilen Fang-Howard ifadesidir.

Alaşım düzensizliği saçılma mekanizması ile ilgili yapılan incelemelerde  $U_{AL}$  alaşım potansiyeli olarak GaN ve  $Al_xGa_{1-x}N$  arasındaki iletkenlik band uzantı (İng. band-offset) değeri, enerji band aralık değerleri arasındaki fark ve elektron ilgileri arasındaki fark kullanılmaktadır.



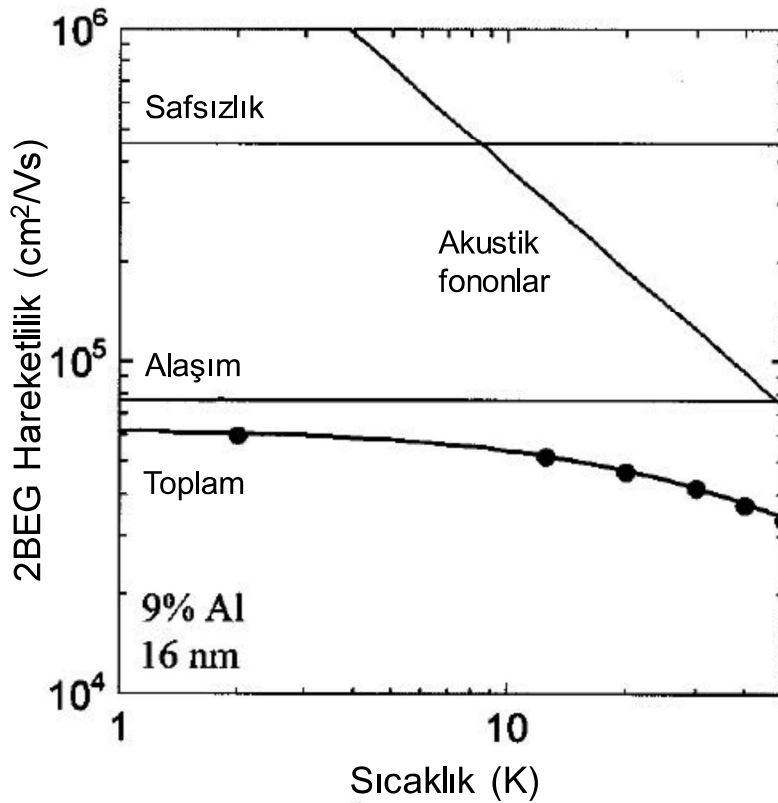
Şekil 3.3. 31 nm kalınlığındaki bir  $Al_xGa_{1-x}N$  bariyerin Al mol oranına bağlı 2BEG hareketliliği [106]

Şekil 3.3'te bir  $Al_xGa_{1-x}N/GaN$  çokluyapısında  $Al_xGa_{1-x}N$  bariyerin Al mol oranına bağlı olarak değişen 2BEG hareketliliği verilmiştir. Al mol oranı arttıkça hareketliliğin azaldığı hem deneysel sonuçlarda hem de hesaplamalı sonuçlarda görülmektedir.

İnce bir AlN arakatmanın  $Al_xGa_{1-x}N$  bariyer katmanı ve GaN kanal katmanı arasında kullanılmasıyla alaşım düzensizliği saçılma mekanizmasının 2BEG hareketliliği üzerindeki etkileri minimize edilmiştir. Bu nedenle AlN arakatmanın olduğu çokluyapılarda bu saçılma mekanizması genellikle göz önünde bulundurulmamaktadır [104, 105].

Toplam elektron hareketliliği, etkin saçılma mekanizmalarının sınırladığı elektron hareketliliklerinin Matthiesen kuralına göre toplanmasıyla elde edilebilir,

$$\mu_{toplam} = \left( \frac{1}{\mu_{PO}} + \frac{1}{\mu_{DP}} + \frac{1}{\mu_{PE}} + \frac{1}{\mu_{AB}} + \frac{1}{\mu_{AS}} + \frac{1}{\mu_{UVS}} + \frac{1}{\mu_{AL}} \right)^{-1}. \quad (3.33)$$



Şekil 3.4. 16 nm kalınlıklı ve %9 Al mol oranına sahip bir Al<sub>0,09</sub>Ga<sub>0,91</sub>N/GaN çokluyapısı için 2BEG hareketliliğinin sıcaklığa bağlı değişimi [106, 107]

Şekil 3.4, 16 nm kalınlıklı ve %9 Al mol oranına sahip bir Al<sub>0,09</sub>Ga<sub>0,91</sub>N/GaN çokluyapısına ait deneysel olarak ölçülen 2BEG hareketliliğinin sıcaklığa bağlı değişimini ve bu değişimin saçılma analizi ile incelenmesini göstermektedir. Şekil 3.4'te görülen noktasal veriler deneysel sonuçlara aittir ve çizgi ile gösterilenler bu bölümde verilen saçılma mekanizmalarından alaşım düzensizliği saçılması, akustik fonon saçılması ve safsızlık saçılması gibi saçılma mekanizmalarının sınırladığı hareketlilik bileşenlerini ve toplam hareketliliği göstermektedir. Şekil 3.4'te verilen toplam hareketlilik Eş. (3.33)'da olduğu gibi Matthiesen kuralı ile hareketliliğin alaşım düzensizliği, akustik fonon ve safsızlık saçılma mekanizması bileşenleri ile toplanmış hâlidir. Bu tez çalışması dahilinde incelenen

*in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonlu ve bu pasivasyonu içermeyen AlGaIn/GaN çokluyapıların saçılma analizi Şekil 3.4'te olduğu gibi ele alınmıştır ve Bölüm 6'da bu saçılma analizinin sonuçları sunulmuştur. Böyle bir saçılma analizinin yapılması *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonunun farklı çokluyapılarda hangi saçılma mekanizması bileşenleri üzerinden 2BEG hareketliliğine etki ettiğini ortaya çıkarabilir.



## 4. YÜKSEK ALAN İLETİMİ

GaN temelli yarıiletkenlerin geniş yasak band aralığı enerjisine sahip olmaları bu malzemelerin kırılma elektrik alanı dayanıklılıklarının Si veya GaAs gibi nitrür temelli olmayan yarıiletkenlerden çok daha yüksek olmalarını garantiler. Bu da ilkesel olarak güç yükselteçlerinde çok daha yüksek çıkış gücü yoğunluğu sağlamalarına olanak tanır. Buna ilaveten bu yarıiletkenlerin sahip oldukları yüksek elektron hızı ve düşük dielektrik sabitleri bu malzemelerden yapılan elektronik aygıtların daha yüksek frekans performansına ulaşmalarına yol açar. Bu yüksek güç ve yüksek frekans performans özellikleri bu yarıiletkenlerin yüksek elektrik alanlar altında çalıştıklarını ve çalışmaları gerektiğini gösterir. Dolayısıyla GaN temelli aygıtların yüksek elektrik alanlar altında iletim özelliklerini incelenmesi kritik öneme sahiptir. Yüksek alanlardaki iletim özellikleri ile ilgili yapılan çok sayıda teorik ve deneysel çalışmalara karşın GaN temelli yarıiletkenlerin yüksek alan iletim özellikleri hakkında üretilen bilgi sınırlı kalmıştır [108-120]. Yüksek alan iletim özellikleri arasında GaN temelli yarıiletkenlerde en önemli olgulardan biri olan negatif diferansiyel direnç (NDD) olgusu şimdiye dek deneysel olarak sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiklerinde henüz gözlenememiştir. Bu tez çalışmasında yapılan deneysel çalışmalar sonucunda AlGaIn/GaN çoklu yapıların elektrik alana bağlı sürüklenme hızı karakteristiklerinde NDD olgusu başarıyla tam olarak gözlenmiştir. Tezin bu bölümünde NDD olgusuna değinilecek ve öncesinde ise yüksek elektron iletimi ve dinamiğinin temelleri ele alınacaktır.

### 4.1. Yüksek Alan İletiminin Temelleri ve Sıcak Elektronlar

Yeterince düşük elektrik alanlarda, elektronlar alandan dolayı bir enerji kazanırlar ve bu enerji elektron ısı enerjisi karşısında ihmal edilebilir. Böylece, elektronlar ve örgünün ısı olarak dengede olduğu ve elektronların enerji dağılım fonksiyonunun bundan etkilenmediği kabul edilir. Elektron saçılma olasılıkları elektron enerji fonksiyonları olduğu için hareketlilik, alandan bağımsızdır ve Ohm yasasına uymaktadır. Bir önceki bölümde, düşük alan iletimi ele alınırken ve saçılma mekanizmaları incelenirken bunlar göz önüne alınmıştı. Ancak, yüksek elektrik alanlar altında, elektronların alandan kazandığı enerji ihmal edilebilecek düzeyde değildir. Elektronlar her saçılma olayında bu enerjiyi tamamen dağıtamazlar yani örgüye aktaramazlar. Bundan dolayı elektronların ortalama enerjisi artar

ve dağılım fonksiyonları ısıl dengeden farklı olur. Elektronların ortalama kinetik enerjisi dengedeki ortalama enerjiden büyük olduğunda, bu elektronlar dengede olmayan elektronlar olarak düşünülür ve bu yük taşıyıcısı elektronlar sıklıkla sıcak elektronlar olarak adlandırılırlar. Bu durumda, yüksek elektrik alanlarda yani sıcak elektron rejiminde düşük alanlardaki elektron iletiminin karakteristiği önemli ölçüde değişebilir ve düşük alan sonuçlarında beklenmeyen olgular meydana gelebilir. Örneğin, elektronlar Ohm yasasına uymayabilir, aktarılmış elektron etkisi oluşabilir.

Isıl denge koşullarında, bir yarıiletkendeki elektronların sıcaklığı  $T_e$  örgü sıcaklığı olan  $T_o$  ile aynı olarak düşünülür. Yüksek bir elektrik alan altında elektronların enerji kazanması sebebiyle sıcaklıkları uzun süre  $T_o$  ile karakterize edilemez. Bunun sonucunda sıcak elektronların denge durumunda değillerdir ve onların dağılım fonksiyonu bir Maxwellyen veya bir istatistiksel sıcaklığa ( $T_e \gg T_o$ ) sahip bir Fermi-Dirac dağılımı ile ifade edilebilir,

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T_e}\right)} \quad (4.1)$$

Böyle yüksek bir elektrik alan varlığında elektronların kazandığı ortalama enerji ve momentum ortalama ısıl enerjinin ( $k_B T$ ) üzerindedir. Bu durumda, elektronların daha yüksek enerji durumlarını işgal etmesinin bir sonucu olarak da Eş. (4.1)'de gösterildiği gibi elektronların dağılım fonksiyonu denge durumundan sapar.

Sıcak elektronlara dair ilk çalışmalar 1940'lı yıllarda yalıtkanlara yüksek elektrik alanlar uygulanarak dielektrik kırılma yani bir dielektriğin yalıtkanlık özelliğini kaybetmesi ve iletkeneye dönüşmesinin anlaşılmasına yönelik yapılan çalışmalar olmuştur. Kırılma olayına dair ilk açıklama von Hippel ve Fröhlich tarafından geliştirildi [121, 122]. Onlar bu olayın elektronların polar optik fonon ile etkileşmesi aracılığıyla örgüyle değiş tokuş yapabileceğinden daha fazla enerjiyi elektrik alandan dolayı kazandıklarını ve eninde sonunda elektronların etki iyonizasyonu vasıtasıyla bir çığ süreci başlatacağını yani aşırı sayıda elektronun hızlanacağını düşündüler. Teoride kutuplu bir malzemede enerji durulma mekanizmasının polar optik fononların emisyonu olduğu düşüncesi ve Fröhlich tarafından analiz edilen saçılma oranı bugün de hâlâ geçerlidir. Ancak, kırılmaya dair yapılan açıklama enerji akma yolunun yüksek enerjilere doğru dayanıklı olan bir deformasyon potansiyeli aracılığıyla optik fonon etkileşmesi tarafından giderildiği için geçerli değildir. Bu nedenle,

kırılma von Hippel ve Frönlich'in beklediğinden daha karmaşık bir mekanizmadır. Böyle olsa da, polar optik fonon saçılmasından kaynaklı bir enerji akış yolu fikri sıcak elektronlarla ilişkili kararsızlıkların ilk örneğini sağlar.

Sıcak elektron etkilerinin detaylı anlaşılması 1947 yılında transistörlerin icat edilmesiyle yarıiletkenlerin çalışılmasıyla gelişmiştir. Germanyum'da doğrusal olmayan I-V karakteristiklerini ölçen Ryder ve Shockley'in deneyleri ile sıcak elektron özelliklerinin deneysel incelemeleri 1951 yılında başlamıştır [123, 124]. Sonraki 30 yıl içinde, yığın yarıiletkenler ve yarıiletken aygıtlar üzerine araştırmalar yoğunlaşmıştır. Bu dönemde, NDD ile ilişkili yüksek alan etkileri ve yüksek akım filamanların oluşumu ve safsızlık bariyeri, vadi içi aktarım gibi değişik NDD mekanizmaları geniş bir biçimde incelendi. Sıcak elektron etkilerinin ilk teorik çalışması Maxwell dağılım fonksiyonu gibi basitleştirilmiş yaklaşımlar kullanılarak Boltzmann denkleminin çözümü üzerine yoğunlaşmıştır [125]. Ancak, çoğu durumda, dengede olmayan dağılım fonksiyonları bir sıcaklık ile karakterize edilemez ve Boltzmann denklemi analitik olarak çözülemez. Monte Carlo ve iteratif yöntemler gibi numerik tekniklerin kullanımına izin veren yüksek hızlı bilgisayarlar ile bu sınırlamanın üstesinden gelinmiştir [126]. Günümüzde, Monte Carlo yöntemi dağılım fonksiyonunun biçimini hesaplayabilmesi sayesinde sıcak elektron çalışmalarında yaygın bir şekilde kullanılmaktadır.

Son birkaç on yılda MBE, MOCVD ve elektron demet litografi gibi kristal büyütme ve fabrikasyon tekniklerinde yaşanan gelişmeler sayesinde sıcak-taşıyıcı etkilerindeki inceleme süreci yığın yarıiletkenlerden düşük boyutlu yapılara doğru gelişmiştir. Sıcak-taşıyıcı etkilerin düşük boyutlu yapılarda kullanılabilir hâle sokulması ise sıcak taşıyıcıları ihtiva eden rezonant tünellemeli diyotlar gibi çok sayıda yeni aygıtın geliştirilmesine yol açan nanometre ölçeğindeki yarıiletken yapıların kullanılmasına olanak tanımıştır. Bunun yanı sıra, sıcak taşıyıcıların gerçek uzay aktarımı ve balistik iletim gibi yeni iletim olgularının düşük boyutlu yapılarda gözlenmesi bu yapılarda sıcak taşıyıcılara olan ilgide bir patlama yaşanmasına yol açmıştır.

#### **4.2. Yüksek Alan İletiminde Enerji Kaybı Mekanizmaları**

Yüksek alan iletimini değerlendirmek amacıyla dağılım fonksiyonunun çözülmesi gerekir. Bu iş için genellikle Monte Carlo yöntemi gibi numerik teknikler gereklidir. Ancak, yüksek

hassasiyet önemli değilse, daha basit bir analitik yaklaşım olan taşıyıcı sıcaklığı modeli sıcak-elektron iletimine niteliksel bilgi sağlamada sıklıkla kullanılmaktadır. Bu modele göre, taşıyıcılar elektrik alandan enerji kazanır ve kararlı bir duruma ulaşmak için hem akustik hem de optik fononların emisyonu vasıtasıyla bu enerjuyu örgüye dağıtır. Yüksek  $F$  elektrik alanlar altında, alandan gelen enerji girdisi hızlıdır, taşıyıcı sıcaklığı yeni bir dengeye ulaşana kadar yükselir. Taşıyıcı sıcaklığı yüksek alanlar altında artık dengede olmayan taşıyıcıların sıcaklığına işaret eder. Sonra, yeni kararlı durum koşulu altında, taşıyıcı sıcaklığı ki elektronların baskın olduğu bir sistemde elektron sıcaklığı  $T_e$  örgü sıcaklığı  $T_o$ 'nun üzerindedir ve alandan gelen enerji girdi oranı  $P$  örgüye aktarılan ortalama enerjiye  $\langle dE/dt \rangle$  tam olarak eşittir,

$$P = e\mu F^2 = \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle \quad (4.2)$$

Bu model elektrik alan yönünde kazanılan momentumun elektronların birbiriyle çarpışması ile rastgele olduğunu kabul eder. Bu varsayım elektron-elektron saçılmanın baskın olmasını garanti etmek için yeterince yüksek elektron yoğunluğunu (tipik olarak  $>10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) gerektirir. Bu durum net enerji kaybı olmaksızın sıcak-elektron sistemindeki enerjinin yeniden dağılımına yol açar ve bir Maxwell dağılım fonksiyonu üretir.

Alana bağlı iletim, elektron sıcaklığı yaklaşımı sayesinde momentum ve enerji denge denklemleri kullanılarak değerlendirilebilir. Dengede olmayan elektronlar için hareketlilik ve difüzyon gibi elektron enerjisine bağlı tüm özellikler bu elektronların yüksek ortalama enerjisinden etkilenirler. Bir elektrik alan varlığında bir elektronun enerjisindeki artış saçılma mekanizmalarını önemli ölçüde etkiler, saçılma mekanizmaları da elektron enerjisine bağlı olduğu için dinamik durum temel olarak doğrusal değildir, muhtemelen de kararsızdır [127]. Bu durum temsili bir elektronun momentum ve enerji korunumunu tanımlayan temel dinamik denklemleri ile oldukça basit bir şekilde ele alınabilir [128],

$$\begin{aligned} \frac{d(m_e^* v_d)}{dt} &= eF - \frac{m_e^* v_d}{\tau_m} \\ \frac{dE}{dt} &= eF v_d - \frac{E - E_0}{\tau_E} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Burada  $v_d$  sürüklenme hızı,  $E$  elektron enerjisi,  $E_0$  alanın olmadığı durumdaki enerji,  $\tau_E$  ve  $\tau_m$  sırasıyla enerji durulma zamanı ve momentum durulma zamanıdır.  $\tau_E$  ve  $\tau_m$ 'nin her ikisi de enerjiye bağlıdır ve bu nedenle elektron sıcaklığı  $T_e$ 'ye de bağlıdır. Bu denklemler sürüklenme hızı ile doğrudan bağlantılı iken etkin kütle  $m_e^*$  ve zaman sabitlerinin enerji bağımlılıkları ile dolaylı olarak bağlantılıdır. Kararlı durumda,

$$v_d = \frac{e\tau_m}{m^*} F = \mu F \quad (4.4a)$$

$$E = E_0 + \frac{(eF)^2 \tau_m \tau_E}{m^*} \quad (4.4b)$$

Burada  $\mu$  etkin kütle ve momentum durulma zamanının enerji bağılılığı boyunca alana bağlı hareketliliğidir.

Eş. (4.2) kullanılarak ve  $f(T_e) = \langle \frac{dE}{dt} \rangle$  gibi bir fonksiyon tanımlayarak, Eş. (4.3)'ün kararlı bir durumdaki parabolik bir band için çözümü şöyle olur,

$$v_d = \frac{e\tau_m}{m_e^*} F = \mu(T_e) F. \quad (4.5a)$$

$$eF v_d = \langle \frac{dE}{dt} \rangle = f(T_e). \quad (4.5b)$$

Eş. (4.5) yeniden düzenlendiğinde,

$$F = \{f(T_e)/e\mu(T_e)\}^{1/2} \quad (4.6a)$$

$$v_d = \{f(T_e)\mu(T_e)/e\}^{1/2} \quad (4.6b)$$

Eş. (4.6) bize elektrik alana ve sürüklenme hızına elektron sıcaklığını ilişkilendiren bir bağıntı verir. Böylece elektrik alanın bir fonksiyonu olarak sürüklenme hızı çıkarılabilir.

Enerji durulma zamanları sıcak elektronların iletim özelliklerinin belirlenmesinde oldukça önemlidir. Bir kutuplu malzemedeki elektronlar için enerji durulma mekanizması akustik ve optik fononların emisyonudur. Çok düşük elektron sıcaklıklarında, baskın enerji durulma süreci akustik fonon emisyonu ile olur. Akustik fonon emisyonundan dolayı enerji kaybı oranı optik fonon emisyonunkinden çok daha düşüktür ve yüksek sıcaklıklarda doyma eğilimindedir. Bu momentumun korunumu tarafından yasaklanan büyük dalga vektörü

(yüksek enerji) akustik fononların emisyonundan dolayı olur. Daha yüksek elektron sıcaklıklarında, optik fonon emisyonu enerji kaybından fazlasını alır. Akustikten optik fonon emisyonuna geçişin olduğu elektron sıcaklığı optik fonon enerjisi ile belirlenmektedir. Örneğin, GaAs yarıiletken malzemesinde optik fonon enerjisi yaklaşık 36 meV'tur ve bu geçiş 30 ila 50 K arasındaki bir elektron sıcaklığında gerçekleşir.

Kutuplu malzemedeki sıcak elektron iletimini belirleyen en önemli saçılma mekanizması boylamsal polar optik fononlar ile olan etkileşmedir. Kuantum kuyularda, optik fononlar ile kuyu içinde sınırlanan elektronlar arasındaki etkileşme optik modların sınırlanması da dahil olduğu için daha karmaşıktır. Aşırı kuantum sınırında, sıcak elektronların saçılmasının en düşük altbanda sınırlandığı yer, altbandlar arası saçılma arayüzey modunu destekler ( $q_z \approx 0$  optik fononun dikey dalga vektörüdür). Çünkü bu büyütme yönü boyunca yani dikey yönde momentum korunumunu sağlar [129]. Buna ilaveten, kılavuzlu mod ile etkileşimin gücü daha dar kuyuda azalırken arayüzey modundan dolayı saçılma oranı azalan kuyu genişliği ile hızlıca artacaktır. En düşük altbandında sınırlanan elektronlar için enerji durulma zamanı sıcak elektronları ve fononları içeren aşağıdaki varsayımların uyarlanmasıyla Ridley ve diğerleri tarafından verilmiştir [130],

- Bir Maxwell dağılım üretmesi için elektron-elektron saçılmasının yeterince güçlü olduğunu garanti etmek için taşıyıcı yoğunluğu yeterince yüksek olmalıdır.
- Tek bir parabolik band kabul edilir ve elektronlar derin bir kuyuda sınırlanmıştır.
- Dejenere olmayan bir istatistik kabul edilir ve bu nedenle Pauli dışarlama ilkesi yok sayılır.
- Fonon dağılımının düz olduğu, dalga vektöründen bağımsız olduğu varsayılır. Fonon işgal sayısı  $q = (2m^* \hbar \omega_0)^{1/2} / \hbar$  ile verilen  $q$  dalga vektörü için faz-uyumlu modun işgal oranı ile belirlenir.
- Bir optik fononun yaşam ömrünün dalga vektöründen bağımsız olduğu varsayılır ve bu faz-uyumlu mod için olanla belirlenir.
- Optik fononla etkileşen elektronlar aynı kuantum kuyusuna sınırlanmış olmalıdır.

Sonra boylamsal optik fonon emisyonu boyunca enerji durulma oranı şöyle ifade edilebilir [131],

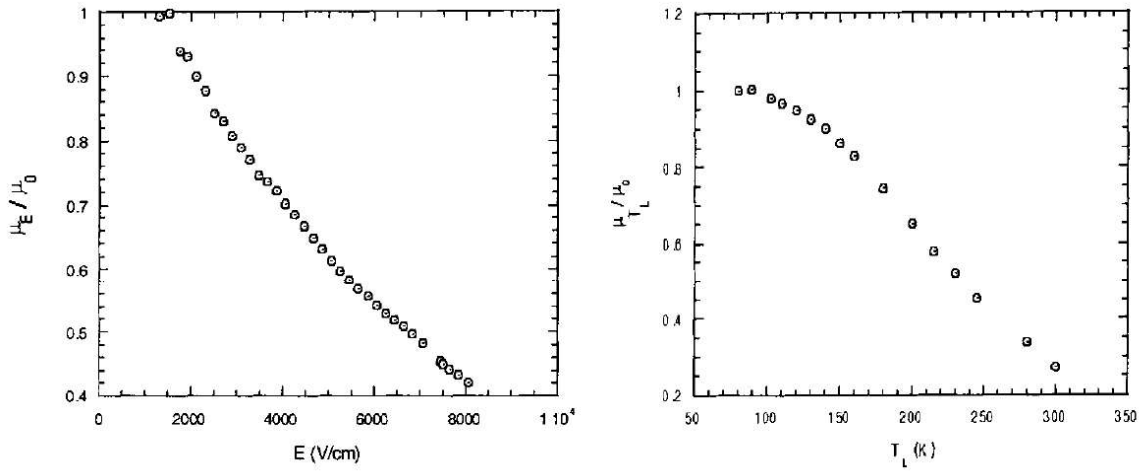
$$P = \frac{\hbar\omega_0}{\tau_0} \left[ \exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{k_B T_e}\right) - \exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{k_B T_0}\right) \right]^{-1} \quad (4.7)$$

Burada  $\hbar\omega_0$  optik fonon enerjisidir. Elektron-boylamsal optik fonon etkileşmesi için karakteristik zaman sabiti  $\tau_0$  Eş. (4.8) ile verilmiştir,

$$\tau_0 = \frac{e^2\omega_0}{2\pi\hbar} \left( \frac{m^*}{2\hbar\omega_0} \right)^{1/2} \left( \frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \right) \quad (4.8)$$

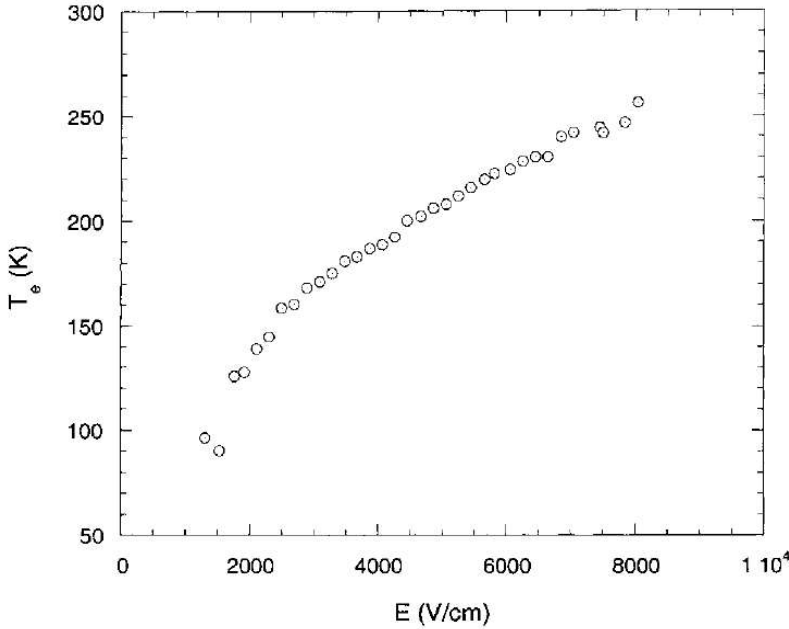
### 4.3. Elektron Sıcaklığının Hareketlilik Karşılaştırma Yönteminden Çıkarılması

Enerji kaybı mekanizmalarının incelenmesi için öncesinde sıcak elektronların sıcaklığının deneysel ölçümlerden çıkarılması gerekir. Enerji kayıp oranlarının hesaplanması için güç denge denklemleri kullanılırken elektron sıcaklığı Shubnikov-de Haas osilasyonlarının dahil olduğu bir çok teknik arasından hareketlilik karşılaştırma yönteminden elde edilebilir [131]. Bu yöntem yığın GaN, 2BEG içeren GaAs temelli çokluyapılarda ve AlGaIn/GaN çokluyapılarında daha önce başarılı bir şekilde kullanılmıştır [131, 132-136]. Bu yöntemde sabit bir örgü sıcaklığındaki hareketliliğin elektrik alana bağlılığı ( $\mu_F$ ) ve sabit bir düşük elektrik alandaki hareketliliğin örgü sıcaklığına bağlılığı ölçümleri kullanılır. Bu iki grup ölçüm sonucu düşük alan hareketliliği ve düşük sıcaklık hareketliliğine göre normalize edilir. Elektrik alan ve örgü sıcaklığına karşı normalize hareketlilik değerlerinin birbirleriyle kıyaslanmasıyla elektrik alanın bir fonksiyonu olarak elektron sıcaklığı elde edilir. Balkan ve diğerleri tarafından 2002 yılında yayınladıkları bir çalışmada bir AlGaIn/GaN çokluyapısı için bu hareketlilik karşılaştırma yöntemi ilk defa uygulandı [132]. Bu çalışmada örgü sıcaklığı 77 K baz alınarak örgü sıcaklığı ve elektrik alana karşı çizilen normalize hareketlilik değerleri Şekil 4.1'de verilmiştir. Şekil 4.1'deki iki grafiğin karşılaştırılması ile Şekil 4.2'de olduğu gibi elektrik alana bağlı elektron sıcaklığı grafiği elde edilmiştir.



Şekil 4.1. a) Örgü sıcaklığı 77 K’de alana bağlı elektron hareketliliğinin normalize edilmesi ve b) sıcaklığa bağlı hareketliliğin normalize edilmesi [132]

Şekil 4.2’de elektron sıcaklığının elektrik alanın yaklaşık 1200 V/cm olduğu değerlerde örgü sıcaklığı üzerine çıktığı görülmektedir. Deneylerde en yüksek elektron sıcaklığının ise 8 kV/cm elektrik alan değerinde 260 K’e ulaştığı görülmüştür.



Şekil 4.2. Örgü sıcaklığı 77 K için Şekil 4.1’de verilen normalize hareketlilik grafiklerinin karşılaştırılmasıyla elde edilen elektrik alana bağlı elektron sıcaklığı [132]

Ancak hareketlilik karşılaştırma yönteminin doğruluğunu tam olarak sağlamak için göz önünde bulundurulması gereken bazı varsayımlar vardır [132],

- Taşıyıcı yoğunluğu elektrik alan ile değişmez.
- Elektron-elektron saçılma oranı sıcak elektronların kendi aralarında ısınmasına yol açar, böylelikle dengede olmayan elektron dağılımı örgü sıcaklığından daha yüksek sıcaklık olan bir elektron sıcaklığı tarafından temsil edilebilir.
- Momentum durulma oranının elektron sıcaklığı (elektrik alan) üzerine bağıllığı onun örgü sıcaklığına bağıllığıyla özdeştir. Örgü sıcaklığı ile düşük alan hareketliliğin değişimi, boylamsal optik fonon rejiminde, örgü ile ısı dengedeki elektron ve fononların her ikisi ile birlikte  $\vec{k}$  uzayındaki rastgele dağılmış boylamsal optik fononların emisyonu ve soğurmasını içerir.

Böylece şu koşullar geçerli olmalıdır,

- Yüksek alanlarda dengede olmayan fononlar var olmalıdır,
- Sıcak fononların karakteristik sıcaklığı elektron sıcaklığına yakın olmalıdır
- Yüksek elektrik alanlarda sıcak-fonon dağılımı düşük alanlarda olduğu gibi  $\vec{k}$  uzayında rastgele olmalıdır.

Bu tez çalışması dahilinde pasivasyonlu ve pasivasyonsuz AlGaIn/GaN çokluyapılarda sıcak elektron etkilerinin incelenmesi sırasında enerji kaybı mekanizmalarının incelenmesi öncesinde her bir numune için elektron sıcaklığının elektrik alana bağıllığı hareketlilik karşılaştırma yöntemi kullanılarak elde edilmiştir.

#### 4.4. Negatif Diferansiyel Direnç Olgusu

Yüksek alanlarda akım kararsızlığı ve NDD olgusu III-V grubu yarıiletkenlerde ilk defa 1961 yılında J. B. Gunn tarafından gözlenmiştir [116]. Bir numuneye uygulanan elektrik alan kritik bir değeri aştığında yığın veya çokluyapının akım ya da sürüklenme hızı karakteristikleri elektrik alan artışıyla bir artış yerine azalma eğilimi gösterir. Bu olay NDD olarak adlandırılır ve yüksek kinetik enerjiye sahip elektronların kritik elektrik alan değerinden sonra daha büyük bir elektron etkin kütesine sahip bir üst banda geçiş yapmaları olarak çoğunlukla düşünülmektedir. Bu NDD'nin kaynağı olarak düşünülen aktarılmış elektron etkisi yaklaşımının getirdiği bir açıklamadır. NDD için geçen zaman içinde farklı yaklaşımlarla farklı oluşum mekanizmaları öne sürülmüştür. Ancak yaygın olarak kabul

göreni bu aktarılmış elektron etkisidir. Diğerleri arasında ise yüksek enerjilerde elektronlar için bir negatif etkin kütle tanımlanması vardır. 1962 yılında C. Hilsum ve diğerleri NDD olgusunun vadiler arası bir geçiş mekanizması olarak öngörmüşlerdir [137]. 1965 yılında Hutson ve diğerleri GaAs Gunn diyotların hidrostatik basınca maruz kaldığı bir basınç deneyi düzenlediler ve basıncın artmasıyla NDD'yi tetikleyen eşik voltajının giderek azaldığını buldular [138]. Bu deney vadiler arası elektron aktarım sürecinin Gunn etkisinin fiziğinin temelinde olduğunu ilgi uyandıran bir kanıtını verdi.

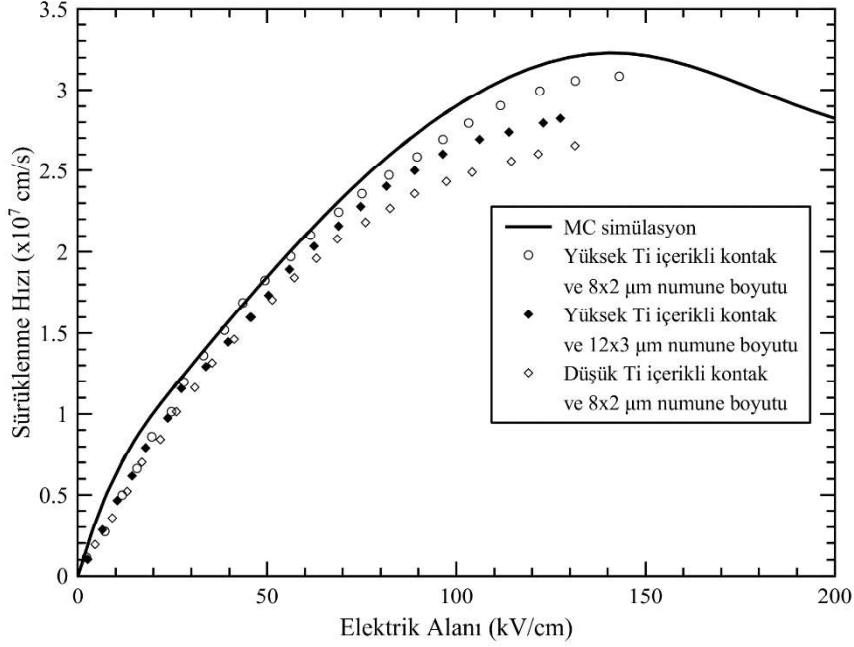
Kutuplu malzemelerin iletkenlik bandı çoklu vadilere ve parabolik olmayan yapılara sahiptir. Kritik bir kinetik enerji ile elektronlar düşük enerji seviyesindeki bandlardan daha yüksek enerji seviyesindeki bandlara geçiş yapabilir. Bu geçişte, üst enerji seviyesindeki band için elektron etkin kütlelerinde bir artış olur ve bu artış sonucu sürüklenme hızı azalır, NDD olgusu görünür. Bu kritik kinetik enerjiye harici bir elektriksel ısıtma veya optik uyarımadan elde edilir. Collins ve diğerleri GaAs yarıiletken malzemesinde pikosaniye lazer aydınlatma (irradiasyon) tarafından indüklü boylamsal optik fononların popülasyonlarında ani bir düşme keşfettiler. Bu düşüş  $\Gamma$  vadisinden X vadisine olan elektron geçişinin boylamsal optik fononlardan daha hızlı olduğunu doğrudan gösteriyordu [139]. Bunun yanı sıra, J. Shah'ın pikosaniye altı foto-uyarma deneyleri L vadisinden  $\Gamma$  vadisine elektronların dönme sürecinin yavaş ve  $\Gamma$  vadisindeki elektronların yoğunluğuna bağlı olduğunu buldu [140]. Heiblum ve diğerleri AlGaAs/GaAs çokluokleme sahip bir tünellemeli sıcak-elektron transfer yükseltici aygıt tasarladılar ve sıcak elektronların 0,03 ps geçiş zamanı ile L üst vadisine balistik geçişini gözlemlədiler [141]. GaAs Gunn diyotların yüksek frekans karakteristikleri ilk defa 2005 yılında S. Montanari ve diğerleri tarafından bildirildi ve L vadisinin işgal oranı için nicel değerler yaptıkları deneyden çıkarıldı [142].

