

T.C.
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

**AlGa(In)N/GaN YÜKSEK ELEKTRON MOBİLİTELİ TRANSİSTÖRLERDE İKİ
BOYUTLU ELEKTRON GAZINA AİT SICAK ELEKTRON DİNAMİĞİNİN
İNCELENMESİ**

DOKTORA TEZİ

Aykut ILGAZ

Balıkesir, Ağustos-2011

T.C.
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

AlGa(In)N/GaN YÜKSEK ELEKTRON MOBİLİTELİ TRANSİSTÖRLERDE İKİ
BOYUTLU ELEKTRON GAZINA AİT SICAK ELEKTRON DİNAMİĞİNİN
İNCELENMESİ

DOKTORA TEZİ

Aykut ILGAZ

Tez Danışmanları: Doç. Dr. Sibel GÖKDEN (I. Danışman)

Prof. Dr. Ali TEKE (II. Danışman)

Sınav Tarihi: 26.08.2011

Jüri Üyeleri: Doç. Dr. Sibel GÖKDEN (Danışman-BAÜ)

Doç. Dr. Ersen METE (BAÜ)

Prof. Dr. Sedat AĞAN (Kırıkkale Üniv.)

Doç. Dr. Mustafa GÖKTEPE (BAÜ)

Yrd. Doç. Dr. S. Bora LIŞESİVDİN (Gazi Üniv.)

Enstitü Yönetim Kurulunun tarih sayılı oturumunun
nolu kararı ile Mezun olmuştur.

Balıkesir, Ağustos-2011

ÖZET

AlGa(In)N/GaN YÜKSEK ELEKTRON MOBİLİTELİ TRANSİSTÖRLERDE İKİ BOYUTLU ELEKTRON GAZINA AİT SICAK ELEKTRON DİNAMİĞİNİN İNCELENMESİ

Aykut ILGAZ

Balıkesir Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı

(Doktora Tezi/Tez Danışmanı: Doç. Dr. Sibel GÖKDEN)

(II. Danışman: Prof. Dr. Ali TEKE)

Balıkesir, 2011

Bu çalışmada Al(In)GaN/Ga(In)N HEMT yapıların sıcak elektron dinamiği deneysel ve teorik olarak çalışıldı. Deneysel kısımda ilk olarak örnekler metal organik kimyasal buhar depozisyonu (MOCVD) yöntemi ile safir alt taş (B556 ve B1033) ve 6H-SiC alt taş (B1682) üzerine büyütüldü. Sıcaklığa bağlı Hall etkisi ölçümleri ve yüksek hızlı akım-voltaj (I-V) ölçümleri sıcak elektron dinamiğini çalışmak için kullanıldı. Bu çalışmanın teorik kısmı, yüksek alanlarda dengede olmayan boyuna optiksel fononların varlığını hesaba alan sürüklenmeyen fonon modelini içermektedir.

İlk olarak, safir ve 6H-SiC alt taş üzerine büyütülen yüksek elektron mobiliteli AlGaInN/GaN yapının sıcak elektron dinamiği incelendi. Hall etkisi ölçümleri ve yüksek hızlı I-V ölçümlerinden sürüklenme hızları çıkarıldı. Uygulanan elektrik alanın fonksiyonu olarak elektron sıcaklığını ve elektron sıcaklığının fonksiyonu olarak güç kaybını elde etmek için güç denge eşitlikleri ile mobilite karşılaştırma metodu kullanıldı. Deneysel güç kaybı sonuçları yüksek alanlarda sıcak fonon oluşumu varsayımına dayalı teorik hesaplamalar ile karşılaştırıldı. Analizlerinden yüksek alanlarda safir ve 6H-SiC alt taşlar üzerine büyütülen numuneler için sırasıyla boyuna optiksel fonon ömürleri 0.50 ps ve 0.32 ps ve etkin enerji durulma zamanları 24 fs ve 65 fs olarak bulundu. Daha sonra 10K'den 300K'e değişen örgü sıcaklıklarında safir üzerine büyütülen yüksek tabaka elektron yoğunluklu AlInN/GaN HEMT yapının sıcak elektron dinamiği incelendi. Farklı örgü sıcaklıkları için deneysel güç kaybı sonuçları yüksek alanlarda sıcak fonon oluşumu varsayımına dayalı teorik hesaplamalar ile karşılaştırıldı. Örgü sıcaklığının sıcak fonon ömürlerine ve etkin enerji durulma zamanlarına etkisi incelendi.

Sonuç olarak bu çalışmada, 6H-SiC alt taş üzerine büyütülen AlGaInN/GaN HEMT yapıların performansının, safir üzerine büyütülen AlGaInN/GaN HEMT yapılara göre daha yüksek olabileceği neticesine varıldı. AlInN/GaN HEMT yapıda da iletim performansı için, örgü sıcaklığının önemli bir parametre olduğunu ortaya konuldu.

ANAHTAR SÖZCÜKLER: sıcak elektron / sıcak fonon / Al(In)GaInN/GaN HEMT yapılar / etkin enerji durulması / güç kaybı

ABSTRACT

INVESTIGATION OF HOT ELECTRON DYNAMICS OF TWO DIMENSIONAL ELECTRON GAS IN AlGa(In)N/GaN HIGH ELECTRON MOBILITY TRANSISTORS

Aykut ILGAZ

Balikesir University, Institute of Science, Department of Physics

(PhD. Thesis/Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Sibel GÖKDEN)
(Second Supervisor: Prof. Dr. Ali TEKE)

Balikesir, 2011

In this work, hot electron dynamics of Al(In)GaN/Ga(In)N HEMT structures were studied both experimentally and theoretically.

In the experimental part, the samples were firstly grown by Metal Organic Chemical Vapor Deposition (MOCVD) on sapphire substrate (B556 and B1033) and 6H-SiC substrate (B1682). The temperature dependent Hall effect measurements and high speed current-voltage (I-V) measurements were used to obtain the hot-electron transport. The theoretical part of the study includes non-drifting phonon models which account presence of non-equilibrium longitudinal optical (LO) phonons at high fields.

The hot electron dynamics of high electron mobility AlGaN/AlN/GaN structure grown on sapphire and 6H-SiC substrate were investigated. Drift velocities were deduced from Hall effect measurements and high speed current-voltage (I-V) measurements. To obtain the electron temperature as a function of the applied electric field and power loss as a function of the electron temperature, the mobility comparison method with power balance equations were used. The experimental power loss results were compared with the theoretical calculations based on the assumption of hot-phonon production at high fields. From transport analysis LO-phonon lifetimes were found 0.50 ps and 0.32 ps and the effective energy relaxation times were found 24 fs and 65 fs at high fields for samples grown on sapphire and SiC substrates, respectively. Then the hot-electron transport properties of high sheet electron density AlInN/AlN/GaN HEMT structure grown on sapphire at the lattice temperatures range from 10K to 300K were investigated. The experimental power loss results were compared with the theoretical calculations based on the assumption of hot-phonon production at high fields for different lattice temperatures. Effects of lattice temperatures were investigated on hot phonon lifetime and effective energy relaxation time.

In conclusion, this work has emphasized that AlGaN/GaN HEMT structures grown on SiC shows better transport performance comparing to AlGaN/GaN HEMT structures grown on sapphire. This work has exhibited that lattice temperature is a crucial parameter for transport performance in AlInN/AlN/GaN HEMT structure.

KEYWORDS: hot electron / hot phonon / Al(In)GaN/GaN HEMT structures / effective energy relaxation / power loss

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	ii
ABSTRACT	iii
İÇİNDEKİLER	iv
SEMBOL LİSTESİ	vi
ŞEKİL LİSTESİ	vii
TABLO LİSTESİ	xi
ÖNSÖZ	xii
1. GİRİŞ	1
2. NİTRİTLERİN TEMEL FİZİKSEL ÖZELLİKLERİ	10
2.1 Kristal Yapısı	10
2.2 Mekanik Özellikleri	11
2.3 Alt taşlar	13
2.4 Nitrat Yapılarda Kutuplanma	14
3. ELEKTRİK ÖZELLİKLER	17
3.1 Hall Etkisi Ölçümleri	18

3.2 Yüksek Hızlı Akım-Voltaj (I-V) Ölçümleri	19
4. YÜKSEK ALAN TAŞIMASI VE SICAK ELEKTRON DİNAMİĞİ	23
4.1 Yüksek Alan Taşımaları	26
4.2 Mobilite Karşılaştırma Metodu	30
5. DENEY TEKNİKLERİ VE TEORİK HESAPLAMALAR	34
5.1 Safir ve SiC Alttaşlar Üzerine Büyütülen AlGaN/AlN/GaN HEMT Yapıların Sıcak Elektron Dinamikleri	36
5.1.1 Deneysel Detaylar	36
5.1.2 Deneysel ve Teorik Sonuçlar	37
5.2 Farklı Örgü Sıcaklıklarında AlInN/AlN/GaN HEMT Yapının Sıcak Elektron Dinamiği	60
5.2.1 Deneysel Detaylar	60
5.2.2 Deneysel Sonuçlar ve Hesaplar	60
6. SONUÇ VE TARTIŞMA	74
7. KAYNAKLAR	77

SEMBOL LİSTESİ

<u>Simge</u>	<u>Adı</u>	<u>Tanımı/Değeri</u>	<u>Birimi</u>
ϵ	Dielektrik sabiti		Fm ⁻¹
μ	Mobilite		m ² V ⁻¹ s ⁻¹
e	Elektron yükü	1.6x10 ⁻¹⁹	C
k_B	Boltzmann sabiti	1.38x10 ⁻²³	J K ⁻¹
n_s	2-BEG taşıyıcı yoğunluğu		m ⁻²
E_g	Bant enerji aralığı		meV
k	Elektron dalga vektörü		m ⁻¹
m^*	Elektronun etkin kütlesi		kg
\hbar	İndirgenmiş Planck sabiti	1.054x10 ⁻³⁴	J s
Ξ	Deformasyon potansiyeli		eV
P	Güç kaybı		W
τ_p	Fonon ömrü		s
τ_o	Elektron-boyuna optiksel fonon saçılma zaman sabiti		s
ρ	Kristalin yoğunluğu		kg/m ³
V_s	Materyaldeki ses hızı		m/s
L_z	Kuantum kuyu genişliği		Å
τ_{etk}	Etkin enerji durulma zamanı		s
\bar{c}	Ortalama akustik fonon hızı		m/s

ŞEKİL LİSTESİ

<u>Şekil Numarası</u>	<u>Adı</u>	<u>Sayfa</u>
Şekil 1.1	GaN ve GaAs temelli transistörlerin frekans ve güç aralıklarına göre kullanım alanları	3
Şekil 1.2	Si, GaAs ve GaN tabanlı güç transistörleri için çeşitli aygıt parametrelerinin karşılaştırılması	4
Şekil 2.1	(a) Wurtzite, (b) zincblende ve (c) NaCl (kaya tuzu) yapıların şematik gösterimi	10
Şekil 2.2	Wurtzite metal nitrit yapısının şematik gösterimi	11
Şekil 3.1	Hall etkisi ölçümlerinde kullanılan Van der Pauw geometrisi	19
Şekil 3.2	(a) I-V ölçümlerinde kullanılan basit çubuk geometrisi (b) Basit çubuk geometrisinin çekilen mikrofotografı	20
Şekil 3.3	(a) I-V ölçümleri için kullanılan deney düzeneği (b) 400 ns'lik kısa atmalar süresince osiloskopta görüntülenen giriş ve çıkış sinyalleri	21
Şekil 5.1	Gazi Üniversitesi STARLAB da bulunan kapalı-devirli He soğutuculu Lake Shore Hall Etkisi ölçüm sistemi	35
Şekil 5.2	Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezi (NANOTAM) laboratuvarında bulunan Akım-Voltaj ölçüm sistemi	36
Şekil 5.3	Safir üzerine büyütülen AlGaIn/GaN çoklu yapı (B556) için dislokasyon, arka plan safsızlık, ara yüzey düzensizlik, alaşım, akustik ve optiksel fonon gibi başlıca saçılma mekanizmalarını içeren teorik mobilite ile deneysel mobilite değerinin örgü sıcaklığı ile değişimi. Şeklin içindeki grafik, 2BEG yoğunluğunun örgü sıcaklığı ile değişimini göstermektedir.	37
Şekil 5.4	SiC üzerine büyütülen AlGaIn/GaN çoklu yapı (B1682) için arka plan safsızlık, ara yüzey düzensizlik, akustik ve optiksel fonon gibi başlıca saçılma mekanizmalarını	

	içeren teorik mobilite ile deneysel mobilite değerinin örgü sıcaklığı ile değişimi. Şeklin içindeki grafik, 2BEG yoğunluğunun örgü sıcaklığı ile değişimini göstermektedir.	39
Şekil 5.5	Safir üzerine büyütülen AlGa _N /Ga _N çoklu yapı (B556) için farklı örgü sıcaklıklarında I-V karakteristikleri.	40
Şekil 5.6	SiC üzerine büyütülen AlGa _N /Ga _N çoklu yapı (B1682) için farklı örgü sıcaklıklarında I-V karakteristikleri	40
Şekil 5.7	Safir (B556) alt taş üzerine büyütülen numune için sürüklenme hızı–elektrik alan karakteristiği	41
Şekil 5.8	SiC(B1682) alt taş üzerine büyütülen numune için sürüklenme hızı–elektrik alan karakteristiği	42
Şekil 5.9	Safir (B556) alt taş üzerine büyütülen numune için 80 K örgü sıcaklığında omik mobiliteye normalize edilmiş elektrik alana bağlı elektron mobiliteleri ve omik mobiliteye normalize edilmiş örgü sıcaklığına bağlı elektron mobiliteleri	43
Şekil 5.10	SiC (B1682) alt taş üzerine büyütülen numune için 80 K örgü sıcaklığında omik mobiliteye normalize edilmiş elektrik alana bağlı elektron mobiliteleri ve omik mobiliteye normalize edilmiş örgü sıcaklığına bağlı elektron mobiliteleri	43
Şekil 5.11	Safir (B556) alt taş üzerine büyütülen numune için elektron sıcaklıklarının elektrik alana göre değişimi	44
Şekil 5.12	SiC(B1682) alt taş üzerine büyütülen numune için elektron sıcaklıklarının elektrik alana göre değişimi	45

Şekil 5.13	Safir (B556) üzerine büyütülen AlGa _N /AlN/GaN çoklu yapı için farklı örgü sıcaklıklarında güç kaybının elektron sıcaklığı ile değişimi: (a) 10K, (b) 40K, (c) 80K, (d) 120K, (e) 160K, (f) 200K, (g) 240K, (h) 300K	46
Şekil 5.14	SiC (B1682) üzerine büyütülen AlGa _N /AlN/GaN çoklu yapı için farklı örgü sıcaklıklarında güç kaybının elektron sıcaklığı ile değişimi: (a) 10K, (b) 40K, (c) 80K, (d) 120K, (e) 160K, (f) 200K, (g) 240K, (h) 300K	51
Şekil 5.15	300K elektron sıcaklığında elektron başına güç kaybının örgü sıcaklığına göre değişimi	56
Şekil 5.16	(a) Safir (B556) ve (b) SiC (1682) için enerji durulma zamanının örgü sıcaklığına bağlı değişimi	57
Şekil 5.17	(a) Safir (B556) ve (b) SiC (1682) için sıcak fonon ömrünün örgü sıcaklığına bağlı değişimi	58
Şekil 5.18	AlInN/AlN/GaN HEMT yapı için için arka plan safsızlık, ara yüzey düzensizlik, akustik ve optiksel fonon gibi başlıca saçılma mekanizmalarını içeren teorik mobilite ile deneysel mobilite değerinin örgü sıcaklığı ile değişimi. Şeklin içindeki grafik, 2BEG yoğunluğunun örgü sıcaklığı ile değişimini göstermektedir	61
Şekil 5.19	AlInN/AlN/GaN HEMT yapı için farklı örgü sıcaklıklarında akım-voltaj karakteristiği	62
Şekil 5.20	AlInN/AlN/GaN çoklu yapı için farklı örgü sıcaklıklarında sürüklenme hızı–elektrik alan karakteristiği	63
Şekil 5.21	AlInN/AlN/GaN HEMT yapıda farklı sıcaklıklar için elektron sıcaklığının elektrik alana göre değişimi	64
Şekil 5.22	AlInN/AlN/GaN HEMT çoklu yapı için farklı örgü sıcaklıklarında güç kaybının elektron sıcaklığı ile değişimi: (a) 10K, (b) 40K, (c) 80K, (d) 120K, (e) 160K, (f) 200K, (g) 240K, (h) 300K	65