NDD'nin uygulanabileceği ve NDD temelli aygıtların geliştirilebileceği başka bir potansiyel malzeme GaN'dür [117, 134]. GaN'ün sahip olduğu geniş band aralığı ve  $\Gamma$  merkez vadisi ile M-L gibi en yakın üst vadiler arasındaki büyük enerji ayrımı GaN'ü NDD olgusunun kullanıldığı sıcak-elektron transistörler gibi aygıtların geliştirilmesinde uygun bir aday kılmaktadır [143]. Littlejohn ve diğerleri GaN yarıiletken malzemesinde NDD'nin görülebileceğini ilk defa öngörmüşlerdir [144] ve Gelmont ve diğerleri Monte Carlo simlasyonu kullanarak GaN'de NDD varlığını hesaplamalı olarak göstermişlerdir [145]. Jan Kolnik ve diğerleri yığın wurtzite ve çinkosülfür GaN'de elektronların vadiler arası geçişinin gerçekleştiği elektrik alan değerlerini hesaplamışlardır [55]. GaN'de NDD'nin ilk doğrudan

kanıtı bir metal-yarıiletken-metal yapısı kullanılarak Huang ve diğerleri tarafından bildirilmiştir [118]. GaN temelli yapılarda elektron hızı aşırılığının (İng. overshoot) ilk kanıtı da AlGaIn/GaN çokluekleme p-i-n diyot üzerine yapılan zaman-çözümlü elektrosoğurma ölçümleri tarafından sağlanmıştır [146]. Ancak bu gözlem vadiler arası aktarımdan ziyade  $\Gamma$  vadisindeki parabolik olmayan band ile ilişkili olduğu göz önünde bulundurulmuştur. Ne var ki, GaN temelli çokluyapılarda NDD olgusu I-V karakteristikleri haricinde sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiklerinde henüz tam olarak gözlenememiştir [113-117]. GaN temelli çokluyapıların sürüklenme hızının elektrik alana bağlılığını tam olarak açıklamak, yüksek alanlarda aygıt fiziğinin daha iyi anlaşılması ve NDD olgusu temelli aygıtların geliştirilmesine katkıda bulunmak için NDD olgusunun tam olarak gözlenmesi önemlidir. Yüksek elektrik alanlarda NDD'nin gözlenmesi ve sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiklerini tam olarak ortaya çıkarmak için GaN temelli çokluyapılarda uygulanan elektrik alan NDD olgusunu öngören Monte-Carlo simülasyonlarına göre 150 kV/cm'den daha yüksek olmalıdır. Daha yüksek alanlara ulaşmak için, numune büyüklükleri indirgenebilir ve numune yüzeyinde pasivasyon katmanı kullanılabilir.

Wraback ve diğerleri wurtzite bulk GaN için 350 kV/cm'ye kadar elektrik alana bağlı sürüklenme hızı karakteristiklerine ait deneysel sonuçları sunmuştur [146]. Sonra, Ardaravicius ve diğerleri bir AlGaIn/GaN çokluyapısı için sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiklerini 140 kV/cm'ye kadar elde ettiler [109]. Onlar doyum sürüklenme hızını 140 kV/cm'de  $2 \times 10^7$  cm/s olarak buldular. Düşük alanlarda deneysel ölçümler ve Monte-Carlo simülasyonları arasında bir uyum olduğu görülse de bu çalışmada yüksek alanlarda elde edilen sürüklenme hızının öngörülenden daha düşük olduğu görülmüştür. Bu düşük sürüklenme hızını AlGaIn ve GaN katmanlarına sızan sıcak fononlara ve sıcak elektronlara atfetmişlerdir. 2005 yılında, Baker ve diğerleri aynı numuneye ait iki farklı kontak yapısı için 150 kV/cm'ye kadar deneysel ölçümleri gerçekleştirmiştir [147]. Bu çalışmada orjinal kontak yapısı için sürüklenme doyum hızı 150 kV/cm'de  $1 \times 10^7$  cm/s ve titanyumca zengin kontak yapısına sahip çokluyapıda 140 kV/cm'de  $3,1 \times 10^7$  cm/s olarak bulunmuştur. İkinci yapı için deneysel sonuçlar Şekil 4.3'te gösterilmiştir. Şekil 4.3'te açık daire Ti'ca zengin kantağa sahip  $8 \times 2$   $\mu$ m numune boyutlu, kapalı kare Ti oranı düşük kantağa sahip  $8 \times 2$   $\mu$ m numune boyutlu ve açık kare ise  $12 \times 3$   $\mu$ m numune boyutlu sahip AlGaIn/GaN çokluyapılarını işaret etmektedir [147]. Ayrıca bu sonuçlar Yu ve Brennan tarafından bildirilen Monte-Carlo simülasyon sonuçları ile kıyaslanmış ve kabul edilebilir bir uyum elde edilmiştir [110]. Ancak, deneysel ölçümler 150 kV/cm'ye kadar gerçekleştirilebildiği

için Şekil 4.3'te görüldüğü gibi teorik hesaplamalarda öngörülen NDD olgusu henüz deneysel olarak tam bir biçimde gözlenememiştir.



Şekil 4.3. Barker ve diğerleri tarafından farklı kontak yapılarına sahip AlGaIn/GaN çokluyapılarının elektrik alana bağlı sürüklenme hızı deneysel ölçümleri ve Monte-Carlo hesabı sonucu

Tez kapsamında gerçekleştirilen nanosaniye atımlı I-V ölçümlerinden çıkarılan elektrik alana bağlı sürüklenme hızı karakteristiklerinde numune boyutlarının azaltılması ve yüzeyde *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> pasivasyon katmanının kullanılmasıyla Bölüm 6'da verildiği gibi NDD olgusu gözlenebilmiştir.

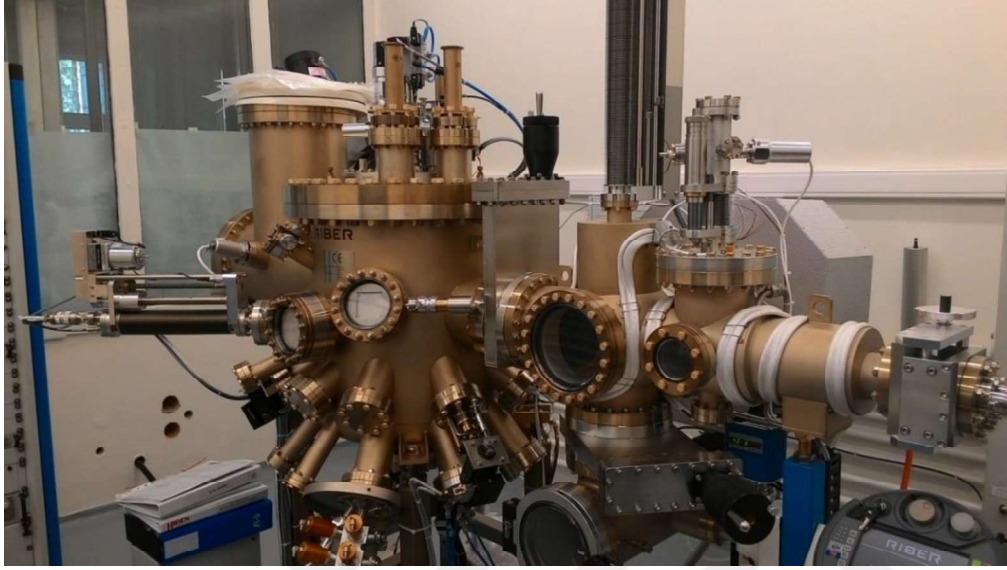
## 5. DENEYSEL TEKNİKLER

Bu bölümde, AlGaN/GaN çokluyapıların MBE yöntemi ile büyütülmesi ve bu numunelerin elektriksel ölçümler için gerekli fabrikasyonu detaylı olarak sunulmuştur. MBE ile büyütülen AlGaN/GaN çokluyapıların elektriksel özelliklerini tayin etmek amacıyla Hall Etkisi ölçüm sistemi ile yapılan ölçümler ve sıcak-elektron ölçüm sistemi ile yapılan nanosaniye atımlı akım-gerilim ölçümlerinin ayrıntılarına yer verilmiştir. Ayrıca bu ölçüm sistemlerinin çalışma ilkeleri açıklanmıştır.

### 5.1. MBE ile Numunelerin Büyütülmesi

Bu tez çalışması dâhilinde MBE yöntemi ile Rusya Rzhanov Yarıiletken Fiziği Enstitüsü'nde büyütülen AlGaN/GaN, AlGaN/AlN/GaN ve n-AlGaN/AlGaN/AlN/GaN çokluyapıların pasivasyonsuz ve *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonlu yarıiletken numunelerinin sıcaklığa bağlı olarak taşıyıcı iletim özellikleri incelenmiştir. İncelenen numuneler Resim 5.1'de görülen bir Riber 32 makinesinde 400 µm kalınlığındaki (001) yönelimli safir alttaşlar üzerine MBE tekniği ile büyütülmüştür. Aktif azot ve standart akıtma hücreleri olarak hizmet eden yüksek saflıkta amonyak, Grup III metallerin kaynağı olarak kullanıldı. Kirliliği en aza indirmek için, alttaşlar büyütme odası içindeki numune tutucuya yüklenmeden önce birkaç saatliğine 900 °C'de tavlansmıştır. AlGaN/GaN çokluyapıların büyütülmesinden önce alttaşlar yine ilk olarak büyütme odasında 1000 °C'de tavlansmıştır ve sonra 3,5x10<sup>-5</sup> Torr basınç altında amonyak akışında 950 °C'de 20 dakika nitridasyona uğramıştır. Sonraki adımda, düşük sıcaklık (600 °C) AlN çekirdek katmanı çöktürülmüştür. Daha ileri tampon katmanı büyütme adımları 1000 °C'de tavlansmış numuneler ile 30 nm kalınlıklı AlN katmanının düşük sıcaklık (875 °C) çöktürülmesini içerir. AlN tampon katmanının büyütülmesi katman kalınlığı 200 nm'ye ulaşana dek 980 °C'de devam ettirilir. Bunun ardından toplam 100 nm kalınlıklı 10 katman periyotlu AlN/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>N süperörgüsü büyütülür ve sonra 1,5 µm kalınlığındaki GaN tampon katmanı 840 °C'de büyütülür. AlN arakatmanlı çokluyapılarda yaklaşık 1 nm kalınlığındaki AlN arakatmanı aynı sıcaklıkta büyütülür. Katkısız çokluyapılarda bu büyütme aşaması 25 nm kalınlığında katkısız AlGaN bariyer ve 2 nm kalınlıklı GaN koruma katmanı ile devam eder. Katkılı çokluyapılarda ise AlN arakatmanı üzerinde 10 nm katkısız AlGaN'ın üzerine 15 nm Si-katkılı AlGaN bariyer ile 2 nm kalınlıklı GaN koruma katmanı büyütülür. Pasivasyonlu çokluyapılarda, aynı MBE odası

içerisinde AlGaIn/GaN çokluyapılarının büyütülmesine müteakip bir Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> dielektrik filmi öncü maddeler olarak silan ve amonyağın kullanılmasıyla 850 °C’de çöktürülür. İncelenen numunelerin kalınlık bilgileri Şekil 5.1 a) ve b)’de yansıtılmıştır.



Resim 5.1. Rusya’da Novosibirsk şehrindeki Rzhanov Yarıiletken Fiziği Enstitüsü bünyesinde kurulu olan Riber 32 MBE sistemi

## 5.2. Numune Fabrikasyonu

Rusya’da Rzhanov Yarıiletken Fiziği Enstitüsü’nde MBE ile büyütülen Şekil 5.1’de ilgili büyütme bilgileri verilen AlGaIn/GaN çokluyapılardan oluşan numunelerin kontak çöktürme gibi fabrikasyon işlemleri Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezi’nin (NANOTAM) temiz oda olanakları kullanılarak hazırlanmıştır. Tez çalışmaları kapsamında iki tür elektriksel ölçümler alınarak AlGaIn/GaN temelli çokluyapıların düşük alan ve sıcak-elektron etki incelemeleri yapılmıştır. Bu incelemelerin yapılabilmesi için her iki ölçüme uygun iki farklı numune fabrikasyonu gerçekleştirilmiştir.

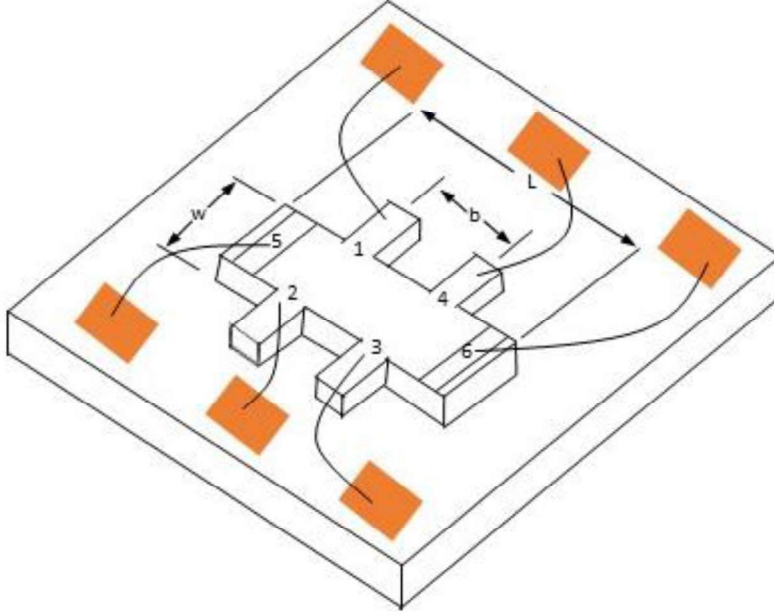
İncelenen numunelerin fabrikasyonu sıcaklığa bağlı hareketlilik ve taşıyıcı yoğunluğunu veren Hall Etkisi ölçümleri için Hall bar yapısında hazırlanmıştır. Tez dahilinde incelenen numunelerin Hall bar geometrisinin bir şematığı Şekil 5.2’de verilmiştir. Şekil 5.2’deki gibi bir geometri, simetrik yapıya sahiptir, ideal bir altı kontaklı 1-2-2-1 Hall bar geometrisinde kontaklar arasındaki uzaklıklar eşit olmalıdır ve birbirine zıt olarak yerleşmelidir. Numuneler üzerindeki 6 Ohmik kontak 15 nm Ti/ 40 nm Al/ 40 nm Ni/ 70 nm Au’dan oluşan

metal istifin elektron demet buharlaştırma yöntemi kullanılarak çöktürülmesiyle hazırlanmıştır.



Şekil 5.1. (a) AlN arakatmanın olmadığı katkısız AlGaN/GaN çokluyapısı (955N), AlN arakatmanlı katkısız AlGaN/AlN/GaN çokluyapısı (951N) ve AlN arakatmanlı Si-katkılı AlGaN bariyerin olduğu n-AlGaN/AlGaN/AlN/GaN çokluyapısının (952N) pasivasyonsuz durumda katman kalınlık ve malzeme bilgileri. b) a)'da verilen numunelerin pasivasyon sonrası yapı yarı kesitleri

Ohmik kontak oluşunu sağlamak amacıyla bu metallerin yapı içine difüze olması için numuneler 850°C sıcaklıkta azot ortamında hızlı ısıtılma (İng. RTA) fırını ile tavlannıştır.



şekil 5.2. Hall bar geometrisi



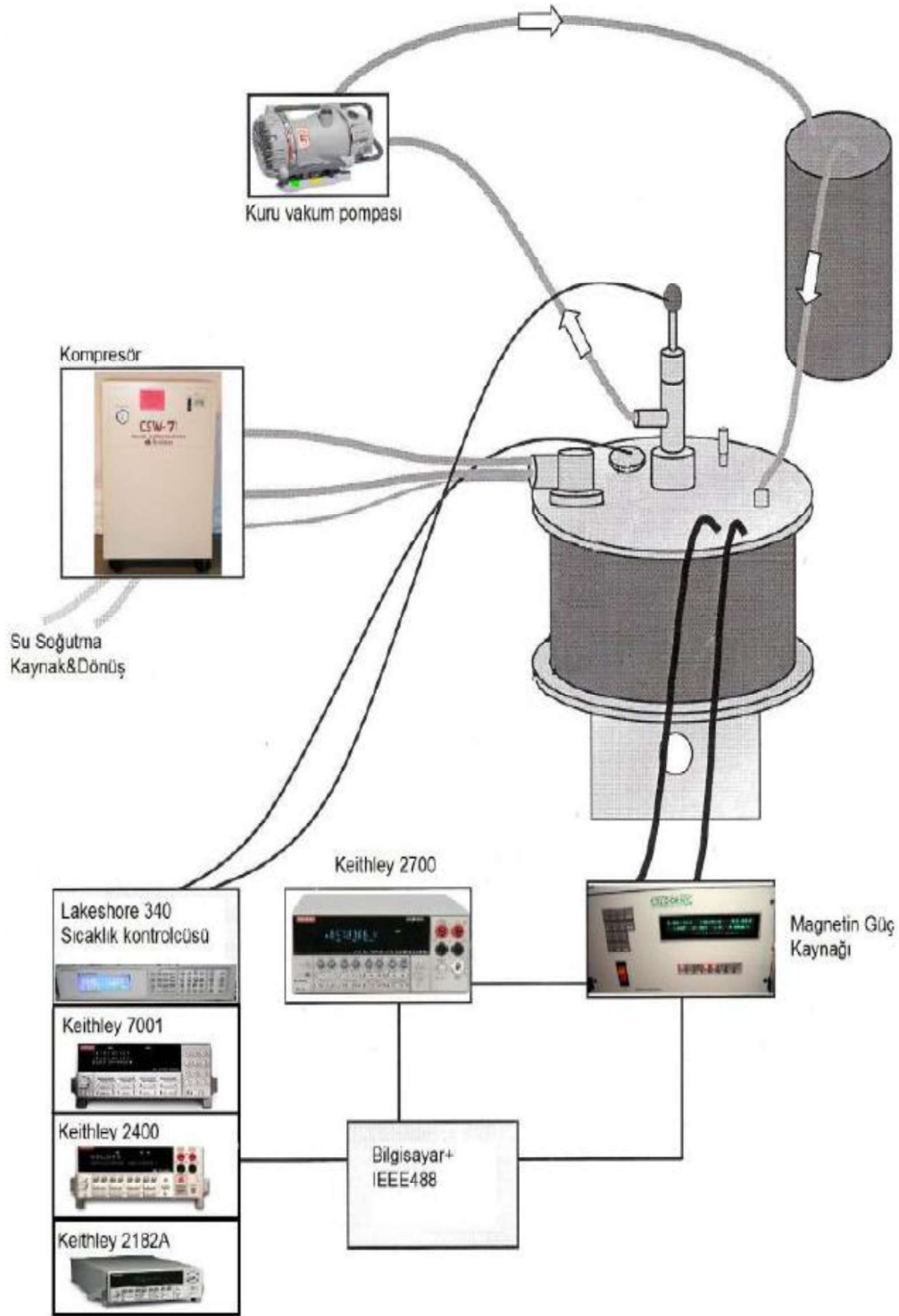
Resim 5.2. Nanosaniye atımlı I-V ölçümleri fabrikasyonu yapılan numunelerin basit bar geometrisinin fotoğrafı

Nanosaniye atımlı I-V ölçümleri için Resim 5.2’de olduğu gibi fabrikasyonu yapılan basit bar geometrisine sahip numunelerin uzunluk ve genişlikleri sırasıyla  $l= 4 \mu\text{m}$  ve  $w= 1 \mu\text{m}$  olarak gerçekleştirilmiştir. Literatürdeki benzer çalışmalara göre çok daha düşük numune boyutlarının kullanılmasıyla uygulanan gerilim ile daha yüksek elektrik alanlar elde edilmesi amaçlanmıştır. Ayrıca basit bar numuneler üzerine önceki paragrafta belirtildiği gibi Hall bar numuneler için kullanılan Ohmik kontak yapısı ve oluşumu aynı şekilde kullanılmıştır.

### 5.3. Hall Etkisi Ölçümleri

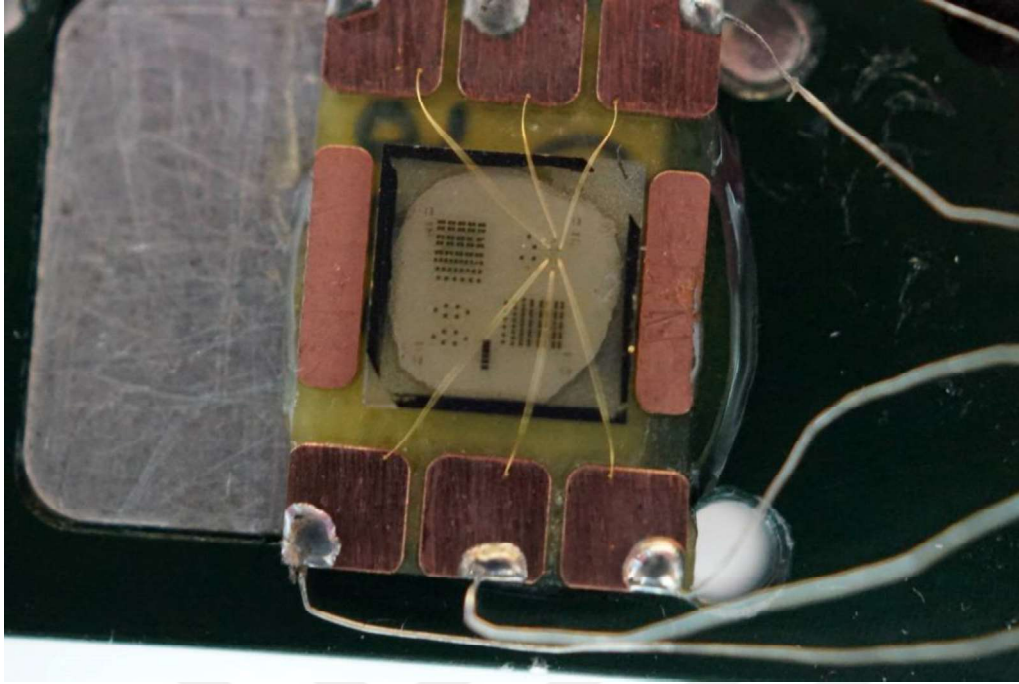
#### 5.3.1. Hall etkisi ölçüm sistemi

Anadolu Üniversitesi Optoelektronik Malzemeler ve Aygıt Araştırma Laboratuvarı’nda yapılan sıcaklığa bağlı taşıyıcı yoğunluğu ve hareketlilik ölçümleri 1,8-262 K sıcaklık aralığında Cryogenics şirketine ait kryostata sahip sistemde 1 T’lık sabit manyetik alanda gerçekleştirilmiştir. Bu sistemin blok diyagramı Şekil 5.3’te verilmiştir. Bu sistemde numunenin konulduğu yerde ulaşılabilen en düşük sıcaklık 1,8 K’dir. Oda sıcaklığından en düşük sıcaklığa iniş süresi ise 2 saattir. Numune tutucu sarımların tam ortasına gelecek şekildedir ve açısı manyetik alana bağlı ölçümler için ayarlanabilir. Numunelerin konulduğu alan  $24,5 \times 24,5 \text{ mm}^2$ ’dir. Sistem içerisindeki kryostat su soğutmalı Helyum kompresörü sistemin iç sıcaklığını sarımlarla birlikte 3,5 K’e kadar düşürebilmektedir. Sistemin iç sıcaklığını 1,8 K’e düşürebilmek için helyum kabında bulunan Helyum gazı kuru vakum pompasıyla numune tutucunun olduğu bölüme taşınır. Ölçüm sisteminde Şekil 5.3’te görüldüğü gibi, Lakeshore 340 sıcaklık kontrolörü, Keithley 2700 multimetre, Keithley 2400 I-V kaynağı, Keithley 2182A nanovoltmetre ve Keithley 7001 tarayıcı birlikte çalıştırılmaktadır. Lakeshore 340 sıcaklık kontrolörü sıcaklığın ölçülmesini ve kontrol edilmesini sağlar. Numune tutucu üzerindeki iki sensörden sıcaklığı ölçer ve iki ısıtıcı ile sıcaklığı kontrol eder. Keithley 2700 multimetrenin görevi ise kryostatta yer alan 10 sıcaklık sensörü ile kryostattaki sıcaklığı ölçer [148]. Keithley 2400 I-V kaynağı numuneye uygulanacak akımın ayarlanmasında kullanılır. Numune üzerindeki potansiyel Keithley 2182A nanovoltmetre ile ölçülürken Keithley 7001 tarayıcı veri toplama işinde kullanılmaktadır.



Şekil 5.3. Kullanılan Hall Etkisi ölçüm sisteminin blok diyagramı [148]

Sıcaklığa bağlı Hall etkisi ölçümlerinin gerçekleştirilmesi için Hall bar geometrisine uygun hazırlanan bir numunenin ölçüm öncesi fotoğrafı Resim 5.3'te verilmiştir.

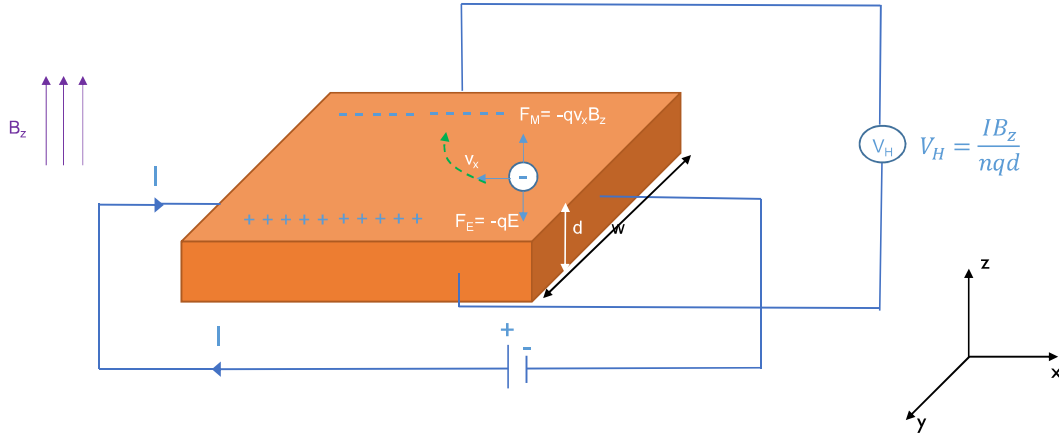


Resim 5.3. Hall bar geometrisine sahip numuneye ait görüntü

### 5.3.2. Hall etkisi

Yarıiletkenlerin taşıyıcı türünün belirlenmesi, bu taşıyıcıların yoğunluğunun ve hareketliliğin ölçülmesinde Hall Etkisi ölçümleri kullanılmaktadır. Bu kullanışlı ölçüm tekniğinin temelinde Hall olayı yatmaktadır. Hall olayı 1879 yılında ilk olarak Edwin Herbert Hall tarafından metallerde gözlenmiştir [149]. Bu deneyde Hall, manyetik alan altında bir metal üzerinden akım geçirmiş ve bu akımın yönüne dik bir şekilde bir potansiyel oluştuğunu belirlemiştir. Oluşan bu potansiyel günümüzde Hall potansiyeli olarak anılmaktadır. Hall potansiyelinin negatif ya da pozitif olması taşıyıcı türünü belirlerken bu potansiyelin değişik konfigürasyonlarda ölçülmesi ile taşıyıcıların yoğunluk ve hareketlilik değerlerinin tayinin yapılması mümkün olmuştur.

Şekil 5.4'te bir n-tipi yarıiletken için numune kesitinin şematigi yer almaktadır. Bu şematigi göz önüne alarak Hall olayı temel olarak açıklanabilir. Böylesine bir yarıiletkene  $V$  gerilimi uygulandığında yarıiletkendeki serbest elektronlar  $F$  elektrik alanı altında hızlanırlar.  $v_x$  gibi bir sürüklenme hızına sahip bu elektronların hareket yönü elektrik alanın tersi yöndedir. Dolayısıyla elektronlar elektrik alanın tersi yöndeki bir  $F_E$  kuvvetinin etkisi altındadır.



Şekil 5.4. Bir n-tipi yarıiletkende Hall etkisi

$$\vec{F}_E = q\vec{E} = -e\vec{E} \text{ dir.} \quad (5.1)$$

Sürüklenme hızı  $v_x$  olan elektronlara  $z$  yönünde bir manyetik alan uygulandığında bu elektronlar  $F_M$  gibi bir manyetik kuvvet uygulanmış olur,

$$\vec{F}_M = q(\vec{v}_x \vec{B}) = -e(\vec{v}_x \vec{B}) \text{ 'dir.} \quad (5.2)$$

Bu manyetik kuvvetin etkisi sonucu elektronların yönü değişir.  $B$  manyetik alanı  $z$  yönünde (+k) ve  $v_x$  sürüklenme hızı  $x$  yönünde (+i) ise manyetik kuvvetin yönü şu şekilde belirlenir,

$$\vec{F}_M = -e(\vec{v}_x \vec{B}) = -ev_x B_z (\vec{i} \times \vec{k}) \sin 90 \quad (5.3)$$

$\vec{i} \times \vec{k}$  çarpımı  $+j$  yönünde olduğundan  $F_M = ev_x B$  manyetik kuvvetin yönü  $y$  yönündedir. Bu nedenle elektronlar  $y$  yönünde yön değiştirirler. Bu sırada yarıiletken numune kesiti içindeki elektronlar  $+y$  yönünde birikirken ve sanki  $-y$  yönünde pozitif yükler biriktiği için pozitif yüklerden elektronlara doğru bir elektrik alan ( $E_H$ ) oluşur. Oluşan bu elektrik alanın tersi yönde meydana gelen  $F_{EH}$  kuvveti ile  $F_M$  manyetik kuvvetinin eşit olduğu durumda,

$$qv_x B_z = qE_H \quad (5.4)$$

ve sonrasında

$$E_H = v_x B_z \quad (5.5)$$

olur.  $j$ , numune kesiti içinden geçen akım yoğunluğu olmak üzere

$$j = (en_H)v_x \quad (5.6)$$

'dir. Buradan  $v_x$ 'i çektüğümüzde,

$$v_x = j/en_H \quad (5.7)$$

olur. Dolayısıyla,

$$E_H = \frac{jB_z}{en_H} \quad (5.8)$$

olarak dönüştür ve burada  $1/en_H$  ifadesi  $R_H$  Hall katsayısı olarak kabul edilir. Bu ifade son hâlinde,

$$E_H = R_H B_z \quad (5.9)$$

$E_H$ 'ın varlığından dolayı  $V_H$  Hall gerilimi  $d$  numune kalınlığı olmak üzere Eş. (5.10)'da olduğu gibi belirlenebilir,

$$V_H = E_H d \quad (5.10)$$

$I$  uygulanan akım ve  $A$  numune yarı kesit alanı ise ölçülen taşıyıcı yoğunluğu  $V_H$  Hall gerilimine bağlı olarak bulunabilir,

$$n_H = \frac{IdB}{eAV_H} \quad (5.11)$$

### 5.3.3. Hall etkisi ölçümlerinde özdirenç, Hall katsayısı ve hareketlilik hesaplamaları

Resim 5.3'teki Hall bar numunenin bir şematiği olan Şekil 5.3 göz önüne alınarak Hall etkisi ölçümleri boyunca özdirenç, Hall katsayısı ve Hall hareketliliği hesaplama yolu aşağıdaki gibi açıklanmıştır.

Sıfır alanda öz direnç hesaplamasında sabit bir manyetik alan altında önce 5 ve 6 kontağı arasından akım geçirilir ve diğer kontaklar arasındaki gerilim farkından öz direnç bulunur,

$$\rho_A = \frac{V_{56,23}^+ - V_{56,23}^-}{I_{56}^+ - I_{56}^-} \frac{wt}{a} \quad (5.12)$$

$$\rho_B = \frac{V_{56,14}^+ - V_{56,14}^-}{I_{56}^+ - I_{56}^-} \frac{wt}{b} \quad (5.13)$$

Bu iki öz direncin değerleri birbirleri ile  $\pm 10\%$  uyumlu olmalıdır. Eğer böyle bir uyum yoksa, numunenin homojen olmadığı veya anizotropik olduğu söylenebilir. Eğer uyumlu ise sıfır alanda ortalama öz direnç aşağıdaki gibi hesaplanabilir,

$$\rho_{ort} = \frac{\rho_A + \rho_B}{2} \quad (5.14)$$

Sabit bir manyetik alan altında öz direnç hesabı aşağıdaki gibi yapılır,

$$\rho_A(B) = \frac{V_{56,23}^+(+B) - V_{56,23}^-(+B) + V_{56,23}^+(-B) - V_{56,23}^-(-B)}{I_{56}^+(+B) - I_{56}^-(+B) + I_{56}^+(-B) - I_{56}^-(-B)} \frac{wt}{a} \quad (5.15)$$

$$\rho_B(B) = \frac{V_{56,14}^+(+B) - V_{56,14}^-(+B) + V_{56,14}^+(-B) - V_{56,14}^-(-B)}{I_{56}^+(+B) - I_{56}^-(+B) + I_{56}^+(-B) - I_{56}^-(-B)} \frac{wt}{b} \quad (5.16)$$

Aynı şekilde bu iki öz direnç değeri birbirleri ile  $\pm 10\%$  uyuma sahip değiller ise numune homojen değildir ya da anizotropiktir. Eğer uyum varsa ortalama Hall katsayısı şu şekilde hesaplanır,

$$\rho_{ort}(B) = \frac{\rho_A(B) + \rho_B(B)}{2} \quad (5.17)$$

Sabit bir manyetik alan altında Hall katsayısı hesabı aşağıdaki gibi yapılır,

$$R_{HA} = \frac{V_{56,34}^+(+B) - V_{56,34}^-(+B) + V_{56,34}^-(-B) - V_{56,34}^+(-B)}{I_{56}^+(+B) - I_{56}^-(+B) + I_{56}^-(-B) - I_{56}^+(-B)} \frac{t}{B} \quad (5.18)$$

$$R_{HB} = \frac{V_{56,21}^+(+B) - V_{56,21}^-(+B) + V_{56,21}^-(-B) - V_{56,21}^+(-B)}{I_{56}^+(+B) - I_{56}^-(+B) + I_{56}^-(-B) - I_{56}^+(-B)} \frac{t}{B} \quad (5.19)$$

Aynı şekilde bu iki Hall katsayısı birbirleri ile  $\pm 10\%$  uyuma sahip değiller ise numune homojen değildir ya da anizotropiktir. Eğer uyum varsa ortalama Hall katsayısı şu şekilde hesaplanır,

$$R_{Hort} = \frac{R_{HA} + R_{HB}}{2}. \quad (5.20)$$

Hall hareketliliği ise ortalama Hall katsayısının ortalama sıfır alan özdirence bölümü ile elde edilir,

$$\mu_H = \frac{|R_{Hort}|}{\rho_{ort}}. \quad (5.21)$$

Hall etkisi ölçümlerinden taşıyıcı yoğunluğu ise Hall katsayısından bulunur,

$$n_H = \frac{1}{eR_{Hort}}. \quad (5.22)$$

Eğer  $R_{Hort}$  negatif ise taşıyıcının türü elektrondur, tam tersi durumunda ise taşıyıcının türü boşluk olarak belirlenir.

#### 5.4. Nanosaniye Atımlı Akım-Gerilim Ölçümleri

İncelenen numunelerin nanosaniye atımlı akım-gerilim ölçümlerini almak için gerekli olan numune fabrikasyonu Bilkent Üniversitesi NANOTAM'ın temiz oda olanakları kullanılarak Bölüm 5.2'de belirtildiği gibi hazırlanmıştır. Tez çalışmaları dahilindeki bu ölçümler ise TÜBİTAK 113F364 kodlu proje kapsamında alınan Resim 5.4'te fotoğrafı görülen Avtech AVIR-3-B yüksek voltaj sinyal jeneratörü ve Resim 5.5'de fotoğrafı görülen yüksek hızlı dijital osiloskop ile Gazi Üniversitesi Fizik Bölümü'nde kurulan sıcak-elektron deneysel ölçüm sistemi üzerinden gerçekleştirilmiştir.

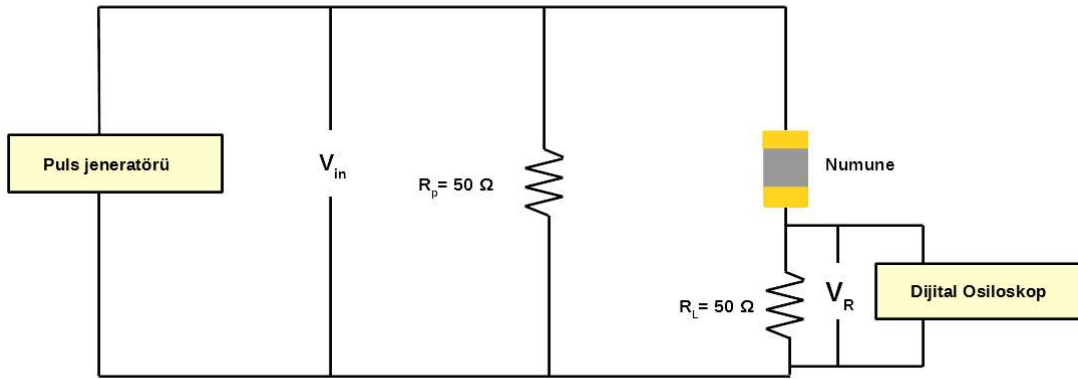


Resim 5.4. Avtech AVIR-3-B yüksek voltaj puls jeneratörü



Resim 5.5. Yüksek hızlı dijital osiloskop

I-V ölçümlerinde en az iki elektriksel kontakın numuneye difüz etmesi gereklidir. Bu iki kontak arasında I-V ölçümleri alınır. Numunede akım ya bir atım jeneratörü ya da bir DC voltaj kaynağı ile sürdürülür. Tez çalışması dahilindeki deneylerde Şekil 5.5'te görüldüğü gibi akımın sürdürülmesi için bir puls jeneratörü kullanılmıştır. Bu deneyde, kısa atımların kullanılması numunenin aşırı Joule ısınmasına uğramasından kaçınması için gereklidir. Çünkü Joule ısınması numunede tersinir olmayan bir bozulmaya yol açabilir. Aşırı ısınmanın bir diğer yıkıcı ama az görülen sonuçlardan biri numune üzerinde yer alan kontaklara bağlı ince, ufak altın tellerin erimesidir [150].



Şekil 5.5. Sıcak-elektron deneysel ölçüm sistemi düzeneği

Şekil 5.5'te *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonlu ve pasivasyonsuz AlGaIn/GaN çokluyapıların sıcak elektron iletim özelliklerini incelemek için kullanılan deneysel ölçüm sistemi düzeneği

görülmektedir. Bu görülen deney düzeneği yüksek elektrik alan uygulamalarını içeren yüksek hızlı I-V ölçümleri için kullanılan yöntemlerin bir örneğidir. Bu tür yüksek hızlı I-V ölçümleri çokluyapılarda elektrik alana bağlı hareketlilik, sürüklenme hızı gibi aygıt elektriksel karakteristiklerinin yanı sıra sıcak elektron rejimindeki taşıyıcıların momentum ve enerji durulmaları hakkında bilgi vermektedir. Tez çalışmalarında, nanosaniye-atımlı I-V ölçümleri uzunluğu  $l= 4 \mu\text{m}$  ve genişliği  $w= 1 \mu\text{m}$  olan basit-bar biçimli numuneler kullanılarak 77 K'de gerçekleştirilmiştir. 20 ns süreli voltaj atımları Avtech AVIR-3-B yüksek voltaj sinyal jeneratörü ile sıvı azot ile 77 K'e kadar soğutulmuş numune tutucuda 500 kV/cm elektrik alan değerine kadar numune uzunluğu boyunca uygulanmıştır. Joule ısınmasından kaçınmak için, bu numunelerdeki I-V ölçümleri 20 ns süreli kısa atımlar ile gerçekleştirilmiştir [151]. Bu atım rejimi kendini-ısıtma etkilerini en aza indirmektedir. Numune ile seri bağlı 50  $\Omega$ 'luk  $R_L$  direnci üzerinden uygulanan gerilim ve akım 50  $\Omega$  giriş empedanslı yüksek hızlı dijital osiloskop kullanılarak ölçülmüştür. Osiloskop girişlerinde giriş voltajını sınırlamak ve devre geneli ile uyumlu bir empedans için zayıflatıcılar (İng. attenuators) kullanılmıştır. İlave bir paralel devre elemanı olarak  $R_p= 50 \Omega$ 'luk direnç elektrik atımlarının uygulanması sonrası sinyallerin gürültü oluşturmasını sınırlamak için Şekil 5.5'te görüldüğü gibi devrede kullanılmıştır. Bu direnç ayrıca nanosaniye atımların kullanılması ve uzun sayılabilecek bağlantı kabloların kullanılması durumunda empedans uyumu için gereklidir.

Bu nanosaniye atımlı I-V ölçümlerinden, elektrik alanın fonksiyonu olarak hareketlilik ve elektron sürüklenme hızı çokluyapılardaki 2BEG yoğunluğunun uygulanan elektrik alan aralıklarında sabit olduğu kabul edilmesi ile elde edilmiştir [152].

Elektrik alana bağlı olarak sürüklenme hızı nanosaniye atımlı I-V ölçümlerinden iletkenlik tekniği kullanılarak belirlenir. İletkenlik tekniğinde, incelenen numunelerin akım yoğunluğu numune boyunca uygulanan gerilim ile ölçülür. Sonra sürüklenme hızı numune boyunca olan ölçülen akımdan Eş. (5.23) ile hesaplanabilir,

$$v_d = \frac{I}{nqw}. \quad (5.23)$$

burada  $I$  numune boyunca geçen akım olmak üzere  $w$  numunenin genişliğidir. Her bir numune için  $n$  taşıyıcı yoğunluğu Hall etkisi ölçümlerinden 77 K örgü sıcaklığına ait değerler kullanılmıştır.

Son olarak nanosaniye atımlı I-V ölçümlerinden elde edilen çıktılar şu şekilde sıralanabilir,

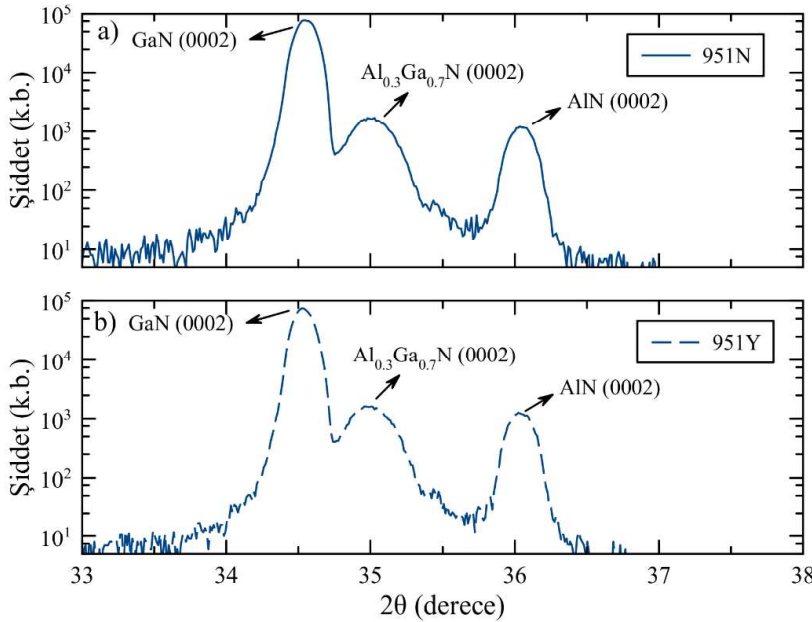
- Elektrik alanın fonksiyonu olarak numune akımı.
- Uygulanan elektrik alanın fonksiyonu olarak elektron sıcaklığı.
- Elektron başına güç kaybına bağlı elektron sıcaklığı.
- Elektrik alana bağlı elektron hareketliliği.
- Elektron sürüklenme hızının elektrik alana bağlılığı.

## 6. BULGULAR VE TARTIŞMA

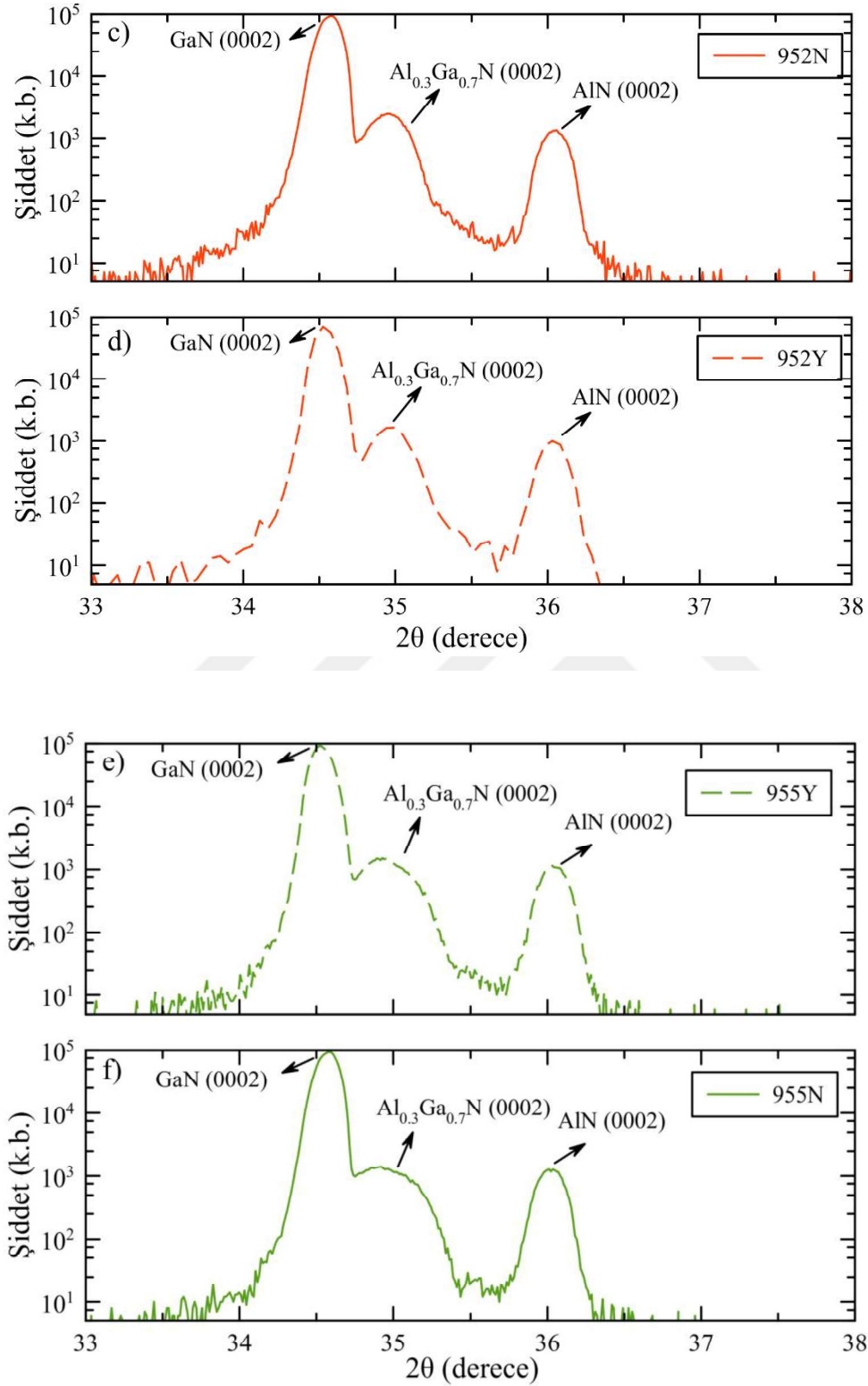
Tezin bu bölümünde MBE ile büyütülen AlGaN/GaN temelli çokluyapıların XRD ile yapısal incelemeleri, AFM ile yüzey incelemeleri, Hall Etkisi ölçümleri ile sıcaklığa bağlı taşıyıcı yoğunluğu ve hareketlilik üzerinden elektriksel karakterizasyon incelemeleri ve nanosaniye atımlı I-V ölçümleri ile sıcak-elektron etki incelemeleri sonucu elde edilen bulgulara yer verilmiştir ve bulguların literatürdeki yeri tartışılmıştır. Bunlara ilaveten, nanosaniye atımlı I-V ölçümleri ile elde edilen sürüklenme hızının elektrik alana bağlılığını açıklayan bu tez kapsamında ele alınan yeni bir fit modelinin detayları bölüm sonunda aktarılmıştır.

### 6.1. XRD ile Yapısal İnceleme

XRD epitaksiyel katmanların yapısal karakterizasyonu için yaygın bir şekilde kullanılan bir araçtır. XRD incelemeleri ile kristal yapısı, üçlü bileşiklerin bileşimleri, katmanların örgü sabitleri, zor ve dislokasyon yoğunluğu gibi malzemelerin yapısal özelliklerine dair çeşitli bilgiler sunabilir. X-Işınlarının kristal içindeki değişik kristalografik düzlemlerden saçılması ve saçılan bu ışınların tespit edilmesi ile Bragg Yasası kullanılarak XRD analizi yapılır.



Şekil 6.1. *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> pasivasyon katmanının olduğu ve olmadığı Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>N/GaN çokluyapıları a) 951N, b) 951Y, c) 952N, d) 952Y, e) 955Y ve f) 955N için AlGaN bariyerin, AlN çekirdek katmanının ve GaN'ün X-ışını kırınımı pikleri



Şekil 6.1. (devam) *in situ*  $\text{Si}_3\text{N}_4$  pasivasyon katmanının olduğu ve olmadığı  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}$  çoklu yapıları a) 951N, b) 951Y, c) 952N, d) 952Y, e) 955Y ve f) 955N için AlGaIn bariyerin, AlN çekirdek katmanının ve GaN'ün X-ışını kırınımı pikleri

Şekil 6.1 *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonunun olduğu ve olmadığı AlGa<sub>0,7</sub>N/GaN çokluyapılarının X-Işını kırınımı spektrumunun  $\omega$ -2 $\theta$  kırınım spektrumu eğrisini göstermektedir. Şekil 6.1’de AlGa<sub>0,7</sub>N bariyerin, AlN çekirdek katmanının ve GaN’ün X-ışını kırınımı pikleri görülürken kesikli olarak çizilenler *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonu içeren numuneleri işaret etmektedir. Kırınım piklerinin konumunun pasivasyon sonrası daha düşük kırılma açılarına doğru ilerlemesi yüzey pasivasyonun kristalde çekme zorlanmasını değiştirdiğine işaret etmektedir.

Harici iki eksenli çekme veya sıkışma zorlanması tek bir hegzagonal kristal çokluyapıya uygulanması gergin bir bariyer katmandaki piezoelektrik kutuplanmanın modifikasyonunun bir sonucu olarak taşıyıcı yoğunluğunda bir değişime neden olabilir [153]. *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonun çekme zorlanması üzerindeki etkisi 2BEG taşıyıcı hareketliliği üzerine etki eden saçılma mekanizmalarının incelendiği bölümde detaylı olarak ele alınmıştır.

Şekil 6.1’de simetrik (0002) yansımasından elde edilen baskın pikler 34,5° civarında olanları GaN’e karşılık gelmektedir, Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>N bariyere karşılık gelenler ise 35° civarındadır. 36,2° civarındaki pikler AlN kümelenme katmanına karşılık gelmektedir.

Kırınım spektrumu piklerinin yarı yükseklikteki tam genişlikleri (İng. FWHM) dislokasyon yoğunluğuna bağlıdır ve böylece bu FWHM değerlerinden dislokasyon yoğunluklarının hesaplanması mümkündür. XRD ölçümlerinde, vida tipi dislokasyonlar (0002) pikleri için FWHM’leri etkileyebilir. Bu durumda, vida dislokasyon yoğunluğu Eş. (6.1) ile hesaplanabilir,

$$N_{vida,dis} = \frac{\beta_{002}^2}{4,35b_{vida}^2}. \quad (6.1)$$

burada  $N_{vida,dis}$  vida tipi dislokasyon yoğunluğu,  $\beta_{002}$  002 düzlemindeki  $\omega$ -FWHM ve  $b_{vida}$  ise Burger vektörünün  $c$  örgü uzunluğudur. Burger vektörü GaN için 0,5185 nm alınmıştır [154]. Benzer şekilde kenar tipi dislokasyon yoğunluğu Eş. (6.2) ile hesaplanabilir,

$$N_{kenar,dis} = \frac{\beta_{102}^2}{4,35b_{kenar}^2}. \quad (6.2)$$

burada  $N_{kenar,dis}$  kenar tipi dislokasyon yoğunluğu,  $\beta_{102}$  102 düzlemindeki  $\omega$ -FWHM ve  $b_{kenar}$  ise Burger vektörünün  $a$  örgü uzunluğudur. Burger vektörü GaN için 0,3189 nm alınmıştır [154]. Toplam dislokasyon yoğunluğu ise vida tipi dislokasyon yoğunluğu ile kenar tipi dislokasyon yoğunluğunun toplamıdır. Eş. (6.1) ve Eş. (6.2) kullanılarak hesaplanan dislokasyon yoğunlukları Bölüm 6.2’de AFM ile yüzey karakterizasyonundan hesaplanan dislokasyon yoğunlukları ile Çizelge 6.1’de karşılaştırılmış ve yorumlanmıştır.

## 6.2. AFM ile Yüzey Karakterizasyonu

AFM yüzey karakterizasyonunda kullanılan en yaygın tekniklerden biridir. Nanometre ölçeğinde yüzey topografyasının haritalandırılmasında AFM ucu ve numune yüzeyi arasındaki etkileşme kuvvetleri yüzey karakterizasyonu sırasında kullanılır. Bu etkileşme kuvvetlerine bağlı malzeme özellikleri AFM tarafından tespit edilir. GaN temelli çokluyapılarda 2BEG özellikleri ve numune yüzeyi özellikleri arasında bir ilişki olduğu söylenebilir [75]. Bu nedenle bu tür çokluyapıların yüzey karakterizasyonlarının gerçekleştirilmesi önemlidir. Bu karakterizasyonlar için Bilkent Üniversitesi NANOTAM’da kurulu olan Veeco di CP-II mod AFM sistemi kullanılmıştır.

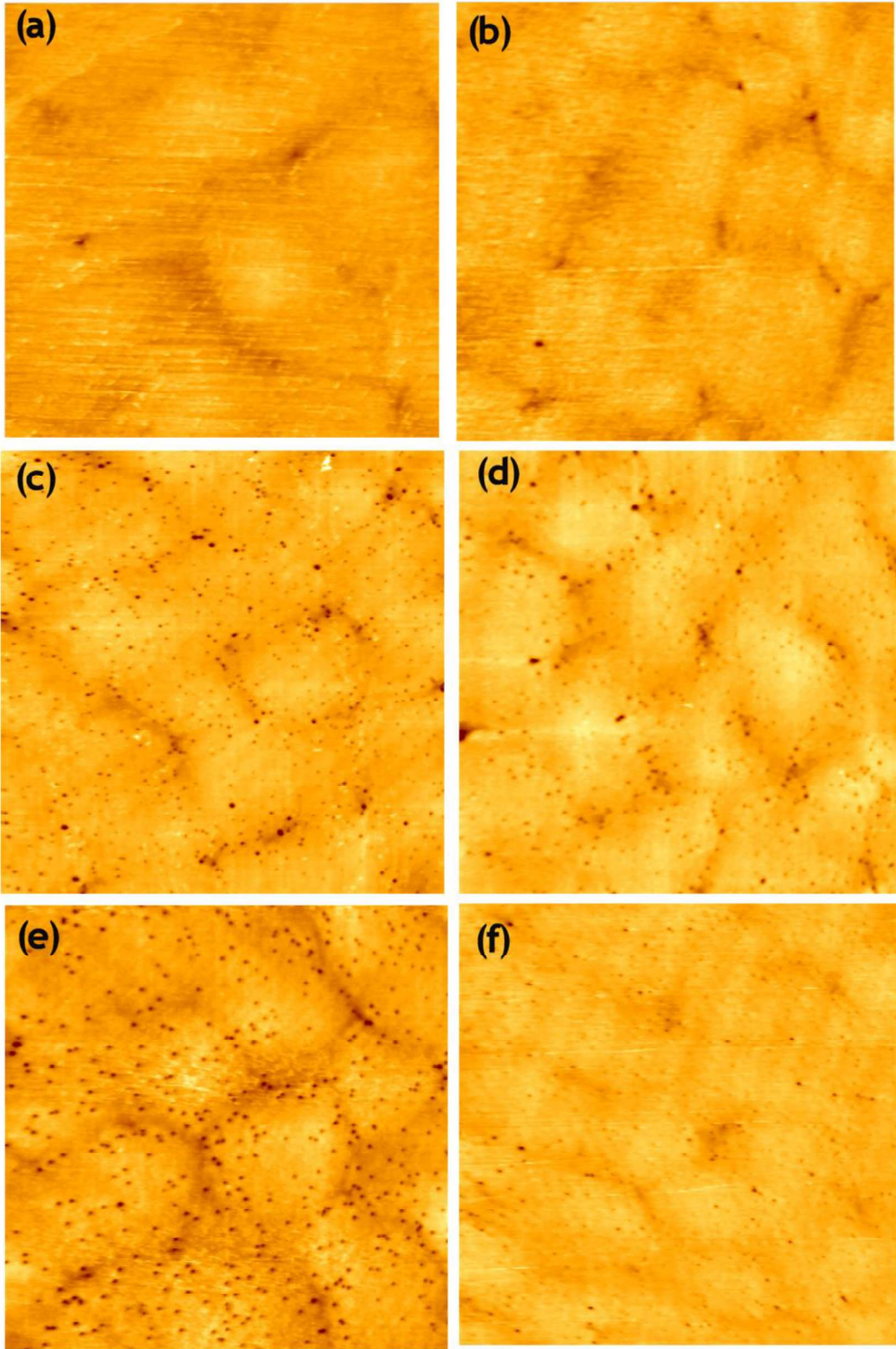
Şekil 6.2 incelenen çokluyapılar için pasivasyon öncesi ve sonrasına ait AFM görüntülerini göstermektedir. Şekil 6.2 (a) ve (b) AlN arakatmanın olmadığı katkısız çokluyapılarda pasivasyon öncesi ve sonrasını sırasıyla göstermektedir. AFM görüntüleri ile bir yüzeyin bozukluğu belirlenebilir. Bunu belirlemek için RMS (İng. Root Mean Square) değeri kullanılır. Buna göre AlN arakatmanın olmadığı katkısız çokluyapılarda pasivasyon sonrası RMS değeri 1,65 nm’den 0,96 nm’ye düşmüştür. Bu çokluyapılarda AFM görüntüleri kullanılarak hesaplanan dislokasyon yoğunluğu ise pasivasyonla birlikte  $2,50 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ ’den  $7,00 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ ’ye değişmiştir. Şekil 6.2 (c) ve (d) AlN arakatmanlı katkısız çokluyapılarda pasivasyon öncesi ve sonrasını sırasıyla göstermektedir. AFM görüntülerine göre, RMS değeri 1,52 nm’den 1,38 nm’ye düşmüştür. Dislokasyon yoğunluğu ise  $1,88 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ ’den  $1,60 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ ’ye azalmıştır. Son olarak Şekil 6.2 (e) ve (f) AlN arakatmanlı katkılı çokluyapılarda pasivasyon öncesi ve sonrasını sırasıyla göstermektedir. AFM görüntülerine göre, RMS değeri 1,74 nm’den 1,64 nm’ye düşmüştür. Dislokasyon yoğunluğu ise  $1,56 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ ’den  $6,16 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$ ’ye azalmıştır. Pasivasyon ile birlikte yüzey bozukluğunun ölçüsü olan RMS değerinin azaldığı daha önceki çalışmalarda bildirilmiştir [155,156]. Diğer taraftan *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> pasivasyon katmanının eklenmesiyle dislokasyon yoğunluklarında bir

miktar azalma olduğu gözlemlenmiştir. Dislokasyonlar gerçekte yığın ve yüzey tuzakları için tuzaklanma merkezleri olarak davrandığı için yüzeydeki dislokasyonların azalması yüzey tuzaklarının sayısının azalmasına yol açabilir [157,158].

Çizelge 6.1. XRD ve AFM incelemeleri sonucu hesaplanan dislokasyon yoğunlukları

		951N	951Y	952N	952Y	955Y	955N
Pasivasyon		Yok	Var	Yok	Var	Var	Yok
XRD	$N_{\text{vida}} (\text{cm}^{-2})$	$7,53 \times 10^8$	$6,67 \times 10^8$	$7,53 \times 10^8$	$6,67 \times 10^8$	$5,86 \times 10^8$	$6,67 \times 10^8$
	$N_{\text{kenar}} (\text{cm}^{-2})$	$5,81 \times 10^9$	$5,42 \times 10^9$	$5,04 \times 10^9$	$1,56 \times 10^8$	$4,67 \times 10^9$	$4,32 \times 10^9$
	$N_{\text{dis}} (\text{cm}^{-2})$	$6,57 \times 10^9$	$2,94 \times 10^9$	$5,79 \times 10^9$	$2,22 \times 10^9$	$5,26 \times 10^9$	$4,99 \times 10^9$
AFM	$N_{\text{dis}} (\text{cm}^{-2})$	$1,88 \times 10^9$	$6,09 \times 10^9$	$1,56 \times 10^9$	$6,16 \times 10^8$	$7,00 \times 10^7$	$2,50 \times 10^7$

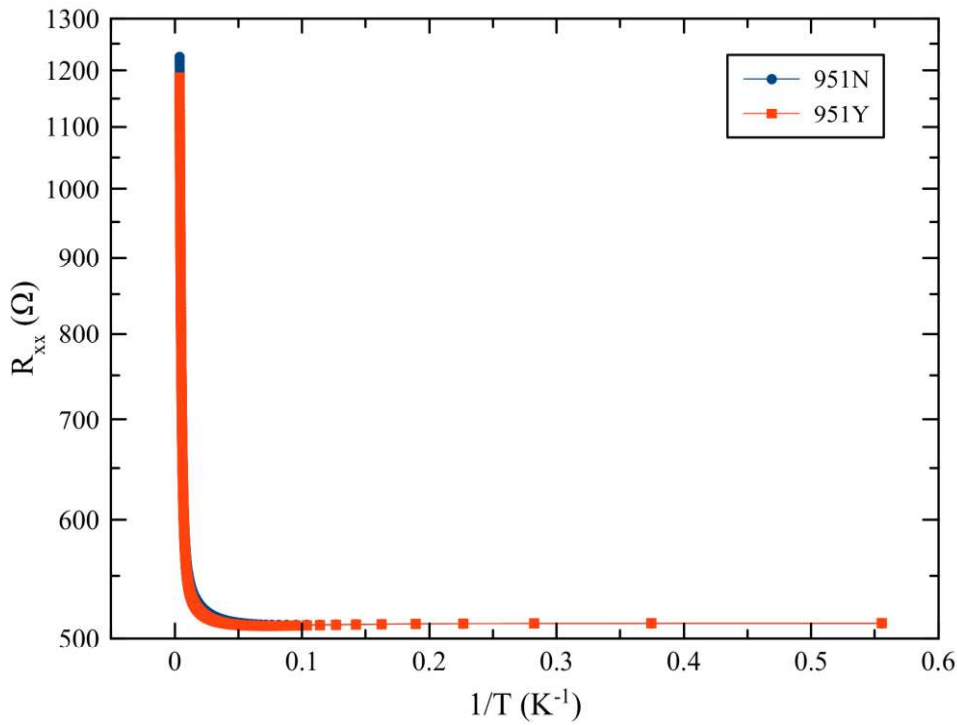
Çizelge 6.1 incelenen *in situ*  $\text{Si}_3\text{N}_4$  pasivasyonlu ve pasivasyonsuz AlGaIn/GaN çokluyapıların XRD ile yapısal inceleme ve AFM ile yüzey karakterizasyonundan hesaplanan dislokasyon yoğunluklarını karşılaştırmaktadır. Bu çizelgeye göre, her iki analizden elde edilen toplam dislokasyon yoğunluğunun pasivasyonun olduğu ve olmadığı duruma göre her bir numune için benzer şekilde değişmektedir. 951N ve 951Y ile 952N ve 952Y arasında pasivasyonla birlikte dislokasyon yoğunluğu XRD ve AFM incelemelerin her ikisine göre de azalmıştır. 955Y ve 955N arasında ise XRD incelemelerine göre hesaplanan dislokasyon yoğunluğu pasivasyonla birlikte artarken AFM incelemelerine göre hesaplanan dislokasyon yoğunluğu pasivasyondan sonra artmıştır. Buna göre pasivasyon sonrası dislokasyon yoğunluklarındaki değişimler iki farklı karakterizasyon sisteminde de benzer olarak belirlenmiştir. Hatta 955Y ve 955N numuneleri dışında diğer numuneler için bulunan toplam dislokasyon sayılarının değerleri XRD ve AFM incelemeleri için yakınlık göstermektedir.



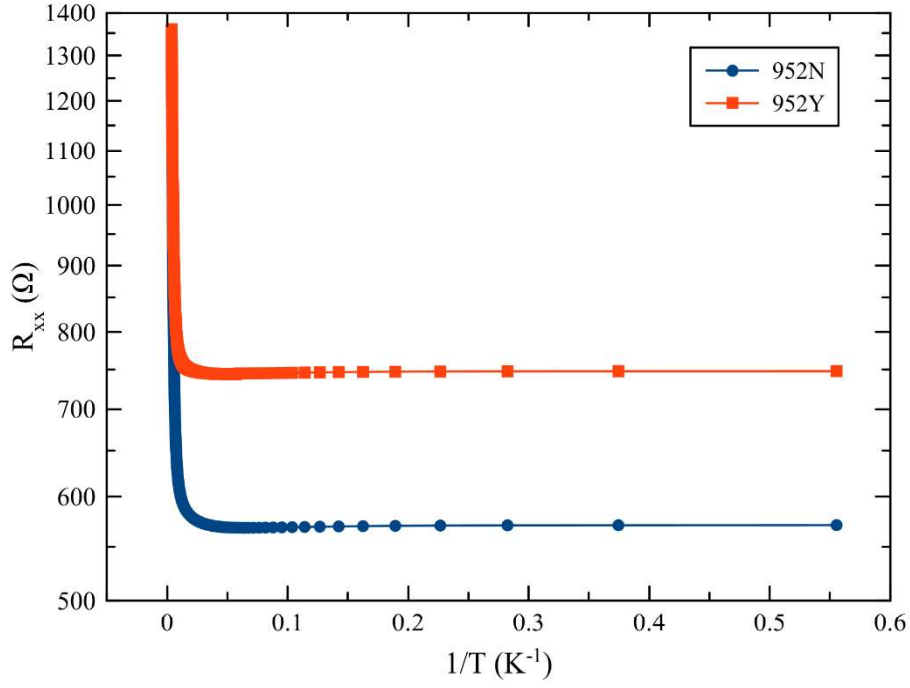
Şekil 6.2. AlGaN/GaN çokluyapısının (a) pasivasyon öncesi (955N) ve (b) pasivasyon sonrası (955Y)  $4,5 \mu\text{m} \times 4,5 \mu\text{m}$  AFM görüntüsü. AlGaN/AlN/GaN çokluyapısının (c) pasivasyon öncesi (951N) ve (d) pasivasyon sonrası (951Y)  $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$  AFM görüntüsü. n-AlGaN/AlGaN/AlN/GaN çokluyapısının (e) pasivasyon öncesi (952N) ve (f) pasivasyon sonrası (952Y)  $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$  AFM görüntüsü

### 6.3. Hall Etkisi Ölçüm Sonuçları

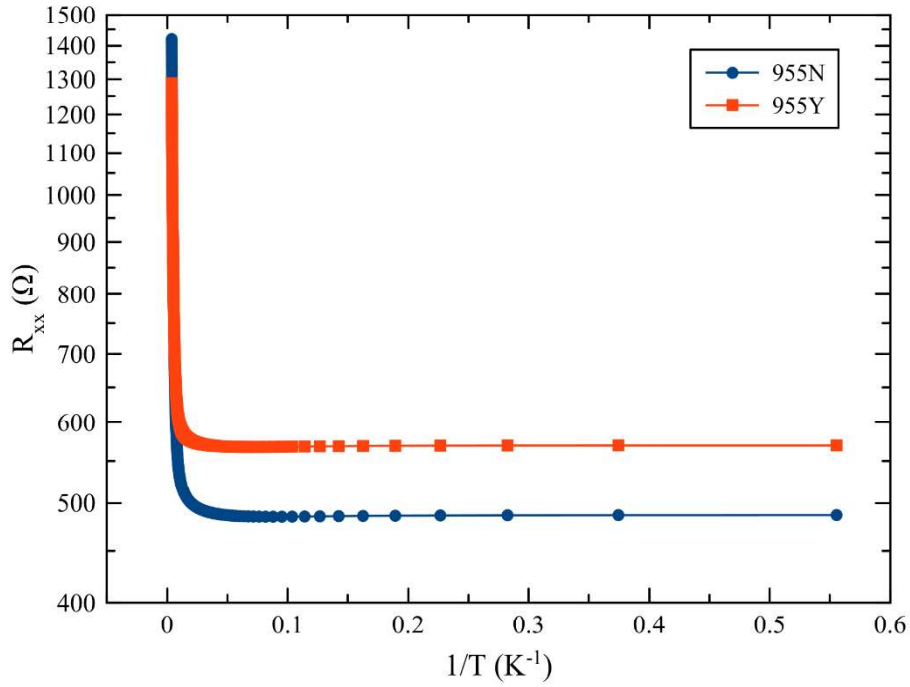
İncelenen AlGaIn/GaN çokluyapılarının Şekil 5.2’de verildiği gibi bir altı kontaklı 1-2-2-1 Hall bar geometrisinde Hall Etkisi ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Hall barın genişliği ( $w$ )  $50 \mu\text{m}$  ve uzunluğu ( $l$ )  $600 \mu\text{m}$ ’dir. Bu çokluyapılarında Hall taşıyıcı yoğunluğunun ve hareketliliğinin sıcaklığa bağlı değerlerinin elde edilmesi için  $R_{xx}$  ve  $R_{xy}$  direnç değerleri 1,8-262 K aralığında ölçüldü.  $R_{xx}$ ’in sıcaklığın tersine bağlı değişimi 951N ve 951Y için Şekil 6.3’te, 952N ve 952Y için Şekil 6.4’te ve 955Y ve 955N için Şekil 6.5’te verilmiştir. Şekil 6.3’e göre 951N ve 951Y’ye ait  $R_{xx}$ ’in sıcaklığa bağlı değişimi aynı iken, Şekil 6.4 ve Şekil 6.5’e göre, 952N ve 952Y numuneleri ile 955Y ve 955N numunelerinin kendi aralarında  $R_{xx}$ ’in sıcaklığa bağlı değişimi farklıdır. Düşük sıcaklıklarda  $R_{xx}$  direncinin azalması ve numunelerin kendi aralarındaki ilişkileri hareketlilik incelemelerinde açıklanacaktır.