Şekil 5.23	(a) 300K elektron sıcaklığında (b) 500K elektron sıcaklığında güç kaybının örgü sıcaklığına göre değişimi	70
Şekil 5.24	23 kV/cm lik sabit bir elektrik alan değerinde 10K ile 300K arasında enerji durulma zamanının örgü sıcaklığı ile değişimi	71
Şekil 5.25	23 kV/cm lik elektrik alan değerinde 10K ile 300K arasında sıcak fonon ömrünün örgü sıcaklığı ile değişimi	72

TABLO LİSTESİ

<u>Tablo Numarası</u>	<u>Adı</u>	<u>Sayfa</u>
Tablo 1.1	Nitrit çoklu yapılara ait sıcak fonon ömürleri	8
Tablo 1.2	Nitrit çoklu yapılara ait enerji durulma zamanları	9
Tablo 2.1	AlN, GaN ve InN için elastik sabitleri, bulk modülü ve Young modülü değerleri	12
Tablo 2.2	Safir, Si, SiC ve ZnO için örgü parametreleri, ısı genleşme katsayıları ve ısı iletkenlik katsayısı	14
Tablo 2.3	GaN, InN ve AlN yarıiletkenlerinin örgü sabitleri, doğal polarizasyon büyüklükleri, piezoelektrik ve dielektrik sabitleri	16
Tablo 4.1	Hesaplarda kullanılan GaN parametreleri	33
Tablo 5.1	Elde edilen deneysel ve teorik sonuçlar	73

ÖNSÖZ

Uzun ve yorucu geçen doktora çalışmamda her konuda desteklerini ve tecrübelerini esirgemeyen değerli danışmanım Doç. Dr. Sibel GÖKDEN'e ve eş danışmanım Prof. Dr. Ali TEKE'ye çok teşekkür ederim.

Örneklerin büyütülmesinde ve bu örneklere ait Akım-Voltaj ölçümlerini gerçekleştirmek için Bilkent Üniversitesi NANOTAM laboratuvarını kullanmamıza fırsat veren Prof. Dr. Ekmel ÖZBAY ve ekibine çok teşekkür ederim. Elektrik ölçümlerin bir kısmını tamamlamamız için Hall etkisi ölçümlerini almamızda bize laboratuvarını açan Gazi Üniversitesi'nden Prof. Dr. Süleyman ÖZÇELİK ve ekibine teşekkür ederim.

Bu zorlu çalışma süresince destek olan çalışma arkadaşlarıma, beni her konuda büyük bir anlayışla karşılayıp her zaman yanımda olan eşime ve yaşama sevincim olan kızıma teşekkür ederim. İyi ki varsınız.

Balıkesir, 2011

Aykut ILGAZ

1. GİRİŞ

III nitrit yarıiletkenler sahip oldukları fiziksel özelliklerden dolayı optoelektronik ve elektronik teknolojisinde birçok kullanım alanlarına sahiptir [1]. Termodinamik dengede hegzagonal yapıda kristalleşen nitrit yarıiletkenler doğrudan bant aralığına sahip olup AlGaN, AlInN, InGaN ve AlGaInN gibi üçlü ve dördü bileşikler oluşturabilmektedir [2]. Meydana gelen bileşiklerin enerji bant aralıkları, 0.7 eV'dan (InN), 3.4 eV (GaN) ve 6.1 eV'a (AlN) kadar elektromanyetik spektrumun yakın kızılötesi bölgesinden morötesi bölgeye kadar olan çok geniş bir dalga boyu aralığını taramaktadır [1]. Bu özellik sayesinde nitrit bileşenli yarıiletkenler, görünür ve morötesi bölgede çalışan ışık yayan diyotlar (LED), lazer diyotlar, fotodetektörler, optiksel modülatör ve anahtarlamalar, görüntüleme ve yüksek yoğunluklu bilgi depolama gibi birçok elektronik ve optoelektronik aygıtın üretilmesinde ve geliştirilmesinde çok önemli bir rol oynamaktadır.

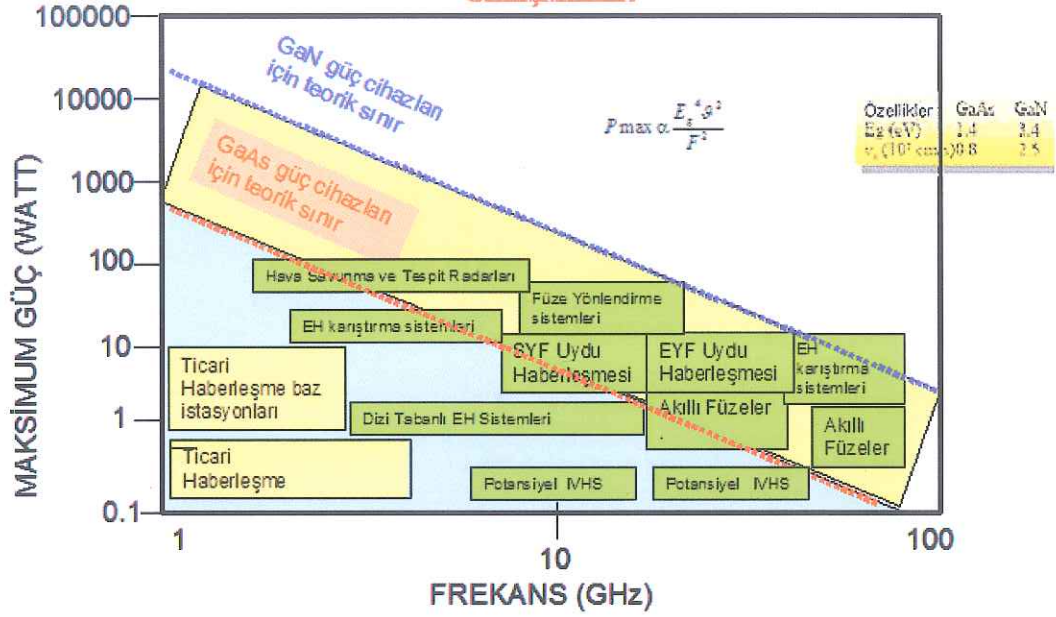
Yüksek parlaklığa sahip nitrit temelli LED'ler gelişmiş ülkelerde şimdiden birçok pratik uygulama alanı bulmuştur. Örneğin, reklam panolarında, trafik lamba ve işaretlerinde, stadyumlarda, alışveriş merkezlerinde ve büyük caddelerdeki düz ekran televizyonlarda nitrit temelli LED'lerin kullanılması güç tüketimi, maliyet ve verimlilik açısından mevcut kullanılan cihazlara göre birçok avantajlar sağlamaktadır. Morötesi (UV) bölgede ışınım yapan yüksek performanslı LED'ler ise nehir sularının ve endüstriyel su atıklarının temizlenmesi ve arıtılması gibi çevrenin korunması ile ilgili alanlarda da kullanılabilir. Ayrıca, düşük maliyetli, uzun ömürlü ve yüksek performanslı morötesi LED'ler fosfor yardımcı beyaz ışık kaynaklarında kullanılan floresans aydınlatma sistemlerine alternatif olarak iç ve dış aydınlatmalarda kullanılabilir. Görünür ve morötesi ışık kaynaklarının kullanım alanlarını tıptan, tarım ve spektroskopik ölçüm sistemlerine kadar genişletmek mümkündür. Yarıiletken lazerler yüksek yoğunluklu optiksel okuma ve yazma teknolojisinde önemli bir yere sahiptirler. Depolama birimlerinin kapasitesi kullanılan lazerin dalga boyu ile yakından ilişkilidir. Küçük dalga boylu lazerler

kullanıldığında yansımalar ve kırılmalar azalır ve bunun sonucu olarak optiksel depolama yoğunluğu dalga boyunun tersinin karesi ile orantılı olarak artar. Mavi ve morötesi dalga boylarında ışınım yapacak yarıiletken lazerler nitrit temelli cihazlarda kullanıldığı zaman kapasitesi standart bir CD'ye yazılabilecek verinin yoğunluğu 50 GB ve daha yukarı seviyelere çıkarılabilir.

Nitrit temelli yarıiletkenlerin geniş bant aralığına sahip olmalarının yanı sıra iyi bir ısı iletkenliğe, yüksek dielektrik kırılma alanına, iyi taşıma özelliklerine, kendiliğinden ve piezoelektrik polarizasyon alanına sahip olmaları bu yapıların yüksek elektron mobiliteli transistör (HEMT) yapılarda, heteroeklemlili alan etkili transistörlerde (HFET), yüksek frekanslı ve yüksek güçlü mikrodalga uygulamalarda kullanılmalarına olanak sağlamıştır. HEMT ve HFET yapılar, askeri ve ticari alanda (elektronik gözetimlerde, yüksek hızlı iletişimlerde, gemi ve uçak radarlarında, uydu iletişimlerinde, telsiz üslerinde ve elektronik savaşlarda karıştırıcı olarak) kullanılmaktadır. Fakat bu alandaki mevcut teknolojinin rekabetinden dolayı GaN tabanlı elektronik aygıtların gelişimi, optoelektronik uygulamalar kadar hızlı gerçekleşmemektedir. Buna rağmen, son zamanlardaki gelişmeler oldukça etkileyicidir. GaN ve GaAs temelli transistörlerin potansiyel kullanım alanları frekans ve güç aralıklarına göre karşılaştırmalı olarak Şekil 1.1'de verilmiştir [3].

Al(In)GaN/GaN HEMT yapılarda iletken taşıyıcıların bulunduğu iki boyutlu elektron gazı (2BEG) kanalı yüzeye çok yakın olduğundan dolayı yüzeydeki analitik soğurulmalara son derece hassastır. Bu yüzden HEMT sensörler çeşitli gazların, iyonların, pH değerlerinin, proteinlerin ve DNA'nın algılanmasında kullanılabilir. Bir transistörün maksimum gücü kullanılan yarıiletkenin enerji bant aralığının dördüncü kuvveti ve sürüklenme hızının karesi ile doğru orantılı olduğundan nitritlerin enerji bant aralıkları ve sürüklenme hızları Si ve GaAs gibi diğer yarıiletkenlere göre daha büyük olduğundan GaN temelli yarıiletkenlerden üretilecek olan transistörlerin daha fazla çıkış gücü vermesi beklenmektedir.

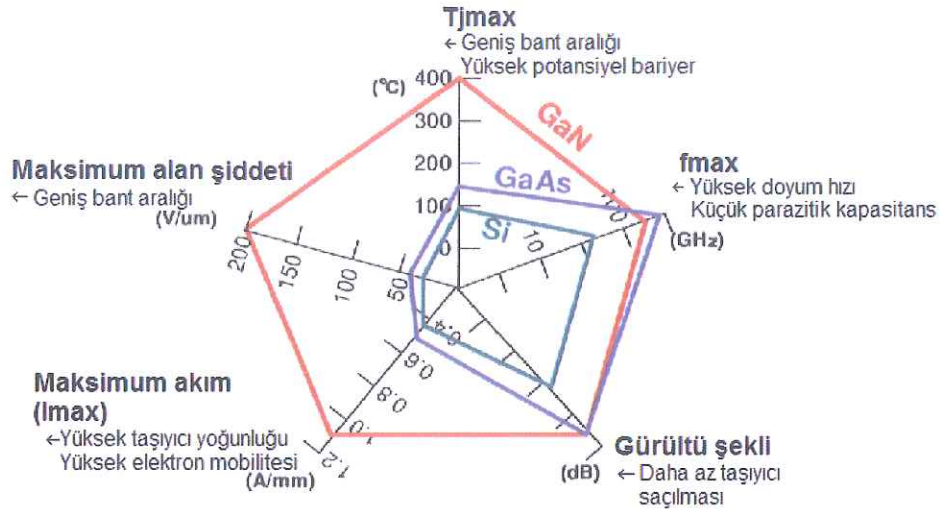
MEVCUT TEKNOLOJİK LİMİTLER VE POTANSİYEL GELİŞMELER



Şekil 1.1 GaN ve GaAs temelli transistörlerin frekans ve güç aralıklarına göre kullanım alanları.

Transistörün maksimum çıkış gücü aynı zamanda frekansın karesi ile de ters orantılı olduğundan transistörün maksimum çıkış gücü ve çalışma frekans aralığı seçilen uygulama alanınının aradığı şartlara göre belirlenmelidir. Al(In)GaN/GaN HEMT'ler Si ve GaAs teknolojisine göre GHz frekansında güç elektroniğinde oldukça önemli avantajlara sahiptir. Yine çeşitli uygulamalar için ihtiyaç hissedilen düşük kayıplarda yüksek anahtarlama frekanslı aygıtlarda nitrit temelli transistörler silikon tabanlı metal-oksit yarıiletken (MOS) ve GaAs yapılar ile karşılaştırılabilir performans değerlerine sahiptir [4]. Şekil 1.2'de, 0.5 μ m kapı (gate) genişliğine sahip Si, GaAs ve GaN tabanlı güç transistörleri için çeşitli aygıt parametrelerinin karşılaştırılması verilmiştir [5].

Yüksek güçte çalışan nitrit temelli transistörlere belirli bir elektrik alan uygulanırsa, cihazların performansları önemli ölçüde kullanılan alt taşa, fonon ömrüne, elektron enerji durulma zamanına ve elektron sıcaklığı ile kontrol edilen güç kaybına bağlı olur.



Şekil 1.2 Si, GaAs ve GaN tabanlı güç transistörleri için çeşitli aygıt parametrelerinin karşılaştırılması.

Nitrit yarıiletkenler genellikle Si [6,7], SiC [8,9] ve safir (Al_2O_3) [10-13] alt taşlar üzerinde büyütülürler. Son yıllarda bu alt taşlara AlN ve elmas eklenmiştir [14-15]. Safir alt taşın GaN gibi nitritlerle örgü uyumu çok iyi olmamasına rağmen düşük maliyeti safiri en çok kullanılan alt taşlardan biri haline getirmiştir. Si alt taş da safir gibi üstün özelliklere sahip olmamasına rağmen maliyetinin düşük olması onu yaygın biçimde kullanılan alt taş haline getirmiştir. Alt taş olarak kullanılan bir diğer yapı da SiC'dir. SiC alt taşın diğer alt taşlara göre avantajı çok yüksek termal iletkenliğe sahip oluşudur. SiC'in termal iletkenliği Si alt taşına göre 3 kat daha fazladır. Yüksek termal iletkenlik sayesinde nitrit yarıiletkenler yüksek güçlü uygulamalarda kullanım alanları bulmuşlardır. Bunun yanı sıra SiC alt taş, yüksek frekanslarda RF kayıplarını en aza indirecek derecede yalıtıcıdır. Günümüzde Si üzerine büyütülen GaN HEMT yapılar 6 inç çapında iken, SiC üzerine büyütülen GaN HEMT yapılar 3 inç-4 inç büyüklüğündedir. Bununla birlikte SiC alt taşın en büyük dezavantajı diğer alt taşlarla kıyaslandığında maliyetinin yüksek oluşudur. Ayrıca düşük elektron taşıma özellikleri nedeniyle de yüksek frekansta çalışan cihazların kullanımında tercih edilmemektedir.