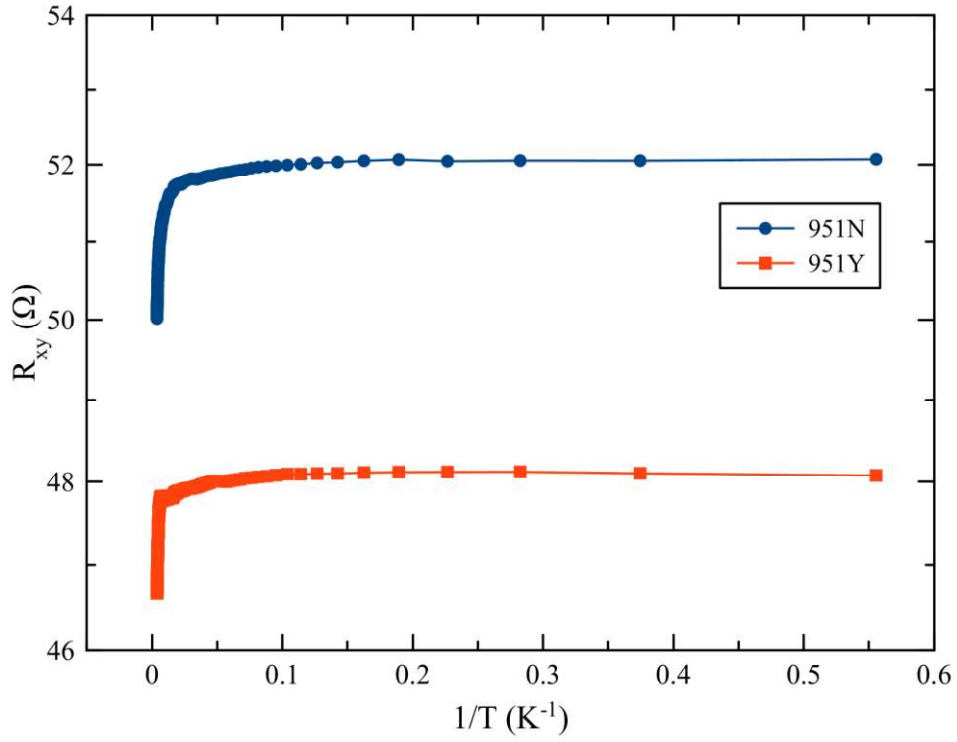
Şekil 6.3. 951N ve 951Y no’lu AlGaIn/GaN çokluyapılarına ait  $R_{xx}$  direncinin sıcaklığın tersine bağlı değişimi



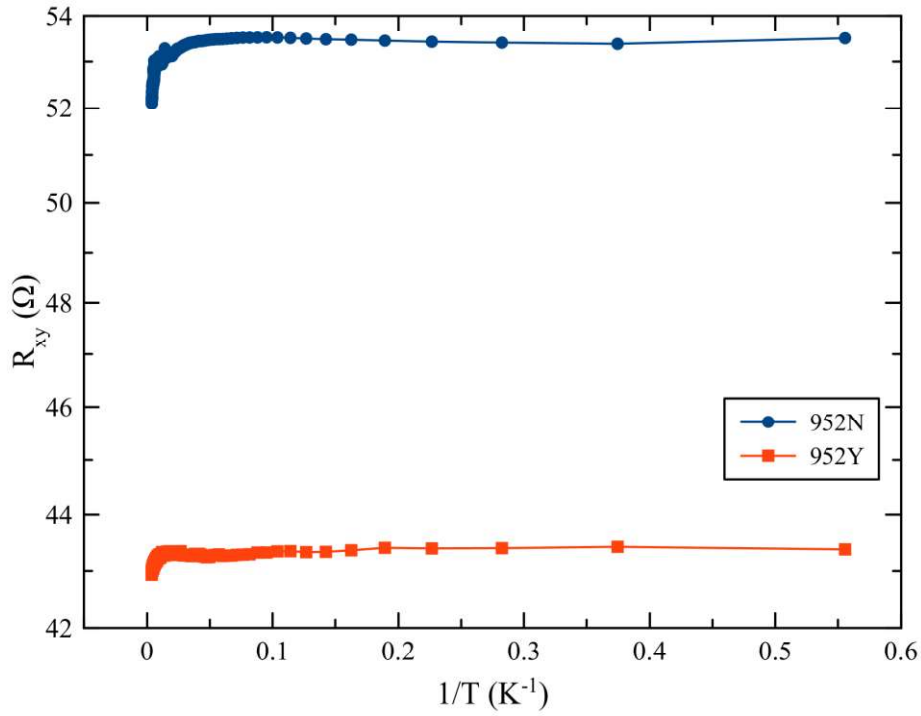
Şekil 6.4. 952N ve 952Y no'lu AlGaIn/GaN çokluyapılarına ait  $R_{xx}$  direncinin sıcaklığın tersine bağlı değişimi



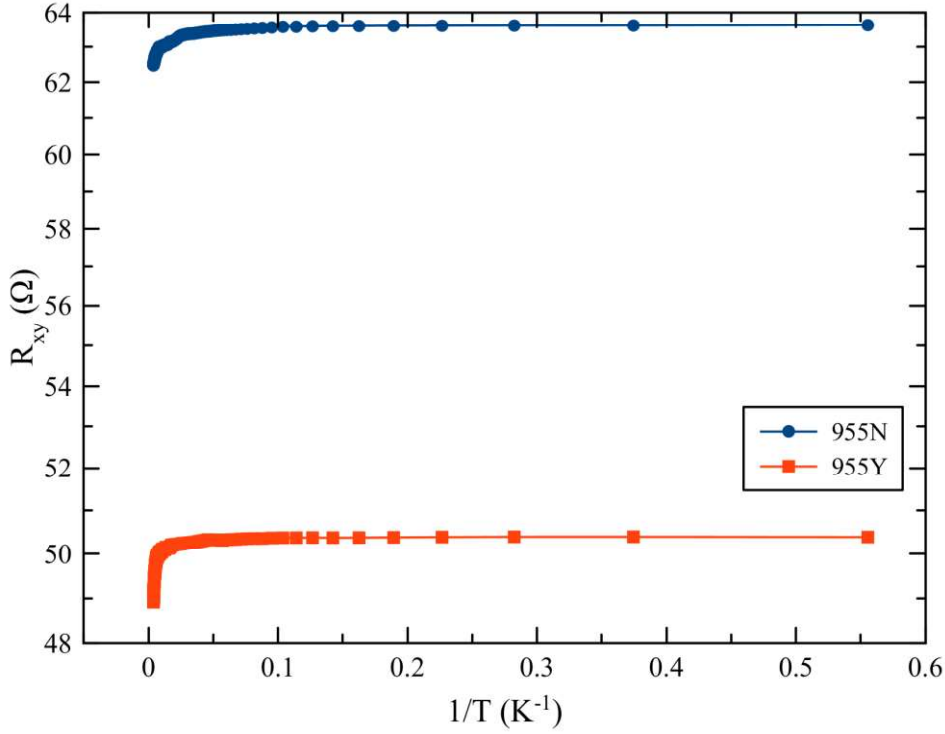
Şekil 6.5. 955Y ve 955N no'lu AlGaIn/GaN çokluyapılarına ait  $R_{xx}$  direncinin sıcaklığın tersine bağlı değişimi



Şekil 6.6. 951N ve 951Y no'lu AlGaIn/GaN çokluyapılarına ait  $R_{xy}$  Hall direncinin sıcaklığın tersine bağlı değişimi

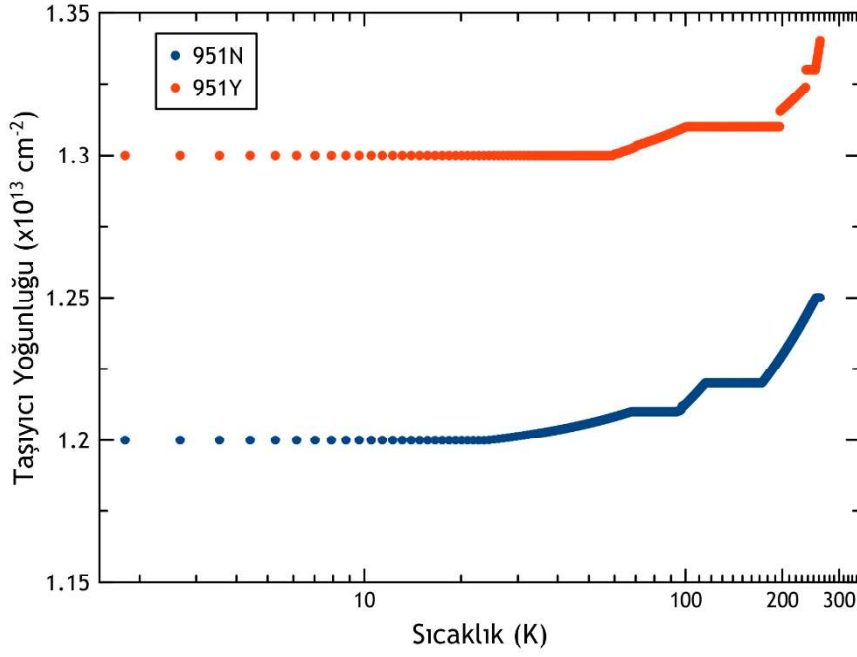


Şekil 6.7. 952N ve 952Y no'lu AlGaIn/GaN çokluyapılarına ait  $R_{xy}$  Hall direncinin sıcaklığın tersine bağlı değişimi

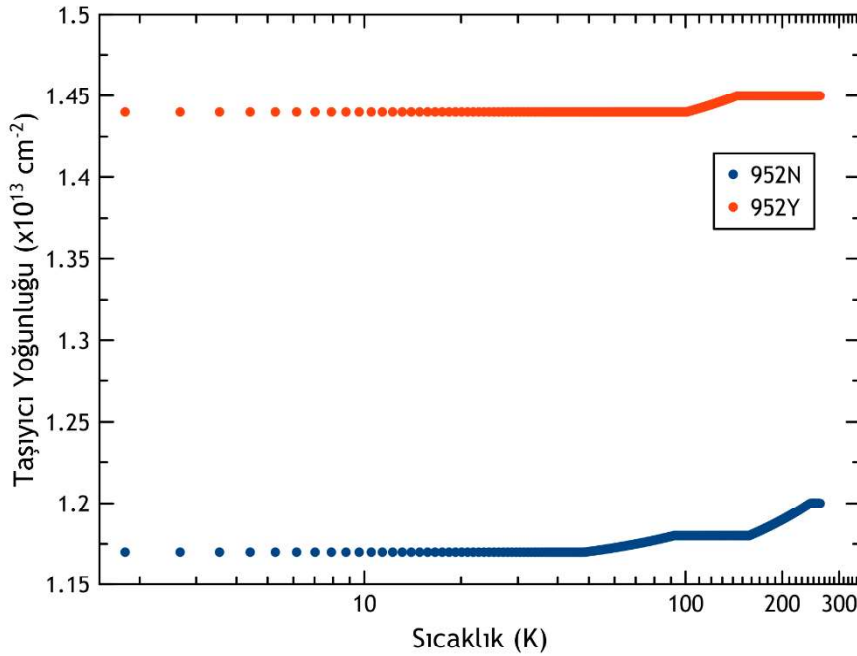


Şekil 6.8. 955Y ve 955N no'lu AlGaIn/GaN çokluyapılarına ait  $R_{xy}$  Hall direncinin sıcaklığın tersine bağlı değişimi

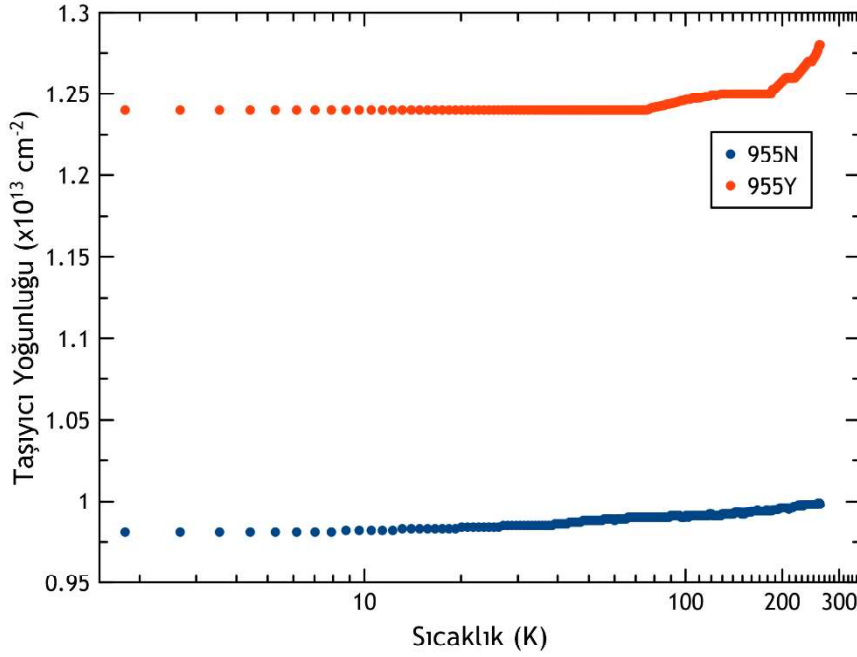
İncelenen AlGaIn/GaN çokluyapılarına ait  $R_{xy}$  Hall direncinin sıcaklığın tersine bağlı değişimi Şekil 6.6, Şekil 6.7 ve Şekil 6.8'te verilmiştir. İncelenen sıcaklık aralığında  $R_{xy}$  Hall direncinin büyük ölçüde sabit olduğu gözlenmiştir. Şekil 6.6'ya göre 951N ve 951Y'ye ait  $R_{xy}$ 'nin sıcaklığa bağlı değişimi arasındaki fark diğer iki numune grubu arasındaki değişime göre daha azdır. Şekil 6.7 ve Şekil 6.8 göz önüne alındığında, 952N ve 952Y numuneleri ile 955Y ve 955N numunelerinin kendi aralarındaki  $R_{xy}$ 'in sıcaklığa bağlılığının farkı için 955Y ve 955N numuneleri arasındaki  $R_{xy}$  farkının en büyük olduğu görülmektedir. Yüksek sıcaklıklarda  $R_{xy}$  direncinde bir miktar artış olduğu gözlenmiştir ve bu artışın açıklaması sıcaklığa bağlı taşıyıcı yoğunluğu incelemelerinde yapılacaktır.



Şekil 6.9. 951N ve 951Y no'lu numuneler için sıcaklığa bağlı olarak ölçülen taşıyıcı yoğunluğu



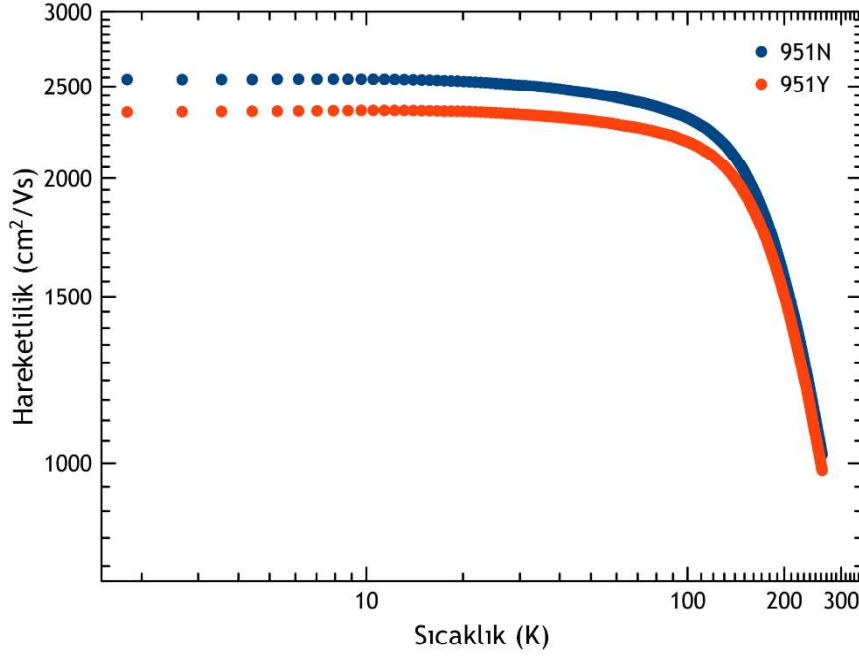
Şekil 6.10. 952N ve 952Y no'lu numuneler için sıcaklığa bağlı olarak ölçülen taşıyıcı yoğunluğu



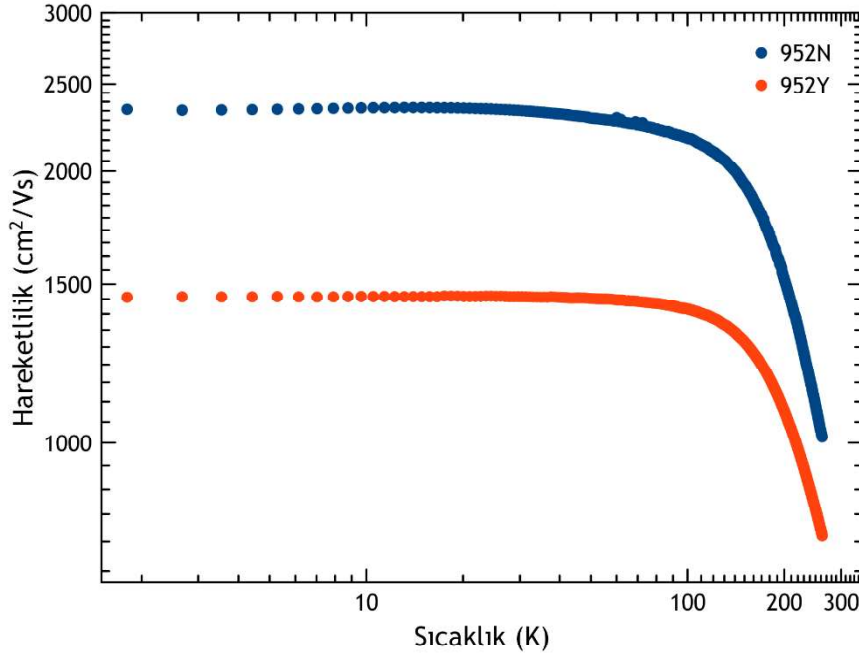
Şekil 6.11. 955Y ve 955N no'lu numuneler için sıcaklığa bağlı olarak ölçülen taşıyıcı yoğunluğu

Şekil 6.9'da 951N ve 951Y, Şekil 6.10'da 952N ve 952Y ile Şekil 6.11'de 955Y ve 955N no'lu pasivasyonlu ve pasivasyonsuz AlGaIn/GaN çokluyapıların sıcaklığa bağlı olarak taşıyıcı yoğunluklarındaki değişimler gösterilmektedir. Ölçüm yapılan sıcaklık aralığında tüm numuneler için taşıyıcı yoğunluğu yaklaşık olarak sıcaklıktan bağımsız bir davranış göstermektedir. Sadece yüksek sıcaklıklarda ısıl olarak yığın taşıyıcıları üretilmesi ile taşıyıcı yoğunluğunda bir miktar artış görülmüştür. Her üç numune grubu için *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> pasivasyon sonrası taşıyıcı yoğunluklarında belirli bir düzeyde artış olduğu görülmektedir. 955Y ve 955N yani AlN arakatmanın olmadığı katkısız çokluyapılar için *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> pasivasyonun etkisiyle düşük sıcaklıklardaki taşıyıcı yoğunluğu değişimi  $9,8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 'den  $1,24 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 'ye değişmiştir. 951N ve 951Y yani AlN arakatmanın olduğu katkısız çokluyapılar için ise taşıyıcı yoğunluğundaki değişim  $1,20 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 'den  $1,30 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 'ye olmuştur. Son olarak 952N ve 952Y yani AlN arakatmanın olduğu Si-katlı AlGaIn bariyer katmanlı çokluyapılardaki bu değişim  $1,17 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 'den  $1,44 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 'ye gerçekleşmiştir. Bu verilere göre, en büyük pasivasyon indüklü taşıyıcı yoğunluğu AlN arakatmanın olduğu katlı çokluyapılarda  $2,7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  olarak elde edilmiştir. En düşük pasivasyon indüklü taşıyıcı yoğunluğu ise  $1,0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  ile AlN arakatmanın olduğu katkısız çokluyapılarda elde edilmiştir. Böylece, AlN arakatmanlı katlı çokluyapılarda 2BEG taşıyıcı yoğunluğu üzerine pasivasyonun etkisinin diğer iki çokluyapıdan daha fazla olduğu

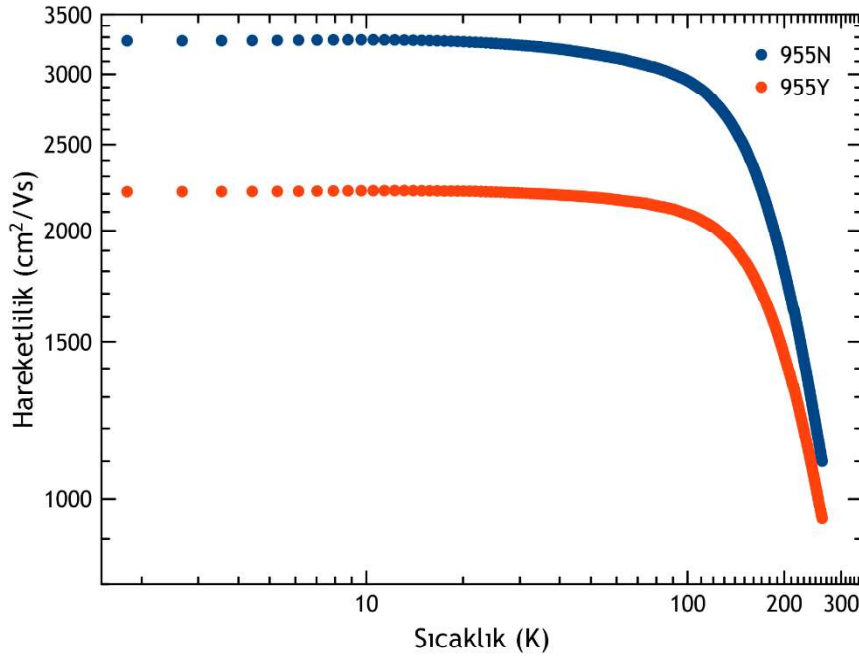
söylenbilir. Şekil 6.2'deki AFM görüntüleri kullanılarak hesaplanan dislokasyon yoğunluklarına göre pasivasyon sonrasında yüzeydeki dislokasyon yoğunluğunun en çok değiştiği çokluyapının AlN arakatmanlı katkılı çokluyapılar olduğu görülmektedir. Daha önceki çalışmalarda, pasivasyonun dislokasyon yoğunluğunun daha az olduğu numunelerde etkinliğinin daha yüksek olduğu bildirilmiştir [159]. Dolayısıyla, daha az dislokasyon yoğunluklu çokluyapılarda *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonunun yüzey durumlarının azaltılmasında daha etkin olduğu söylenbilir. Literatürdeki çalışmaların sonuçları ve elde edilen bulgular bu yönden birbiri ile uyumlu davranış göstermektedir [159]. Sonuç olarak, incelediğimiz çokluyapılarda *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonu sonrası artan taşıyıcı yoğunluğunun kaynağı Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> ile pasive edilmiş yüzeydeki yüzey durumlarının indirgenmesi olabilir.



Şekil 6.12. 951N ve 951Y nolu numuneler için sıcaklığa bağlı olarak ölçülen Hall hareketliliği



Şekil 6.13. 952N ve 952Y nolu numuneler için sıcaklığa bağlı olarak ölçülen Hall hareketliliği



Şekil 6.14. 955Y ve 955N nolu numuneler için sıcaklığa bağlı olarak ölçülen Hall hareketliliği.

Şekil 6.12 951N ve 951Y, Şekil 6.13 952N ve 952Y ile Şekil 6.14 955Y ve 955N no'lu incelenen pasivasyonlu ve pasivasyonsuz AlGaIn/GaN çokluyapıların sıcaklığa bağlı olarak hareketlilikteki değişimleri göstermektedir. *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> pasivasyon katmanının etkisiyle

taşıyıcı yoğunluğundaki artış sonucunda hareketlilikte azalma olduğu incelenen tüm numunelerde gözlenmektedir. En düşük pasivasyon indüklü taşıyıcının olduğu AlN arakatmanlı katkısız çokluyapılardaki düşük sıcaklık hareketlilikteki net değişim  $196 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  iken, en büyük pasivasyon indüklü taşıyıcının olduğu AlN arakatmanlı katkılı çokluyapılardaki net değişim ise  $896 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  olmuştur. Diğer numune grubu olan AlN arakatmanın olmadığı katkısız çokluyapıların hareketliliğindeki net değişim ise  $1056 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ 'dir. Pasivasyon sonrası en yüksek taşıyıcı yoğunluğuna sahip olan Si-katkılı AlGaIn bariyer katmanlı çokluyapıların hareketliliği diğer pasivasyonlu numuneler arasında en düşük olanıdır. Bu bulgular, hareketlilikteki değişimlerde *in situ*  $\text{Si}_3\text{N}_4$  pasivasyon katmanının etkisiyle artan taşıyıcı yoğunluğunun önemli bir etken olduğunu göstermektedir. Farklı çokluyapılarda *in situ*  $\text{Si}_3\text{N}_4$  pasivasyonunun uygulanması sonrasında hareketlilikteki azalmanın daha iyi anlaşılması için hareketliliği sınırlayan saçılma mekanizmalarının incelenmesi yararlı olabilir.

#### 6.4. 2BEG Hareketlilik Saçılma Analizi

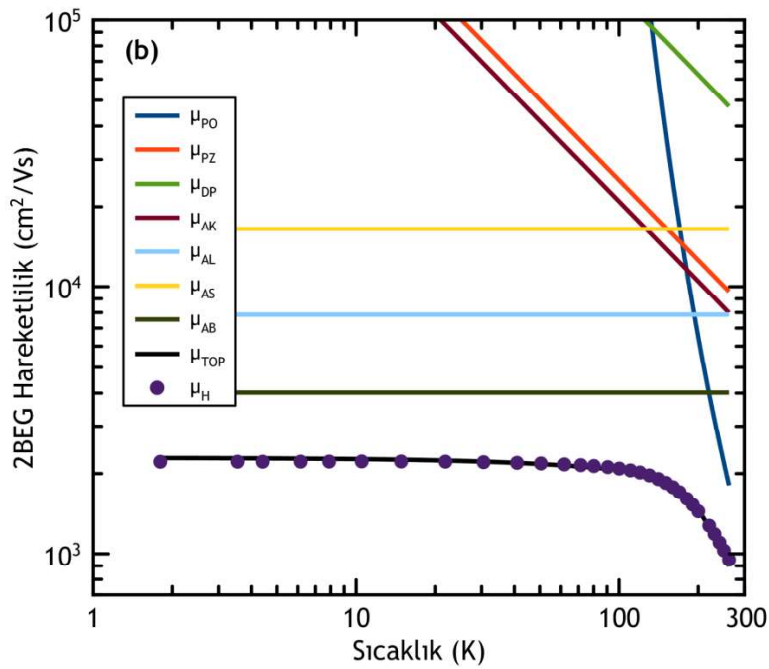
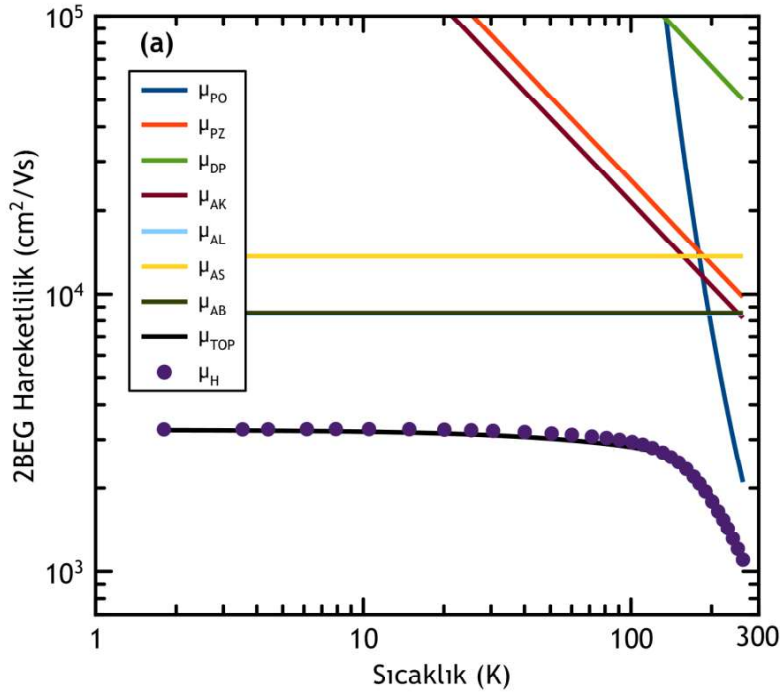
2BEG kuvantum kuyusundaki elektronların düşük alan elektron iletimi özellikleri üzerine *in situ*  $\text{Si}_3\text{N}_4$  pasivasyon katmanının etkisini belirlemek için hareketliliği sınırlayan saçılma mekanizmalarının incelenmesi gereklidir. Hesaplamalarda polar optik fonon saçılması ( $\mu_{PO}$ ), deformasyon potansiyel ( $\mu_{DP}$ ) ve piezoelektrik ( $\mu_{PE}$ ) saçılma mekanizmalarını içeren akustik fonon saçılma mekanizması ( $\mu_{AK}$ ), arkaplan safsızlık saçılması ( $\mu_{AS}$ ), uzak vericilerden kaynaklanan safsızlık saçılması ( $\mu_{UVS}$ ), alaşım saçılması ( $\mu_{AL}$ ) ve arayüzey bozukluğu saçılması ( $\mu_{AB}$ ) göz önünde bulunduruldu. Bu saçılma mekanizmalarına ait hareketlilik bileşenleri Bölüm 3.2'de verilen bağıntılar kullanılarak hesaplandı. Bu saçılma mekanizmaları arasında dislokasyon saçılması göz önünde bulundurulmamıştır. Çünkü bu saçılma mekanizmasının 2BEG hareketliliği üzerindeki etkisi  $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  kadar yüksek taşıyıcı yoğunluklu çokluyapılarda oldukça zayıftır [97,160]. Ayrıca AlN arakatmanı alaşım saçılmasını engellediği daha önceki çalışmalar tarafından ortaya konduğu için AlN arakatmanlı çokluyapılarda alaşım saçılma mekanizması hesaplamaya dahil edilmemiştir [99, 161].

$\mu_{TOP}$  Mattheisen kuralı kullanılarak bu saçılma mekanizmalarına ait hareketlilik bileşenleri ile hesaplanan toplam hareketlilik ve  $\mu_H$  ise tek manyetik alanda Hall etkisi ölçümleri ile ölçülen hareketliliği temsil eder. Yapılan analitik hesaplamalarda kullanılan malzeme

parametreleri Çizelge 6.2'de listelenmiştir. Uzak vericilerden kaynaklanan safsızlık saçılma mekanizması AlGaN bariyerin katkılanmasından dolayı sadece katkılı numunelerde göz önüne alınmıştır.

Çizelge 6.2. Toplam elektron hareketliliğin saçılma analizinde kullanılan GaN için malzeme parametreleri [99, 162]

Parametreler	Değer
Yüksek frekans dielektrik sabiti	$\epsilon_{\infty} = 5,35$
Statik dielektrik sabiti	$\epsilon_s = 8,9$
LO-fonon enerjisi	$\hbar\omega = 0,092 \text{ eV}$
LA-fonon hızı	$u_l = 6,56 \times 10^3 \text{ ms}^{-1}$
Kristal yoğunluğu	$\rho = 6,15 \times 10^3 \text{ kgm}^{-3}$
Elektron dalga vektörü	$k = 7,3 \times 10^8 \text{ m}^{-1}$
Elektromekanik çiftlenim sabiti	$K^2 = 0,039$
LA elastik sabiti	$c_{LA} = 2,650 \times 10^{11} \text{ Nm}^{-1}$
TA elastik sabiti	$c_{TA} = 0,442 \times 10^{11} \text{ Nm}^{-1}$

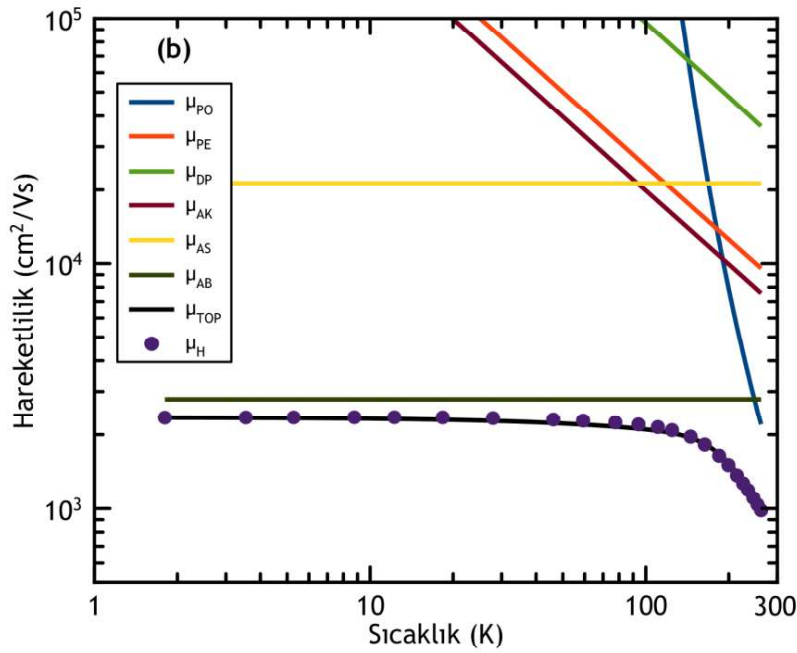
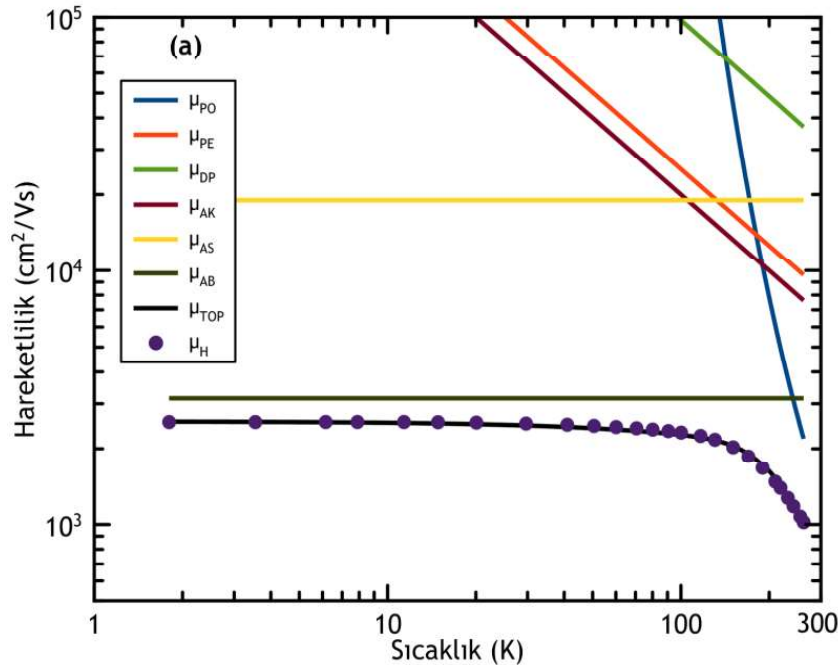


Şekil 6.15. Katkısız AlGaIn/GaN çokluyapılarda (a) pasivasyonsuz (955N) ve (b) pasivasyonlu (955Y) numunelerinin 2BEG hareketliliğini sınırlayan saçılma mekanizmaları

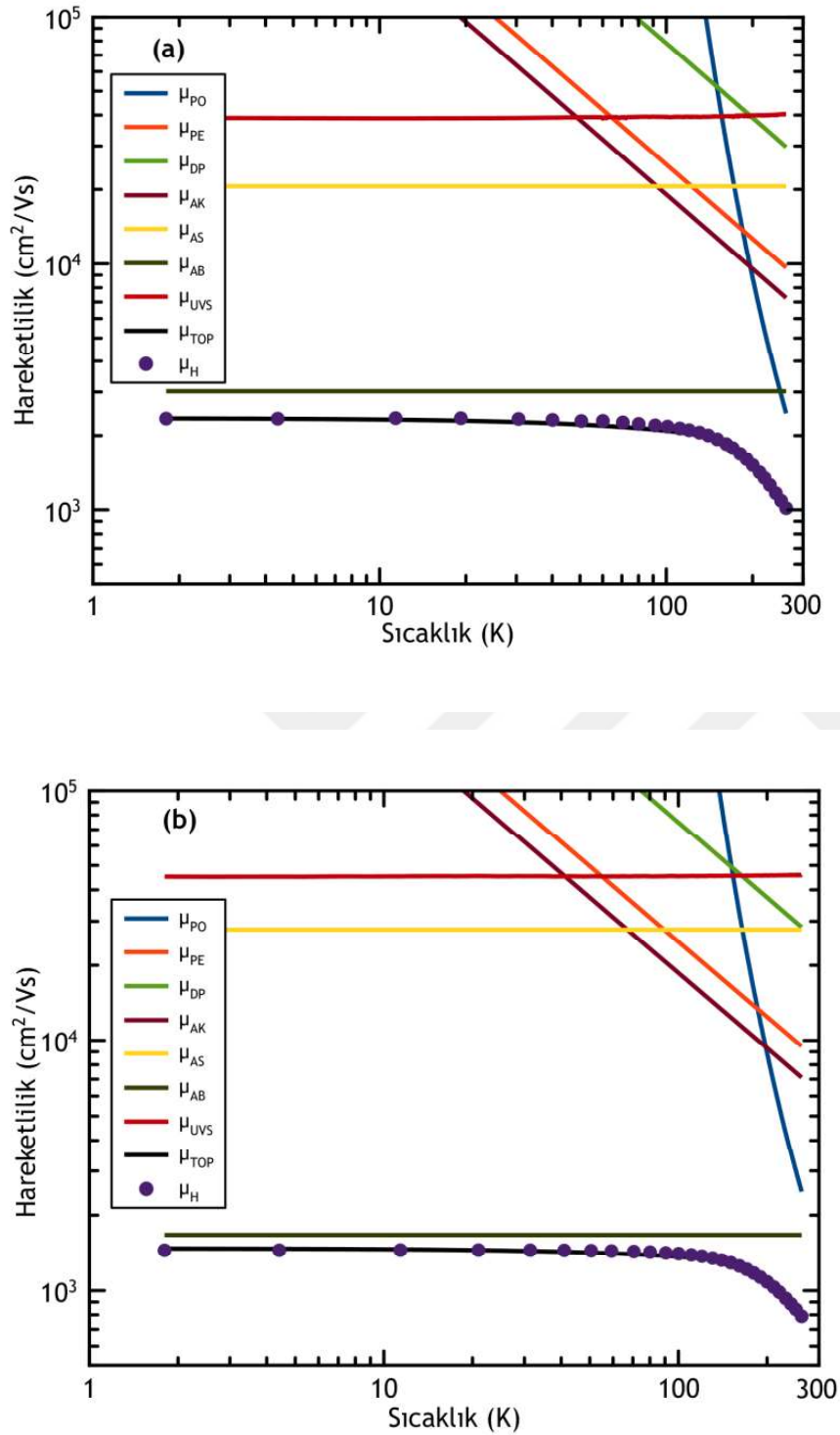
Şekil 6.15 (a) ve (b) polar optik fonon saçılmasının yüksek sıcaklıklarda baskın saçılma mekanizma olduğunu göstermektedir. AlN arakatmanın olmadığı katkısız AlGaIn/GaN

çokluyapıları için düşük sıcaklıklarda arayüzey bozukluğu saçılması ve alaşım saçılması baskın olan saçılma mekanizmalarıdır. Şekil 6.15 (a) ve (b) kıyaslandığında, arayüzey bozukluğu saçılmasının pasivasyon sonrasında alaşım saçılmasından daha etkin olduğu görülmektedir. Alaşım saçılması mekanizması ayrıca taşıyıcı yoğunluğuna bağlıdır ama bu bağlılık arayüzey bozukluğu saçılması mekanizmasında olduğu gibi güçlü değildir. Safsızlık saçılmasının etkisi de artan taşıyıcı yoğunluğu nedeni ile azalır. Her iki numune için de akustik fonon saçılma mekanizması 100-262 K sıcaklık aralığında benzer bir davranış göstermektedir. Böylelikle, AlN arakatmanın olmadığı katkısız numunelerde 2BEG hareketliliğindeki azalmanın başlıca arayüzey bozukluğu saçılma mekanizmasından meydana geldiği öne sürülebilir.

Şekil 6.16 (a) ve (b) katkısız AlGaN/AlN/GaN çokluyapıları için pasivasyonsuz ve pasivasyonlu numunelerin 2BEG hareketliliğini sınırlayan saçılma mekanizmalarını göstermektedir. Yüksek sıcaklıklarda, polar optik fonon saçılma mekanizması 2BEG hareketliliği sınırlayan baskın saçılma mekanizmasıdır. Pasivasyon sonrası, Şekil 6.16 (b)'de olduğu gibi polar optik fonon saçılmasının hareketlilik bileşeninde neredeyse bir değişim yoktur. Düşük sıcaklıklarda ise arayüzey bozukluğu saçılması baskın olan saçılma mekanizmasıdır. Pasivasyon sonrasında, arayüzey bozukluğu saçılmasının 2BEG hareketliliği üzerindeki etkisinin artan taşıyıcı yoğunluğundan dolayı arttığı görülmektedir.



Şekil 6.16. Katkısız AlGaN/AlN/GaN çokluyapılarda (a) pasivasyonsuz (951N) ve (b) pasivasyonlu (951Y) numunelerin 2BEG hareketliliğini sınırlayan saçılma mekanizmaları



Şekil 6.17. Katkılı n-AlGaN/AlGaN/AlN/GaN çokluyapılarda (a) pasivasyonsuz (952N) ve (b) pasivasyonlu (952Y) numunelerinin 2BEG hareketliliğini sınırlayan saçılma mekanizmaları

Si-katkılı AlGaN bariyerin olduğu AlGaN/AlN/GaN çokluyapılarına ait sıcaklığa bağlı 2BEG hareketliliğinin saçılma analizinde, Si-katkılı AlGaN bariyer katmanındaki uzak

vericilerden dolayı uzak vericilerden kaynaklı safsızlık saçılması ( $\mu_{UVS}$ ) temel bir saçılma mekanizması olarak göz önünde bulundurulmuştur [163]. Şekil 6.17’de görüldüğü gibi, hem pasivasyonsuz hem de pasivasyonlu numuneler için yüksek sıcaklıklarda polar optik fonon saçılması baskın olan saçılma mekanizmasıdır. Düşük sıcaklıklarda ise baskın saçılma mekanizması arayüzey bozukluğu saçılmasıdır. Şekil 6.17 (b)’de pasivasyon sonrası arayüzey bozukluğu saçılma mekanizmasının 2BEG hareketliliği üzerindeki etkisinin önemli ölçüde arttığı görülmektedir. 2BEG hareketliliğinin arayüzey bozukluğu saçılma mekanizması bileşeni Bölüm 3.2.3’te açıklandığı gibi göre  $\mu_{AB} \sim n_{2D}^{-2}$  ile değiştiği için, bu artış taşıyıcı yoğunluğundaki değişimler ile açıklanabilmektedir. KatkıSIZ AlGaN/AlN/GaN çokluyapılarda, Şekil 6.9’a göre pasivasyon indüklü taşıyıcı yoğunluğu  $1,0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  iken düşük sıcaklık 2BEG hareketliliğindeki net değişim  $196 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ’dir. Katkılı AlGaN/AlN/GaN çokluyapılarda ise pasivasyon indüklü taşıyıcı yoğunluğu  $2,7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  iken düşük sıcaklık 2BEG hareketliliğindeki net değişim  $896 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ’dir. Yani, pasivasyon indüklü taşıyıcı yoğunluğu 2 kattan fazla değişirken, 2BEG hareketliliğindeki değişim dört kattan fazla olmuştur. Buna göre, katkılı çokluyapılardaki taşıyıcı yoğunluğundaki artış arayüzey bozukluğu saçılma mekanizmasının 2BEG hareketliliği üzerindeki etkisinin artmasından sorumludur.

Çizelge 6.3. İncelenen numuneler için 2BEG arayüzey ile ilgili parametreler üzerine *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonun etkisi

Arayüzey Parametreleri	955N	955Y	951N	951Y	952N	952Y
Z <sub>0</sub> (nm)	5,00	5,80	4,81	4,79	4,28	4,24
Ξ (eV)	4,40	4,40	5,00	5,00	5,60	5,60
Λ (nm)	4,41	3,81	3,39	3,35	3,22	2,96

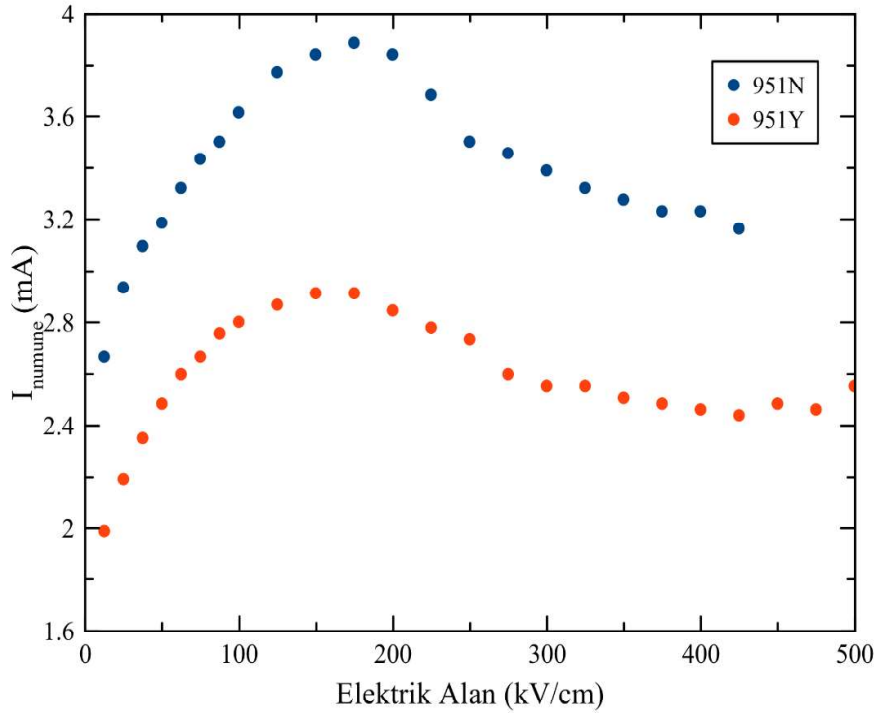
Çizelge 6.3 etkin kuvantum kuyu genişliği (Z<sub>0</sub>), deformasyon potansiyeli (Ξ) ve arayüzey bozukluğunun korelasyon uzunluğunu (Λ) içeren ayarlanabilir fit parametrelerini göstermektedir. Bu değerler yan büyüklüğün 1 mono katman yani  $\Lambda = 2,58 \times 10^{-10} \text{ m}$  ve arkaplan safsızlığın  $N_{BI} = 10^{23} \text{ m}^{-3}$  olarak kabul edilmesiyle elde edilmiştir [163, 164]. Çizelge 6.3’e göre üçgenimsi kuvantum kuyunun etkin genişliği *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> pasivasyon ile az bir miktar azalmaktadır. Taşıyıcı yoğunluğunun artmasıyla, arayüzeyde artan elektrik alanı etkin kuvantum kuyu genişliğinin daralmasına yol açabilir. Pasivasyon sonrasında kuvantum kuyu genişliği daraldığı ve taşıyıcı yoğunluğu arttığı için, arkaplan safsızlık

saçılmasının 2BEG hareketliliği üzerindeki etkisi pasivasyonlu numunelerde azalmıştır. Diğer taraftan, arayüzey bozukluğu saçılmasının 2BEG hareketliliği üzerindeki etkisinin daha dar kuvantum kuyularında daha önemli hale geldiği iyi bilinmektedir [165]. Katkısız AlGa<sub>n</sub>/Ga<sub>n</sub>, katkısız AlGa<sub>n</sub>/AlN/Ga<sub>n</sub> ve katkılı n-AlGa<sub>n</sub>/AlGa<sub>n</sub>/AlN/Ga<sub>n</sub> çokluyapılarda, pasivasyon sonrası arayüzey bozukluğunun korelasyon uzunluğu sırasıyla 4,41 nm'den 3,81 nm'ye; 3,39 nm'den 3,35 nm'ye ve 3,22 nm'den 2,96 nm'ye azalmıştır. Bu azalmalar numunelerin geometrik düzensizliklerinden dolayı kabul edilebilir bir değişimdir [166]. Korelasyon uzunluğundaki bu azalma eğilimi pasivasyon sonrası germe (İng. tensile) zordaki artış ile ilişkili olabilir. Dinara ve diğerleri Ga<sub>n</sub> katmanı üzerine büyütülen Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>N bariyer katmanının germe zorunun pasivasyon sonrası arttığını bildirmişlerdir [167]. Ayrıca onlar pasivasyon sonrası taşıyıcı yoğunluğundaki artışın kaynağının bu germe zorundaki artış ve yüzey durumlarındaki azalma olduğunu öne sürmüşlerdir. Bu nedenle, her bir numune için ölçülen taşıyıcı yoğunluklarını Dinara ve diğerleri çalışmasında verilen denklemlerde yerine kullanarak germe zorları hesaplandı [167, 168]. Katkısız AlGa<sub>n</sub>/AlN/Ga<sub>n</sub> çokluyapılarda, pasivasyon sonrasında germe zoru  $7,90 \times 10^{-3}$ 'den  $1,05 \times 10^{-2}$ 'ye artarken katkılı n-AlGa<sub>n</sub>/AlGa<sub>n</sub>/AlN/Ga<sub>n</sub> çokluyapılarda bu artış  $6,40 \times 10^{-3}$ 'den  $1,36 \times 10^{-2}$  olarak gerçekleşmiştir. Arayüzey üzerindeki bu ilave zor arayüzey bozukluğunda bir artışa ve kuvantum kuyu genişliğinin daralmasına yol açabilir [169]. Arayüzey bozukluğu saçılmasının 2BEG hareketliliği üzerindeki etkisinin artması ayrıca 2BEG taşıyıcılarının dalga fonksiyonunun artan germe zorundan dolayı arayüze daha yakın olmasından dolayı da gerçekleşebilir.

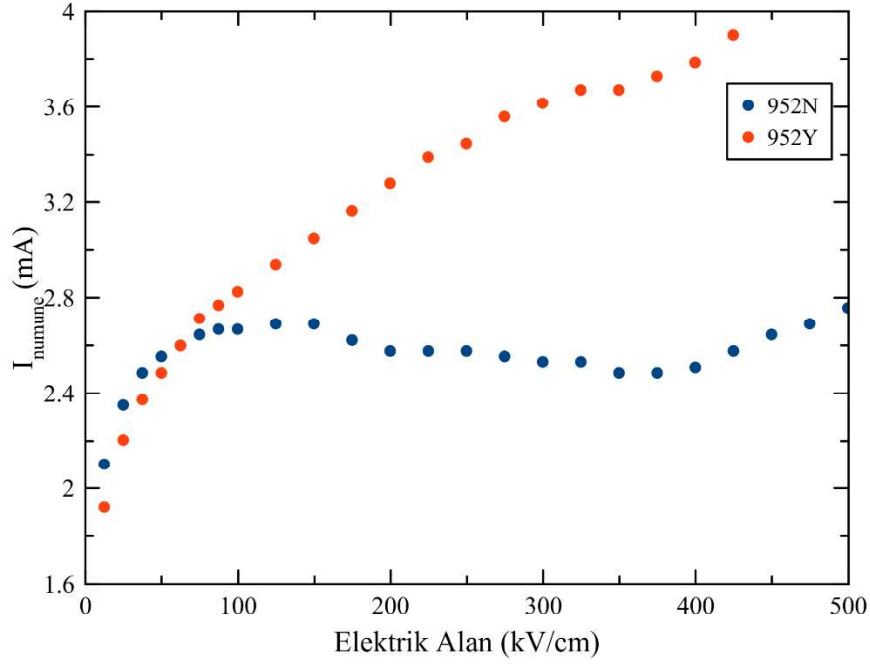
Hall etkisi ölçümleri kullanılarak saçılma analizinden elde edilen arayüzey bozukluğunun korelasyon uzunluğu parametreleri önceki  $\Delta$ - $\Delta$  tahmin hesaplamaları ile karşılaştırılabilir sonuçlardır [170, 171]. Ayrıca kuvantum kuyu genişliği parametre değerleri Fermi dalgaboyu kuyu genişliği yaklaşımı ile kıyaslandığında kabul edilebilir değerlerdedir [171]. Sonuç olarak, özellikle katkılı çokluyapılarda,  $n_{2D}$ ,  $A$  ve  $\Delta$  gibi farklı parametreler düşük sıcaklık 2BEG hareketliliğindeki azalmanın nedenlerini açıklamak için değerlendirildi. Analizler sonucunda, *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> pasivasyonla birlikte oluşan 2BEG hareketliliğindeki bu azalmanın taşıyıcı yoğunluğunun artması nedeniyle arayüzey bozukluğu saçılma mekanizmasından ileri geldiği öne sürülebilir.

### 6.5. Nanosaniye Atımlı I-V Ölçüm Sonuçları ve Sıcak-Elektron Etkileri

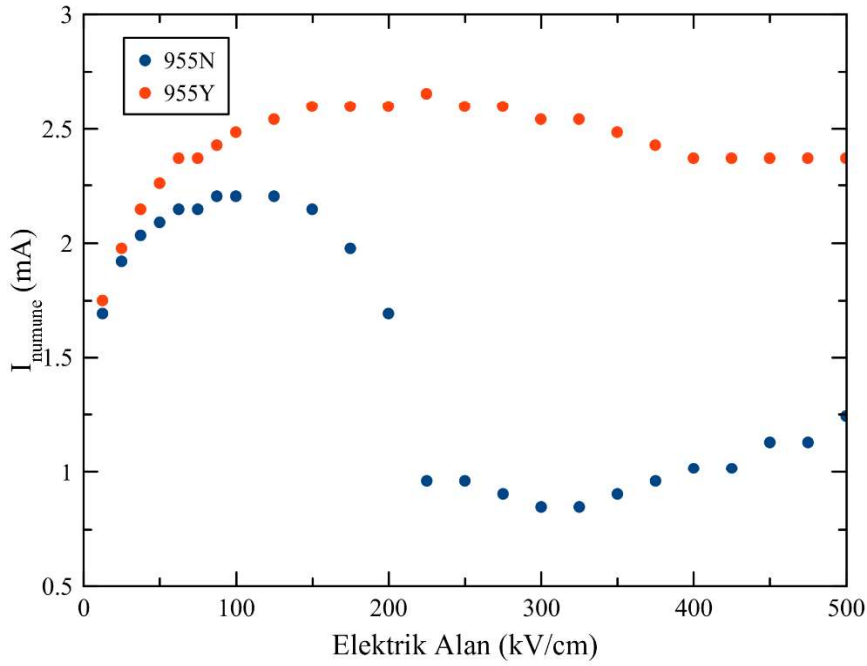
Şekil 6.18 77 K örgü sıcaklığında *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonlu ve pasivasyonsuz 951N ve 951Y no'lu AlGa<sub>0.2</sub>N/GaN/AlN/GaN çokluyapıları için elektrik alanın fonksiyonu olarak her bir numune boyunca geçen akımı göstermektedir. 951N numunesinde 430 kV/cm elektrik alan değerine kadar ölçüm alınabilirken 951Y numunesinde 500 kV/cm'ye kadar ölçüm yapılmıştır. Şekil 6.19'da 952N ve 952Y ile Şekil 6.20'de 955Y ve 955N no'lu numuneler için elektrik alana bağlı numune üzerinden geçen akım gösterilmektedir. 952Y no'lu numune üzerinden 430 kV/cm elektrik alan değerine kadar ölçüm alınabilirken diğer numunelerde 500 kV/cm elektrik alan değerlerine kadar nanosaniye-atımlı I-V ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Numune boyutlarının azaltılması ile literatüre göre GaN-temelli çokluyapılar için oldukça yüksek elektrik alan değerlerinde nanosaniye-atımlı I-V ölçümlerinin gerçekleştirilmesi mümkün olmuştur [147].



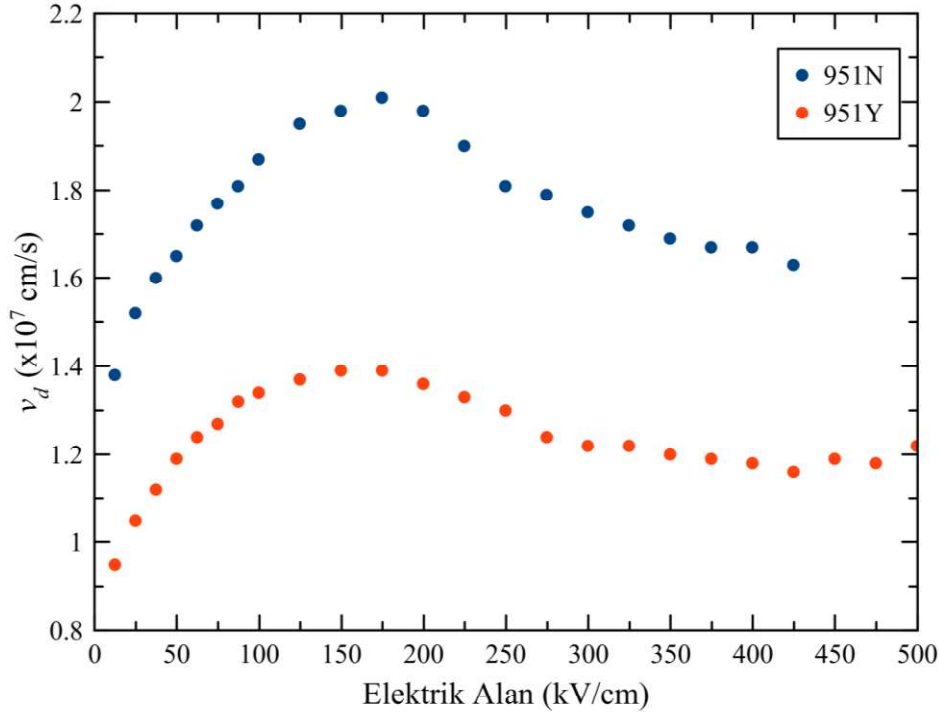
Şekil 6.18. 951N ve 951Y no'lu AlGa<sub>0.2</sub>N/GaN/AlN/GaN çokluyapılarında örgü sıcaklığı  $T_o=77$  K'de uygulanan elektrik alana bağlı olarak ölçülen numune üzerinden geçen akım



Şekil 6.19. 952N ve 952Y no'lu AlGaIn/AlIn/GaN çokluyapılarında örgü sıcaklığı  $T_o=77$  K'de uygulanan elektrik alana bağlı olarak ölçülen numune üzerinden geçen akım



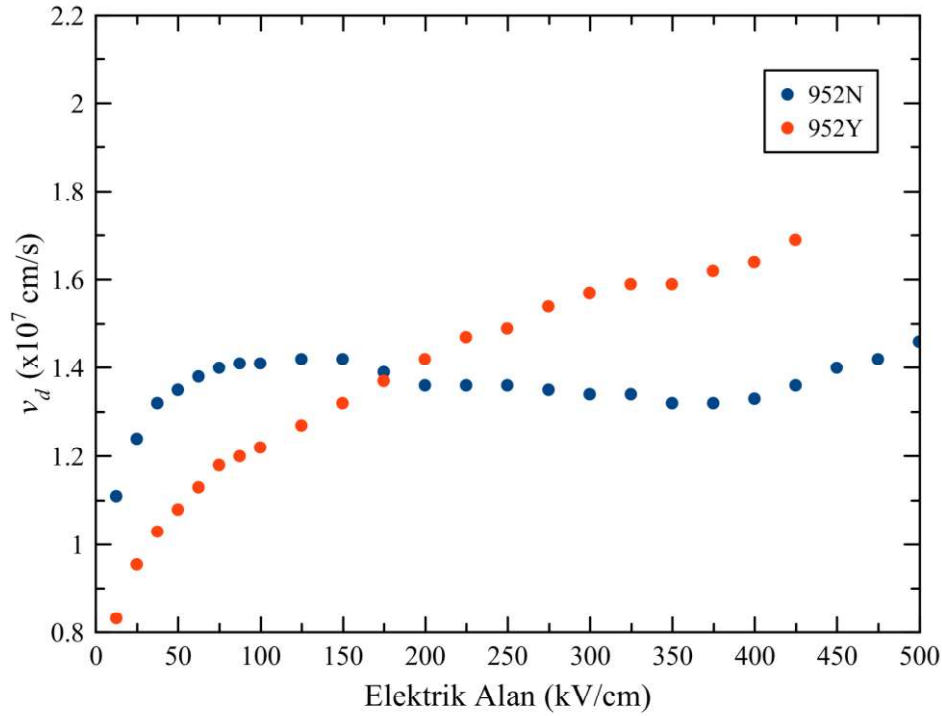
Şekil 6.20. 955Y ve 955N no'lu AlGaIn/GaN çokluyapılarında örgü sıcaklığı  $T_o=77$  K'de uygulanan elektrik alana bağlı olarak ölçülen numune üzerinden geçen akım



Şekil 6.21. 951N ve 951Y no'lu AlGaIn/AlN/GaN çokluyapılarında örgü sıcaklığı  $T_o=77$  K'de uygulanan elektrik alana bağlı olarak ölçülen sürüklenme hızı

Şekil 6.21 951N ve 951Y no'lu AlGaIn/AlN/GaN çokluyapıları için 77 K'de nanosaniye atımlı I-V ölçümlerinden Şekil 6.18'de verilen akım değerlerinin Eş. (5.23)'te kullanılmasıyla elde edilen elektrik alan-sürüklenme hızı karakteristiklerini göstermektedir. 951N ve 951Y numuneleri kıyaslandığında, *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonu sayesinde 951Y numunesinde 500 kV/cm elektrik alanına kadar sürüklenme hızı sonuçlarının deneysel olarak elde edildiği görülmektedir. 951N numunesinde 430 kV/cm'ye kadar ölçüm alınabilmiştir. Ayrıca uygulanan elektrik alan arttıkça sürüklenme hızında artış yerine azalmanın görülmesi olayı olarak tanımlanan NDD davranışı her iki numunede de gözlenmiştir. Bu durum bilgimiz kadarıyla GaN-temelli çokluyapılarda NDD davranışının tam olarak gözlendiği ilk deneysel çalışmanın gerçekleştiğini işaret etmektedir. Önceki çalışmalarda, GaN-temelli çokluyapılarda NDD davranışı Monte-Carlo hesaplamalarının bir sonucu olarak öngörülmektedir [111]. Bu öngörünün sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiklerinde deneysel olarak gözlenmemiş olması ise GaN-temelli çokluyapılarda NDD davranışının çok yüksek elektrik alanlarda ortaya çıkan bir olgu olmasından kaynaklanmaktadır. Numune boyutlarının oldukça azaltılmasıyla mevcut araştırmalara göre daha yüksek elektrik alanlara ulaşabilmiştir [109, 147].

951N numunesinde NDD davranışı 174 kV/cm elektrik alan değerinde oluşurken, 951Y numunesinde bu elektrik alan değeri 149 kV/cm'dir. NDD davranışının gözlenmeye başladığı elektrik alan değerlerinin bu şekilde değişmesi yüzey pasivasyonu sonrası yüzey durumlarının sayısının azalması ile ilişkilendirilebilir. Diğer taraftan, pik sürüklenme hızı da 951N numunesinde  $2,01 \times 10^7$  cm/s iken 951Y numunesinde  $1,39 \times 10^7$  cm/s olarak ölçülmüştür.



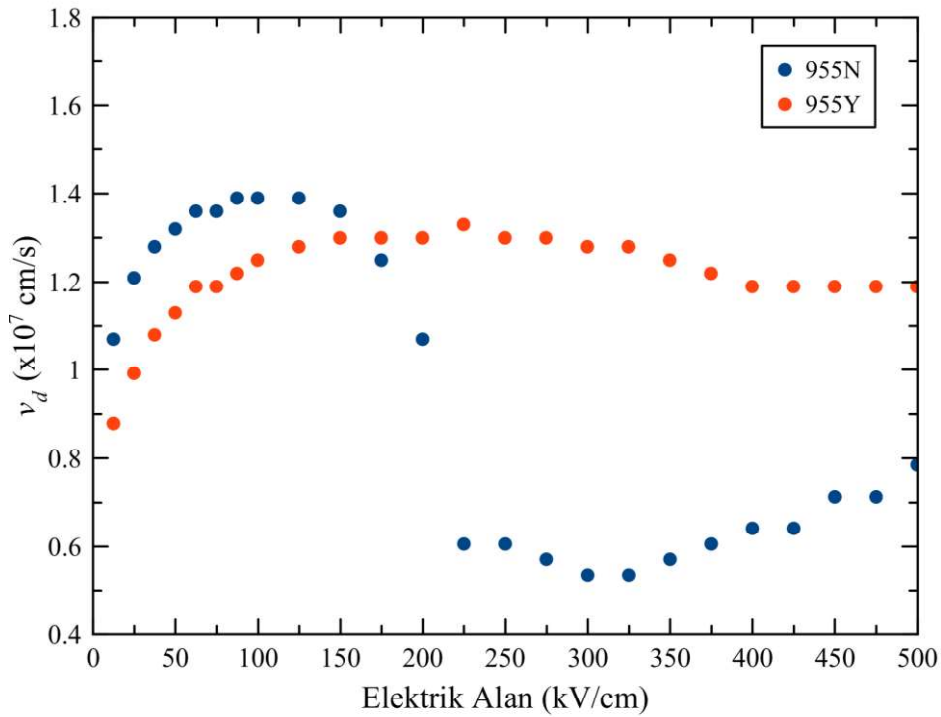
Şekil 6.22. 952N ve 952Y no'lu AlGaIn/AlN/GaN çokluyapılarında örgü sıcaklığı  $T_o= 77$  K'de uygulanan elektrik alana bağlı olarak ölçülen sürüklenme hızı

Şekil 6.22 952N ve 952Y no'lu AlGaIn/AlN/GaN çokluyapıları için 77 K'de nanosaniye atımlı I-V ölçümlerinden Şekil 6.19'da verilen akım değerlerinin Eş. (5.23)'te kullanılmasıyla elde edilen elektrik alan-sürüklenme hızı karakteristiklerini göstermektedir. 952N numunesi için yaklaşık 150 kV/cm'de NDD davranışının oluştuğu görülmektedir. 952Y numunesinde ise NDD davranışının oluşmadığı görülmektedir.

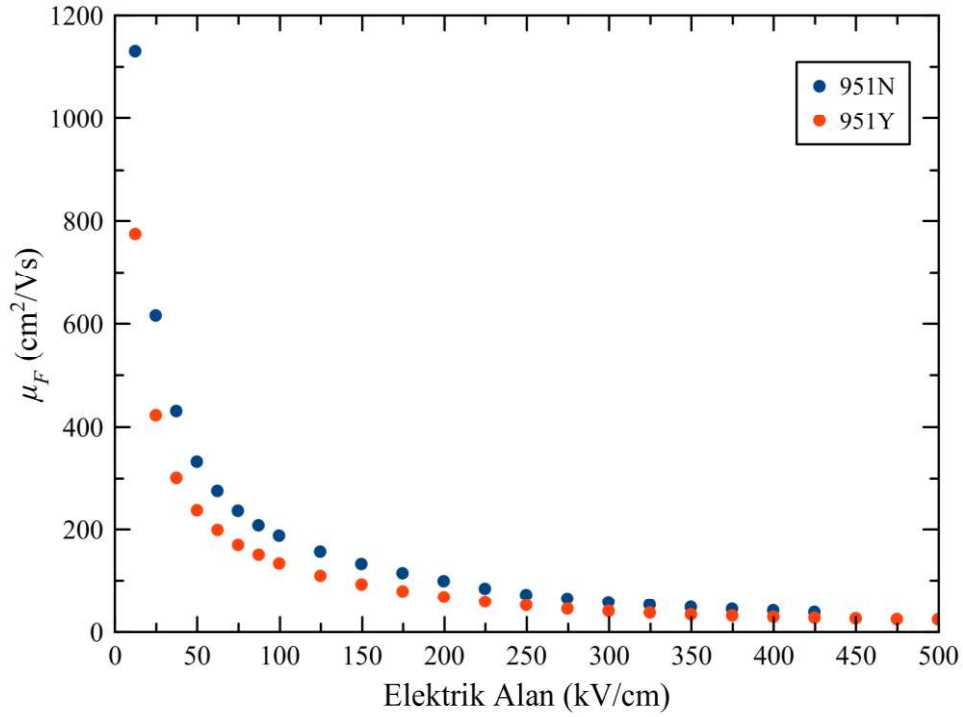
Şekil 6.23 955Y ve 955N no'lu AlGaIn/GaN çokluyapıları için 77 K'de nanosaniye atımlı I-V ölçümlerinden Şekil 6.20'de verilen akım değerlerinin Eş. (5.23)'te kullanılmasıyla elde edilen elektrik alan-sürüklenme hızı karakteristiklerini göstermektedir. 955N numunesi için NDD davranışı yaklaşık 150 kV/cm'de görülürken 955Y numunesinde 250 kV/cm'de sürüklenme hızında bir azalma olduğu görülmektedir. Yüksek elektrik alanlar için, *in situ*

$\text{Si}_3\text{N}_4$  yüzey pasivasyonlu 955Y numunesinin sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiklerinin 955N no'lu yüzey pasivasyonun olmadığı numuneye göre daha kararlı olduğu gözlenmektedir. 955Y no'lu numune için 150-375 kV/cm aralığı için sürüklenme hızının bir doyuma ulaştığı ve bu doyumun sıcak-elektronlar ile sıcak-fononlar arasındaki etkileşimlerden ileri geldiği söylenebilir.

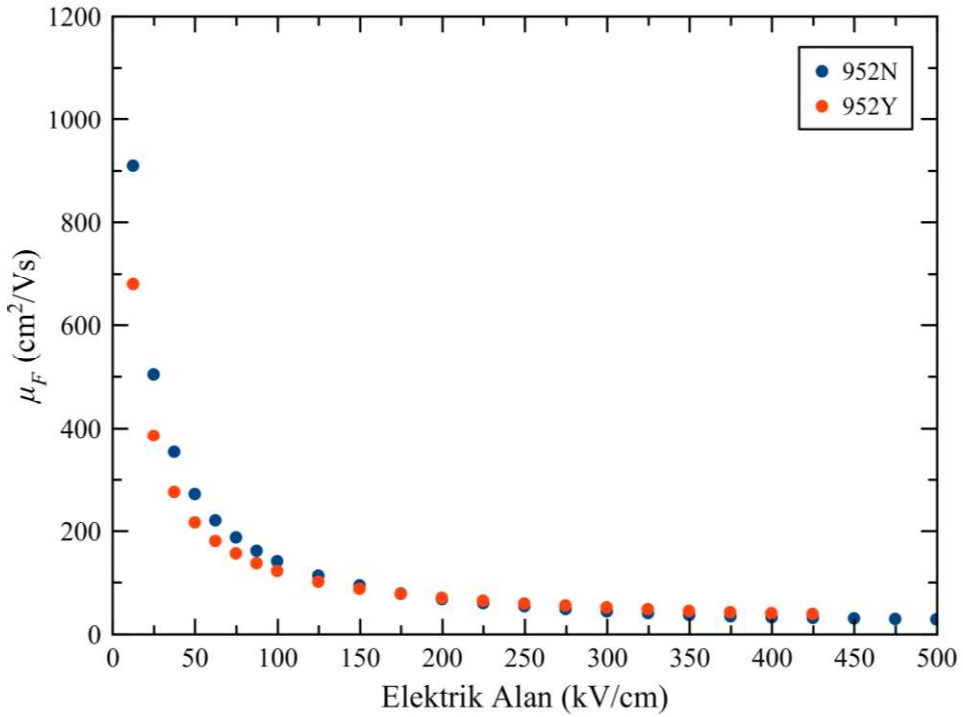
Şekil 6.21, Şekil 6.22 ve Şekil 6.23'e göre 100 kV/cm'ye kadar olan elektrik alan değerlerinde *in situ*  $\text{Si}_3\text{N}_4$  yüzey pasivasyonlu ve pasivasyonsuz numunelerinin kendi aralarında uyumlu karakteristiklere sahip oldukları yani elektrik alan ile doğrusal bir artış görülmektedir.



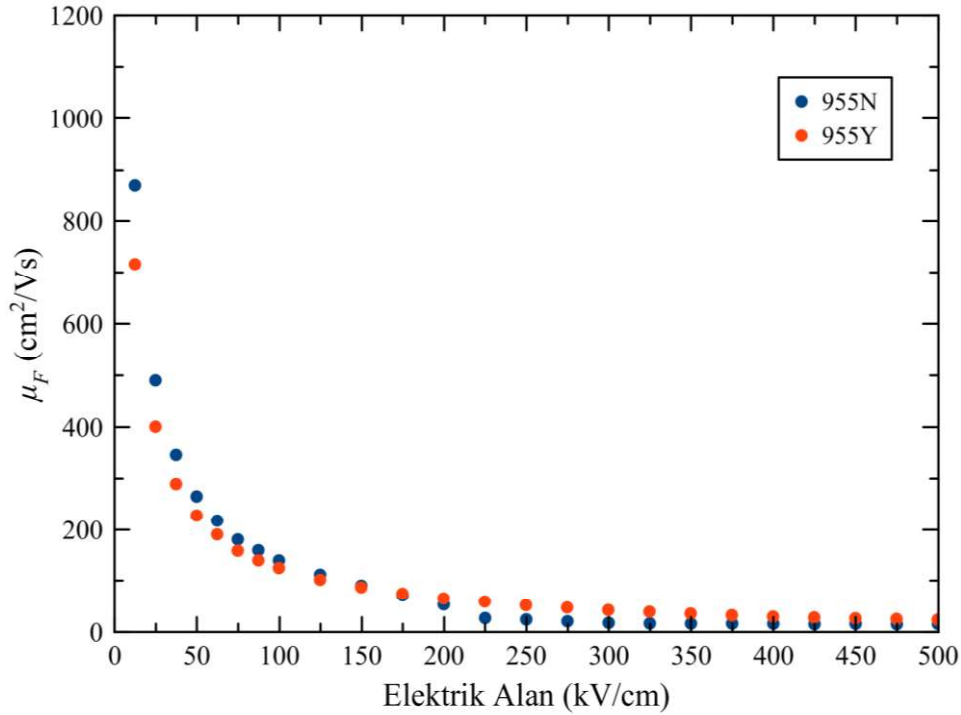
Şekil 6.23. 955Y ve 955N no'lu AlGaIn/GaN çoklu yapılarında örgü sıcaklığı  $T_o = 77$  K'de uygulanan elektrik alanına bağlı olarak ölçülen sürüklenme hızı



Şekil 6.24. 951N ve 951Y no'lu AlGaN/AlN/GaN çokluyapılarında örgü sıcaklığı  $T_o=77$  K'de uygulanan elektrik alana bağlı hareketlilik ölçümleri

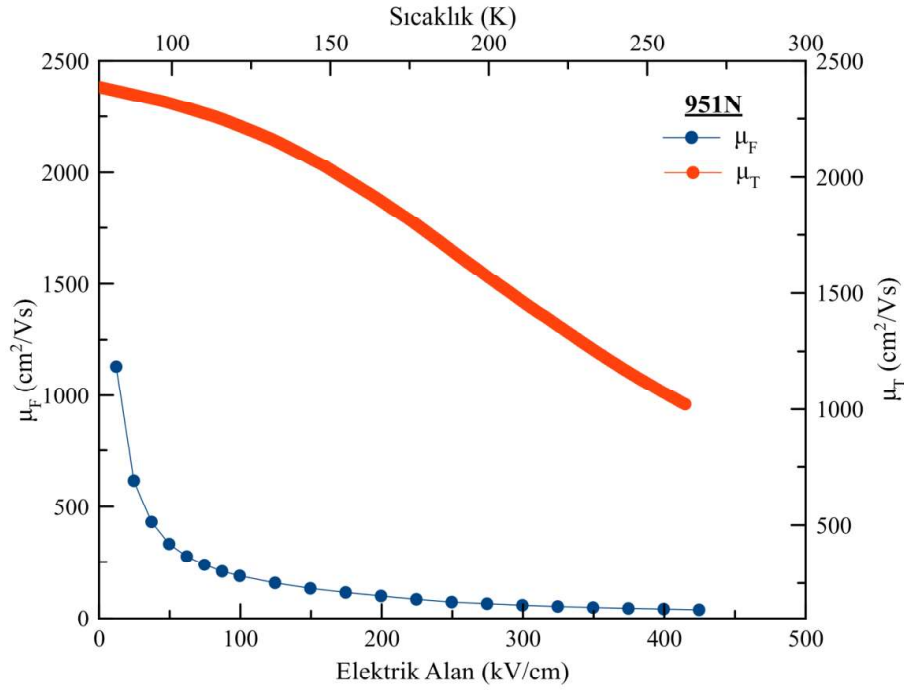


Şekil 6.25. 952N ve 952Y no'lu AlGaN/AlN/GaN çokluyapılarında örgü sıcaklığı  $T_o=77$  K'de uygulanan elektrik alana bağlı hareketlilik ölçümleri



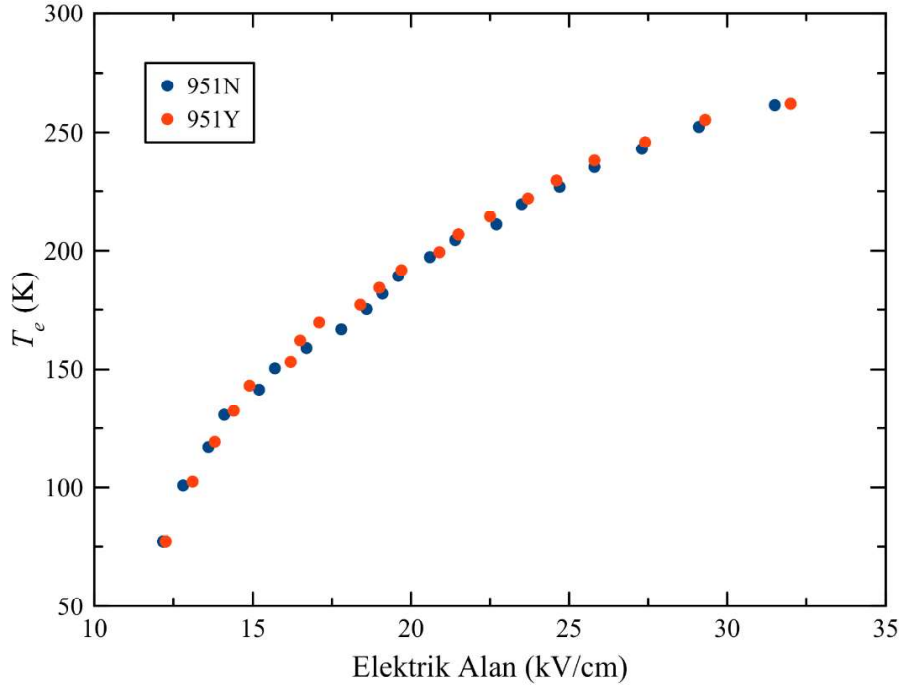
Şekil 6.26. 955Y ve 955N no'lu AlGaIn/GaN çokluyapılarında örgü sıcaklığı  $T_o=77$  K'de uygulanan elektrik alana bağlı hareketlilik ölçümleri

Elektronların sürüklenme hızı ile uygulanan elektrik alan arasında  $v_d = \mu F$  şeklinde bir bağıntı olduğu bilinmektedir. Burada  $\mu$ , alana bağlı sürüklenme hareketliliğidir ve  $F$  ise uygulanan elektrik alandır. Dolayısıyla Şekil 6.21, Şekil 6.22 ve Şekil 6.23'te gösterilen elektrik alana bağlı sürüklenme hızı verileri kullanılarak elektrik alana bağlı hareketlilikteki değişim bulunabilmektedir. Şekil 6.24, Şekil 6.25 ve Şekil 6.26 ise 77 K örgü sıcaklığında *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonlu ve pasivasyonsuz AlGaIn/AlN/GaN çokluyapıları için bu elektrik alana bağlı olarak hareketlilikteki değişimi göstermektedir. İncelenen numunelerde hareketliliğin uygulanan elektrik alan ile ters orantılı olduğu görülüyor. Tüm numuneler için 150 kV/cm'den sonra hareketlilikteki azalma giderek azalmaktadır. 300 kV/cm'den büyük elektrik alanlarda ise hareketlilik neredeyse sabittir.