Transistörler yüksek hızlı ve yüksek güçle çalıştılarından yüksek termal iletkenliğe sahip SiC alt taşlar üzerine büyütülen cihazlarda bile yüksek oluk (drain) voltajlarında lokal ısınma bölgeleri meydana gelir [16]. Son zamanlarda bu sorun

kimyasal buhar biriktirme (CVD) tekniği ile büyütölen elmas alt taşlar ile çözülmüşür [17-19]. Elmasın sahip olduğu termal iletkenlik katsayısı 1200 W/m/K olup bu değer SiC'in yaklaşık 3 katıdır [20]. Maliyet açısından da elmas alt taş SiC alt taşla göre daha ucuzdur. Transistörler için kullanılan bir diğer alt taş da AlN alt taşdır. AlN alt taşın kullanımı, tabakaların kristal kalitesini artırır, daha düşük 2BEG tabaka direnci ve dislokasyon yoğunluğu sağlar [14].

Yüksek güçte çalışan HEMT yapılarında, iletim taşıyıcılarının bulunduğu 2BEG kanallarında elektronlar fazla enerjilerini kaybettikleri zaman boyuna optiksel fononlarla karşılaşmak zorunda kalırlar. Boyuna optiksel fononlar çok küçük grup hızına sahip olduklarında, fonon durumlarının işgali için gerekli denge durumlarını aşarak kanalda bir sıcak fonon bulutu oluşturacak biçimde hızlarını arttırmaya meyillidirler. Sıcak fononlar akustik fonona bozunmadıkça kuvvetli elektron-fonon saçılması hem sürüklenme hızlarını azaltır hem de kanalda ek bir ısınma bölgesi meydana getirir. Sonuç olarak meydana gelen Joule ısınması boyuna optiksel fonon modlarında meydana gelir ve bu aşamada sıcak fonon etkisinden bahsedilmeye başlanır [21]. Bundan dolayı meydana gelen ısının dağıtılması problemi sıcak fononların akustik fononlara dönüşümü ele alınmadan tam olarak anlaşılabilir. Sıcak fonon ömrü, sıcak fononların bozunumu incelenirken göz önüne alınan bir parametredir. Sıcak fonon ömrü örgü sıcaklığına [22] ve taşıyıcı yoğunluğuna [23] bağlı olarak değişmektedir.

Sıcak fonon ömrünün örgü sıcaklığına bağlı davranışı Ridley [24] ve Matulionis [25] tarafından açıklanmaktadır. Ridley'e göre yüksek örgü sıcaklıklarında boyuna optiksel fononlar (LO) bozunurken, enine optiksel (TO) ve boyuna akustik fononlara (LA) ayrılırlar [22,26]. Sıcak fonon ömrünün taşıyıcı yoğunluğuna bağlı davranışı ise yine Ridley'e göre şöyle açıklanır: Yüksek elektron yoğunluklarında, plazmonlar devreye girer ve eşlenmiş boyuna optiksel fonon-plazmon modları eşlenmemiş boyuna optiksel fononlardan daha hızlı bozunur [27]. Yüksek alan etkili transistörlerde kanal bölgesi genellikle dejenere bir 2BEG içermektedir [23]. Taşıyıcı yoğunluğu arttıkça fonon ömrü azalacağından dejenere olan bu 2BEG kanallarında kısa ömürler beklenebilir.

Literatürde çeşitli tekniklerle elde edilen sıcak fonon ömürleri şöyledir: Sıcak elektron gürültü tekniği (hot electron noise technique) ile AlN/GaN 2BEG yapı için

80K örgü sıcaklığında sıcak fonon ömrü yaklaşık 0.5 ps [28] ve AlGaN/AlN/GaN yapı için fonon ömrü oda sıcaklığında 0.36 ps olarak bulunmuştur [29]. Oda sıcaklığında yığın GaN için pompa uçlu teknik (pump probe technique) ile 0.29 ps gibi daha kısa bir fonon ömrü ölçülmüştür [30]. Mikrodalga gürültü tekniği (microwave noise technique) ile GaN 2BEG için fonon ömrü 373 K'de 0.35 ± 0.1 ps olarak belirlenmiştir [31]. Literatürdeki araştırmalar sonucunda fonon ömrünün elektron sıcaklığına sistematik bir bağlılığının olmadığı bulunmuştur [32,33]. Mikrodalga gürültü tekniği kullanarak $1.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ elektron yoğunluğuna sahip AlInN/AlN/GaN için 291 K'de fonon ömrü 0.8 ps'den 0.15 ps'ye, fonon sıcaklığına bağlı olarak azalır [34]. Örgü uyumlu InAlN/AlN/GaN çoklu yapı için aynı teknik kullanılarak 293K'de gerçekleştirilen çalışmada sağlanan güç miktarının $P < 10$ nW/elektron olduğu bölgede sıcak fonon ömrü 0.65 ps olarak bulunurken güç miktarının $60 \text{ nW/elektron} < P < 200 \text{ nW/elektron}$ olduğu bölgede ömür 0.6 ps olarak bulunmuştur [35]. Oda sıcaklığında $8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ elektron yoğunluğuna sahip InAlN/AlN/GaN yapı mikrodalga gürültü tekniği ile incelendiğinde, sağlanan güç miktarının $P < 10$ nW/elektron olduğu bölgede sıcak fonon ömrü 0.27 ps olarak bulunurken güç miktarının $10 \text{ nW/elektron} < P < 100 \text{ nW/elektron}$ olduğu bölgede ömür 30 ± 15 fs olarak bulunmuştur [36]. $1.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ elektron yoğunluklu InAlN/AlN/GaN için oda sıcaklığında güç miktarı $P \sim 10$ nW/elektron iken fonon ömrü yaklaşık 600 fs ve güç miktarı $P \sim 100$ nW/elektron iken fonon ömrü 80 fs olarak elde edilmiştir [37]. $0.8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ elektron yoğunluğuna sahip InAlN/AlN/GaN için fonon ömrü güç miktarı 10 nW/elektron iken 0.08 ps, 20 nW/elektron iken 0.03 ps ve 50 nW/elektron iken 0.06 ps'dir [22].

Denge durumunda sıcak elektron taşınması elektronik sistemin elektrik alandan kazandığı güç ile inelastik çarpışmalar sonucu taşıyıcılara kaybettiği güç arasında dengelenir. Akustik fononların taşıyıcıların güç kaybına etkisi yalnızca düşük elektron sıcaklıklarında önemli iken yüksek sıcaklıklarda taşıyıcıların güç kaybına sıcak fonon olarak adlandırılan dengede olmayan boyuna optiksel fononlar önemli biçimde etki eder. Bu etkileşimleri belirleyen parametre elektronların çarpışma sıklığının bir ölçüsü olan elektron enerji durulma zamanıdır. Düşük elektrik alanlarda elektronların akustik ve optiksel fononlarla etkileşiminden kaynaklanan enerji durulma zamanı uzundur. Yüksek alanlarda ise akustik fonon emisyonunun

etkisi ihmal edilecek kadar küçüktür. Bu alanlarda sıcak fonon olarak adlandırılan dengede olmayan boyuna optiksel fononların ömrü kendiliğinden oluşan optiksel fonon emisyonuna göre çok uzun olduğundan sıcak fononlar kümelenmeye meyillidirler. Eğer sıcak fononlar elektronların sürüklenmesini paylaşırsa bu fononların elektronlar tarafından tekrar soğurulması momentum durulmasını etkilemez. Bununla birlikte fononların çeşitli saçılma mekanizmalarına (alaşım saçılması, ara yüzey pürüzlülüğü saçılması, dislokasyon saçılması) uğraması fononların sürüklenmesini önemli ölçüde azaltır. Bundan dolayı da momentum durulma zamanı artarken enerji durulma zamanı azalır.

Literatürde enerji durulma zamanının elektron yoğunluğuna, alt taşa ve sistemin sağladığı güç miktarına bağlılığı araştırılmıştır. 77 K örgü sıcaklığında $n_s = 1.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ elektron yoğunluğu için AlGaIn/GaN HEMT yapıdaki enerji durulma zamanı 0.7 ps olarak bulunmuştur [38]. AlGaIn/GaN HEMT yapıdaki enerji durulma zamanının alt taşlara bağlılığı hakkında çok az çalışma vardır [39]. Danilchenko ve arkadaşları safir ve 4H-SiC üzerine büyütülen numunelerdeki sıcak elektron dinamiğini karşılaştırmalı olarak incelemiştir. Safir alt taş durumunda enerji durulma zamanı 25 fs olarak bulunmuştur. SiC alt taş durumunda ise enerji durulma zamanının karakteristik değerini aştığı bildirilmiştir. Bu durumun olası nedenleri olarak da tampon bölgesindeki sızıntı akımları ve 2BEG'nin aşırı ısınması gösterilmiştir [39]. Mikrodalga gürültü tekniği ile 291 K'de incelenen AlInN/AlN/GaN 2BEG yapı için sıcak elektron durulma zamanı, elde edilen güç $P < 2 \text{ nW/elektron}$ olduğunda yaklaşık 6 ps olarak bulunurken güç $P \approx 200 \text{ nW/elektron}$ değerini alırken $75 \pm 20 \text{ fs}$ olarak bulunmuştur [34].

Literatürde nitrit çoklu yapılara ait bazı sonuçlar Tablo 1.1 ve Tablo 1.2'de verilmiştir.

Tablo 1.1 Nitrit çoklu yapılara ait sıcak fonon ömürleri

Çalışan gruplar	Numune	Sıcak fonon ömrü	Kullanılan teknik
Matulionis ve arkadaşları [28]	AlN/GaN 2DEG (80K)	~0.5 ps	Mikrodalga gürültü sıcaklık tekniği
Matulionis ve arkadaşları [29]	AlGaN/AlN/GaN (oda sıcaklığı)	~0.36 ps	Mikrodalga gürültü sıcaklık tekniği
Wu ve arkadaşları [30]	Bulk GaN(oda sıcaklığı)	~0.29 ps	Pompa uçlu teknik
Matulionis ve arkadaşları [31]	GaN 2DEG (373K)	0.35±0.1 ps	Mikrodalga gürültü sıcaklık tekniği
Matulionis ve arkadaşları [34]	AlInN/AlN/GaN (291 K)	0.8 ps	Sıcak elektron gürültü tekniği
Liberis ve arkadaşları [35]	InAlN/AlN/GaN (293K)	0.65 ps (P<10 nW/elektron) 0.6 ps (60 < P<200 nW/elektron)	Mikrodalga gürültü sıcaklık tekniği
Matulionis ve arkadaşları [36]	InAlN/AlN/GaN (oda sıcaklığı)	0.27 ps (P<10 nW/elektron) 30±15 fs(10 < P<100 nW/elektron)	Sıcak elektron dalgalanma tekniği
Matulionis ve arkadaşları [37]	InAlN/AlN/GaN (oda sıcaklığı)	600 fs (P~10 nW/elektron) 80 fs (P~100 nW/elektron)	Sıcak elektron gürültü tekniği
Leach ve arkadaşları [21]	InAlN/AlN/GaN (oda sıcaklığı)	0.08 ps (P~10 nW/elektron) 0.03 ps (P~20 nW/elektron) 0.06 ps (P~50 nW/elektron)	Mikrodalga gürültü sıcaklık tekniği

Tablo 1.2 Nitrit çoklu yapılara ait enerji durulma zamanları

Çalışan gruplar	Numune	Enerji durulma zamanı	Kullanılan teknik
Balkan ve arkadaşları [38]	Safir-GaN/AlGaN HEMT (77K)	0.7 ps	Mobilite karşılaştırma tekniği
Danilchenko ve arkadaşları [39]	Safir -AlGaN/GaN HEMT(4.2 K)	25 fs	Yüksek hızlı akım-voltaj tekniği
Matulionis ve arkadaşları [34]	Safir-AlInN/AlN/GaN 2DEG (291 K)	6 ps ($P < 2$ nW/elektron) 75 ± 20 fs ($P \approx 200$ nW/elektron)	Sıcak elektron gürültü tekniği

Bu doktora tezi nitrit temelli yapılarda sıcak elektron dinamiğine ait deneysel ve teorik hesaplamaları içermektedir. Deneysel kısımda 3 farklı örnek kullanılmıştır. Bu örnekler Bilkent Üniversitesi Nano Teknoloji Araştırma Merkezi'nde (NANOTAM) büyütülmüştür. Deneysel kısımda ilk olarak 5. Bölümde detayları verilecek olan safir ve SiC alt taşlar üzerine büyütülen AlGaN/AlN/GaN HEMT yapıların sıcak elektron dinamiği araştırılmıştır. İkinci aşamasında da safir alt taş üzerine büyütülen AlInN/AlN/GaN HEMT yapının örgü sıcaklığına bağlı olarak sıcak elektron dinamiği incelenmiştir.

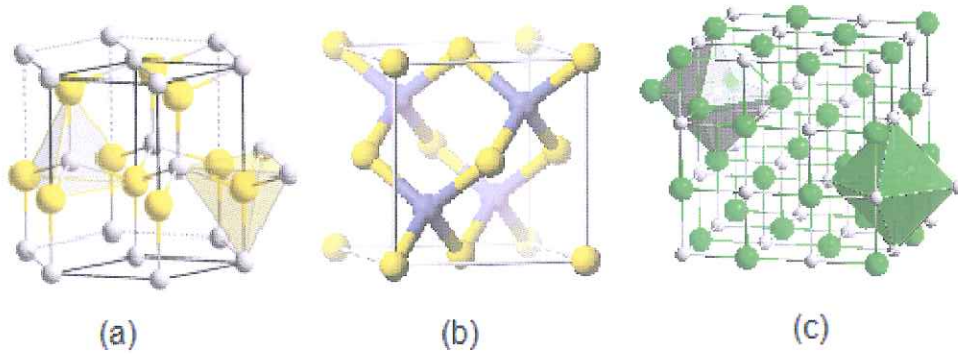
Bu tezin diğer bir kısmı olan Teorik Hesaplamalar kısmında da, I-V ve Hall etkisi ölçümlerinden elde edilen verilere mobilite karşılaştırma yöntemi uygulanarak, elektron sıcaklıkları bulunmuştur. Bu sıcaklıklar kullanılarak güç kaybı ve etkin enerji durulma zamanları her bir numune için elde edilmiştir.