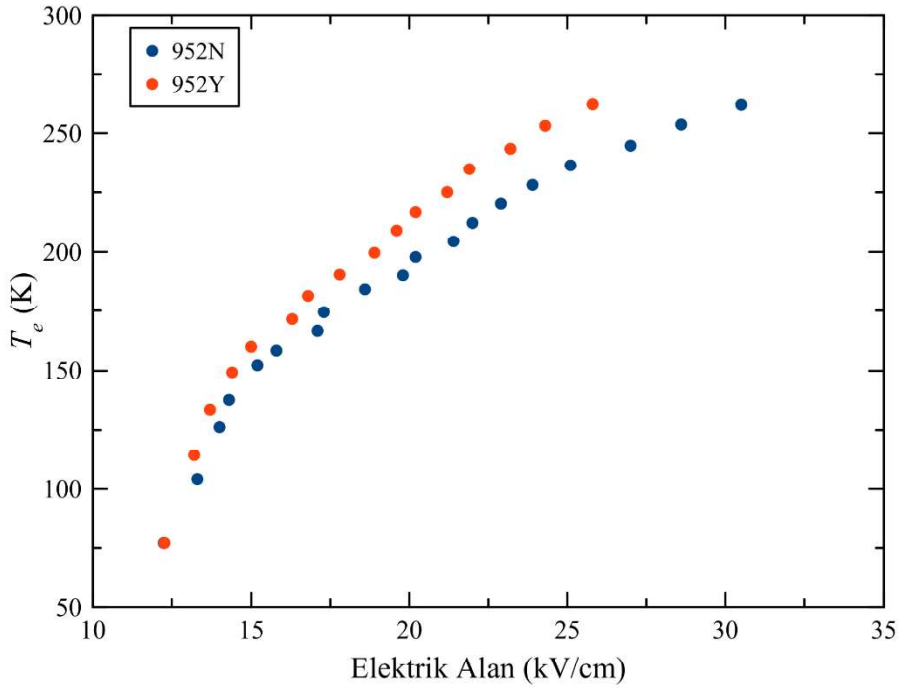


Şekil 6.27. *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonsuz katkısız AlGaIn/AlN/GaN çokluyapısı (951N) sıcaklığa olan bağılılığı

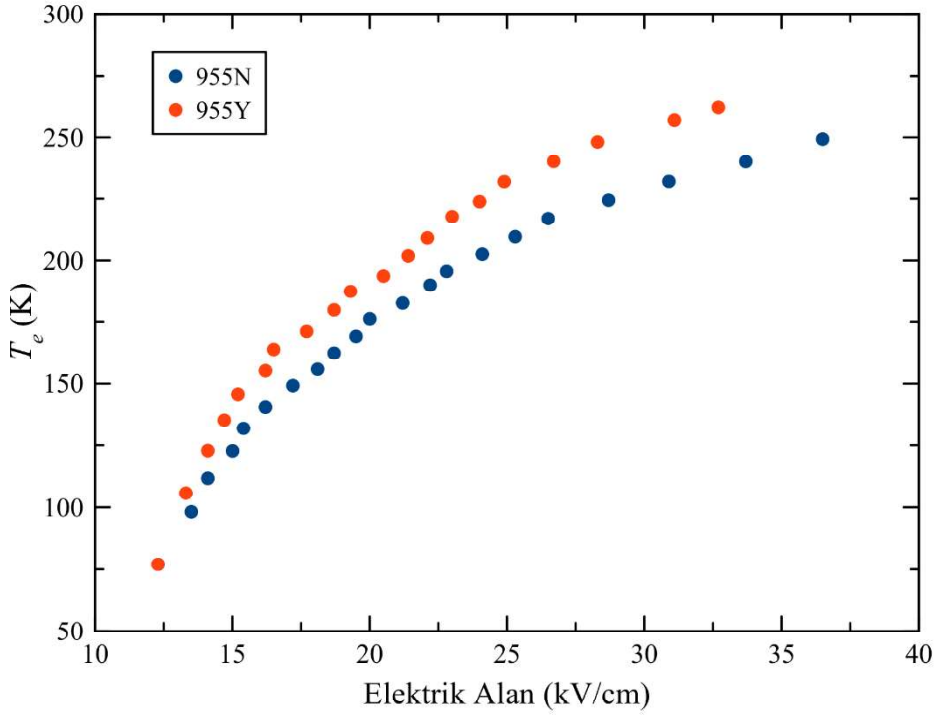
Şekil 6.27 *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonsuz katkısız AlGaIn/AlN/GaN çokluyapısı (951N) için hareketliliğin hem elektrik alanla hem de sıcaklıkla olan değişimini göstermektedir. Sıcaklık ve elektrik alan arttıkça hareketlilikte belirgin bir azalma olduğu görülmektedir. Bu iki farklı hareketlilik grafiği Bölüm 4.3'te açıklanan hareketlilik karşılaştırma yönteminde kullanılmaktadır. Her iki ölçümün sonuçları da düşük alan hareketliliği ve düşük sıcaklık hareketliliğine göre normalize edilir. Normalize edilen sonuçların karşılaştırıldığı hareketlilik karşılaştırma yöntemi ile dengede olmayan elektronların sıcaklıklarının belirlenmesine olanak sağlanmaktadır. Bu yöntem GaAs, GaN, InN ve bunların 2BEG içeren çokluyapılarında kullanılan oldukça başarılı bir yöntemdir [131, 133]. Hareketliliklerin karşılaştırılmasını içeren bu yöntemde taşıyıcı yoğunluğunun uygulanan elektrik alan ile değişmediği kabul edilmektedir. Dolayısıyla elektron sıcaklığı veya elektrik alan üzerine momentum durulmanın bağılılığı örgü sıcaklığına olan bağılılıkla özdeş olarak kabul edilir. Dengede olmayan elektron dağılımı örgü sıcaklığından daha büyük değere sahip bir elektron sıcaklığı değeri ile temsil edilebilir. Bu kabuller altında çok düşük elektrik alanda Hall etkisi ile belirlenen hareketliliğin örgü sıcaklığına bağılılığı ve 77 K gibi sabit bir örgü sıcaklığında hareketliliğin elektrik alana bağılılığı kıyaslanarak elektrik alanın fonksiyonu olarak elektron sıcaklığı elde edilmiştir. Şekil 6.27 elektrik alana bağlı elektron sıcaklığının elde edilmesi



Şekil 6.28. 951N ve 951Y no'lu AlGaN/AlN/GaN çokluyapılarında örgü sıcaklığı  $T_o=77$  K'de uygulanan elektrik alana bağlı olarak elektron sıcaklığı ( $T_e$ )



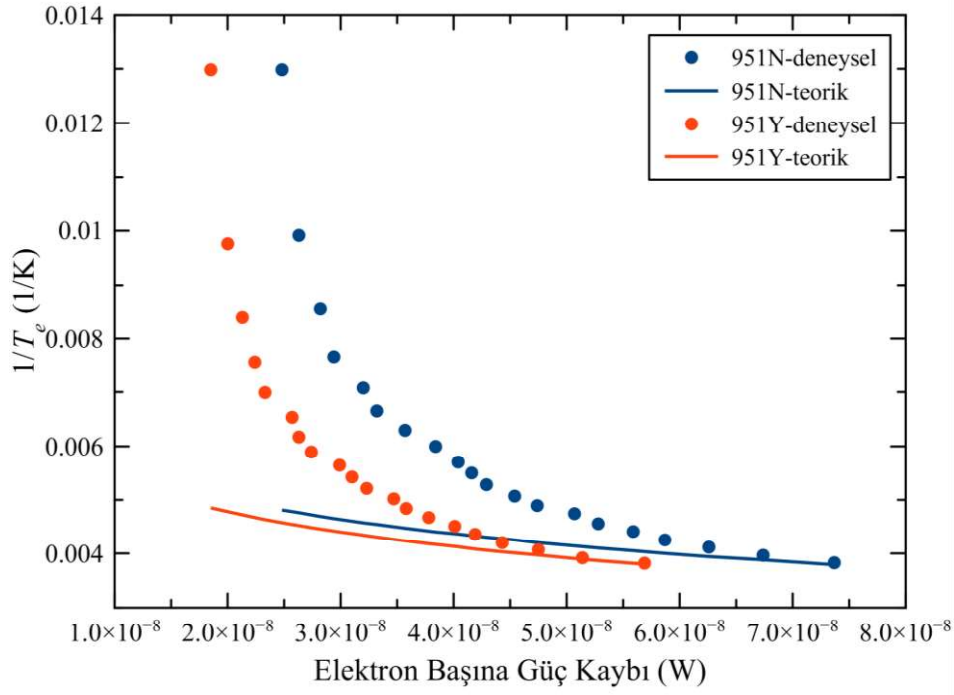
Şekil 6.29. 952N ve 952Y no'lu AlGaN/AlN/GaN çokluyapılarında örgü sıcaklığı  $T_o=77$  K'de uygulanan elektrik alana bağlı olarak elektron sıcaklığı ( $T_e$ )



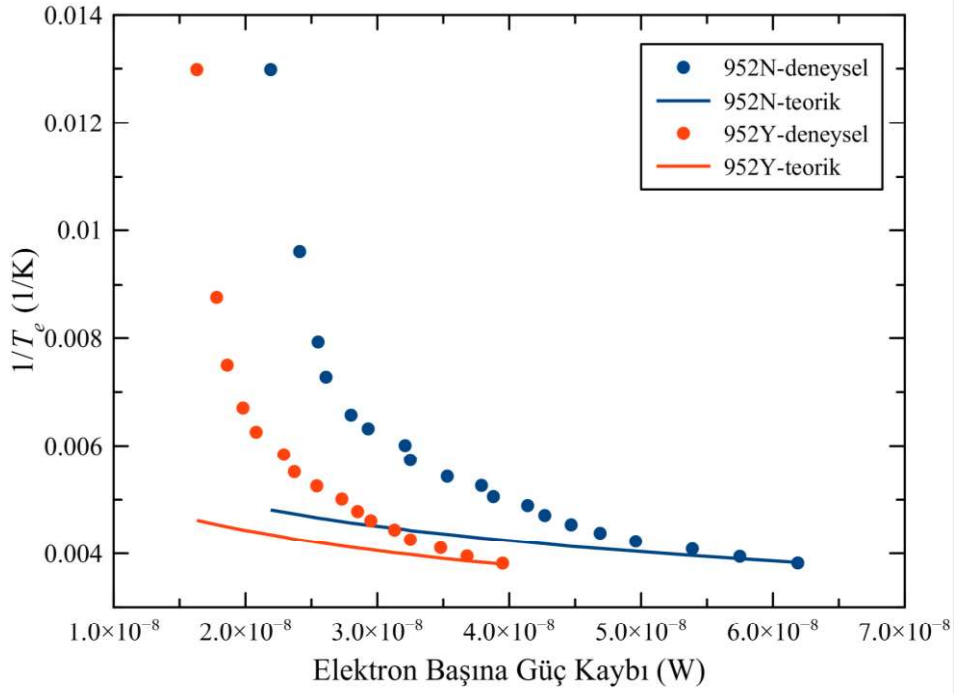
Şekil 6.30. 955Y ve 955N no'lu AlGaIn/GaN çokluyapılarında örgü sıcaklığı  $T_o=77$  K'de uygulanan elektrik alana bağlı olarak elektron sıcaklığı ( $T_e$ )

öncesinde kullanılan bu yöntemi göstermek amacıyla 951N numunesi için eklenmiştir, diğer numuneler için de aynı şekilde bu yöntem uygulanmıştır.

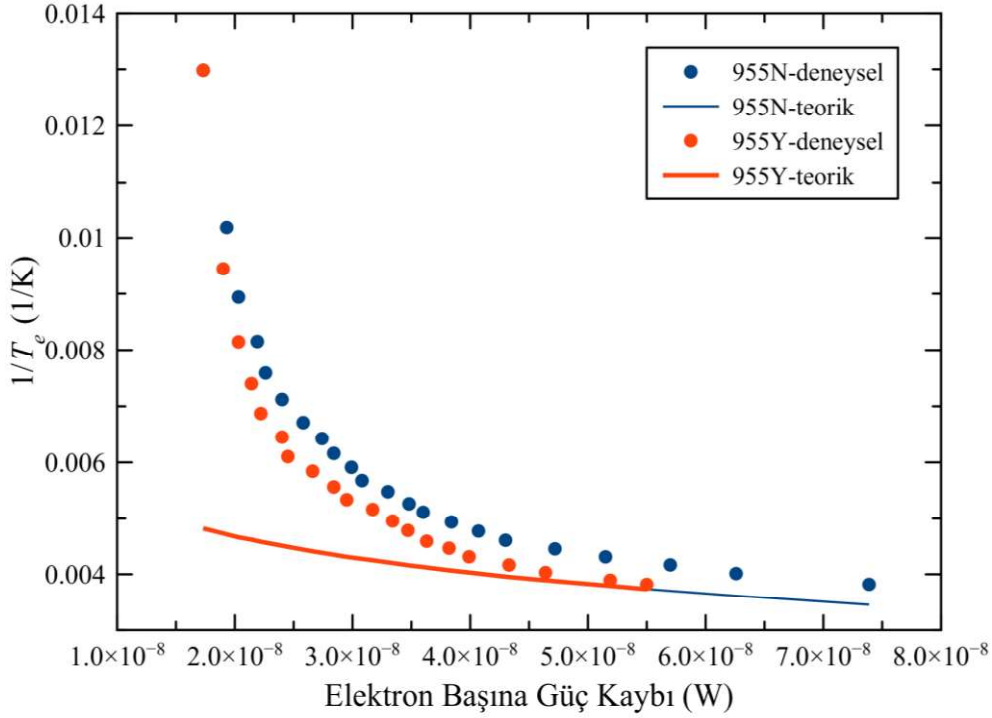
Şekil 6.28, Şekil 6.29 ve Şekil 6.30 77 K örgü sıcaklığında *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonlu ve pasivasyonsuz AlGaIn/AlN/GaN çokluyapıları için elektrik alana bağlı olarak elektron sıcaklığındaki değişimi göstermektedir. İncelenen numuneler için uygulanan elektrik alan arttıkça elektron sıcaklığının da arttığı görülmektedir. 951N ve 951Y numunelerinde *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonu ile birlikte elektrik alana bağlı elektron sıcaklığındaki değişimin az olduğu görülse de, diğer iki numune grubunda pasivasyon sonrası elektron sıcaklıklarında artış olduğu görülmektedir. Bu numunelere ait Hall etkisi ölçümleri ile belirlenen taşıyıcı yoğunluklarındaki değişimler incelendiğinde pasivasyon sonrası taşıyıcı yoğunluğundaki artışın daha fazla olduğu numunelerde elektron sıcaklığındaki artış da benzer olarak daha fazladır.



Şekil 6.31. 951N ve 951Y no'lu AlGaN/AlN/GaN çokluyapılarında elektron başına güç kaybına karşılık gelen elektron sıcaklığının tersi



Şekil 6.32. 952N ve 952Y no'lu AlGaN/AlN/GaN çokluyapılarında elektron başına güç kaybına karşılık gelen elektron sıcaklığının tersi



Şekil 6.33. 955Y ve 955N no'lu AlGaIn/GaN çokluyapılarında elektron başına güç kaybına karşılık gelen elektron sıcaklığının tersi

Elektron başına güç kaybı elektron sıcaklığının bir fonksiyonu olarak Bölüm 4'te verilen Eş. (4.2) kullanılarak Şekil 6.28, Şekil 6.29 ve Şekil 6.30'da verilen elektron sıcaklığı verileri ile birlikte elde edilebilir. 951N ve 951Y no'lu numuneler için 77 K örgü sıcaklığında güç kaybının elektron sıcaklığına olan bağıllığı Şekil 6.31'de gösterilmiştir. Sembol olarak gösterilenler deneysel olarak elde edilen elektron sıcaklığı ve elektrik alana bağlı hareketlilik değerleri kullanılarak Eş. (4.2) ile elde edilen değerlerdir. Çizgi ile gösterilenler ise 77 K örgü sıcaklığında boylamsal optik fononların yayılma ve soğurulmasını içeren güç kaybı denklemini veren Bölüm 4'teki Eş. (4.7) kullanılarak boylamsal optik fonon rejimindeki elektron başına güç kaybının elektron sıcaklığına bağıllığına ait deneysel verilere fit edilmiştir. Bu fit sonucunda elektronlar ve boylamsal optik fononlar arasındaki saçılma zamanı bir fit parametresi olarak çıkarılmıştır.

Şekil 6.32, 952N ve 952Y no'lu numuneler ile Şekil 6.33, 955Y ve 955N no'lu numuneler için 77 K örgü sıcaklığında güç kaybının elektron sıcaklığına olan bağıllığı göstermektedir. Şekil 6.31, Şekil 6.32 ve Şekil 6.33'te görüldüğü gibi deneysel olarak gözlenen elektron başına olan güç kaybı teorik olarak hesaplanan güç kaybından daha küçük bir eğime sahiptir. Bu eğim elektron sıcaklığının artmasıyla azalmaktadır. Bu eğimdeki azalma üstel olmayan

bir sıcaklıkta güç kaybı için daha düşük enerjili akustik fononların yaygınlığını gösterir [131]. Yani bu sıcaklıklarda enerji kaybindan akustik fononlar ile elektron etkileşmeleri sorumludur. Aslında elektron başına olan deneysel güç kaybının teorik öngörüye göre özellikle düşük elektron sıcaklıklarında farklı bir eğim göstermesi karakteristik bir sonuçtur. Bu durum optik fononlar yerine akustik fonon emisyonu ile durulma süreçlerinin baskılanmasıyla açıklanabilir [131, 172]. Bu sonuç ise Bölüm 6.4'te ele alınan saçılma analizi incelemeleri ile desteklenir niteliktedir. Saçılma analizi sonuçlarından genel olarak tüm numuneler için  $T_o=230$  K civarındaki örgü sıcaklıklarında boylamsal optik fononlar tarafından elektron hareketliliğini önemli ölçüde etkileyen bir momentum saçılması olduğu anlaşılmıştır. Buna göre 230 K'den yüksek elektron sıcaklıklarında optik fonon saçılma mekanizması baskın güç kaybı mekanizması olmalıdır. 230-262 K gibi elektron sıcaklığının küçük bir aralığında tüm numuneler için deneysel güç kaybı eğimi teorik güç kaybını gösteren çizgisel veriye yakındır.

Her bir numune için hangi elektron sıcaklıklarında elektron-boylamsal optik fonon etkileşmesinin zayıflamaya başladığını ve akustik fonon kaynaklı saçılmaların arttığı çıkarılabilir. Deneysel gözlenen elektron başına güç kaybı ile teorik güç kaybı arasında uyumun bozulduğu yere karşılık gelen elektron sıcaklıkları bu konuda fikir verebileceği söylenebilir. 951N numunesinde deneysel ve teorik güç kaybı arasındaki uyum 235 K'den daha düşük sıcaklıklarda bozulurken 951Y numunesinde 238 K'den daha düşük sıcaklıklarda bozulmaktadır. 952N numunesinde deneysel ve teorik güç kaybı arasındaki uyum 244 K'den daha düşük sıcaklıklarda bozulurken 952Y numunesinde 243 K'den sonra bozulmaktadır. 955Y ve 955N numunesinde ise bu uyum sırasıyla 232 K ve 233 K'den daha düşük sıcaklıklarda bozulmaktadır.

Şekil 6.31, Şekil 6.32 ve Şekil 6.33'te Eş. (4.7) kullanılarak gerçekleştirilen her bir teorik fit sayesinde bir fit parametresi olarak elektron-boylamsal optik fonon saçılma zamanı için teorik bir değer elde edildiği belirtilmişti. Bu teorik değerler Çizelge 6.4'te verilmiştir. Çizelge 6.4'e göre elektron ve boylamsal optik fononlar arasındaki saçılma zamanı pasivasyon sonrası artan taşıyıcı yoğunluğu nedeniyle her bir numune için 1 fs civarında artmıştır.

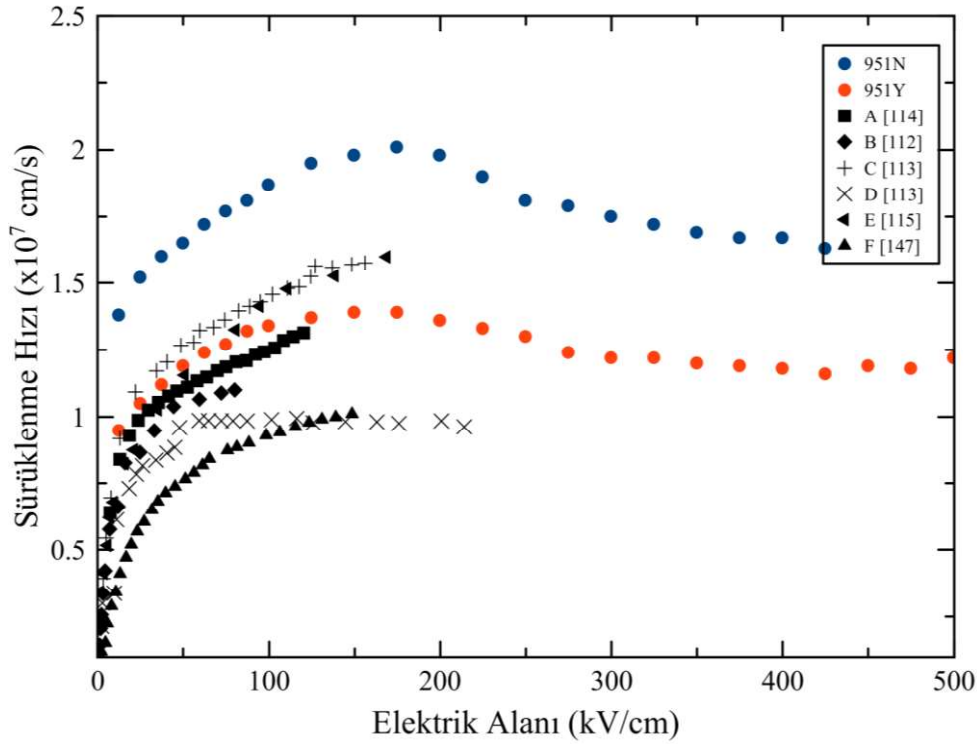
Çizelge 6.4. İncelenen *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonlu ve pasivasyonsuz AlGa<sub>0.3</sub>N/AIN/GaN çoklu yapılarına ait Eş. (4.7)'de verilen teorik fit ile elde edilen elektron-boylamsal optik fonon saçılma zamanı değerleri

Numune no	Saçılma zamanı ( $\tau_0$ )(fs)
951N	3,25
951Y	4,50
952N	4,00
952Y	6,00
955Y	4,50
955N	3,50

### 6.6. Elektrik Alana Bağlı Sürüklenme Hızı İçin Farahmand Modelinin Geliştirilmesi

Tez çalışmaların bu aşamasında TÜBİTAK 113F364 kodlu proje kapsamında alınan Avtech AVIR-3-B yüksek voltaj puls jeneratörü ve yüksek hızlı dijital osiloskop ile Gazi Üniversitesi Fizik Bölümü'nde kurulan sıcak-elektron deneysel ölçüm sistemi ile yüksek hızlı akım-gerilim ölçümlerinden elde edilen elektrik alana bağlı sürüklenme hızı karakteristikleri üzerine Farahmand modeli olarak bilinen Monte-Carlo simülasyon sonuçlarına dayanan bir fit modeli uygulanmıştır. Bu fit modeli ile deneysel sonuçlar arasındaki uyumsuzluk göz önüne alındığında modelin geliştirilmesi ihtiyacı duyulmuştur. Fit modeli NDD'nin açık olarak gözlemlendiği ve birbiriyle kıyaslanabildiği numuneler olan 951N ve 951Y nolu numunelerin elektrik alana bağlı sürüklenme hızı karakteristikleri üzerinde kullanılmıştır.

Farahmand modeli ve bu çalışma sırasında geliştirilen modelin 951N ve 951Y numunelerin deneysel verileri üzerine uygulanması öncesinde bu verilerin literatürdeki yerine göz atmak Farahmand modelinin geliştirilmesinin önemini gösterecektir.



Şekil 6.34. 951N nolu *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> pasivasyonun olmadığı ve 951Y nolu *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> pasivasyonun olduğu Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>N/AlN/GaN çokluyapıları için elektrik alana bağlı sürüklenme hızı karakteristiklerinin yanı sıra literatürde önceki çalışmalarda bildirilen çeşitli AlGa<sub>n</sub>/Ga<sub>n</sub> çokluyapılarına ait elektrik alana bağlı sürüklenme hızı karakteristikleri [112-115, 147].

951N ve 951Y'nin de dahil olduğu çeşitli AlGa<sub>n</sub>/Ga<sub>n</sub> çokluyapıların elektrik alanının fonksiyonu olarak sürüklenme hızının deneysel ölçüm sonuçları Şekil 6.34'te kıyaslanmıştır. Şekil 6.34'te önceki çalışmalarda 300 K'de nanosaniye atımlı I-V ölçümleri kullanılarak elektrik alana bağlı sürüklenme hızı karakteristikleri çıkarılan ve A, B, C, D, E ve F olarak adlandırılan numunelerin deneysel verilerini göstermektedir [112-115, 147]. A numunesinin karakteristikleri 80 ns atım genişliği ve 20x20 µm numune boyutları ile Guo ve diğerleri tarafından ölçülmüştür [115]. A numunesi için elektron doyum hızı 120 kV/cm'de 1,30x10<sup>7</sup> cm/s olarak gözlenmiştir. Danilchenko ve diğerleri 30 ns atım genişliği ve 100x10 µm numune boyutlarına sahip B numunesinin elektron doyum hızını 80 kV/cm'de 1,10x10<sup>7</sup> cm/s olarak ölçmüşlerdir [113]. C, D ve E numunelerin sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristikleri Ardaravicius ve diğerleri tarafından farklı çalışmalarda ortaya konmuştur [112, 114]. C, D ve E numunelerinin ölçülen elektron doyum hızları sırasıyla 156 kV/cm'de 1,50x10<sup>7</sup> cm/s, 210 kV/cm'de 1,00x10<sup>7</sup> cm/s ve 162 kV/cm'de 1,34x10<sup>7</sup> cm/s'dir. Barker ve diğerleri 200 ns atım genişliği ve 10x3 µm numune boyutları ile bir Al<sub>0,25</sub>Ga<sub>0,75</sub>N/GaN

çokluyapısının sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiklerini ölçmüşlerdir [147]. Bu F numunesinin elektron doyum hızı 150 kV/cm'de  $1,00 \times 10^7$  cm/s olarak bulunmuştur. Şekil 6.34'e göre özellikle 951Y'nin sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiğinin görece düşük alanlarda A, B, C, D ve E numuneleri ile kabul edilebilir bir uyum gösterdiği söylenebilir. Tüm bu çokluyapıların bilgileri Çizelge 6.5'te özetlenmiştir.

Çizelge 6.5. Değişik numune boyutları için AlGaN/GaN çokluyapılarında nanosaniye-atımlı akım-voltaj (I-V) ölçümleri kullanılarak elde edilen uygulanan en yüksek elektrik alan, ve doyum/pik sürüklenme hızı [112-115, 147]

No	Numune	Büyütme yöntemi	Numune genişliği ve uzunluğu wxl (µm)	Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> Pasivas yon	Uygulanan En Yüksek Elektrik Alan (kV/cm)	Doyum/Pik Sürüklenme Hızı ( $\times 10^7$ cm/s)	Referans
A	Al <sub>0,24</sub> Ga <sub>0,76</sub> N/GaN	MOCVD	20x20	Var	120	1,30	[114]
B	Al <sub>0,33</sub> Ga <sub>0,67</sub> N/GaN	MOCVD	100x10	Var	80	1,10	[112]
C	Al <sub>0,15</sub> Ga <sub>0,85</sub> N/GaN	MOCVD	120x7	Var	156	1,50	113]
D	Al <sub>0,33</sub> Ga <sub>0,67</sub> N/AlN/GaN	MOCVD	100x5	Var	210	1,00	[113]
E	Al <sub>0,33</sub> Ga <sub>0,67</sub> N/AlN/Al <sub>0,1</sub> Ga <sub>0,9</sub> N/GaN	MOCVD	260x4	Var	162	1,34	[115]
F	Al <sub>0,25</sub> Ga <sub>0,75</sub> N/AlN/GaN	MOCVD	10x3	Var	150	1,00	[147]
951N	Al <sub>0,30</sub> Ga <sub>0,70</sub> N/AlN/GaN	MBE	1x4	Yok	430	2,01	Bu tez
951Y	Al <sub>0,30</sub> Ga <sub>0,70</sub> N/AlN/GaN	MBE	1x4	Var	500	1,39	Bu tez

Çizelge 6.5 değişik numune boyutları için AlGaN/GaN çokluyapılarında nanosaniye atımlı I-V ölçümleri kullanılarak elde edilen uygulanan en yüksek elektrik alan, pik elektrik alanı ve elektron doyum hızı veya elektron pik hızı verileri kıyaslanmaktadır. Ayrıca numunelerin bariyerdeki alaşım mol oranı ve büyütme yöntemleri de verilmiştir. Çizelge 6.5'te açıkça görüldüğü gibi, çokluyapılara uygulanan en yüksek elektrik alan numune boyutlarının küçülmesiyle giderek artmıştır. Özellikle bu çalışmada, 4 µm numune uzunluğuna sahip çokluyapılara görece küçük gerilimler ile 430 ve 500 kV/cm'ye kadar elektrik alan uygulanabilmektedir. 10 µm uzunluğa sahip bir numunede 150 kV/cm'lik bir elektrik alan elde edebilmek için uygulanan voltaj 150 V olmalıdır. 4 µm durumunda ise, uygulanan 150 V 375 kV/cm'lik bir elektrik alan değerine karşılık gelir. Dolayısıyla bu tablo daha küçük numune uzunluklarına sahip GaN temelli çokluyapıların sürüklenme hızı ölçümlerinin yüksek elektrik alanlarda NDD etkisini ve sürüklenme hızı karakteristiklerini ortaya çıkarmak için önemli olduğunu göstermektedir.

Caughey ve Thomas tarafından geliştirilen bir hareketlilik modeli ampirik bir bağıntı olarak yaygın bir şekilde kullanılmıştır [173]. Bu hareketlilik modelinden türetilen sürüklenme hızının elektrik alana bağıllığı NDD etkisinin görüldüğü yüksek alanlardaki sürüklenme hızının modellenmesi için uygun değildir. Bu nedenle, yüksek alanlarda deneysel verilerin eksikliğinden dolayı elektrik alana bağlı hareketlilik modelleri Monte-Carlo hesaplamaları baz alınarak geliştirilmiştir. Yiğın GaN için ilk olarak Farahmand ve diğerleri tarafından bir hareketlilik modeli öne sürülmüştür [108] ve sonra, Yu ve Brennan aynı hareketlilik modelini bir AlGaIn/GaN çokluyapısı için uygulamıştır [110]. Önceki deneysel çalışmalarda Şekil 6.34'te görüldüğü gibi AlGaIn/GaN çokluyapıları için ulaşılan elektrik alan 150 kV/cm civarında iken, tez çalışması sırasında ulaşılan elektrik alan değerleri 500 kV/cm'i bulmuştur. Dolayısıyla bu hareketlilik modeli tez çalışması dahilinde incelenen numunelerin 430 kV/cm ve 500 kV/cm elektrik alan değerlerine kadar olan geniş bir aralıkta olan sürüklenme hızının elektrik alana bağıllığı ile karşılaştırılmalıdır. [108, 110] referanslarında verilen Farahmand hareketlilik modelinden çıkarılan sürüklenme hızının elektrik alana bağıllığı ifadesi Eş. (6.3)'te verilmiştir,

$$v(E) = \frac{\mu_0 E + v_{doy} \left(\frac{E}{E_C}\right)^{n_1}}{1 + n_2 \left(\frac{E}{E_C}\right)^{n_3} + \left(\frac{E}{E_C}\right)^{n_1}} \quad (6.3)$$

burada  $\mu_0$  düşük alan hareketliliği iken  $v_{doy}$  elektron doyum hızıdır. 951N ve 951Y numuneleri için  $\mu_0$  değerleri sırasıyla 2385 cm<sup>2</sup>/Vs ve 2244 cm<sup>2</sup>/Vs'dir. Bu değerler sıcaklığa bağlı Hall Etkisi ölçümlerinden örgü sıcaklığı 77 K için karşılık gelen düşük alan hareketlilik değerleridir.  $E_C$ ,  $n_1$ ,  $n_2$  ve  $n_3$  ise ayarlanabilir fit parametreleridir. Bu ifade Şekil 6.35'te gösterildiği gibi 951N ve 951Y'nin deneysel verilerine uygulandığında bu numunelerin sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiklerini açıklıyor gibi görüldüğü söylenebilir. Ancak Çizelge 6.6 ve Çizelge 6.7'ye göre, Farahmand modelinde yer alan  $v_{doy}$  parametresi her iki numune için de bir fit parametresi olarak 4,01x10<sup>7</sup> cm/s olarak bulunmuştur. Bu değer deneysel verilerde bir karşılığı bulunmamaktadır. Üstelik deneysel sonuçlara göre pasivasyonun ardından sürüklenme hızı karakteristikleri belirgin olarak değişmektedir. Diğer taraftan,  $v_{doy}$  parametresi NDD olgusunu içeren sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiklerini tanımlamak için yanlış yorumlanmış bir parametre olduğu görülmektedir. Çünkü Şekil 6.35'te verilen NDD olgusunun dahil olduğu sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristikleri doyum hızından ziyade bir pik hızına sahiptir. Bu sonuç Eş. (6.3) ile verilen Farahmand modeli ifadesinin geliştirilmesi gerektiğine işaret etmektedir.

Mevcut deneysel sonuçlarla uyumlu yeni bir ifade Eş. (6.3)'ten türetilerek Eş. (6.4)'te olduğu gibi verilmiştir,

$$v(E) = \frac{\mu_0 E + v_{pik} (E/E_C)^{n_1}}{1 + n_2 (E/E_C)^{n_3} + (E/E_C)^{n_4}} \quad (6.4)$$

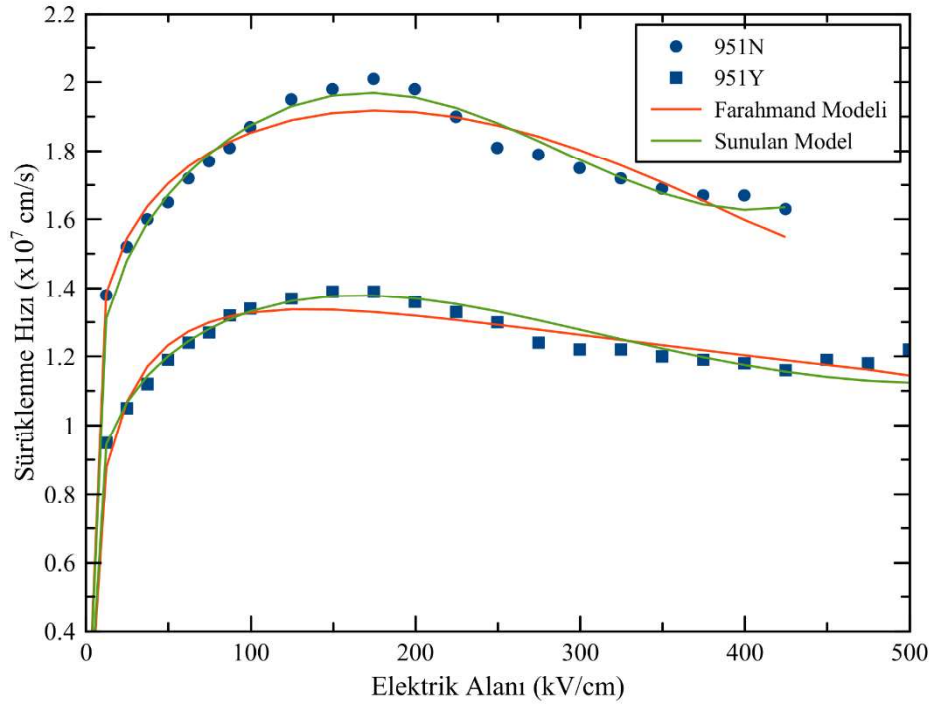
burada  $v_{pik}$  elektron pik hızı iken  $E_C$  ise elektron pik hızın olduğu kritik elektrik alanıdır. Eş. (6.3)'e göre ilave bir  $n_4$  parametresini içeren bir ifade bulunmaktadır. Buna ilaveten,  $n_3$  ve  $n_4$  parametreleri arasında  $n_3$  parametresinin  $n_4$ 'ten çok az bir farklılıkla daha büyük olduğu bir bağıntının var olduğu gözlenmiştir. Bunu göz önüne almak için,  $n_3 = n_4 + b$  gibi bir bağıntının var olduğu varsayılmıştır. Burada  $n_3$ ,  $n_4$  ve  $b$  pozitif sayılardır. Bu durumda Eş. (6.4) aşağıdaki hâli alır,

$$v(E) = \frac{\mu_0 E + v_{pik} (E/E_C)^{n_1}}{1 + n_2 (E/E_C)^{n_4 + b} + (E/E_C)^{n_4}} \quad (6.5)$$

Sonra Eş. (6.4) bu varsayımla Eş. (6.6)'ya dönüşür,

$$v(E) = \frac{\mu_0 E + v_{pik} (E/E_C)^{n_1}}{1 + (E/E_C)^{n_4} \times (1 + n_2 (E/E_C)^b)} \quad (6.6)$$

Dolayısıyla Eş. (6.6) NDD olgusunu içeren GaN-temelli çokluyapılar ve diğer malzemelerin sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiklerinin açıklanmasında bir fit prosedürü olarak kullanılmıştır. Bu tüm denemelerde  $b$  parametresi küçük bir değişim gösterirken  $b$ 'nin  $0,05 \pm 0,01$  olarak kullanılabileceği belirlenmiştir. Şekil 6.35'te olduğu gibi Eş. (6.6) ile verilen bağıntımız 951N ve 951Y'nin deneysel verilerine fit edildiğinde model ve deneysel sonuçlar arasında kabul edilebilir bir uyum elde edilmiştir. Bu bağıntı ile yapılan fit sonucunda 951N ve 951Y'nin pik sürüklenme hızı ( $v_{pik}$ ) değerlerini sırasıyla  $2,06 \times 10^7$  cm/s ve  $1,44 \times 10^7$  cm/s olarak bulunmuştur. Bu değerler deneysel verilerle oldukça uyumludur. Bu sonuçlara göre, Eş. (6.6)'da verilen ifade GaN-temelli çokluyapılarda NDD olgusunu içeren sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiklerini tatmin edici bir şekilde tanımlayabilir. Çizelge 6.6 ve Çizelge 6.7 kıyaslandığında görülen bir diğer dikkate değer sonuç ise Eş. (6.6)'daki  $n_1$  ve  $n_2$  parametrelerinin iki numune için de aynı olması ve  $b$  parametresinin 0,04 ve 0,06 arasında değişmesidir.



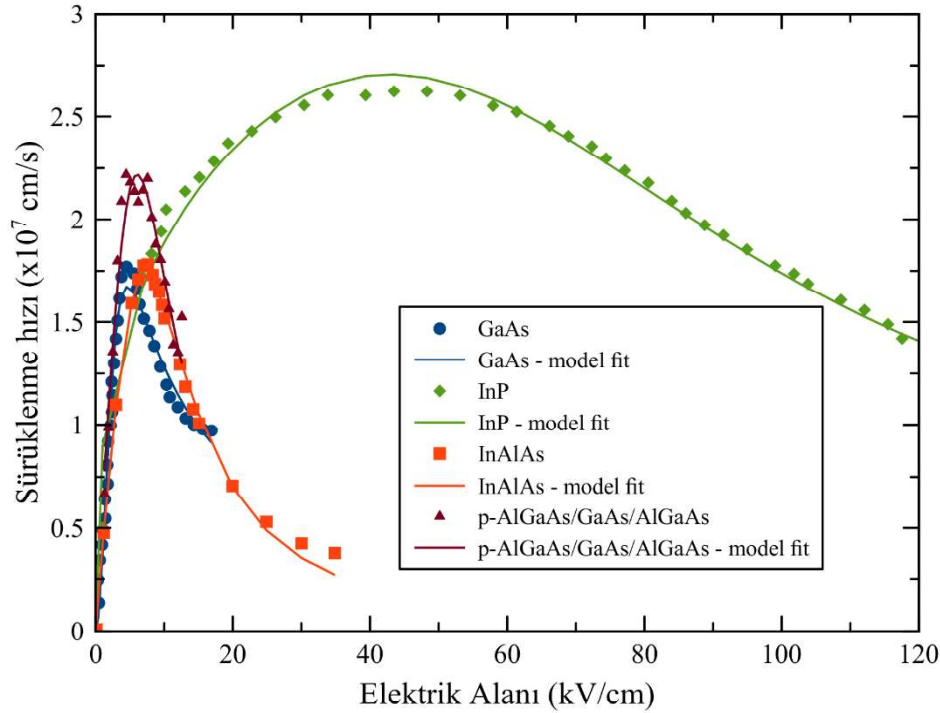
Şekil 6.35. 951N nolu *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> pasivasyonun olmadığı ve 951Y nolu *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> pasivasyonun olduğu Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>N/AlN/GaN çoklu yapıları için elektrik alanının bir fonksiyonu olarak sürüklenme hızının deneysel sonuçları ve fit sonuçları

Çizelge 6.6. *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> pasivasyonun olmadığı 951N numunesine ait elektrik alana bağlı sürüklenme hızı karakteristiklerine uygulanan Eş. (6.3) ve Eş. (6.6) fit bağıntıları sonucu elde edilen fit parametreleri

Parametreler	Farahmand Modeli	Sunulan Model (Eş. 6.6)
$v_{doy}$ ( $v_{pik}$ ) (cm/s)	$4,01 \times 10^7$	$2,06 \times 10^7$
$E_C$ (kV/cm)	180,20	180,20
$n1$	0,24	0,17
$n2$	0,13	-0,93
$n3$	2,22	-
$n4$	-	4,04
$b$	-	0,06

Çizelge 6.7. *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> pasivasyonlu 951Y çokluyapısının elektrik alana bağlı sürüklenme hızı karakteristikleri üzerine uygulanan Eş. (6.3) ve (6.6) fit bağıntıları sonucu elde edilen fit parametreleri

Parametreler	Farahmand Modeli	Sunulan Model (Eş. 6.6)
$v_{pik}$ (cm/s)	$4,01 \times 10^7$	$1,44 \times 10^7$
$E_C$ (kV/cm)	165,00	149,63
$n_1$	0,46	0,17
$n_2$	1,03	-0,93
$n_3$	1,04	-
$n_4$	-	2,95
$b$	-	0,04



Şekil 6.36. Eş. (6.4) ile verilen geliştirilmiş fit modelinin GaAs, InP, InAlAs ve p-AlGaAs/GaAs/AlGaAs yarıiletkenlerin sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiklerine fit edilmesi [174-177]

Eş. (6.6) ile verilen geliştirilmiş fit modeli literatürde mevcut bulunan farklı malzemelerin sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiklerine de uygulanmıştır. Şekil 6.36'da görüldüğü gibi, bu geliştirilen model, farklı malzemelerden yığın ve çokluyapıların karakteristiklerini yüksek başarımla açıklamaktadır. Yığın GaAs, InP ve In<sub>0,52</sub>Al<sub>0,48</sub>As'ın yanı sıra p-AlGaAs/GaAs/AlGaAs çokluyapısı için fit modelinin uygulanması ile çıkarılan fit

parametreleri Çizelge 6.8'de yansıtılmıştır [174-177]. Çizelge 6.9'a göre GaAs, InP, In<sub>0,52</sub>Al<sub>0,48</sub>As ve p-AlGaAs/GaAs/AlGaAs yarıiletkenlerin Eş. (6.6)'nın uygulanmasıyla çıkarılan pik sürüklenme hızı değerleri sırasıyla 1,9x10<sup>7</sup> cm/s, 2,8x10<sup>7</sup> cm/s, 2,1x10<sup>7</sup> cm/s ve 2,4x10<sup>7</sup> cm/s'dir. Şekil 6.36 göz önüne alındığında bu parametre değerleri deneysel sonuçlar ile uyumludur. Çizelge 6.8'de *b* parametresinin Çizelge 6.6 ve Çizelge 6.7'de olduğu gibi 0,04 ve 0,06 arasında değiştiği görülmektedir. Elde edilen sonuçlar tez çalışması dahilinde geliştirilen fit modelini NDD olgusunu içeren sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiklerine sahip direkt band aralıklı yarıiletkenlere uygulanabileceğini ve kabul edilebilir sonuçlar vereceğini göstermektedir.

Çizelge 6.8. GaAs, InP, InAlAs ve p-AlGaAs/GaAs/AlGaAs yığın ve çokluyapıların sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiklerine uygulanan Eş. (6.6) fit bağıntısı sonucu elde edilen fit parametreleri

Parametreler	GaAs	InP	InAlAs	p-AlGaAs/GaAs/AlGaAs
$v_{pik} (cm/s)$	1,9x10 <sup>7</sup>	2,8x10 <sup>7</sup>	2,1x10 <sup>7</sup>	2,4x10 <sup>7</sup>
$E_C (kV/cm)$	2,50	36,58	5,90	4,46
$n_1$	1,70	0,32	0,91	0,89
$n_2$	-0,50	-0,92	-0,72	-0,82
$n_4$	2,51	3,49	2,93	3,24
$b$	0,06	0,04	0,05	0,05

Sonuç olarak,  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $n_4$  ve  $b$  ayarlanabilir fit parametreleri baz alınarak GaN ve diğer direkt band aralıklı yarıiletkenler için deneysel verilere uyumlu olduğu görülen Eş. (6.6) bağıntısından elde edilen Eş. (6.7) bağıntısı aygıt modelleme çalışmalarında ve aygıt simülatörlerinde akım-gerilim gibi birçok hesaplama için hareketlilik modeli olarak kullanılabilir.

$$\mu = \frac{\mu_0 + v_{pik} \frac{E^{n_1-1}}{E_C^{n_1}}}{1 + (E/E_C)^{n_4} \times (1 + n_2 (E/E_C)^b)} \quad (6.7)$$



## 7. SONUÇLAR

XRD ile incelenen *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonu içeren ve içermeyen AlGa<sub>0.2</sub>N/GaN çokluyapılarının yapısal karakterizasyonları gerçekleştirilmiştir. XRD ile (002) düzlemindeki kırınım spektrumu pikleri pasivasyon sonrası daha düşük açılarda olduğu gözlenirken bu *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyon katmanının germe zorlanması üzerinde bir artışa neden olduğunu göstermektedir. Diğer taraftan AlGa<sub>0.2</sub>N/GaN çokluyapılarının yüzey karakterizasyonları AFM ile gerçekleştirilmiştir. Bu yüzey karakterizasyonu incelemelerinde *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonu yüzey morfolojisini olumlu yönde etkileyerek yüzey bozukluğunu azalttığı bulunmuştur. Ayrıca XRD ile belirlenen kırınım spektrumu piklerinden ve AFM ile belirlenen yüzey karakterizasyonundan yola çıkarak her bir numune için dislokasyon yoğunlukları hesaplanmıştır. Bu incelemeler sırasında *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyon katmanının dislokasyon yoğunluklarında bir azalmaya yol açtığı belirlenmiştir.

Farklı numune yapıları için 2BEG kuyu parametreleri üzerine *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonun etkisi incelenmiştir. Katkısız numunelerde, AlN arakatmanın olduğu ve olmadığı durumlar göz önüne alındı. AlN arakatmanlı durumda ise katkısız ve katkılı numunelerde Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonun etkileri incelenmiştir. AlN arakatmanın olmadığı durum için 2BEG kuyu parametreleri üzerine *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonun etkisinin diğer durumlara göre daha fazla olduğu gözlemlenmiştir. Pasivasyon sonrası taşıyıcı yoğunluğundaki artışın arayüzey bozukluğu saçılmasının daha etkin olmasına yol açtığı belirlenmiştir. Sonuç olarak, özellikle düşük sıcaklıklarda pasivasyon sonrasında 2BEG hareketliliğinde görülen büyük azalmanın arayüzey bozukluğu saçılmasından ileri geldiği belirlenmiştir. Benzer bir sonuç AlN arakatmanlı katkısız ve katkılı numunelerde de bulunmuştur. *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonu ve arayüzey bozukluğu saçılma mekanizması arasında taşıyıcı yoğunluğuna bağlı olarak doğrudan bir ilişki olduğu gözlemlenmiştir.

Farklı numune yapıları için nanosaniye-atımlı I-V ölçümleri uzunluğu  $l=4\ \mu\text{m}$  ve genişliği  $w=1\ \mu\text{m}$  olan basit-bar biçimli numuneler kullanılarak 77 K'de gerçekleştirilmiştir. Bu numuneler içinde *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonun etkisiyle 500 kV/cm'ye kadar olan elektrik alanlarda sürüklenme hızı ölçümleri alınmıştır. Özellikle 951N ve 951Y numunelerinde NDD olgusu tam olarak gözlemlenmiştir. 951N numunesinde NDD

davranışı 174 kV/cm elektrik alan değerinde oluşurken, 951Y numunesinde bu elektrik alan değeri 149 kV/cm'dir. Ayrıca pik sürüklenme hızı 951N numunesinde  $2,01 \times 10^7$  cm/s iken 951Y numunesinde  $1,39 \times 10^7$  cm/s olarak ölçülmüştür. Pik elektrik alan değeri ve sürüklenme hızındaki yüzey pasivasyonuna göre olan bu değişimleri *in situ* Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> yüzey pasivasyonunun yüzey durumlarını değiştirmesiyle meydana geldiği tartışılmıştır. Elektron başına güç kaybına karşılık gelen elektron sıcaklığı analizlerinde yüzey pasivasyonun elektron-boylamsal polar optik fonon saçılma değerlerinde artışa yol açtığı hesaplanmıştır.

951N ve 951Y numunelerinin sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristikleri üzerine Farahmand modeli ve bu tez çalışmasında geliştirilen fit modelleri uygulanmıştır. Bu fitlerin sonuçları tartışılmıştır. Farahmand modelinin sadece Monte-Carlo simülasyonlarına dayanarak oluşturulması sebebiyle bu çalışmada AlGa<sub>0.3</sub>N/GaN çokluyapılarında ilk defa gözlenen NDD'yi içeren sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristiklerini açıklamada eksik ve sorunlu olduğu görülmüştür. Bunun üzerine Farahmand modelinden türetilen ve geliştirilen yeni fit modelinin karşılaştırılan fit parametre değerleri ve fit ile deneysel veriler arasındaki uyum göz önüne alındığında sağlıklı sonuçlar verdiği anlaşılmıştır. Bu yeni modelin GaN temelli çokluyapılar başta olmak üzere NDD olgusunu içeren karakteristiklere sahip yarıiletkenlerde yüksek alanlardaki sürüklenme hızı davranışını açıklayabildiği ortaya konmuştur. Ayrıca bu modelden türetilen hareketlilik modelinin aygıt simülatörlerinde akım-gerilim gibi birçok hesaplama için hareketlilik modeli olarak kullanılması beklenmektedir.

## KAYNAKLAR

1. Nakamura, S. (2015). Nobel Lecture: Background story of the invention of efficient blue InGaN light emitting diodes. *Reviews of Modern Physics*, 87(4), 1139.
2. Wu, Y. F., Kapolnek, D., Ibbetson, J. P., Parikh, P., Keller, B. P., and Mishra, U. K. (2001). Very-high power density AlGaN/GaN HEMTs. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 48(3), 586-590.
3. Baliga, B. J. (2013). Gallium nitride devices for power electronic applications. *Semiconductor Science and Technology*, 28(7), 074011.
4. Wu, Y. F., Keller, B. P., Keller, S., Kapolnek, D., Kozodoy, P., Denbaars, S. P., and Mishra, U. K. (1996). Very high breakdown voltage and large transconductance realized on GaN heterojunction field effect transistors. *Applied Physics Letters*, 69(10), 1438-1440.
5. Siffert, P., and Krimmel, E. (Eds.). (2013). *Silicon: Evolution and future of a technology*. Berlin: Springer Science&Business Media, 1-2.
6. Baliga, B. J. (1989). Power semiconductor device figure of merit for high-frequency applications. *IEEE Electron Device Letters*, 10(10), 455-457.
7. Zhou, C., Ghods, A., Saravade, V. G., Patel, P. V., Yunghans, K. L., Ferguson, C., and Ferguson, I. (2017). The III-Nitrides as a Universal Compound Semiconductor Material: A Review. *ECS Transactions*, 77(6), 3-21.
8. Mishra, U. K., Shen, L., Kazior, T. E., and Wu, Y. F. (2008). GaN-based RF power devices and amplifiers. *Proceedings of the IEEE*, 96(2), 287-305.
9. Streit, D. C., Gutierrez-Aitken, A., Wojtowicz, M., and Lai, R. (2005). The future of compound semiconductors for aerospace and defense applications. In *Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium, 2005. CSIC'05. IEEE* (pp. 4-pp). IEEE.
10. Pearton, S. J., Ren, F., Zhang, A. P., Dang, G., Cao, X. A., Lee, K. P., Cho, H., Gila, B. and Chu, S. N. G. (2001). GaN electronics for high power, high temperature applications. *Materials Science and Engineering: B*, 82(1), 227-231.
11. Pearton, S. J., Abernathy, C. R., Overberg, M. E., Thaler, G. T., Onstine, A. H., Gila, B. and Kim, J. (2002). New applications advisable for gallium nitride. *Materials Today*, 5(6), 24-31.
12. Saadat, O. I., Chung, J. W., Piner, E. L., and Palacios, T. (2009). Gate-first AlGaN/GaN HEMT technology for high-frequency applications. *IEEE Electron Device Letters*, 30(12), 1254-1256.
13. Saito, W., Takada, Y., Kuraguchi, M., Tsuda, K., Omura, I., Ogura, T., and Ohashi, H. (2003). High breakdown voltage AlGaN-GaN power-HEMT design and high current

- density switching behavior. *IEEE Transactions on electron devices*, 50(12), 2528-2531.
14. Wu, Y. F., Keller, B. P., Keller, S., Kapolnek, D., Kozodoy, P., Denbaars, S. P., and Mishra, U. K. (1997). High power AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs for microwave applications. *Solid-State Electronics*, 41(10), 1569-1574.
  15. Johnson, E. O. (1991). Physical limitations on frequency and power parameters of transistors. In *Semiconductor Devices: Pioneering Papers* (pp. 295-302).
  16. Shen, L. (2006). *Advanced Polarization-Based Design of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs*, Doktora Tezi, University of California, Santa Barbara, 1-6, 15-22.
  17. Quay, R. (2008). *Gallium nitride electronics* (Vol. 96). Berlin: Springer Science & Business Media.
  18. Coppeta, R. A. (2015). *Dislocation Modeling in III-Nitrides*, Doktora Tezi, Technischen Universität Wien, Wien, 20-21.
  19. Vitanov, S. (2010). *Simulation of High Electron Mobility Transistors*, Doktora Tezi, Technischen Universität Wien, Wien, 22-28.
  20. Meharry, D. E., Lender, R. J., Chu, K., Gunter, L. L., & Beech, K. E. (2007, June). Multi-watt wideband MMICs in Ga<sub>N</sub> and GaAs. In *Microwave Symposium, 2007. IEEE/MTT-S International* (pp. 631-634).
  21. Lee, Y. S., and Jeong, Y. H. (2007). A high-efficiency class-E Ga<sub>N</sub> HEMT power amplifier for WCDMA applications. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, 17(8), 622-624.
  22. Krishnamurthy, K., Martin, J., Landberg, B., Vetury, R., and Poulton, M. J. (2008, June). Wideband 400 W pulsed power Ga<sub>N</sub> HEMT amplifiers. In *Microwave Symposium Digest, 2008 IEEE MTT-S International* (pp. 303-306).
  23. Hong, S., Woo, Y. Y., Kim, I., Kim, J., Moon, J., Kim, H. S., and Kim, B. (2007, June). High efficiency Ga<sub>N</sub> HEMT power amplifier optimized for OFDM EER transmitter. In *Microwave Symposium, 2007 IEEE/MTT-S International* (pp. 1247-1250).
  24. Yamanaka, K., Mori, K., Iyomasa, K., Ohtsuka, H., Noto, H., Nakayama, M., and Isota, Y. (2007, June). C-band Ga<sub>N</sub> HEMT power amplifier with 220W output power. In *Microwave Symposium, 2007 IEEE/MTT-S International* (pp. 1251-1254).
  25. Yamamoto, T., Mitani, E., Inoue, K., Nishi, M., and Sano, S. (2007, October). A 9.5–10.5 GHz 60W AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMT for X-band high power application. In *Microwave Integrated Circuit Conference, 2007. EuMIC 2007. European* (pp. 173-175).
  26. Moon, J. S., Wong, D., Hu, M., Hashimoto, P., Antcliffe, M., McGuire, C., and Willadson, P. (2008). 55% PAE and High Power Ka-Band Ga<sub>N</sub> HEMTs With Linearized Transconductance via n<sup>+</sup> Ga<sub>N</sub> Source Contact Ledge. *IEEE Electron Device Letters*, 29(8), 834-837.

27. Kemerley, R. T., Wallace, H. B., and Yoder, M. N. (2002). Impact of wide bandgap microwave devices on DoD systems. *Proceedings of the IEEE*, 90(6), 1059-1064.
28. Ender, J. H., Wilden, H., Nickel, U., Klemm, R., Brenner, A. R., Eibert, T., and Nussler, D. (2005, June). Progress in phased-array radar applications. In *Microwave Symposium Digest, 2005 IEEE MTT-S International* (pp. 4-pp).
29. Mancuso, Y., Gremillet, P., and Lacomme, P. (2006, June). T/R-modules technological and technical trends for phased array antennas. In *Microwave Symposium Digest, 2006. IEEE MTT-S International* (pp. 614-617).
30. İnternet: Gallium nitride-based AESA radar breaks 1,000 hour mark, URL: <http://www.webcitation.org/query?url=http%3A%2F%2Fraytheon.mediaroom.com%2F2017-05-23-New-Raytheon-radar-showcases-reliability-360-degree-capability&date=2017-12-03>, Son Erişim Tarihi: 03.12.2017.
31. İnternet: KALKAN – Air Defence Radar, URL: [http://www.webcitation.org/query?url=http%3A%2F%2Fwww.aselsan.com.tr%2Fen-us%2Fcapabilities%2FProductDocuments%2FKALKAN-AIR-DEFENCE-RADAR%2FKALKAN\\_En%2520%28pdf%29.pdf&date=2017-12-03](http://www.webcitation.org/query?url=http%3A%2F%2Fwww.aselsan.com.tr%2Fen-us%2Fcapabilities%2FProductDocuments%2FKALKAN-AIR-DEFENCE-RADAR%2FKALKAN_En%2520%28pdf%29.pdf&date=2017-12-03), Son Erişim Tarihi: 03.12.2017.
32. İnternet: ÇAFRAD, URL: [http://www.webcitation.org/query?url=http%3A%2F%2Fwww.aselsan.com.tr%2Ftr-tr%2Fbasin-odasi%2FBrosurler%2FRad-ar-Sistemleri%2FCAFRAD\\_TR.pdf&date=2017-12-03](http://www.webcitation.org/query?url=http%3A%2F%2Fwww.aselsan.com.tr%2Ftr-tr%2Fbasin-odasi%2FBrosurler%2FRad-ar-Sistemleri%2FCAFRAD_TR.pdf&date=2017-12-03), Son Erişim Tarihi: 03.12.2017.
33. İnternet: Tsiboukis, G. ASELSAN NEARS COMPLETION OF ÇAFRAD – A NEW MULTIFUNCTION PHASED ARRAY RADAR SYSTEM, URL: <http://www.webcitation.org/query?url=http%3A%2F%2Fblogs.plymouth.ac.uk%2Fdcss%2F2015%2F05%2F24%2Faselsan-nears-completion-of-cafrad-a-new-multifunction-phased-array-radar-system-2%2F+&date=2017-12-03>, Son Erişim Tarihi: 03.12.2017.
34. Ludwig, M., Buck, C. H., Coromina, F., and Suess, M. (2005, June). Status and trends for space-borne phased array radar. In *Microwave Symposium Digest, 2005 IEEE MTT-S International* (pp. 4-pp).
35. İnternet: Space Fence - How to Keep Safe Space. URL: <http://www.webcitation.org/query?url=http%3A%2F%2Fwww.lockheedmartin.com%2Fus%2Fproducts%2Fspace-fence.html&date=2017-12-03>, Son Erişim Tarihi: 03.12.2017.
36. Kachi, T. (2014, November). GaN power device for automotive applications. In *Microwave Conference (APMC), 2014 Asia-Pacific* (pp. 923-925).
37. Kachi, T. (2014). Recent progress of GaN power devices for automotive applications. *Japanese Journal of Applied Physics*, 53(10), 100210.

38. Scharf, A. 2016. Gallium Nitride is Moving Forward. *Power Electronics Europe*, (11), 12-16.
39. Glaser, J. (2017). How GaN Power Transistors Drive High-Performance Lidar: Generating ultrafast pulsed power with GaN FETs. *IEEE Power Electronics Magazine*, 4(1), 25-35.
40. Green, B. M., Chu, K. K., Chumbes, E. M., Smart, J. A., Shealy, J. R., and Eastman, L. F. (2000). The effect of surface passivation on the microwave characteristics of undoped AlGaIn/GaN HEMTs. *IEEE Electron Device Letters*, 21(6), 268-270.
41. Ando, Y., Okamoto, Y., Miyamoto, H., Nakayama, T., Inoue, T., and Kuzuhara, M. (2003). 10-W/mm AlGaIn-GaN HFET with a field modulating plate. *IEEE Electron Device Letters*, 24(5), 289-291.
42. Chini, A., Buttari, D., Coffie, R., Shen, L., Heikman, S., Chakraborty, A., and Mishra, U. K. (2004). Power and linearity characteristics of field-plated recessed-gate AlGaIn-GaN HEMTs. *IEEE Electron Device Letters*, 25(5), 229-231.
43. Ambacher, O., Smart, J., Shealy, J. R., Weimann, N. G., Chu, K., Murphy, M., and Stutzmann, M. (1999). Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaIn/GaN heterostructures. *Journal of Applied Physics*, 85(6), 3222-3233.
44. Kočan, M. (2003). *AlGaIn/GaN MBE 2DEG Heterostructures: Interplay between Surface-, Interface- and Device- Properties*, Doktora Tezi, RheinischWestfälische Technische Hochschule, Aachen, 9-10.
45. Baikui, L. I. (2010). *Magnetotransport and optoelectronic characterizations of AlGaIn/GaN heterostructures*, Doktora Tezi, The Hong Kong University of Science and Technology, Hong Kong, 1-2.
46. Vogel, D., Krüger, P., and Pollmann, J. (1997). Structural and electronic properties of group-III nitrides. *Physical Review B*, 55(19), 12836.
47. Lawniczak-Jablonska, K., Suski, T., Gorczyca, I., Christensen, N. E., Attenkofer, K. E., Perera, R. C. C., and Weber, Z. L. (2000). Electronic states in valence and conduction bands of group-III nitrides: Experiment and theory. *Physical Review B*, 61(24), 16623.
48. Yeo, Y. C., Chong, T. C., and Li, M. F. (1998). Electronic band structures and effective-mass parameters of wurtzite GaN and InN. *Journal of Applied Physics*, 83(3), 1429-1436.
49. Yan, Q., Rinke, P., Janotti, A., Scheffler, M., and Van de Walle, C. G. (2014). Effects of strain on the band structure of group-III nitrides. *Physical Review B*, 90(12), 125118.

50. Gonschorek, M. (2010). *Physical Properties of AlInN/(AlN)/GaN ( $0.07 < x < 0.23$ ) Heterostructures and their Application for High Power Electronics*, Doktora Tezi, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne, İsviçre, 16-17.
51. Vurgaftman, I., and Meyer, J. N. (2003). Band parameters for nitrogen-containing semiconductors. *Journal of Applied Physics*, 94(6), 3675-3696.
52. Yun, F., Reshchikov, M. A., He, L., King, T., Morkoç, H., Novak, S. W., and Wei, L. (2002). Energy band bowing parameter in  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  alloys. *Journal of Applied Physics*, 92(8), 4837-4839.
53. Wraback, M., Shen, H., Carrano, J. C., Collins, C. J., Campbell, J. C., Dupuis, R. D., and Ferguson, I. T. (2001). Time-resolved electroabsorption measurement of the transient electron velocity overshoot in GaN. *Applied Physics Letters*, 79(9), 1303-1305.
54. Barker, J. M., Akis, R., Ferry, D. K., Goodnick, S. M., Thornton, T. J., Koleske, D. D., and Henry, R. L. (2002). High-field transport studies of GaN. *Physica B: Condensed Matter*, 314(1), 39-41.
55. Kolník, J., Oğuzman, İ. H., Brennan, K. F., Wang, R., Ruden, P. P., and Wang, Y. (1995). Electronic transport studies of bulk zincblende and wurtzite phases of GaN based on an ensemble Monte Carlo calculation including a full zone band structure. *Journal of Applied Physics*, 78(2), 1033-1038.
56. Bhapkar, U. V., and Shur, M. S. (1997). Monte Carlo calculation of velocity-field characteristics of wurtzite GaN. *Journal of Applied Physics*, 82(4), 1649-1655.
57. Albrecht, J. D., Wang, R. P., Ruden, P. P., Farahmand, M., and Brennan, K. F. (1998). Electron transport characteristics of GaN for high temperature device modeling. *Journal of Applied Physics*, 83(9), 4777-4781.
58. Farahmand, M., and Brennan, K. F. (2000). Comparison between wurtzite phase and zincblende phase GaN MESFETs using a full band Monte Carlo simulation. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 47(3), 493-497.
59. Yamakawa, S., Akis, R., Faralli, N., Saraniti, M., and Goodnick, S. M. (2009). Rigid ion model of high field transport in GaN. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 21(17), 174206.
60. Erol, A. ve Balkan, N. (2013). *Yarıiletkenler Ve Optoelektronik Uygulamaları* (Birinci Baskı). Ankara: Seçkin Yayıncılık.
61. Shur, M., Gelmont, B., and Khan, M. A. (1996). Electron mobility in two-dimensional electron gas in AlGaIn/GaN heterostructures and in bulk GaN. *Journal of Electronic Materials*, 25(5), 777-785.
62. Wagner, J. M., and Bechstedt, F. (2002). Properties of strained wurtzite GaN and AlN: Ab initio studies. *Physical Review B*, 66(11), 115202.

63. Morkoc, H., Strite, S., Gao, G. B., Lin, M. E., Sverdlov, B., and Burns, M. (1994). Large-band-gap SiC, III-V nitride, and II-VI ZnSe-based semiconductor device technologies. *Journal of Applied Physics*, 76(3), 1363-1398.
64. Perry, W. G., Zheleva, T., Bremser, M. D., Davis, R. F., Shan, W., and Song, J. J. (1997). Correlation of biaxial strains, bound exciton energies, and defect microstructures in GaN films grown on AlN/6H-SiC (0001) substrates. *Journal of Electronic Materials*, 26(3), 224-231.
65. Jain, S. C., Willander, M., Narayan, J., and Overstraeten, R. V. (2000). III-nitrides: Growth, characterization, and properties. *Journal of Applied Physics*, 87(3), 965-1006.
66. Kawai, H., Yamashita, K., Cannuccia, E., and Marini, A. (2014). Electron-electron and electron-phonon correlation effects on the finite-temperature electronic and optical properties of zinc-blende GaN. *Physical Review B*, 89(8), 085202.
67. Tsen, K. T., Ferry, D. K., Botchkarev, A., Sverdlov, B., Salvador, A., and Morkoc, H. (1995). Picosecond Raman studies of electron-phonon interactions in the wide bandgap semiconductor GaN. *MRS Online Proceedings Library Archive*, 395.
68. Bernardini, F. (2007). Spontaneous and piezoelectric polarization: Basic theory vs. practical recipes. *Nitride Semiconductor Devices: Principles and Simulation*, 49-68.
69. Bernardini, F., Fiorentini, V., and Vanderbilt, D. (1997). Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides. *Physical Review B*, 56(16), R10024.
70. Balaz, D. (2011). *Current collapse and device degradation in AlGaIn/GaN heterostructure field effect transistors*, Doktora Tezi, College of Science and Engineering, University of Glasgow, Glasgow, 7-18.
71. Ambacher, O., Foutz, B., Smart, J., Shealy, J. R., Weimann, N. G., Chu, K., and Dimitrov, R. (2000). Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGaIn/GaN heterostructures. *Journal of Applied Physics*, 87(1), 334-344.
72. Chuang, S. L. (1995). *Physics of Optoelectronic Devices*, New York: Wiley-Interscience, 438.
73. Chen, L. (2010). *Dielectric Passivation of AlGaIn/GaN High Electron Mobility Transistor*, Yüksek Lisans Tezi, Department of Electronic and Computer Engineering, Hong Kong University of Science and Technology, Hong Kong, 4-8.
74. Asgari, A., and Faraone, L. (2012). SiN passivation layer effects on un-gated two-dimensional electron gas density in AlGaIn/AlN/GaN field-effect transistors. *Applied Physics Letters*, 100(12), 122106.
75. Ibbetson, J. P., Fini, P. T., Ness, K. D., DenBaars, S. P., Speck, J. S., and Mishra, U. K. (2000). Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGaIn/GaN heterostructure field effect transistors. *Applied Physics Letters*, 77(2), 250-252.

76. Vetry, R., Zhang, N. Q., Keller, S., and Mishra, U. K. (2001). The impact of surface states on the DC and RF characteristics of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HFETs. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 48(3), 560-566.
77. Hasan, T. (2013). *Mechanism and Suppression of Current Collapse in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> High Electron Mobility Transistors*, Doktora Tezi, University of Fukui, Fukui, Japonya.
78. Manasevit, H. M., and Simpson, W. I. (1969). The Use of Metal-Organics in the Preparation of Semiconductor Materials I. Epitaxial Gallium-V Compounds. *Journal of The Electrochemical Society*, 116(12), 1725-1732.
79. Manasevit, H. M., Erdmann, F. M., and Simpson, W. I. (1971). The use of metalorganics in the preparation of semiconductor materials IV. The nitrides of aluminum and gallium. *Journal of the Electrochemical Society*, 118(11), 1864-1868.
80. Nakamura, S. (1991). Ga<sub>N</sub> growth using Ga<sub>N</sub> buffer layer. *Japanese Journal of Applied Physics*, 30(10A), L1705.
81. Simpkins, B. S., and Yu, E. T. (2003). Influence of Al<sub>N</sub> buffer on electronic properties and dislocation microstructure of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> grown by molecular beam epitaxy on SiC. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, 21(4), 1818-1821.
82. Pearton, S. J., Zolper, J. C., Shul, R. J., and Ren, F. (1999). Ga<sub>N</sub>: Processing, defects, and devices. *Journal of Applied Physics*, 86(1), 1-78.
83. Wang, H., Lin, Z., Wang, W., Li, G., and Luo, J. (2017). Growth mechanisms of Ga<sub>N</sub> epitaxial films grown on ex situ low-temperature Al<sub>N</sub> templates on Si substrates by the combination methods of PLD and MOCVD. *Journal of Alloys and Compounds*, 718, 28-35.
84. Lee, K. T., Bayram, C., Piedra, D., Sprogis, E., Deligianni, H., Krishnan, B., and Palacios, T. (2017). Ga<sub>N</sub> Devices on a 200 mm Si Platform Targeting Heterogeneous Integration. *IEEE Electron Device Letters*, 38(8), 1094-1096.
85. Johnson, J. W., Piner, E. L., Vescan, A., Therrien, R., Rajagopal, P., Roberts, J. C., and Linthicum, K. J. (2004). 12 W/mm AlGa<sub>N</sub>-Ga<sub>N</sub> HFETs on silicon substrates. *IEEE Electron Device Letters*, 25(7), 459-461.
86. Thomasian, A., Rezazadeh, A. A., and Hipwood, L. G. (1989). Observation and mechanism of kink effect in depletion-mode AlGaAs/GaAs and AlGaAs/GaInAs HEMTs. *Electronics Letters*, 25(5), 351-353.
87. Asif Khan, M., Bhattarai, A., Kuznia, J. N., and Olson, D. T. (1993). High electron mobility transistor based on a Ga<sub>N</sub>-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N heterojunction. *Applied Physics Letters*, 63(9), 1214-1215.