2. NİTRİTLERİN TEMEL FİZİKSEL ÖZELLİKLERİ

AlN, GaN ve InN gibi yarıiletken nitritler sahip oldukları fiziksel özelliklerden dolayı optoelektronik ve elektronik aygıtlarda yaygın biçimde kullanılmaktadır. Nitrit temelli bu aygıtların performanslarının artırılması ve buna bağlı olarak da tasarım parametrelerin optimizasyonu için bu yarıiletkenlerin temel bazı fiziksel özelliklerinin bilinmesi son derece önemlidir. Bu bölümde, AlN, GaN ve InN yarıiletkenlerin kristal yapıları, mekanik ve optiksel özellikleri, büyütüldükleri alt taşlar ve kutuplanma durumları gibi birçok fiziksel özellikleri verilecektir.

2.1 Kristal Yapısı

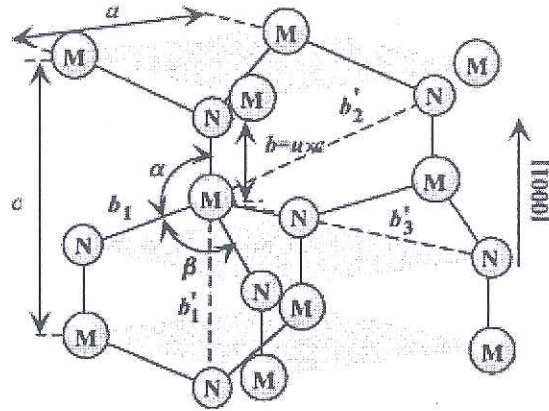
III-nitrit yarıiletkenler, Şekil 2.1'de gösterildiği gibi hekzagonal, çinko sülfür (ZnS) ve NaCl (kaya tuzu) yapıda kristalleşirler. AlN, GaN, InN yapıların NaCl yapıda kristalleşebilmesi için oldukça yüksek dış basınç gerekmektedir. GaN ve InN çinko sülfür yapı ise sadece Si, SiC, MgO, GaAs gibi kübik alt taşlar üzerinde çoklu epitaksiyel büyütme ile kararlı olabilir. AlN, GaN, InN yığın yapılar için termodinamik olarak en kararlı yapı hekzagonal yapıdır [40,41].



Şekil 2.1 (a) Hekzagonal, (b) çinko sülfür ve (c) NaCl (kaya tuzu) yapıların şematik gösterimi

Hekzagonal yapıda kristalleşen nitrit yapılar, birim hücre başına dört atoma sahip hekzagonal Bravais örgü ile tetrahedral yapıda düzenlenmişlerdir [42]. Tetrahedral bağ yapısına sahip (atomlar arasındaki açı 109^0) hekzagonal yapıda en

yakın komşu sayısı 4 ve ikinci en yakın komşu sayısı 12'dir. Kristal örgü yapıları hekzagonal kenarın uzunluğu a_0 , prizmanın yüksekliği c_0 ve boyutsuz mikroskobik bir parametre olan u ile tanımlanır. Buradaki u parametresi, c -eksenine paralel [(0001) düzlemine paralel] bağ uzunluğunun c_0 birimi cinsinden ifadesi olup ideal bir hekzagonal yapı için $u=0.375$ değerini alır. Hekzagonal yapının birim hücresinin boyutlarının değeri, ideal bir sıkı paketlenmiş hekzagonal kristal için $c/a=1.633$ olan değerden bir miktar saparak 1.62 bulunmuştur [43]. Şekil 2.2'de hekzagonal yapı için örgü parametreleri, birinci yakın komşuluk, ikinci yakın komşuluk ve atomlar arası açılar gösterilmiştir.



Şekil 2.2 Hekzagonal metal nitrit yapısının şematik gösterimi (a, c ve u örgü parametreleri, $b (= uc)$ en yakın komşu uzaklığı, b'_1, b'_2, b'_3 üç tip ikinci yakın komşu uzaklığı, α ve β atomlar arası açığı ifade etmektedir)

2.2 Mekanik Özellikleri

Materyallerin mekanik özellikleri sertlik, sağlamlık, piezoelektrik sabitleri ve gerilme gibi çeşitli kavramlar ile ilişkili olması açısından çok büyük önem taşır. Başarılı cihaz uygulamaları için mekanik özellikler anahtar parametrelerden biridir [44,45]. Hekzagonal kristallerde, $C_{11}, C_{12}, C_{13}, C_{33}$ ve C_{44} olmak üzere beş bağımsız elastik sabit vardır. C_{11} ve C_{33} elastik sabitleri sırasıyla [1000] ve [0001] yönlerinde boyuna moda karşılık gelir. C_{44} ve $C_{66} = (C_{11} - C_{12})/2$ elastik sabitleri sırasıyla [0001] ve [1000] yönlerinde yayılan enine modların ses hızından belirlenebilir. C_{13}

elastik sabiti ise [0011] gibi daha az simetrik olan yönde yayılan moda karşılık gelir. Elastik sabitleri ile ilgili olan yığın modülü B ;

$$B = \frac{(C_{11} + C_{12})C_{33} - 2C_{13}^2}{C_{11} + C_{12} + 2C_{33} - 4C_{13}} \quad (2.1)$$

denklemini ile verilir. Young modülü E ise;

$$E = 3B/(1 - 2\nu) \quad (2.2)$$

eşitliği ile verilir. Burada $\nu = C_{13}/(C_{11} + C_{12})$ olup Poisson oranıdır. Tablo 2.1'de AlN, GaN ve InN için elastik sabitleri, yığın modülü ve Young modülü değerleri verilmiştir [46].

Tablo 2.1 AlN, GaN ve InN için elastik sabitleri, yığın modülü ve Young modülü değerleri.

	AlN	GaN	InN
C_{11}	396	367	223
C_{12}	137	135	115
C_{13}	108	106	92
C_{33}	373	405	224
C_{44}	116	95	48
B	207	202	141
E	295	1048	927

III-nitrit yarıiletkenlerin yüksek ısı iletkenliğine sahip olmasından dolayı termal özelliklerin anlaşılması titreşim modlarının bilinmesini gerektirir [47]. Nitritlerde kızılötesi yansımaya (Infrared Reflection) ve Raman Spektroskopisi, merkez bölgesi ve sınır bölgesi fonon modlarının belirlenmesinde kullanılırlar. Nitritlerin

hekzagonal kristal yapısı C_{6v}^4 simetrisine sahip olduğundan grup teorisi Γ bölge merkezinde sekiz tane fonon normal modlarını öngörür $2A_1, 2E_1, 2B_1, 2E_2$. A_1 ve B_1 modları c eksenini boyunca atomik yerdeğiştirme, E_1 ve E_2 modları ise c eksenine dik (taban düzlem) atomik yerdeğiştirmeyi verir. A_1 ve E_1 kolları Raman ve Infrared'in her ikisi için aktif, E_2 kolları sadece Raman-aktif, ve B_1 ise aktif değildir. Bunlar arasında A_1 ve E_1 mod kümesi akustik iken kalan altı mod kümesi optik kolları oluşturur. A_1 ve E_1 modlar boyuna ve enine olmak üzere iki bileşene ayrılır. Böylece optik modlar boyuna optik (LO) ve enine optik (TO), akustik modlar boyuna akustik (LA) ve enine akustik (TA) şeklinde ifade edilir.

2.3 Alt taşlar

III-nitrit araştırmasında temel zorluklardan bir tanesi örgü ve ısıl uyumlu alt taşların eksikliğidir. Kullanılan alt taş, epitaksiyel filmlerin kristal yönelimini, polaritesini, yüzey morfolojisini, gerilme ve kusur yoğunluğunu belirler. GaN tek kristalin büyütülmesindeki zorluklardan dolayı Al(In)GaN/(In)GaN yapılar genelde safir veya SiC üzerine büyütülür. Safirin tercih edilmesinin sebepleri hekzagonal simetrisi, kolay olarak işlenebilmesi, büyütme öncesi temizlenebilmesi ve ucuz olmasıdır. Ayrıca safirin erime noktası 2040°C olup yüksek sıcaklıklarda bile kimyasal kararlılığa sahiptir. Ancak ticari uygulamalar için safir ideal bir alt taş değildir. Örneğin safir ve GaN'ın kristal yönelimleri paraleldir (safir alt taşınca-[0001] düzlemi üzerine büyütülmüş). Fakat GaN'ın birim hücresinin safirin birim hücreğine karşılık gelmesi için c-ekseni boyunca 30° döndürülmesi gerekir [48,49]. Bu durum da safir ile nitrit grubu arasındaki büyük örgü uyumsuzluğuna (%14-16) yol açarak yüksek dislokasyon yoğunluğuna sebep olur. Safir ile GaN arasındaki termal genişleme katsayısındaki uyumsuzluk ise $\approx\%34$ 'dür. Termal genişleme katsayısındaki uyumsuzluktan dolayı oluşan stres büyütme işleminden sonra soğutulan kalın filmlerde kırılmalara neden olurken ince filmlerde ise dislokasyonlara neden olur.

Safir alt taşın dışında III-nitritler SiC [50], Si [51], GaAs [52], ZnO [53], cam [54], kuartz [55] ve MgAl_2O_4 [56] üzerine büyütülürler. Tablo 2.2'de en çok kullanılan alt taş materyallerine ait bazı parametrelerin sayısal değerleri verilmektedir [42].

Tablo 2.2 Safir, Si, SiC ve ZnO için örgü parametreleri, ısıl genleşme katsayıları ve ısıl iletkenlik katsayısı.

Alt taş	a (Å)	c (Å)	$\Delta a/a$ (1/K) ($\times 10^{-6}$)	$\Delta c/c$ (1/K) ($\times 10^{-6}$)	κ (W/cm K)
Safir	4.765	10.298	7.5	8.5	0.3-0.5
Si	5.4301		3.99		1.56
6H-SiC	3.0806	15.1173	4.46	4.16	3.8
ZnO (hekzagonal)	3.2426	5.194	4.8	2.9	0.3-0.4

2.4 Nitrit Yapılarda Kutuplanma

Nitrit temelli yapılarda kovalent azot bağı ile beraber fazla iyoniklikten ve simetri merkezinin olmamasından dolayı hekzagonal c-ekseni boyunca büyük bir doğal polarizasyon meydana gelir. Özellikle çoklu eklemli yapılarda ara yüzeyler arasında farklı bir iyoniklik sözkonusu ise, oluşan doğal polarizasyonun etkisini bu aygıtların tasarımında ve üretilmesinde dikkate almak gerekir. Polarizasyonun iki kaynağı vardır. Bunlar; (i) gerilmeden dolayı oluşan piezoelektrik (PE) polarizasyon ve (ii) AlGaN/GaN arasında gerilme olmadığı durumlarda bile oluşabilen doğal polarizasyondur. Nitritlerde terslenme simetrisi olmadığından tabakalar üzerinde [0001] yönündeki bir gerilme piezoelektrik etkinin oluşumuna sebep olur. Nitritlerdeki PE katsayısı diğer III-V grubundaki yarıiletkenlerin sahip olduğu PE katsayısından büyüktür.

PE polarizasyonu ele alındığında, piezoelektrik tensörü üç bağımsız bileşenden oluşmaktadır. Bunlardan ikisi c-ekseni boyunca indüklenen piezoelektrik polarizasyonunun büyüklüğünü diğeri de taban düzlemindeki gerilmeden kaynaklanan polarizasyonun büyüklüğünü belirlemektedir. Sonuç olarak, piezoelektrik polarizasyonun büyüklüğü

$$P_{PE} = e_{33}\varepsilon_z + e_{31}(\varepsilon_x + \varepsilon_y) \quad (2.3)$$

ilişkisi ile verilir. Burada $\varepsilon_z = (c - c_0)/c_0$ c-ekseni boyuncaki gerilmeyi, $\varepsilon_x = \varepsilon_y = (a - a_0)/a_0$ ise izotropik durum için taban düzlemindeki gerilmeyi göstermektedir. e_{33} ve e_{31} piezoelektrik katsayıları ise, a ve c de gerilmiş tabakanın örgü sabitlerini vermektedir. Hekzagonal AlGaN sistemlerinde örgü sabitleri arasındaki ilişki aşağıdaki denklem ile verilir;

$$\frac{c - c_0}{c_0} = -2 \frac{C_{13}}{C_{33}} \frac{a - a_0}{a_0} \quad (2.4)$$

Burada C_{13} ve C_{33} elastik sabitlerdir. c-ekseni yönündeki piezoelektrik polarizasyonun miktarı ise

$$P_{PE} = 2 \frac{a - a_0}{a_0} \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \quad (2.5)$$

bağıntısı ile verilir. Bu denklem, küçük gerilme değerleri için doğrusal bölgede geçerli olup sadece a ve c örgü sabitlerinin değişimleri yoluyla indüklenen polarizasyondaki değişimi ifade etmektedir. Ölçülen piezoelektrik polarizasyon makroskobik örgü sabitlerinin değişiminden ve buna bağlı olarak u parametresindeki değişimden kaynaklanır.

GaN, InN ve AlN için piezoelektrik sabitlerinin, her iki etkiyi de gözönünde bulundurularak hesaplanan değerleri Tablo 2.3'te verilmektedir. Bu değerler GaAs dan yaklaşık 10 kat daha büyük olup diğer III-V bileşiklerine göre ters işaretlidir. Piezoelektrik polarizasyonun değeri, gerilme ile artmakta olup aynı gerilmeye sahip bir kristal yada ince tabaka için GaN, InN ve AlN sıralamasındadır.

Tablo 2.3 GaN, InN ve AlN yarıiletkenlerinin örgü sabitleri, doğal polarizasyon büyüklükleri, piezoelektrik ve dielektrik sabitleri.

Hekzagonal	AlN	GaN	InN
a_0 (Å)	3.112	3.189	3.54
c_0 (Å)	4.982	5.185	5.705
c_0/a_0	1.601	1.627	1.612
u	0.380	0.376	0.377
P_{DP} (C/m ²)	-0.081	-0.029	-0.032
e_{33} (C/m ²)	1.46	0.73	0.97
e_{31} (C/m ²)	-0.60	-0.49	-0.57
ϵ_{11}	9.0	9.5	-
ϵ_{33}	10.7	10.4	14.6

Doğal polarizasyonun değeri diğer bileşik yarıiletkenlere göre (örneğin ZnO) III-nitritler için çok büyük olarak tahmin edilmektedir. Aralarındaki büyüklük sıralaması yine GaN, InN ve AlN şeklindedir. Bunun sebebi kristalin mükemmellikten uzaklaşıyor olmasıdır. Bu grup III-nitritlerin doğal polarizasyonlarının işareti Tablo 2.3’de de verildiği gibi negatif olarak bulunmuştur. Doğal ve piezoelektrik polarizasyonlarının yönelimi, c-ekseni doğrultusunda metal atomundan (katyon) en yakın azot atomuna (anyon) doğru olan yönün pozitif olarak seçilmesi ile tanımlanmaktadır. Polarizasyon, InGaN/GaN ve AlGaIn/GaN kuantum kuyularındaki geçiş enerjilerinde oldukça büyük kırmızıya kaymaya (Stark etkisi) neden olur. İyonik bir kristaldeki çoklu ara yüzeyler, uyumsuzluklar, termal gerilme, anizotropi ve sıcaklık değişimleri nedeniyle polarizasyon ve pyroelektrik etkiler özellikle seçici olarak katılanmış FET yapılarda önemli sonuçlar doğururlar.