88. Lecourt, F., Douvry, Y., Defrance, N., Hoel, V., De Jaeger, J. C., Bouzid, S., and Maher, H. (2010). High transconductance AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMT with thin barrier on Si (111) substrate. In *Solid-State Device Research Conference (ESSDERC), 2010 Proceedings of the European* (pp. 281-284).
89. Holmes, K. L. (2002). *Two-dimensional Modeling of Aluminum Gallium Nitride/Gallium Nitride High Electron Mobility Transistor*, Yüksek Lisans Tezi, Naval Postgraduate School, Monterey, California, 6-7.
90. Brown, R. (2015). *A novel AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> based enhancement-mode high electron mobility transistor with sub-critical barrier thickness*, Doktora Tezi, University of Glasgow, Glasgow, 27-28.
91. Arulkumaran, S., Hibino, T., Egawa, T., and Ishikawa, H. (2004). Current collapse-free i-GaN/AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> high-electron-mobility transistors with and without surface passivation. *Applied Physics Letters*, 85(23), 5745-5747.
92. Bernat, J., Javorika, P., Fox, A., Marso, M., Lüth, H., and Kordoš, P. (2003). Effect of surface passivation on performance of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>/Si HEMTs. *Solid-State Electronics*, 47(11), 2097-2103.
93. Fitch, R. C., Walker Jr, D. E., Chabak, K. D., Gillespie, J. K., Kossler, M., Trejo, M., and Ren, F. (2011). Comparison of passivation layers for AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> high electron mobility transistors. *Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena*, 29(6), 061204.
94. Lee, J. S., Vescan, A., Wieszt, A., Dietrich, R., Leier, H., and Kwon, Y. S. (2000, December). Characteristics of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMT devices with Si<sub>N</sub> passivation. In *Electron Devices Meeting, 2000. IEDM'00. Technical Digest. International* (pp. 381-384). IEEE.
95. Lu, W., Kumar, V., Schwindt, R., Piner, E., and Adesida, I. (2002). A comparative study of surface passivation on AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs. *Solid-State Electronics*, 46(9), 1441-1444.
96. Ridley, B. K. (1982). The electron-phonon interaction in quasi-two-dimensional semiconductor quantum-well structures. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 15(28), 5899.
97. Jena, D. (2003). *Polarization induced electron populations in III-V nitride semiconductors Transport, growth, and device applications*, Doktora Tezi, University of California, Santa Barbara, 2003.
98. Ridley, B. K., Foutz, B. E., and Eastman, L. F. (2000). Mobility of electrons in bulk Ga<sub>N</sub> and Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/Ga<sub>N</sub> heterostructures. *Physical Review B*, 61(24), 16862.
99. Zanato, D., Gokden, S., Balkan, N., Ridley, B. K., and Schaff, W. J. (2004). The effect of interface-roughness and dislocation scattering on low temperature mobility of 2D electron gas in Ga<sub>N</sub>/AlGa<sub>N</sub>. *Semiconductor Science and Technology*, 19(3), 427.

100. Hess, K. (1979). Impurity and phonon scattering in layered structures. *Applied Physics Letters*, 35(7), 484-486.
101. Fang, F. F., and Howard, W. E. (1966). Negative field-effect mobility on (100) Si surfaces. *Physical Review Letters*, 16(18), 797.
102. Smorchkova, I. P., Chen, L., Mates, T., Shen, L., Heikman, S., Moran, B., and Mishra, U. K. (2001). AlN/GaN and (Al, Ga) N/AlN/GaN two-dimensional electron gas structures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy. *Journal of Applied Physics*, 90(10), 5196-5201.
103. Kearney, M. J., and Horrell, A. I. (1998). The effect of alloy scattering on the mobility of holes in a quantum well. *Semiconductor Science and Technology*, 13(2), 174.
104. Teke, A., Gökden, S., Tülek, R., Leach, J. H., Fan, Q., Xie, J., and Özbay, E. (2009). The effect of AlN interlayer thicknesses on scattering processes in lattice-matched AlInN/GaN two-dimensional electron gas heterostructures. *New Journal of Physics*, 11(6), 063031.
105. Tasli, P., Lisesivdin, S. B., Yildiz, A., Kasap, M., Arslan, E., Özcelik, S., and Ozbay, E. (2010). Well parameters of two-dimensional electron gas in Al<sub>0.88</sub>In<sub>0.12</sub>N/AlN/GaN/AlN heterostructures grown by MOCVD. *Crystal Research and Technology*, 45(2), 133-139.
106. Smorchkova, I. P., Elsass, C. R., Ibbetson, J. P., Vetury, R., Heying, B., Fini, P., and Mishra, U. K. (1999). Polarization-induced charge and electron mobility in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy. *Journal of Applied Physics*, 86(8), 4520-4526.
107. Hsu, L., and Walukiewicz, W. (2001). Effect of polarization fields on transport properties in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructures. *Journal of Applied Physics*, 89(3), 1783-1789.
108. Farahmand, M., Garetto, C., Bellotti, E., Brennan, K. F., Goano, M., Ghillino, E., and Ruden, P. P. (2001). Monte Carlo simulation of electron transport in the III-nitride wurtzite phase materials system: binaries and ternaries. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 48(3), 535-542.
109. Ardaravičius, L., Matulionis, A., Liberis, J., Kiprijanovic, O., Ramonas, M., Eastman, L. F., and Vertiatchikh, A. (2003). Electron drift velocity in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> channel at high electric fields. *Applied Physics Letters*, 83(19), 4038-4040.
110. Yu, T. H., and Brennan, K. F. (2002). Monte Carlo calculation of two-dimensional electron dynamics in Ga<sub>N</sub>-AlGa<sub>N</sub> heterostructures. *Journal of Applied Physics*, 91(6), 3730-3736.
111. Singh, M., and Singh, J. (2003). Design of high electron mobility devices with composite nitride channels. *Journal of Applied Physics*, 94(4), 2498-2506.

112. Ardaravičius, L., Ramonas, M., Kiprijanovic, O., Liberis, J., Matulionis, A., Eastman, L. F., and Sun, Y. J. (2005). Comparative analysis of hot-electron transport in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> and AlGa<sub>N</sub>/AlN/GaN 2DEG channels. *Physica Status Solidi (a)*, 202(5), 808-811.
113. Danilchenko, B. A., Tripachko, N. A., Belyaev, A. E., Vitusevich, S. A., Hardtdegen, H., and Lüth, H. (2014). High-field quasi-ballistic transport in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructures. *Applied Physics Letters*, 104(7), 072105.
114. Ardaravičius, L., Kiprijanovič, O., Liberis, J., Matulionis, A., Li, X., Zhang, F., and Morkoç, H. (2012). Hot-electron drift velocity in AlGa<sub>N</sub>/AlN/AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> camelback channel. *Semiconductor Science and Technology*, 27(12), 122001.
115. Guo, L., Yang, X., Feng, Z., Lv, Y., Cheng, J., Sang, L., and Shen, B. (2014). Effects of light illumination on electron velocity of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructures under high electric field. *Applied Physics Letters*, 105(24), 242104.
116. Gunn, J. B. (1963). Microwave oscillations of current in III–V semiconductors. *Solid State Communications*, 1(4), 88-91.
117. Shen, L., Cheng, X., Wang, Z., Cao, D., Wang, Q., Zhang, D., and Yu, Y. (2016). Negative differential resistance in the I–V curves of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> MIS structures. *RSC Advances*, 6(7), 5671-5676.
118. Huang, Z. C., Goldberg, R., Chen, J. C., Zheng, Y., Mott, D. B., and Shu, P. (1995). Direct observation of transferred-electron effect in Ga<sub>N</sub>. *Applied Physics Letters*, 67(19), 2825-2826.
119. Bayram, C., Vashaei, Z., and Razeghi, M. (2010). Reliability in room-temperature negative differential resistance characteristics of low-aluminum content AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> double-barrier resonant tunneling diodes. *Applied Physics Letters*, 97(18), 181109.
120. Schwierz, F. (2005). An electron mobility model for wurtzite Ga<sub>N</sub>. *Solid-State Electronics*, 49(6), 889-895.
121. Von Hippel, A. (1937). Electric breakdown of solid and liquid insulators. *Journal of Applied Physics*, 8(12), 815-832.
122. Frohlich, H. (1947). On the theory of dielectric breakdown in solids. In *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* (Vol. 188, No. 1015, pp. 521-532).
123. Ryder, E. J. (1953). Mobility of holes and electrons in high electric fields. *Physical Review*, 90(5), 766.
124. Shockley, W. (1954). Negative resistance arising from transit time in semiconductor diodes. *Bell Labs Technical Journal*, 33(4), 799-826.
125. Fröhlich, H., and Paranjape, B. V. (1956). Dielectric breakdown in solids. *Proceedings of the Physical Society. Section B*, 69(1), 21.

126. Jacoboni, C., and Reggiani, L. (1983). The Monte Carlo method for the solution of charge transport in semiconductors with applications to covalent materials. *Reviews of Modern Physics*, 55(3), 645.
127. N. Balkan (Ed.). (1998). *Hot electrons in semiconductors: physics and devices* (Vol. 5). Oxford University Press on Demand, Oxford, 1-5.
128. Ridley, B. K. (1991). Hot electrons in low-dimensional structures. *Reports on Progress in Physics*, 54(2), 169.
129. Shah, J. (1992). *Hot carriers in semiconductor nanostructures*, New Jersey, Academic Press.
130. Ridley, B. K. (1989). Hot phonons in high-field transport. *Semiconductor Science and Technology*, 4(12), 1142.
131. Zanato, D., Balkan, N., Hill, G., and Schaff, W. J. (2004). Energy and momentum relaxation of electrons in bulk and 2D GaN. *Superlattices and Microstructures*, 36(4), 455-463.
132. Balkan, N., Arıkan, M. C., Gokden, S., Tilak, V., Schaff, B., and Shealy, R. J. (2002). Energy and momentum relaxation of hot electrons in GaN/AlGaIn. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 14(13), 3457.
133. Stanton, N. M., Kent, A. J., Akimov, A. V., Hawker, P., Cheng, T. S., and Foxon, C. T. (2001). Energy relaxation by hot electrons in n-GaN epilayers. *Journal of Applied Physics*, 89(2), 973-979.
134. Stanton, N. M., Hawker, P., Kent, A. J., Cheng, T. S., and Foxon, C. T. (1999). Hot electron energy relaxation in gallium nitride. *Physica Status Solidi (a)*, 176(1), 369-372.
135. Balkan, N., Gupta, R., Daniels, M. E., Ridley, B. K., and Emeny, M. (1990). Hot electron transport in GaAs quantum wells: non-drifting hot phonons. *Semiconductor Science and Technology*, 5(9), 986.
136. Gupta, R., Balkan, N., and Ridley, B. K. (1992). Hot-electron transport in GaAs quantum wells: effect of non-drifting hot phonons and interface roughness. *Semiconductor Science and Technology*, 7(3B), B274.
137. Hilsum, C. (1962). Transferred electron amplifiers and oscillators. *Proceedings of the IRE*, 50(2), 185-189.
138. Hutson, A. R., Jayaraman, A., Chynoweth, A. G., Coriell, A. S., and Feldman, W. L. (1965). Mechanism of the Gunn effect from a pressure experiment. *Physical Review Letters*, 14(16), 639.
139. Collins, C. L., and Yu, P. Y. (1984). Generation of nonequilibrium optical phonons in GaAs and their application in studying intervalley electron-phonon scattering. *Physical Review B*, 30(8), 4501.

140. Shah, J. (1981). Investigation of hot carrier relaxation with picosecond laser pulses. *Le Journal de Physique Colloques*, 42(C7), C7-445.
141. Heiblum, M., Calleja, E., Anderson, I. M., Dumke, W. P., Knoedler, C. M., and Osterling, L. (1986). Evidence of hot-electron transfer into an upper valley in GaAs. *Physical Review Letters*, 56(26), 2854.
142. Montanari, S., Förster, A., Lepsa, M. I., and Lüth, H. (2005). High frequency investigation of graded gap injectors for GaAs Gunn diodes. *Solid-State Electronics*, 49(2), 245-250.
143. Dasgupta, S., Raman, A., Speck, J. S., and Mishra, U. K. (2011). Experimental demonstration of III-nitride hot-electron transistor with GaN base. *IEEE Electron Device Letters*, 32(9), 1212-1214.
144. Littlejohn, M. A., Hauser, J. R., and Glisson, T. H. (1975). Monte Carlo calculation of the velocity-field relationship for gallium nitride. *Applied Physics Letters*, 26(11), 625-627.
145. Gelmont, B., Kim, K., and Shur, M. (1993). Monte Carlo simulation of electron transport in gallium nitride. *Journal of Applied Physics*, 74(3), 1818-1821.
146. Wraback, M., Shen, H., Carrano, J. C., Collins, C. J., Campbell, J. C., Dupuis, R. D., and Ferguson, I. T. (2001). Time-resolved electroabsorption measurement of the transient electron velocity overshoot in GaN. *Applied Physics Letters*, 79(9), 1303-1305.
147. Barker, J. M., Ferry, D. K., Koleske, D. D., and Shul, R. J. (2005). Bulk GaN and Al Ga N/Ga N heterostructure drift velocity measurements and comparison to theoretical models. *Journal of Applied Physics*, 97(6), 063705.
148. Ardali, S. 2010. *InN ve GaInN Örneklerde Galvanomagnetik Ölçümler*, Yüksek Lisans Tezi, Anadolu Üniversitesi, Eskişehir.
149. Hall, E. H. (1880). XXXVIII. On the new action of magnetism on a permanent electric current. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 10(63), 301-328.
150. Mazzucato, S. 2003. *GaInNAs/GaAs quantum well structures for uncooled 1.3 $\mu$ m lasers*, Doktora Tezi, University of Essex, Colchester.
151. Palacios, T. And Mishra, U. K. 2011. GaN-Based Transistors for High Frequency Applications, In P. Bhattacharya, R. Fornari and H. Kamimura (Ed), *Comprehensive Semiconductor Science and Technology*, Elsevier B.V., 242-298.
152. Ridley, B. K., Schaff, W. J., and Eastman, L. F. (2004). Hot-phonon-induced velocity saturation in GaN. *Journal of Applied Physics*, 96(3), 1499-1502.

153. Chen, C., Chen, D. J., Xie, Z. L., Han, P., Zhang, R., Zheng, Y. D., and Chen, T. S. (2008). Effects of an AlN passivation layer on the microstructure and electronic properties of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructures. *Applied Physics A*, 90(3), 447-449.
154. Metzger, T., Höppler, R., Born, E., Ambacher, O., Stutzmann, M., Stömmer, R., and Strunk, H. P. (1998). Defect structure of epitaxial Ga<sub>N</sub> films determined by transmission electron microscopy and triple-axis X-ray diffractometry. *Philosophical Magazine A*, 77(4), 1013-1025.
155. Derluyn, J., Boeykens, S., Cheng, K., Vandersmissen, R., Das, J., Ruythooren, W., and Borghs, G. (2005). Improvement of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> high electron mobility transistor structures by in situ deposition of a Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> surface layer. *Journal of Applied Physics*, 98(5), 054501.
156. Takizawa, T., Nakazawa, S., and Ueda, T. (2008). Crystalline Si<sub>N</sub> x ultrathin films grown on AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> using in situ metalorganic chemical vapor deposition. *Journal of Electronic Materials*, 37(5), 628-634.
157. Jena, D., Gossard, A. C., and Mishra, U. K. (2000). Dislocation scattering in a two-dimensional electron gas. *Applied Physics Letters*, 76(13), 1707-1709.
158. Wosiński, T. (1989). Evidence for the electron traps at dislocations in GaAs crystals. *Journal of Applied Physics*, 65(4), 1566-1570.
159. Ľapajna, M., Kaun, S. W., Wong, M. H., Gao, F., Palacios, T., Mishra, U. K., and Kuball, M. (2011). Influence of threading dislocation density on early degradation in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> high electron mobility transistors. *Applied Physics Letters*, 99(22), 223501.
160. Carosella, F., and Farvacque, J. L. (2008). Effect of threading dislocations on carrier mobility in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> quantum wells. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 20(32), 325210.
161. Asgari, A., Babanejad, S., and Faraone, L. (2011). Electron mobility, Hall scattering factor, and sheet conductivity in AlGa<sub>N</sub>/AlN/Ga<sub>N</sub> heterostructures. *Journal of Applied Physics*, 110(11), 113713.
162. Lisesivdin, S. B., Acar, S., Kasap, M., Ozelik, S., Gokden, S., and Ozbay, E. (2007). Scattering analysis of 2DEG carrier extracted by QMSA in undoped Al<sub>0.25</sub>Ga<sub>0.75</sub>N/Ga<sub>N</sub> heterostructures. *Semiconductor Science and Technology*, 22(5), 543.
163. Gökden, S. (2003). Mobility of two-dimensional electrons in an AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> modulation-doped heterostructure. *Physica Status Solidi (a)*, 200(2), 369-377.
164. Zhang, G. Y., Tong, Y. Z., Yang, Z. J., Jin, S. X., Li, J., and Gan, Z. Z. (1997). Relationship of background carrier concentration and defects in Ga<sub>N</sub> grown by metalorganic vapor phase epitaxy. *Applied Physics Letters*, 71(23), 3376-3378.

165. Li, J. M., Wu, J. J., Han, X. X., Lu, Y. W., Liu, X. L., Zhu, Q. S., and Wang, Z. G. (2005). A model for scattering due to interface roughness in finite quantum wells. *Semiconductor Science and Technology*, 20(12), 1207.
166. Schöll, E. (Ed.). (2013). *Theory of transport properties of semiconductor nanostructures* (Vol. 4). Springer Science & Business Media, London.
167. Dinara, S. M., Jana, S. K., Ghosh, S., Mukhopadhyay, P., Kumar, R., Chakraborty, A., and Biswas, D. (2015). Enhancement of two dimensional electron gas concentrations due to Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> passivation on Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>N/GaN heterostructure: strain and interface capacitance analysis. *AIP Advances*, 5(4), 047136.
168. Lişesivdin, S. B., Yıldız, A., Acar, S., Kasap, M., Özçelik, S., and Özbay, E. (2007). The effect of strain relaxation on electron transport in undoped Al<sub>0.25</sub>Ga<sub>0.75</sub>N/GaN heterostructures. *Physica B: Condensed Matter*, 399(2), 132-137.
169. Tasli, P., Lisesivdin, S. B., Yildiz, A., Kasap, M., Arslan, E., Özçelik, S., and Ozbay, E. (2010). Well parameters of two-dimensional electron gas in Al<sub>0.88</sub>In<sub>0.12</sub>N/AlN/GaN/AlN heterostructures grown by MOCVD. *Crystal Research and Technology*, 45(2), 133-139.
170. Gurusinge, M. N., Davidsson, S. K., and Andersson, T. G. (2005). Two-dimensional electron mobility limitation mechanisms in Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN heterostructures. *Physical Review B*, 72(4), 045316.
171. Gökden, S. (2004). The effect of electrons and phonons scattering from interface roughness and well-width fluctuations on low-field mobility of 2DEG in GaN/AlGaN. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 23(1), 114-120.
172. Sarikavak-Lisesivdin, B., Lisesivdin, S. B., Balkan, N., Atmaca, G., Narin, P., Cakmak, H., and Ozbay, E. (2015). Energy relaxation of electrons in InGaN quantum wells. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 46(4), 1565-1569.
173. Caughey, D. M., and Thomas, R. E. (1967). Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field. *Proceedings of the IEEE*, 55(12), 2192-2193.
174. Schwierz, F., Pezoldt, J., and Granzner, R. (2015). Two-dimensional materials and their prospects in transistor electronics. *Nanoscale*, 7(18), 8261-8283.
175. Brennan, K. E. V. I. N., Hess, K. A. R. L., Tang, J. F., and Iafrate, G. J. (1983). Transient electronic transport in InP under the condition of high-energy electron injection. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 30(12), 1750-1754.
176. Kim, H. S., Tian, H., Kim, K. W., and Littlejohn, M. A. (1992). Electron velocity-field characteristics of In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As. *Applied Physics Letters*, 61(10), 1202-1204.
177. Furuta, T., Shigekawa, N., Mizutani, T., and Yoshii, A. (1989). Time-of-flight measurement for electron velocity in p-AlGaAs/GaAs/AlGaAs at a high field. *Applied Physics Letters*, 55(22), 2310-2312.

## ÖZGEÇMİŞ

### Kişisel Bilgiler

Soyadı, Adı : ATMACA, Gökhan  
 Uyruğu : T. C.  
 Doğum tarihi ve yeri : 03.04.1989, Ankara  
 Medeni hali : Bekar  
 Telefon : 0 (507) 723 09 23  
 E-posta : gokhanatmaca@kuark.org



### Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet Tarihi
Doktora	Gazi Üniversitesi Fizik Bölümü	2018
Yüksek Lisans	Gazi Üniversitesi Fizik Bölümü	2012
Lisans	Gazi Üniversitesi Fizik Bölümü	2010
Lise	Selahattin Akbilek Lisesi	2006

### Yabancı Dili

İngilizce, Korece

### SCI-İndeksli Makaleler

Narin, P., Kutlu, E., Atmaca, G., Lişesivdin, S. B., and Özbay, E. (2017). A first principles investigation of the effect of aluminum, gallium and indium impurities on optical properties of  $\beta$ -Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> structure. *Optik-International Journal for Light and Electron Optics*, 147, 115-122.

Abbas, J. A., Atmaca, G., Narin, P., Kutlu, E., Sarikavak-Lisesivdin, B., and Lisesivdin, S. B. (2017). A Comparative Study of AlGa<sub>N</sub> and InGa<sub>N</sub> Back-Barriers in Ultrathin-Barrier AlN/GaN Heterostructures. *Journal of Electronic Materials*, 46(8), 5278-5286.

Al Abbas, J. M., Narin, P., Atmaca, G., Kutlu, E., Sarikavak-Lisesivdin, B., and Lisesivdin, S. B. (2017). The effect of doping in different layers on 2DEG for ultrathin-barrier AlN/GaN heterostructures. *Optoelectronics and Advanced Materials-Rapid Communication*, 11(5-6), 328-331.

Kutlu, E., Narin, P., Atmaca, G., Sarikavak-Lisesivdin, B., Lisesivdin, S. B., and Ozbay, E. (2017). Electronic structure of beta-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> crystals with substitutional icosagen group impurities. *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, 19(3-4), 278-282.

Kutlu, E., Narin, P., Atmaca, G., Sarikavak-Lisesivdin, B., and Lisesivdin, S. B. (2016). Effect of substitutional As impurity on electrical and optical properties of  $\beta$ -Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> structure. *Materials Research Bulletin*, 83, 128-134.

Atmaca, G., Narin, P., Sarikavak-Lisesivdin, B., and Lisesivdin, S. B. (2016). Two dimensional electron gas in a hybrid GaN/InGaN/ZnO heterostructure with ultrathin InGaN channel layer. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 79, 67-71.

Atmaca, G., Ardali, S., Tiras, E., Malin, T., Mansurov, V. G., Zhuravlev, K. S., and Lisesivdin, S. B. (2016). Scattering analysis of 2DEG mobility in undoped and doped AlGaN/AlN/GaN heterostructures with an in situ Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> passivation layer. *Solid-State Electronics*, 118, 12-17.

Atmaca, G., Ardali, S., Narin, P., Kutlu, E., Lisesivdin, S. B., Malin, T., and Tiras, E. (2016). Energy relaxation of hot electrons by LO phonon emission in AlGaN/AlN/GaN heterostructure with in situ Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> passivation. *Journal of Alloys and Compounds*, 659, 90-94.

Ardali, S., Atmaca, G., Lisesivdin, S. B., Malin, T., Mansurov, V., Zhuravlev, K., and Tiras, E. (2015). The variation of temperature-dependent carrier concentration and mobility in AlGaN/AlN/GaN heterostructure with SiN passivation. *Physica Status Solidi (b)*, 252(9), 1960-1965.

Sarikavak-Lisesivdin, B., Lisesivdin, S. B., Balkan, N., Atmaca, G., Narin, P., Cakmak, H., and Ozbay, E. (2015). Energy relaxation of electrons in InGaN quantum wells. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 46(4), 1565-1569.

Atmaca, G., Narin, P., Lisesivdin, S. B., Kasap, M., and Sarikavak-Lisesivdin, B. (2015). Electron Transport Properties of Two-Dimensional Electron Gas in Be<sub>x</sub>Zn<sub>1-x</sub>O/ZnO Heterostructures. *Philosophical Magazine*, 95(1), 79-89.

Atmaca, G., Tasli, P., Karakoc, G., Yazbahar, E., and Lisesivdin, S. B. (2015). Numerical investigation of the 2DEG properties of AlGaN/AlN/GaN HEMT structures with InGaN/GaN MQW back-barrier structure. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 65, 110-113.

Lisesivdin, S. B., Atmaca, G., Arslan, E., Çakmakyapan, S., Kazar, Ö., Bütün, S., and Özbay, E. (2014). Extraction and scattering analyses of 2D and bulk carriers in epitaxial graphene-on-SiC structure. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 63, 87-92.

Elibol, K., Atmaca, G., Tasli, P. and Lisesivdin, S. B. (2013). A Numerical Study on Subband Structure of In<sub>x</sub>Al<sub>1-x</sub>N/GaN-Based HEMT Structures with Low-Indium ( $x < 0.10$ ) Barrier Layer. *Solid State Communications* 162, 8–12.

Tasli, P., Sarikavak, B., Atmaca, G., Elibol, K., Kuloglu, A. F., Lisesivdin, S. B. (2010). Numerical Simulation of Novel Ultrathin Barrier n-GaN/InAlN/AlN/GaN HEMT Structures: Effect of In Mole Fraction, Doping and Layer Thicknesses. *Physica B* 405, 4020.

Atmaca, G., Elibol, K., Lisesivdin, S. B., Kasap, M., and Ozbay, E. (2009). Numerical optimization of Al-mole fractions and layer thicknesses in normally-on AlGaIn-GaN double-channel high electron mobility transistors (DCHEMTs). *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials* 11, 578.

## **Bildiriler**

Atmaca, G., Kim, H.G., Lee, J.H., Won, C.H., Kang, S.H., Lisesivdin, S.B. and Lee, J.H. Lee, (2017). *Numerical Optimization of 2DEG Improvement in AlGaN/GaN HEMTs with C-GaN/U-GaN Multi-layer Buffer Structure*. Turkish Physical Society 33rd International Physics Congress, 04PP86.

Atmaca, G., Berkutov, I., Mironov, O. A., Rogacki, K., Lisesivdin, S. B., Ozbay, E. (2016). *The Weak Localization In A Two-Dimensional Electron Gas In AlInN/AlN/GaN Heterostructures*. 18th National Optics, Electro Optics and Photonics Workshop, Ankara P43.

Kutlu, E., Narin, P., Atmaca, G., Lisesivdin, S. B., Ozbay, E. (2016). *Sn, I, Au gibi Bazı Safsızlıkların Siyah Fosfor'un Elektronik ve Optik Özelliklerine Etkileri*. 18th National Optics, Electro Optics and Photonics Workshop, Ankara P26.

Narin, P., Kutlu, E., Atmaca, G., Sarıkavak-Lisesivdin, B., Lisesivdin, S. B., Ozbay, E. (2016). *Ultraince Bariyere Sahip AlN/GaN ve InAlN/GaN HEMT Yapıların Yapısal ve Yüzey Özelliklerinin İncelenmesi*. 18th National Optics, Electro Optics and Photonics Workshop, Ankara P72.

Al Abbas, J. M., Atmaca, G., Narin, P., Kutlu, E., Sarıkavak-Lisesivdin, B., Lisesivdin, S. B., (2016). *Numerical Investigation Of 2DEG Properties In Ultrathin-Barrier AlN/GaN Heterostructures With AlGaN and InGaN Back-Barriers*. 18th National Optics, Electro Optics and Photonics Workshop, Ankara P47.

Al Abbas, J. M., Narin, P., Kutlu, E., Atmaca, G., S. B. Lişesivdin, Sarıkavak-Lişesivdin, B. (2016). *P-tipi ve N-tipi InGaN Arka-Bariyerli Ultraince AlInN/GaN Çoklu Yapılarda İki Boyutlu Elektron Gazı*. ADIM Physics Congress V, p.163.

Al Abbas, J. M., Narin, P., Atmaca, G., Kutlu, E., S. B. Lişesivdin, Sarıkavak-Lişesivdin, B. (2016). *Ultraince Bariyerli AlN/GaN Çoklu Yapılarda Farklı Katmanların 2BEG Üzerine Etkisi*. ADIM Physics Congress V, p.164.

Kutlu, E., Narin, P., Atmaca, G., J. M. Al abbas, Sarıkavak Lişesivdin, B., Lişesivdin, S. B. (2016). *Li Katkılı Zigzag Kenarlı Grafen Nano Şeritlerin Elektronik Özelliklerinin İncelenmesi*. ADIM Physics Congress V, p.151.

Tiras, E.,Atmaca, G., Lisesivdin, S. B.,Ardali, S.,Malin, T., Mansurov, V., Zhuravlev, K. (2015). *Power-loss Mechanisms in Surface Passivated AlGaN/AlN/GaN Heterojunctions*. 11th Conference on Laser and Electro-Optic Pacific Rim, CLEO-PR 2015, 24-28 August, Busan, Korea.

Ardali, S.,Atmaca, G., Lisesivdin, S. B., Malin, T., Mansurov, V., Zhuravlev, K.,Tiras, E. (2015). *Surface Passivation Effect in AlGaN/AlN/GaN Heterostructure*. European Materials Research Society 2015 Spring Meeting, I-P1 3.

Tiras, T., Atmaca, G., Lisesivdin, S. B., Malin, T., Mansurov, V. , Zhuravlev, K.,Tiras, E. (2015). *The longitudinal optical phonon energy in passivated AlGaN/AlN/GaN*. European Materials Research Society 2015 Spring Meeting, I-P1 5.

Lisesivdin, S. B., Atmaca, G., Ardali, S., Tiras, E., Malin, T., Mansurov, V. G., Zhuravlev, K. S. (2015). *The Effect of In Situ Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> Passivation on 2DEG Quantum Well Parameters in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> Heterostructures*. 9th International Physics Conference of the Balkan Physical Union - BPU9, p441.

Atmaca, G., Narin, P., Kutlu, E., Lisesivdin, S. B. (2015). *The Effect of Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> Passivation with As-impurity on the Device Properties of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMT Structures*. 9th International Physics Conference of the Balkan Physical Union - BPU9, p410.

P. Narin, Kutlu, E., Atmaca, G., Sarikavak-Lisesivdin, B., Lisesivdin, S. B. (2015). *Investigation of Optical Properties of the  $\beta$ -Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> structure doped with some Group IIIA Elements*. 1st International Conference on Organic Electronic Material Technologies (OEMT'2015), p83.

Kutlu, E., Narin, P., Atmaca, G., Sarikavak-Lisesivdin, B., Lisesivdin, S.B. (2015). *Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> with the Aluminum, Indium and Gallium Impurities*. 1st International Conference on Organic Electronic Material Technologies (OEMT'2015), p84.

Lisesivdin, S. B., Sarikavak-Lisesivdin, B., Balkan, N., Atmaca, G., Narin, P., Cakmak, H., Ozbay, E. (2014). *Hot electron energy relaxation via acoustic-phonon emission in Ga<sub>N</sub>-based hetero structures with InGa<sub>N</sub> Quantum Wells*. NanoNG'14, PXXX.

Kutlu, E., Narin, P., Atmaca, G., Sarikavak-Lisesivdin, B., Lisesivdin, S. B. (2014). *Ab initio study of oxygen and arsenic impurities on non-linear optical properties of  $\beta$ -Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> material*. Конференция И Школа Молодых Учёных По Актуальным Проблемам Физики Полупроводниковых Структур, Novosibirsk, 77.

Atmaca, G., Evrensel, A. E., Lisesivdin, S.B., (2014). *Influence of interface traps on device performance of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTS with Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> passivation*. Turkish Physical Society 31th International Physics Congress, p371.

Kutlu, E., Narin, P., Atmaca, G., Lisesivdin, S. B., Kasap, M. (2014). *Investigation of electrical properties of two dimensional hole gas in hybrid InGa<sub>N</sub>/ZnO heterostructure*. Turkish Physical Society 31th International Physics Congress, p401.

Lisesivdin, S. B., Kutlu, E., Narin, P., Atmaca, G., Sarikavak-Lisesivdin, B. (2014). *Investigation of the effect of the arsenic impurity on the electronic and optical properties of  $\beta$ -Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> dielectric material*. Turkish Physical Society 31th International Physics Congress, p402.

Narin, P., Atmaca, G., Lisesivdin, S. B., (2014). *Effects of ultrathin InGa<sub>N</sub> channel layer on two dimensional electron gas in hybrid Ga<sub>N</sub>/InGa<sub>N</sub>/ZnO heterostructures*. Turkish Physical Society 31th International Physics Congress, p406.

Lisesivdin, S. B., Atmaca, G., Arslan, E., Ul-Hassan, J., Janzén, E., Ozbay, E. (2013). *SiC üzerine büyütülen grafen yapılarında elektriksel iletim kanallarının ayırıştırılıp incelenmesi*. XIX. Solid State Matter Physics Ankara Meeting, S13, [Invited].

Narin, P., Atmaca, G., Boyalı, E., Lisesivdin, S. B., Kasap, M., Ozcelik, S. (2013). *Scattering Analysis of 2DEG in AlInN/GaN Based Heterostructures with GaN and InGaN Quantum Wells*. Turkish Physical Society 30th International Physics Congress, p530.

Boyalı, E., Narin, P., Atmaca, G., Lisesivdin, S. B., Kasap, M. and Ozcelik, S. (2013). *The Investigation of Temperature Dependent Electrical Transport Properties of InxGal-xP/GaAs*. Turkish Physical Society 30th International Physics Congress, p482.

Narin, P., Atmaca, G., Sarıkavak-Lisesivdin, B. Lisesivdin, S. B.,M. Kasap, (2013). *A Numerical Investigation on Electronic Properties of Two Dimensional Electron Gas in BexZn1-xO/ZnO Heterostructures*. Turkish Physical Society 30th International Physics Congress, p529.

Atmaca, G., Tunay Taşlı, P., Lişesivdin, S. B. (2012). *Electron Confinement in Lattice-Matched InAlN/AlN/GaN Heterostructures with AlyGal-yN Back-barrier*. 8th Nanoscience and Nanotechnology Conference, PP-332.

Elibol, K., Atmaca, G., Bütün, S., Lişesivdin, S. B., Özbay, E. (2011). *Epitaksiyel grafende Hall ve zayıf antilokalizasyon ölçümleri*. XVIII. Solid State Matter Physics Ankara Meeting, P67.

Elibol, K., Atmaca, G., Özbay, E., Lişesivdin, S. B. (2011). *Tek ve çift tabakalı grafen alan etkili transistörlerin (GFET) akım-gerilim (I/V) performansı*. XVIII. Solid State Matter Physics Ankara Meeting, P66.

Atmaca, G., Elibol, K., Karakoç, G., Güneş, C., Lişesivdin, S. B. (2011). *Tek kanal ve çift kanal InGaN/InN çokluyapıların kıyaslanması*. XVIII. Solid State Matter Physics Ankara Meeting, P64.

Atmaca, G., Elibol, K., Taslı, P., Lisesivdin, S.B. (2011). *Effects On Two Dimensional Electron Gas Of InxGal-xN Back-Barrier For Ultrathin Barrier AlN/GaN High Electron Mobility Transistors*. 7th Nanoscience and Nanotechnology Conference, P3.E.11.

Elibol, K., Atmaca, G., Kelekci, O., Taslı, P., Ozbay, E, Lisesivdin, S. B. (2011). *Self-consistent Transport Properties of Graphene Sheets*. Turkish Physical Society XXVIII. International Conference, p710.

Karakoc, G., Atmaca, G., Yazbahar, E., Taslı P., Lisesivdin, S. B. (2011). *Numerical Investigation of Two-dimensional Electron Gas in AlGaN/AlN/GaN HEMT with InGaN/GaN Multi-quantum Well Structure*. Turkish Physical Society XXVIII. International Conference, p745.

Atmaca, G., Elibol, K., Taslı, P., Lisesivdin, S. B., Kasap, M. (2010). *Numerical Investigation of Two Dimensional Electron Gas in InyAl1-yN/InxAl1-xN/AlN/GaN Double Barrier HEMTs*. Turkish Physical Society XXVII. International Conference, p591

Elibol, K., Atmaca, G., Taslı, P., Lisesivdin, S. B., Kasap, M. (2010). *Optimization and Device Characteristics of the AlGaN/GaN Based HEMT's with InGaN Back Barriers*. Turkish Physical Society XXVII. International Conference, p621.

Elibol, K., Kelekci, O., Atmaca, G., Lisesivdin, S. B., Kasap, M., S. Ozcelik and E. Ozbay (2010). *Grafen Flake Uretim Yontemlerinin Gelistirilmesi*. XVII. Solid State Matter Physics Ankara Meeting, S2.

Atmaca, G., Elibol, K., P. Tasli, Lisesivdin, S. B. and Kasap, M. (2010). *Eklemlen Alan Etkili Transistorlerin Elektriksel Karakteristiklerinin Incelenmesi*. XVII. Solid State Matter Physics Ankara Meeting, S12.

Elibol, K., Atmaca, G., P. Tasli, Lisesivdin, S. B., Kasap, M. (2010). *GaN Tabanlı MESFET Yapıların 2- boyutta Elektriksel Karakteristikleri*. XVII. Solid State Matter Physics Ankara Meeting, P34.

Kartaloglu, O., Atmaca, G., K. Elibol, Lisesivdin, S.B. (2010). *Erbiyum Katkılı Eklemlen Diyotun I-V Karakteristigi*. XVII. Solid State Matter Physics Ankara Meeting, P46.

Atmaca, G., Elibol, K., Tasli, P., Lisesivdin, S. B., Kasap, M. (2009). *Cift kanallı AlGaAs/InGaAs/GaAs tabanlı p-HEMT Yapılarında 1 ve 2-boyutta Schrödinger-Poisson Çözümleri ve Akım-Gerilim İncelemeleri*. XVI. Solid State Matter Physics Ankara Meeting, P59.

Tasli, P., Lisesivdin, S. B. , Kasap, M., Elibol, K.,Atmaca, G., Ozbay, E. (2009). *A Numerical Study on Subband Structure of AlxIn1-xN/GaN-based HEMT Structures with Low-Indium (x>0.82) Barrier Layer*. Turkish Physical Society XXVI. International Conference, p509.

Elibol, K.,Atmaca, G., Lisesivdin, S. B., Kasap, M., Özçelik, S. (2008). *Optimization of Al-mole Fraction and Layer Thicknesses in AlxGa1-xN/AlN/GaN/AlxGa1-xN/AlN/GaN Double Channel HEMT Structures*. Turkish Physical Society XXV. International Conference, p454.



*GAZİ GELECEKTİR..*