3.ELEKTRİK ÖZELLİKLER

III-nitrikler doğrudan ve büyük bant aralığına sahip olduklarından çeşitli elektronik ve optoelektronik uygulamaları için uygun materyallerdir. Büyük bant aralıklı olması, yüksek kırılma voltajı, büyük elektrik alanlara dayanma yeteneği, düşük gürültü oluşumu, yüksek sıcaklık ve yüksek güçte çalışması gibi avantajlar sağlar. Nitrit içeren yarıiletkenlerde elektron iletimi düşük ve yüksek elektrik alan durumları olarak göz önüne alınabilir. (i) Yeterince düşük elektrik alanlarda, elektronlar tarafından kazanılan enerji elektronların ısı enerjisine kıyasla küçüktür bundan dolayı elektronların enerji dağılımları böyle düşük bir elektrik alan tarafından etkilenmez. Elektron mobilitesini belirleyen saçılma oranı elektron dağılım fonksiyonuna bağlı olduğu için elektron mobilitesi uygulanan elektrik alandan bağımsızdır ve Ohm yasasına uyar. (ii) Dış alanın etkisi ile elektronların kazandığı enerji elektronların ısı enerjisi ile karşılaştırılabilir noktaya kadar arttırıldığı zaman elektron dağılım fonksiyonu denge durumundan önemli bir ölçüde değişir. Elektron sıcaklığı örgü sıcaklığından daha büyük olan bu elektronlar sıcak elektron olarak adlandırılırlar.

Elektrik özelliklerin belirlenmesinde Hall etkisi, Shubnikov de Haas etkisi (SdH) ve yüksek hızlı akım-voltaj (I-V) ölçümleri gibi teknikler kullanılır. Hall etkisi tekniği en çok kullanılan teknik olup yarıiletken maddelerin taşıyıcı yoğunluğu, tipi ve mobilitesi hakkında bilgi verir. SdH yüksek manyetik alan etkisi altındaki elektriksel direnç olup bu yöntemle taşıyıcı yoğunluğu, etkin kütle, taşıyıcı mobilitesi belirlenebilir. Bu iki ölçüm omik davranışın sergilendiği, yeterince düşük elektrik alanlarda kullanılırken I-V ölçümlerinin bu iki teknikten farkı sıcak elektron durumunun söz konusu olduğu yüksek elektrik alanlı deneysel ölçüm olmasıdır. Önemli bir deneysel teknik olan bu teknikte, taşıyıcı sürüklenme hızı ve mobilitesi elektrik alanın şiddetine bağlı olarak belirlenir. Bu çalışmada incelenen tüm örneklerin elektrik karakterizasyonlarında, sıcaklığa bağlı Hall etkisi ve yüksek hızlı I-V ölçüm teknikleri kullanıldı.

3.1 Hall Etkisi Ölçümleri

Hall etkisi ölçümü yarıiletkenlerin incelenmesinde kullanılan yaygın tekniklerden biridir. Bu önemli teknik yarıiletken materyallerin taşıyıcı yoğunluğunu, yarıiletken tipini ve taşıyıcı hareketliliğini (mobilitelerini) belirler. Bu ölçümler ile aynı zamanda safsızlıklar, kusurlar, saçılma mekanizmaları gibi mobiliteleri etkileyen faktörler hakkında da bilgi edinilir. Ölçümler sonucunda elde edilen bilgiler yüksek kaliteli tabakaların hazırlanmasında, elektronik cihazlarda kullanılan büyütme parametrelerinin gelişiminde ve optimizasyonunda önemlidir. Ölçümler genellikle düşük sıcaklık ve oda sıcaklığı olan 300 K arasındaki örgü sıcaklıklarında aydınlıkta ve karanlıkta gerçekleştirilir. Hall ölçümlerinde basit Hall çubuk geometrisi ve Van der Pauw geometrisi olmak üzere iki farklı materyal geometrisi kullanılır.

Bu çalışmada incelenen örneklerin sıcaklığa bağlı taşıma (transport) özelliklerini (mobiliteler ve taşıyıcı yoğunluğu) belirlemek için yapılan Hall Etkisi deneyi Gazi Üniversitesi STARLAB'da bulunan kapalı-devirli He soğutuculu Lake Shore Hall Etkisi ölçüm sistemi kullanılarak 30-300K sıcaklıkları arasında gerçekleştirildi. Hall Etkisi ölçümlerinde kullanılan örnekler Bilkent Üniversitesi NANOTAM laboratuvarlarında Ti/Al/Ni/Au omik kontaklar buharlaştırılarak Şekil 3.1'de şematik olarak gösterilen Van der Pauw geometrisinde hazırlandı.

Van der Pauw geometrisinde örnekler mm boyutunda olup kare şeklindedir ve köşelerinde 4 omik kontak vardır. Kontaklar parçanın en uçlarında ve parça alanından çok daha küçük olmalıdır. Sabit bir akım 4 kontakın ikisinin arasına uygulanır. Örneğin akım 1.kontaktan girer ve 3. kontaktan çıkar. Belirli bir manyetik alan örneğin yüzeyine dik olarak uygulanır. Daha sonra 2. ve 4. kontaklar arasındaki gerilim ölçülür. Elde edilen veriler bilgisayar destekli sistem tarafından numunenin taşıyıcı yoğunluğunu ve mobilitelerini belirlemeye yarar.

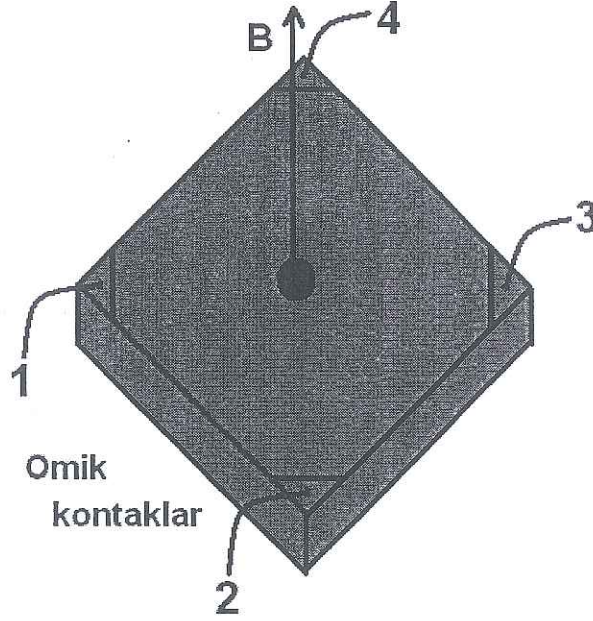
Van der Pauw tekniğinde Hall voltajı V_H 'yi ölçerek taşıyıcı yoğunluğu ve mobiliteler değerleri aşağıdaki denklemler yardımıyla hesaplanır. Taşıyıcı yoğunluğu

$$n_{2B} = IB/q|V_H| \quad (3.1)$$

ile verilir. Burada I numunenin içinden geçen akım, B manyetik alan ve q taşıyıcının yüküdür. Elektron mobilitesi ise

$$\mu_H = \frac{4 \ln 2}{\pi B \left(\frac{V_{34}}{I_{12}} + \frac{V_{23}}{V_{41}} \right)} I_{13} \quad (3.2)$$

şeklinde hesaplanır.



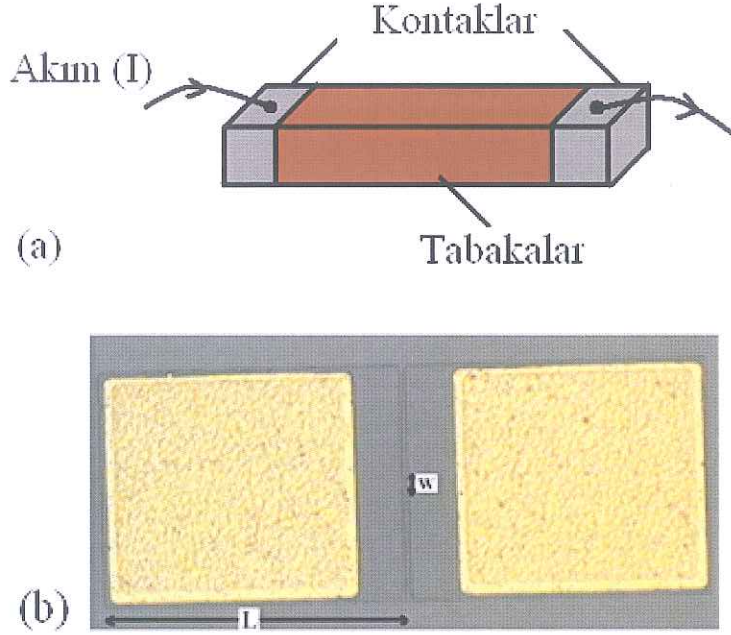
Şekil 3.1 Hall etkisi ölçümlerinde kullanılan Van der Pauw geometrisi.

3.2 Yüksek Hızlı Akım-Voltaj (I-V) Ölçümleri

Düşük elektrik alan değerlerinde kullanılan Hall ölçümlerine göre I-V ölçümleri, yüksek hızlı puls jeneratörü kullanılarak sıcak elektron davranışlarının gözlemlenebileceği yüksek elektrik alanlar için kullanılır. Yüksek hızlı I-V ölçümleri ile taşıyıcıların sürüklenme hızı ve mobilitesi elektrik alanın fonksiyonu olarak belirlenir.

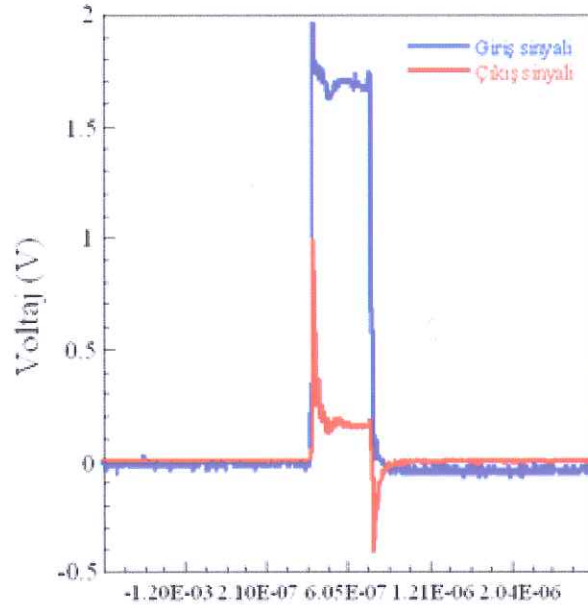
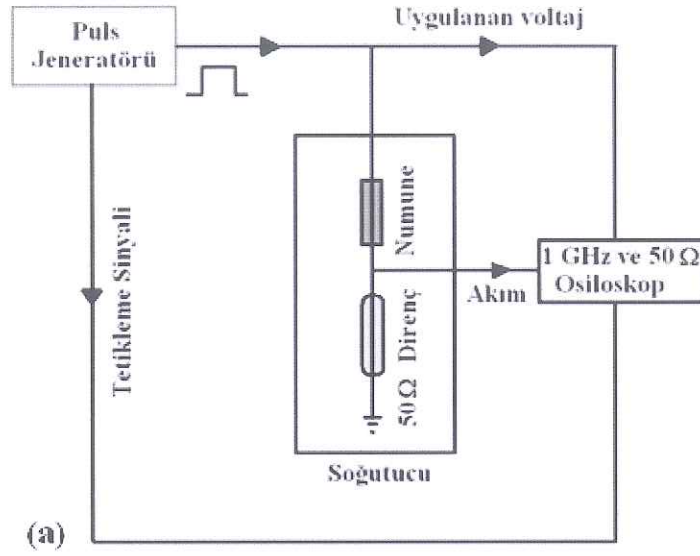
Bu çalışmada incelenen örneklerin I-V ölçümleri, Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezi (NANOTAM) laboratuvarında 10K ile 300K örgü sıcaklıkları arasında Şekil 3.2 (a)'da şematik olarak gösterilen basit çubuk geometrisi kullanılarak gerçekleştirildi. Yüksek hızlı I-V ölçümleri için Şekil 3.2 (b)'de mikrofotografi görülen uzunluğu 48 μm ve genişliği 5 μm olan numuneler

hazırlandı. Kontak dirençlerini en aza indirmek ve kısa devreyi önlemek amacıyla yapının sarı renkli bölgeleri dışındaki bölgeler aşındırılmıştır.



Şekil 3.2 (a) I-V ölçümlerinde kullanılan basit çubuk geometrisi
(b) Basit çubuk geometrisinin çekilen mikrofotografı

İncelenen numune Şekil 3.3 (a)'da görüldüğü gibi 50Ω luk direnç ile seri olarak bağlanarak numune tutturucuya yüklendi ve soğutucuya yerleştirildi. Sistem yüksek hızlı puls jeneratörüne (AVTECH, Model: AVRF-2-C-PN) bağlanarak Joule ısınmasını en aza indirmek için 400 ns 'lik kısa voltaj atmaları uygulandı. Şekil 3.3 (b)'de görülen giriş ve çıkış sinyalleri, 500 MHz bant genişliğine ve 50Ω giriş empedansına sahip osiloskop (Agilent Tech.-Model:DS05054A) ile görüntülendi ve kaydedildi. Giriş sinyali osiloskopta gözlenemediği için voltaj düşürücü kullanıldı ve giriş voltajı yaklaşık 6.5 kat küçültülerek görüntülendi.



Şekil 3.3 (a) I-V ölçümleri için kullanılan deney düzeneği (b) 400 ns'lik kısa atmalar süresince osiloskopta görüntülenen giriş ve çıkış sinyalleri

Bu teknikte uygulanan elektrik alan

$$E = \frac{V}{L} \quad (3.3)$$

ile hesaplanır. Burada V uygulanan voltaj ve L ise örneğin kanal uzunluğudur. Sürüklenme hızı ise üniform bir elektrik alan altında çoklu ara yüzeye paralel doğrultuda ölçülen I akım değerinden hesaplanır.

$$v_d = \frac{I}{n_{2B}qW} \quad (3.4)$$

Burada w kanal genişliğidir. Hesaplanan elektrik alan ve sürüklenme hızı değerleri 4. Bölümde anlatılan mobilite karşılaştırma yönteminde elektron sıcaklıklarını ve deneysel güç kaybı değerlerini bulmak için kullanılır.

4.YÜKSEK ALAN TAŞIMASI VE SICAK ELEKTRON DİNAMIĞI

Sıcak elektron dinamiği konusundaki ilk teorik çalışmalar 1930-40'lı yıllara dayanır. İlk çalışmalar dielektrik bozunum diye adlandırılan yalıtkanlardaki elektrik bozunum olayını anlamaya yönelik başlamıştır [57]. Sıcak elektron yaratmanın en basit yolu iletkene yüksek bir elektrik alan uygulamaktır. Fakat bu yapıldığında Joule ısınması çok kuvvetli olduğu için metal, kolaylıkla eriyebilir. Yalıtkanlar az miktarda hareketli elektrona sahip olduğu için az sayıda elektronun ısınması yalıtkanı ısıtmaz. Bundan dolayı denge durumundaki saf elektrik etkileri incelemek için yüksek elektrik alanlar yalnızca yalıtkanlarda uygulanır ve bu elektrik alan değeri 10^6 - 10^7 V/cm lik bir bozunum alanına karşılık gelir.

1947'de transistörün keşfi ile bilim adamlarının dikkatleri sıcak taşıyıcı etkileri üzerine yönelmiştir. Metallerin yüksek elektrik alanlarda çabuk erimelerinden dolayı metaller üzerinde sıcak elektron çalışması yapmak zor olsa da yarıiletkenler için bu durum tam böyle değildir. Sıcak taşıyıcı etkilerini ortaya koymak için yarıiletkenlerin kullanılmasının nedenlerinden biri de $3/2 k_B T$ değerinde olan elektronun ortalama termal enerjisidir. Halbuki bir metalde hareketli bir elektronun ortalama enerjisi Fermi enerjisi mertebesinde olup birkaç elektron voltur. Oysa yarıiletkenlerde oda sıcaklığında bu enerji değeri bir elektron volttan çok küçük değer olan 25meV mertebesinde dir. 1951 yılında Shockley'in [58] de ifade ettiği gibi ortalama enerjideki değişimler metallere göre yarıiletkenlerde daha kolaylıkla gözlenebilir. Shockley yüksek alanlarda özellikle akımın doyuma ulaştığı zaman Ohm yasasından sapmalara uğradığını göstermiştir. Bu etkiler ilk olarak Germanyumda Ryder[59] tarafından incelenmiştir.

1960'ların ortasına kadar taşıyıcıların davranışı ile ilgili yapılan çalışmalar uygulanan gerilime göre araştırılıyordu. Yüksek hızlı I-V deneyleri bu araştırmaların başında yer almıştır. Bununla beraber bu deneyler, tüm taşıyıcı dağılımı üzerindeki ortalama momentum durulma zamanını ölçtüğü için bu dağılım ile ilgili bilgi elde

etmek zordur. O yıllarda hızlı ve güçlü bilgisayarların yokluğu nedeniyle teorik olarak da elektronik dağılım fonksiyonunun sayısal değerini veren Boltzmann Taşıyıcı Denklemini çözmek mümkün olmamıştır. Bundan dolayı da gerek teorik hesaplamalar gerekse deneysel teknikler sıcak elektron dağılım fonksiyonu ile ilgili doğrudan bir bilgi elde etmede yetersiz kalmıştır. Yaşanan zorluklara rağmen, negatif diferansiyel direncin (NDR) ve önemli saçılma mekanizmalarının tanımlanmasında önemli gelişmeler kaydedildi. 1963 yılındaki gelişmelerden olağanüstü olanı yüksek elektrik alanlardaki Gunn osilasyonlarının gözlenmesidir [60].

1960'ların sonlarına doğru optiksel spektroskopi sıcak taşıyıcıların dağılımını doğrudan ölçmede ilk defa kullanılmıştır [61]. Bu teknikle elektron sıcaklığı ve elektronların enerji durulma zamanı hesaplandı. Gelişen bilgisayarlar yardımıyla da Boltzmann Taşıma Denklemi sayısal olarak çözümlendi [62,63]. Bunun sonucunda taşıyıcı özellikleri ve parametreleri tahmin edilip deneysel ve teorik sonuçlar arasında karşılaştırma yapılabildi.

1980'li yıllarda ise femtosaniyeli atmalara sahip lazerler geliştirilmiştir [64]. Bu lazerlerin atma genişliği yarıiletkenlerdeki önemli saçılma mekanizmalarının karakteristik zamanlarından daha kısa olduğundan sıcak taşıyıcı durulması doğrudan görüntülenebilmiştir. Böylece zaman çözümlü sıcak taşıyıcı spektroskopisi yardımıyla dengede olmayan taşıyıcı popülasyonunun soğumasını (durulmasını) da içine alan saçılma mekanizmalarını da tanımlamak mümkün olmuştur. Bununla birlikte yüksek alandaki denge durumu deneyleri beklenmedik şekilde düşük enerji durulma zamanları vermiştir [65-67]. Düşük enerji durulma zamanlarının nedeni için araştırılan pek çok olasılık arasında deneysel sonuçlarla en uyumlu olan olasılık dengede olmayan boyuna optiksel fononların (sıcak fonon) varlığıdır [66,68]. Boyuna optiksel fonon yayınlanması ile sıcak elektron gazının soğuması sırasında, boyuna optiksel fonon popülasyonu akustik fononlara bozunmadan önce sonlu bir ömre (τ_p) sahipse yayınlanan bir boyuna optiksel fononun sıcak elektron gazı tarafından yeniden soğurulduğunu gösteren sınırlı bir olasılık vardır. Sonuç olarak bu durumun etkin enerji durulma zamanında bir azalma meydana getirmesi beklenir [69].

Sıcak fonon etkileri hakkındaki pek çok teorik çalışma, sıcak elektronların sürüklenmesinden kaynaklanan momentum uzayındaki dengede olmayan sıcak fonon popülasyonunun yeniden düzenlenmiş yer değiştirme dağılımını ele alır. Bunun sonucu olarak da fononun tekrar soğurulması enerji durulma zamanını azaltır. Bununla birlikte bu teorik modeller fonon momentum durulma zamanının fonon bozunma zamanı ile tanımlandığını kabul ettiklerinden dolayı, sıcak fononların varlığı elektronların momentum durulması üzerinde ve bundan dolayı da yüksek alanlardaki sürüklenme hızları üzerinde hemen hemen hiçbir etkiye sahip değildir [70]. Ancak literatürde sıcak fonon üretiminin momentum durulmasını arttırabileceğine dair bazı deneysel çalışmalarda mevcuttur. Masselink ile arkadaşlarının [71] ve Hirakawa ile Sakaki'nin [72] yüksek alanlarda momentum durulması ile ilgili elde ettiği deneysel veriler, teorik olarak beklenen değerlerden daha düşük doyum sürüklenme hızları göstermektedir. Bunun yanı sıra iki terminalli gerçek uzay transfer cihazlarında artan momentum durulması, yüksek geçiş katkılı materyallerde bildirilen zayıf negatif diferansiyel direncin (NDR) oluşmasına neden olabilir [73].

Balkan ve arkadaşları [74,75], sıcak fononların GaAs kuantum kuyularında ve AlGaAs/GaAs HEMT yapılarıdaki sıcak elektron taşımaya etkilerini araştırmışlardır. Deneysel sonuçlar ile Ridley [76] ve Gupta ile Ridley [77] tarafından önerilen dengede olmayan sıcak fonon etkilerini kapsayan yüksek alan taşımaya dayanan teorik model arasında iyi bir uyum elde edilmiştir. Sürüklenmeyen sıcak fonon (non-drift hot phonon) modeli, fonon momentum durulma zamanının fonon bozunma hızından çok daha hızlı olduğunu kabul eder. Sonuç olarak dengede olmayan boyuna optiksel fononların varlığı yalnızca enerji durulma zamanını azaltmaz aynı zamanda klasik teorilerin de tahmin ettiği gibi momentum durulma zamanını arttırır.

Moleküler demet epitaksisi (MBE), metal organik kimyasal buhar biriktirme (MOCVD), metal organik buhar faz epitaksisi (MOVPE) ve kimyasal buhar biriktirme (CVD) gibi yüksek kaliteli numuneler üretmeye olanak sağlayan büyütme tekniklerindeki gelişmeler sayesinde yüksek frekans, yüksek sıcaklık ve yüksek güçte çalışan yüksek elektron mobiliteli transistörler (HEMT) ve alan etkili transistörler (FET), ışık yayan diyotlar (LED), lazer diyotlar gibi elektronik ve

optoelektronik cihazların tasarımı ile mikrodalga gürültü tekniği, Raman saçılma tekniği, ısı atmalı teknik, pompa uçlu teknik, sıcak elektron fotolüminesans tekniği (HEPL), denge durumu fotolüminesans tekniği, mobilite karşılaştırma tekniği gibi deneysel teknikler sayesinde de sıcak elektron dinamiğinin incelenmesine yönelik gelişmeler gittikçe artmaktadır.

4.1 Yüksek Alan Taşınması

Elektron taşınması, numuneye dışarıdan elektrik alan uygulanması ile veya numune içinde termal veya yoğunluk gradyenti oluşması nedeniyle meydana gelir. Termal veya yoğunluk gradyentinin olduğu durumda, üniform olmayan durumu sürdürecektir dış bir etki olmadıkça, bu gradyentin sonucu olarak üniform bir durum meydana gelir. Bu koşullar altında elektronların taşınması, enerjinin numunenin bir kısmından diğer kısmına transferine neden olabilir. Bu olayda elektronlar taşıma olayında dış kaynaktan enerji kazanmazlar. Taşıma olayının dışarıdan elektrik alan ile meydana getirildiği durumda ise elektronlara kaynaktan sürekli olarak $j \cdot E$ oranında enerji sağlanır (j : Akım yoğunluğu, E : Elektrik alan) ki bu durumda elektron sisteminin toplam enerjisinin giderek artması gerekir. Ancak kazanılan enerji, örgü atomlarına çarpışmalar yoluyla transfer edilen enerji ile dengelendiğinden dolayı bu durum gerçekleşmez. Yani elektron, hem bir fonon yayınlarken hem de bir fonon soğurarak örgü tarafından saçılmaktadır. Bir fonon yayımlandığı zaman örgü elektrondan enerji soğururken bir fonon soğurulduğu zaman örgü elektrona enerji aktarır. Elektrik alan yokken soğurma ve yayınlanma işlemleri elektron sisteminden örgü sistemine veya tam tersi durumda net bir enerji transferi olmadığından dengededir. Bir sistemden diğerine transfer edilen enerjiyi belirleyen termodinamik katsayı, elektron ve örgü için özdeşdir. Elektrik alan olmadığı durumda bu özdeşlik elektron dağılım fonksiyonundaki ve fonon işgal sayısındaki aynı sıcaklık değeri için aşağıda verilen Boltzmann denkleminde görülebilir.

$$\begin{aligned} & \int E \int \left[S(\vec{k}, \vec{k}')_{soğ} f_0(\vec{k}) (1 - f_0(\vec{k}')) + S(\vec{k}', \vec{k})_{soğ} f_0(\vec{k}') (1 - f_0(\vec{k})) \right] \overline{dk' dk} \\ & = \int E \int \left[S(\vec{k}, \vec{k}')_{yay} f_0(\vec{k}) (1 - f_0(\vec{k}')) + S(\vec{k}', \vec{k})_{yay} f_0(\vec{k}') (1 - f_0(\vec{k})) \right] \overline{dk' dk} \end{aligned} \quad (4.1)$$

Burada $S(\vec{k}, \vec{k}')$, \vec{k} dalga vektörüne sahip bir elektronun k' dalga vektörlü başka bir duruma geçiş yapabilme olasılığı, E enerji, $f_0(\vec{k})$ denge dağılım fonksiyonudur. Diğer taraftan sisteme dış bir elektrik alan uygulandığı zaman elektron sisteminin enerjisi alan uygulandıktan hemen sonra artmaya başlar. Fakat enerji arttıkça elektronlar soğurdıklarından daha fazla miktarda fonon yayınlılar ve elektron sisteminden örgü sistemine net bir enerji transferi gerçekleşir. Boltzmann denkleminde geri dönerek elektron sisteminin sıcaklığının (T_e) örgü sıcaklığından (T_L) daha büyük olduğu durumda

$$\int E(\partial f / \partial t)_c \overline{d\vec{k}} > 0 \quad (4.2)$$

olduğu bulunur. Elektron sisteminin sıcaklığı ile örgü sıcaklığı arasındaki fark zaman ile arttıkça bu transfer artmaya devam eder. Bundan dolayı elektronların enerjisinin sürekli artışı yerine yeni bir denge durumu beklenebilir. Elektronların elektrik alandan kazandığı enerji oranı örgü atomlarına kaybedilen enerji oranı tarafından dengelendiği zaman yani

$$\vec{j} \cdot \vec{E} = (4\pi^3)^{-1} \int E(\partial f / \partial t)_c \overline{d\vec{k}} \quad (4.3)$$

olduğu zaman yeni denge durumu sağlanır. Elektrik alan altında elektron taşınması meydana geldiği zaman bir denge durumu oluşturacak şekilde elektron sıcaklığının örgü sıcaklığından daha yüksek olması gereklidir. Bu durum elektrik alanın düşük olduğu durumlarda bile geçerli olur. Fakat düşük alanlar için elektron sıcaklığındaki gerekli artış çok küçüktür ve elektron sıcaklığı ile örgü sıcaklığı arasındaki fark taşıma katsayılarında önemli bir değişime yol açmaz. Bundan dolayı düşük elektrik alanlar için bu artış ihmal edilebilir ve elektron sıcaklığı elektrik alan uygulandığında bile örgü sıcaklığına özdeş olarak alınabilir. Bunun sonucu olarak da düşük alanlarda akım-voltaj karakteristiği Ohm kanununa uymaktadır.

Elektrik alan arttığında elektron sıcaklığı ile örgü sıcaklığı arasındaki fark ihmal edilemeyecek duruma gelir ve örgü sıcaklığı ile elektron yoğunluğu sabit olduğunda bile akım yoğunluğu lineer olmayacak şekilde değişmeye başlar. Bu durum elektrik alanın ara değeri için

$$J = \sigma_0 E (1 + \beta E^2) \quad (4.4)$$

ile verilir. Burada σ_0 omik iletkenlik, E elektrik alan, β elektron yoğunluğunun ve mobilitenin enerji ile değişimine bağlı olan ılık elektron parametresidir. Genellikle yoğunluk ılık elektron bölgesinde sabit kalır ve β parametresinin enerji bağılılığı genel saçılma mekanizmaları tarafından belirlenen mobilite ile saptanır. Eğer mobilite, enerji ile artarsa yani β parametresi pozitif olursa, örgü içine yerleşmiş yüklü safsızlık atomlarından (sıklıkla elektronların vericileri) kaynaklanan bir saçılma meydana gelir ki bu durum düşük sıcaklıklarda yaygın olarak meydana gelen bir durumdur. Eğer mobilite enerji ile azalır, β parametresi negatif olur. Bu durum da genellikle oda sıcaklığında meydana gelir ve örgü titreşimlerinden kaynaklanan saçılma mekanizması baskın olur.

Yüksek elektrik alanlar için elektron sıcaklığı örgü sıcaklığından çok daha büyük idi. Sıcak elektron bölgesi olarak adlandırılan bu bölgede yüksek elektron sıcaklıkları için elektron taşınması alışılmadık biçimde değişebilir. Ohm kanunundan sapmalara ek olarak düşük alandan elde edilen sonuçların çoğu geçersiz olur ve yüksek alanlarda sonlu bir fonon ömrüne sahip dengede olmayan sıcak fononların varlığı akım yoğunluğunu doyuma ulaştırır.

Yüksek alanlarda, düşük alan sonuçlarından beklenmeyen yeni olaylar gerçekleşir. Bu olaylardan biri, enerji bant yapısının bir bölgesinden diğer bölgesine elektronların transferidir ve bu olay transfer olan elektron etkisi olarak adlandırılır. Bu etki, negatif diferansiyel mobilitenin oluşumu ile sonuçlanır. Diferansiyel iletkenliğin hem deneysel hem de teorik olarak negatif olduğu ispatlanmıştır. Bu sonuç elektron taşınması için büyük önem taşımaktadır. Bu sonuçtan yararlanarak mikrodalga kaynaklar ve hızlı değiştirme devreleri ticari olarak geliştirilmiştir.

Yarıiletkenlerin çoğundaki iletkenlik bandı çoklu vadi tipindedir ve elektronların ortalama sürüklenme hızı

$$\vec{v}_d = \sum_g n_g e \langle \tau_g(E) / m_g^*(E) \rangle \vec{E} (\sum_g n_g)^{-1} \quad (4.5)$$

şeklinde verilir. Burada n_g belli bir bölgedeki elektron yoğunluğu, $\tau_g(E)$ E enerjili elektron için momentum durulma oranı ve $m_g^*(E)$ E elektron enerjisine karşılık gelen aynı bölge için alan doğrultusundaki etkin kütle bileşenidir. İletkenlik bandının çoklu bölge karakteri negatif diferansiyel direnç (NDR) olayının anlaşılmasında önemli bir

yer tutar. Tüm elektronlarının Γ noktasındaki en düşük iletkenlik bandı minimumunda olduğu bir materyal ele alındığında ortalama sürüklenme hızı

$$v_d = e \left\langle \frac{\tau(E)}{m^*(E)} \right\rangle E = \mu E \quad (4.6)$$

haline gelir. Düşük elektrik alanlarda elektronların ortalama enerjisi elektrik alandan etkilenmez. Bundan dolayı durulma zamanı, τ , elektron enerjisinin fonksiyonu ve etkin kütle de materyaldeki elektron enerjisi ile değişse bile mobilite (hareketlilik) elektrik alandan etkilenmez. Diğer taraftan sıcak elektron durumunda elektronların ortalama enerjisi elektrik alana bağlıdır ve yarıiletkenlerin çoğunda ortalama enerji artan elektrik alan ile artar. Elektron enerjisindeki bu artış, $\tau(E)$ 'nin değerini, $m^*(E)$ 'nin değerini veya her ikisini değiştirerek mobilitiyi etkiler. Bant aralığının geniş olduğu materyallerde etkin kütlelerin enerji bağılılığı önemli değildir ve mobilitenin incelenen değişimi çoğunlukla $\tau(E)$ deki değişimden kaynaklanmaktadır. Geniş bant aralığına sahip yarıiletkenlerdeki sıcak elektron iletkenliği elektronların ortalama enerji hesabını ve $\tau(E)$ 'nin karşılık gelen değerini belirlemeyi içerir. τ 'nin değişimi ile meydana gelebilen elektrik alan ile mobilitedeki azalma E^{-1} den daha hızlı değildir. Bundan dolayı tekli vadiye sahip parabolik materyallerde NDR mekanizmasının meydana gelmesi beklenmez. Bunun yanı sıra materyal parabolik değilse uygulanan alan ile elektron enerjisindeki artış etkin kütlelerin ortalama değerinde önemli bir artışa neden olur. Sıcak elektron durumunda bu materyallerdeki mobilite değişimi bundan dolayı hem $\langle \tau(E) \rangle$ den hem de $\langle m^*(E) \rangle$ deki değişimlerinden kaynaklanır. $\langle \tau(E) \rangle$ 'nin değeri $\langle E \rangle$ deki artış ile azaldığından ve $\langle m^*(E) \rangle \langle E \rangle$ ile arttığından dolayı mobilitenin elektrik alan ile daha hızlı azalması beklenir. Normal koşullar altında mobilitedeki ek bir artış $\langle m^*(E) \rangle$ 'nin artışı ile meydana gelir. Bu durumda mobilite elektrik alanın tersinden daha hızlı bir şekilde azalır. Sürüklenme hızı elektrik alandaki artış ile azalır ve NDR gözlemlenebilir.

Bu tezde III-nitrit yapılardan olan AlGa(In)N/GaN HEMT yapılar MOCVD yöntemi ile üretilip, sıcak elektron dinamiği aşağıda da detayları verilmiş olan mobilite karşılaştırma tekniği kullanılarak araştırılmıştır.

4.2 Mobilite Karşılaştırma Metodu

Bu metod, hem sabit bir örgü sıcaklığındaki mobilitenin elektrik alana bağıllığının, hem de sabit bir elektrik alandaki mobilitenin örgü sıcaklığına bağıllığının ölçümlerini içerir. Mobilitenin elektrik alana bağı ölçümleri yüksek hızlı akım-voltaj tekniği olarak bilinen I-V deneyi ile elde edilirken, mobilitenin sıcaklık bağımlılığına ait ölçümler de Hall etkisi deneyinden elde edilir. Elde edilen sonuçlar düşük alan mobilitesine ve düşük sıcaklık mobilitesine normalize edilir. Normalize değişim eğrileri karşılaştırılarak da elektron sıcaklığının elektrik alanla değişimi elde edilir. Güç denge denklemleri ile birlikte elektron başına düşen güç kayıpları ve enerji durulma zamanları elde edilir. Bu metod literatürdeki GaAs [74,78], GaN [79,80] ve AlGaIn/GaN HEMT yapılar [38] için başarıyla uygulanmıştır.

Mobilite karşılaştırma metodu şu varsayımları kapsamaktadır[38]:

- 1) Taşıyıcı yoğunluğu elektrik alan ile değişmez;
- 2) Elektron-elektron saçılma oranı sıcak elektronları kendi aralarında termalize eder, bundan dolayı dengede olmayan elektron dağılımı örgü sıcaklığından daha büyük olan elektron sıcaklığı ile temsil edilebilir.
- 3) Momentum durulmasının elektron sıcaklığına (elektrik alan) bağıllığı örgü sıcaklığına bağıllığına özdeştir. Boyuna optiksel fonon bölgesinde düşük alan mobilitesinin örgü sıcaklığı ile değişimi, örgü ile termal dengedeki ($T_e = T_f = T_L$) elektronlar ve fononlar ile k uzayında gelişigüzel dağılmış boyuna optiksel fononların emisyonunu ve soğurulmasını içerir. Burada T_e elektron sıcaklığı ve T_f de fonon sıcaklığıdır. Bundan dolayı bu maddenin geçerli olabilmesi aşağıdaki şartlar sağlanmalıdır:
 - i. Yüksek alanlarda, dengede olmayan fononlar var olmalıdır.
 - ii. Sıcak fononların karakteristik sıcaklığı elektron sıcaklığına yakın olmalıdır.
 - iii. Düşük alanlarda olduğu gibi yüksek alanlarda da sıcak fonon dağılımı k uzayında gelişigüzel olmalıdır.

Elde edilen deneysel sonuçlardan enerji kaybını hesaplamak için güç-denge eşitlikleri kullanılır. Denge durumunda, sisteme aktarılan güç, saçılma işlemleri ile

kaybedilen güç kaybına eşittir. Bundan dolayı elektron başına düşen enerji kaybı oranı elektrik alanın fonksiyonu olarak [38]:

$$P = e\mu_E E^2 = dE/dT \quad (4.7)$$

eşitliği ile verilir. Burada μ_E , E elektrik alanındaki mobilitedir. Yüksek elektrik alanlarda elektronlar, boyuna optiksel fononlar yayınlayarak durulur ve bundan dolayı enerjisi ve momentumu azalır. Optiksel fononların yayınlanması (emisyonu) ve soğurulması nedeniyle elde edilen güç kaybı ifadesi

$$P = \frac{\hbar\omega}{\tau_o} \left(\exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k_B T_e}\right) - \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k_B T_L}\right) \right) \quad (4.8)$$

şeklinde verilir. Burada $\hbar\omega$ boyuna optiksel fonon enerjisi, k_B Boltzmann sabiti, τ_o elektronun boyuna optiksel fonon ile etkileşmesi için geçen süredir ve

$$\tau_o = \left[\frac{e^2 \omega}{2\pi\hbar} \left(\frac{m^*}{2\hbar\omega} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \right) \right]^{-1} \quad (4.9)$$

ile verilir. Burada $\epsilon_\infty, \epsilon_s$ yüksek frekans ve statik geçirgenlik dielektrik sabitleri, m^* etkin kütedir. GaN'a ait sayısal değerler [38] denklemde yerine yazıldığında $\tau_o = 8$ fs olarak bulunur. Yüksek alanlara gidildikçe dengede olmayan boyuna optiksel fononlardan kaynaklanan güç kaybı ifadesi

$$P = \frac{\hbar\omega}{\tau_{etk.}} \left(\exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k_B T_e}\right) - \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k_B T_L}\right) \right) \quad (4.10)$$

ile verilir. Yüksek alan bölgesinde elektron-boyuna optiksel fonon saçılma zaman sabiti τ_o , tüm sıcak fonon etkilerini içeren etkin enerji durulma zamanı $\tau_{etk.}$ ile yer değiştirir.

$$\tau_{etk} = \tau_o + \frac{\tau_p}{2q_o L_z} \left(\frac{\pi k_B T_E}{\hbar\omega} \right)^{1/2} \left(\frac{\pi n_s \hbar^2}{m^* k_B T_E} \right) (1 - \exp(-\frac{\hbar\omega}{k_B T_E})) \quad (4.11)$$

Burada $q_o = \sqrt{(2m^* \hbar\omega)}/\hbar$ faz uyumlu dalga vektörü, L_z kuantum kuyu genişliği ve τ_p fonon ömrüdür. Taşıyıcı durulması sırasında meydana gelen fononların sahip olduğu ömür optiksel fonon modlarının bozunumu ile kontrol edilir. Uzun dalga boylu optiksel fonon daha düşük enerjili bir optiksel fonona ve akustik fonona bozunabilir [81]. Optiksel fononun düşük enerjili optiksel moda ve akustik moda bozunumu Ridley kanalı olarak bilinir [82] ve

$$\tau^{-1}[SO \rightarrow S'O + S''A] = \frac{\hbar\gamma^2}{4\pi\rho\bar{c}^2 c_{S''A}^3} \omega_{S''A}^3 \omega_{SO} \omega_{S'O} \frac{\bar{n}(\omega_{S'O})\bar{n}(\omega_{S''A})}{\bar{n}(\omega_{SO})} \quad (4.12)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada $S, S', S''=L$ veya T ve $\omega_{S''A} = \omega_{SO} - \omega_{S'O}$ dur. Ridley kanalı için optiksel fonon modunun bozunması iki şekilde gerçekleşebilir: boyuna

optiksel fonon (LO)→enine optiksel fonon (TO) + boyuna akustik fonon (LA) veya boyuna optiksel fonon (LO)→enine optiksel fonon (TO) + enine akustik fonon (LA). \bar{c} ortalama akustik fonon hızı, γ Grüneisen sabiti, $c_{S''A}$ LA veya TA fonon hızı, $\omega_{S''A}, \omega_{SO}, \omega_{S'O}$ karakteristik fonon frekanslarıdır. $\bar{n}(\omega_{SO})$ fonon modları için Bose-Einstein dağılım fonksiyonunu temsil eder. Fonon bozunmasına ek olarak fononların safsızlıklardan, kusurlardan ve düzensizliklerden saçılması da fonon ömrü üzerinde etkilidir ve $\tau^{-1} = A\omega^4$ ile verilen Rayleigh formülü [81] ile verilir. Bu çalışmada kullanılan numunelerin safsızlık, kusur ve düzensizlikleri hakkında detaylı bilgiye sahip olmamamızdan dolayı denklemdeki A katsayısı değişken parametre olarak kullanılmıştır.

Akustik fonon emisyonu nedeniyle kaybedilen güç [80] ise

$$P = (C_{np} + C_p)(k_B T_e - k_B T_L) \quad (4.13)$$

eşitliği ile verilir. Burada

$$C_{np} = \frac{3E^2 m^{*2}}{2\rho \hbar^3 L_z} \quad (4.14)$$

ve

$$C_p = \frac{3e^2 K_{av}^2 m^{*2} V_s^2}{4\pi \epsilon_s \hbar^3 L_z n_s} \quad (4.15)$$

sırasıyla deformasyon potansiyel ve piezoelektrik etkileşmelerden meydana gelen katkılardır. E akustik deformasyon potansiyeli, ρ yoğunluk, V_s materyaldeki ses hızı ve K_{av} ortalama elektromekaniksel çiftlenim sabitidir. Yukarıda bahsedilen eşitliklerde kullanılan GaN'a ait sayısal değerler Tablo 4.1 de verilmiştir.

Çalışmanın bu kısmında I-V ve Hall etkisi ölçümlerinden elde edilen verilere güç-denge eşitlikleri ile birlikte mobilite karşılaştırma yöntemi uygulanmıştır. Bunun sonucunda elektron sıcaklıkları, elektron başına düşen güç kayıpları ve enerji durulma zamanları elde edilmiştir. Bir sonraki bölüm olan 5.bölümde ise elde edilen deneysel sonuçlar, sürüklenmeyen sıcak fonon modeline (non-drifting hot phonon model) dayalı teorik sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Tablo 4.1 Hesaplarda kullanılan GaN parametreleri.

Elektronun etkin kütlesi (m_0)	$m^* = 0.22$
Yüksek frekans dielektrik sabiti (ϵ_∞)	$\epsilon_\infty = 5.35$
Statik dielektrik sabiti (ϵ_0)	$\epsilon_s = 8.9$
LO-fonon enerjisi (meV)	$\hbar\omega = 92$
Materyaldeki ses hızı (m/s)	$V_s = 2.16 \times 10^3$
Kristalin yoğunluğu (kg/m^3)	$\rho = 6.15 \times 10^{-3}$
Deformasyon potansiyeli (eV)	$E = 8.3$
Elektromekaniksel çiftlenim sabiti	$K^2 = 0.039$
Elektron dalga vektörü (m^{-1})	$k = 7.27 \times 10^8$
Elektron-LO fonon etkileşme zamanı (fs)	$\tau_0 = 8$
Kuantum kuyu genişliği (Å)	$L_z = 65$

5. DENEY TEKNİKLERİ VE TEORİK HESAPLAMALAR

Bu tez çalışmasının deneysel sonuçlar kısmı iki bölümden oluşmaktadır. İlk bölümünde farklı alt taşların sıcak elektron dinamiği üzerine etkisini araştırmak için safir ve SiC alt taşlar üzerine büyütülen AlGaN/AlN/GaN HEMT yapılarının sıcak elektron dinamikleri incelendi. İkinci bölümde ise AlInN/AlN/GaN HEMT yapının örgü sıcaklığına bağlı olarak sıcak elektron dinamiği incelendi. Çalışmalarda incelenen üç örnek de Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezi (NANOTAM) laboratuvarında Metal Organik Kimyasal Buhar Biriktirme (Metal Organic Chemical Vapor Deposition) tekniği ile üretildi.

Bu numunelerin dışında sıcak elektron dinamiğini incelenmek üzere üretilen safir üzerine büyütülmüş olan n-tipi GaN örneğinin direncinin yüksek olması nedeniyle sıcaklığa bağlı Hall ölçümleri ve yüksek hızlı I-V ölçümleri tamamlanamamıştır.

Üretilen numunelerin elektrik ölçümlerini almak için numuneler mikrofabrikasyon işlemine tabi tutuldular. İlk olarak numune ters çevrilerek milimetrik kağıt üzerine yerleştirildi. Milimetrik kağıt yardımıyla numune istenilen boyutlarda hazırlandı. Numune aseton yardımıyla temizlenerek fotoresist ile kaplandı. Resistin yapışması için ısıtıldı ve sonra litografide uygun maskeye karşılık gelecek şekilde maske kaplayıcıya yerleştirilerek belirli bir gerilim altında bir süre boyunca üzerine morötesi ışık düşürüldü. Buradan alınan numune aseton içinde belli bir süre tutuldu. Saf su ile temizlenip kurutulan numune aşındırma işlemi uygulayan cihaza konuldu. Bu aşamadan sonra kontakları belirlemek için numune fotoresist ile kaplandı. Litografide uygun maskeye karşılık gelecek şekilde tekrar maske kaplayıcıya yerleştirilerek belirli bir gerilim altında bir süre boyunca üzerine morötesi ışık düşürüldü. İlk basamakta uygulanan işlemler tekrar edildi. Daha sonra kaplamaya geçildi. Farklı kalınlıklarda titanyum, alüminyum, nikel ve altın kaplandı.

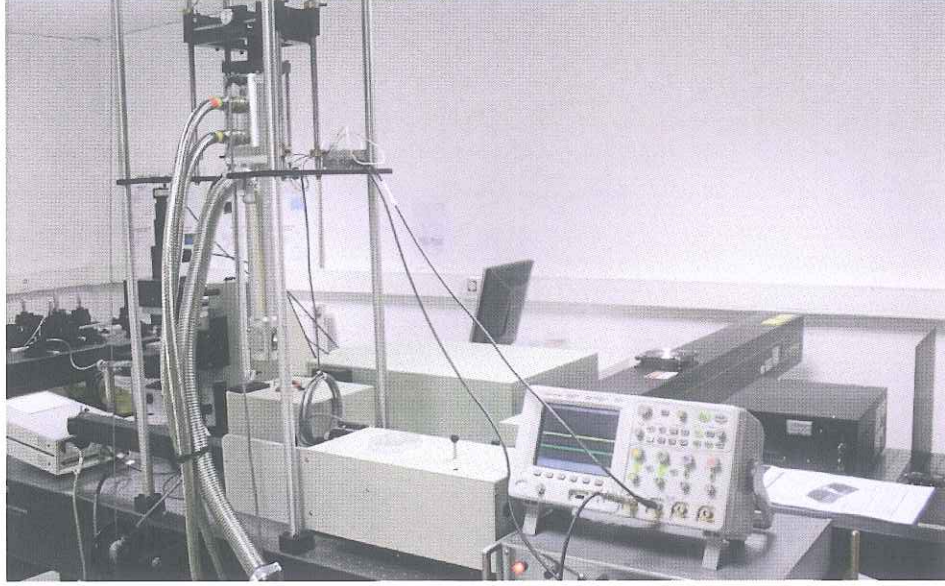
Kontakların daha iyi olabilmesi için numune belli bir süre yüksek sıcaklıklarda tavlandı. Daha sonra ilk basamakta gerçekleştirilen işlemler aynı sırada gerçekleştirildi. Numunenin pasivizasyonu için numune Si_3N_4 ile kaplandı.

İncelenen tüm örneklerin elektrik karakterizasyonlarında, Bölüm 3'de detaylı olarak verilen sıcaklığa bağlı Hall Etkisi ve I-V ölçüm teknikleri kullanıldı. Şekil 5.1'de bir kesiti görülen Gazi Üniversitesi STARLAB' da bulunan kapalı-devirli He soğutuculu Lake Shore Hall Etkisi ölçüm sistemi kullanılarak örneklerin sıcaklığa bağlı taşıma özellikleri (mobilité ve taşıyıcı yoğunlukları) belirlendi. İncelenen örneklerin I-V ölçümleri ise Şekil 5.2'de görülen Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezi (NANOTAM) laboratuvarında gerçekleştirildi.



Şekil 5.1 Gazi Üniversitesi STARLAB da bulunan kapalı-devirli He soğutuculu Lake Shore Hall Etkisi ölçüm sistemi

Bu tezin diğer bir kısmı da teorik hesaplamalara dayanmaktadır. Teorik hesaplamalar kısmında, I-V ve Hall etkisi ölçümlerinden elde edilen veriler mobilité karşılaştırma yöntemine uygulanarak elektron sıcaklıkları bulundu. Bu sıcaklıklar kullanılarak bir sonraki bölümde detayları verilen güç kaybı ve etkin enerji durulma zamanları hesaplandı.



Şekil 5.2 Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezi (NANOTAM) laboratuvarında bulunan I-V ölçüm sistemi.

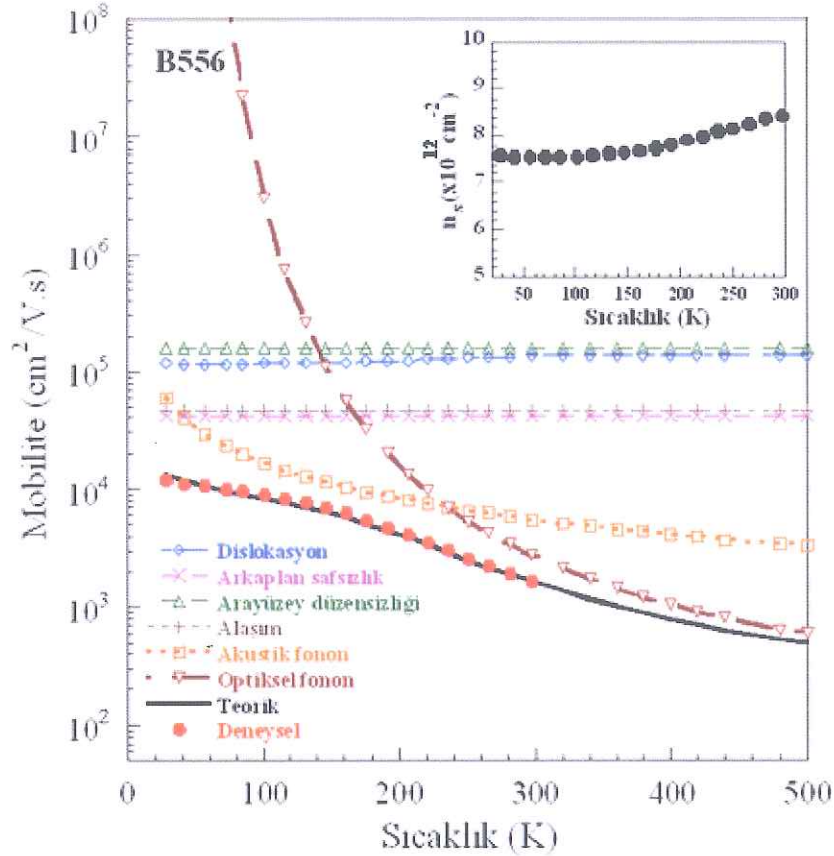
5.1. Safir ve SiC Alt Taşlar Üzerine Büyütülen AlGaN/AlN/GaN HEMT Yapıların Sıcak Elektron Dinamikleri

5.1.1 Deneysel Detaylar

Yapılar safir (Al_2O_3) ve 6H-SiC alt taş üzerine düşük basınçlı MOCVD tekniği ile büyütüldü [83]. Trimetilgalyum (TMGa), trimetilalüminyum (TMAI), trimetilindiyum (TMIn), ve amonyum (NH_3) sırasıyla Ga, Al, In ve N kaynağı olarak kullanıldı. Epitaksiyel büyütmeden önce yüzeydeki oksitleri temizlemek için alt taş 1100°C de 10 dakika boyunca nitrojen ortamında ısıl işleme tabi tutuldu. Her iki örnek için de büyütme işlemi 15 nm kalınlığında düşük sıcaklıkta (650°C) AlN biriktirme tabakasının büyütülmesi ile başladı. Sonra 1150°C de $0.5 \mu\text{m}$ kalınlığında AlN tampon tabakası büyütüldü. Bunun üzerine 2BEG'nin oluştuğu katkısız GaN tabakası 1050°C de yaklaşık $2 \mu\text{m}$ kalınlığında büyütüldü. Elektron dalga fonksiyonun bariyer tabakasına girciliğini ve dolayısıyla da alayım saçılmasını azaltmak için 1150°C de ve yaklaşık 1.2 nm kalınlığında AlN ara tabaka büyütüldü. Ara tabaka üzerine 20 nm kalınlığında AlGaN bariyer tabakası 1050°C de büyütüldü. Büyütme süreci bariyer tabakalarının üzerine 1050°C de 3 nm kalınlıklı GaN kapak tabakası ile sonlandırıldı.

5.1.2 Deneysel ve Teorik Sonuçlar

Safir alt taş üzerine büyütülmüş AlGaN/AlN/GaN çoklu yapı için ölçülen Hall mobilite değerleri ile hesaplanan mobilite değerlerinin örgü sıcaklığına bağlı olarak değişimi Şekil 5.3’de görülmektedir.



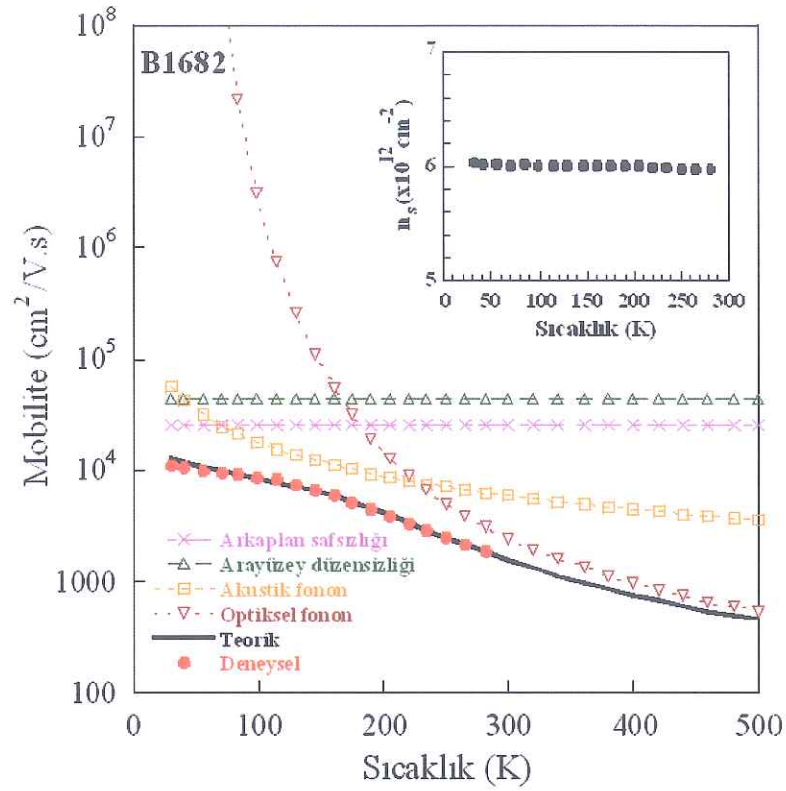
Şekil 5.3 Safir üzerine büyütülen AlGaN/GaN çoklu yapı (B556) için dislokasyon, arka plan safsızlık, ara yüzey düzensizlik, alaşım, akustik ve optiksel fonon gibi başlıca saçılma mekanizmalarını içeren teorik mobilite ile deneysel mobilite değerinin örgü sıcaklığı ile değişimi. Şeklin içindeki grafik, 2BEG yoğunluğunun örgü sıcaklığı ile değişimini göstermektedir.

Deneysel ölçüm setinin kısıtlamaları nedeniyle 300K üzerindeki örgü sıcaklıklarında safir üzerine büyütülmüş AlGaN/AlN/GaN çoklu yapı için Hall ölçüm değerlerinin olmamasından dolayı bu sıcaklık üzerindeki olası mobilite değerleri; dislokasyon saçılması, akustik ve optiksel fonon saçılması, ara yüzey düzensizliği saçılması, arka plan safsızlık saçılması ve alaşım saçılması gibi başlıca saçılma mekanizmalarını içeren teorik bir fit uygulanarak elde edildi. Elde edilen

teorik mobilite değerleri Matthiessen's kuralı yardımıyla hesaplanarak bulundu. Oda sıcaklığının altındaki sıcaklıklarda deneysel ve teorik mobilite değerlerinin mükemmel uyumu 300 K'nin üzerindeki sıcaklıklarda hesaplanan mobilite değerlerini kullanmak için bizi cesaretlendirdi. Hesaplanan mobilite değerleri mobilite karşılaştırma metodundaki elektron sıcaklıklarını elde etmek için kullanıldı.

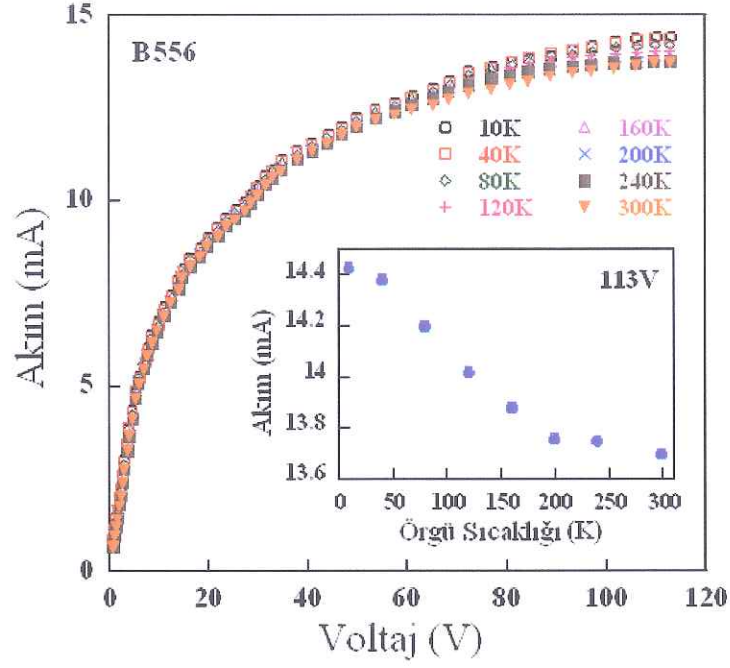
30K örgü sıcaklığında Hall mobilitesi $12188 \text{ cm}^2/\text{V s}$ iken 300 K örgü sıcaklığına çıkıldığında Hall mobilitesi sıcaklık ile azalır ve $1699 \text{ cm}^2/\text{V s}$ değerini alır. Mobilite değerlerinin yanı sıra 2BEG yoğunluğunun örgü sıcaklığı ile değişimi Şekil 5.3'ün içinde gösterilmiştir. 130K sıcaklığa kadar yaklaşık olarak $7.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ değerinde sabit kalan elektron yoğunluğu sıcaklık ile artarak 300 K örgü sıcaklığında $8.44 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ değerine ulaşır. Yüksek sıcaklıklarda elektron yoğunluğundaki artışın nedeni, yığın GaN ve AlGaN bariyer tabakasındaki safsızlıkların sıcaklığın indüklemesi ile termal uyarılması olarak açıklanabilir [84]. 2BEG tabaka yoğunluğunun bu sıcaklık davranışı, iletimde özellikle AlN/GaN çoklu arayüzeydeki taşıyıcıların baskın bir rol oynadığını ortaya koyar.

SiC üzerine büyütölmüş AlGaN/AlN/GaN çoklu yapı için elde edilen mobilite değerlerinin örgü sıcaklığına bağlı olarak değişimi Şekil 5.4'de görölmektedir. Safir üzerine büyütölen yapıda olduğu gibi SiC üzerine büyütölen yapı için de 300 K üzerindeki sıcaklıklardaki olası mobilite değerleri akustik ve optiksel fonon saçılması, ara yüzey düzensizliği saçılması ve arka plan safsızlık saçılması gibi başlıca saçılma mekanizmalarını içeren teorik bir fit uygulanarak elde edildi. 30K örgü sıcaklığındaki Hall mobilitesi $11176 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ iken oda sıcaklığına çıkıldığında bu değer $1830 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ değerine düşer. Şekil 5.4'ün içinde göröldüğü gibi elektron yoğunluğu safir üzerine büyütölen numuneden farklı olarak sıcaklıktan bağımsız olup $6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ sabit değerini alır. Tabaka dirençlerine bakıldığında ise 80K örgü sıcaklığında safir ve SiC üzerine büyütölmüş numuneler için sırasıyla bu değerler $85 \text{ } \Omega/\mu\text{m}^2$ ve $112 \text{ } \Omega/\mu\text{m}^2$ dir. Bu değerler numunelerin iyi kristal yapısına sahip olduklarını ortaya koyar.

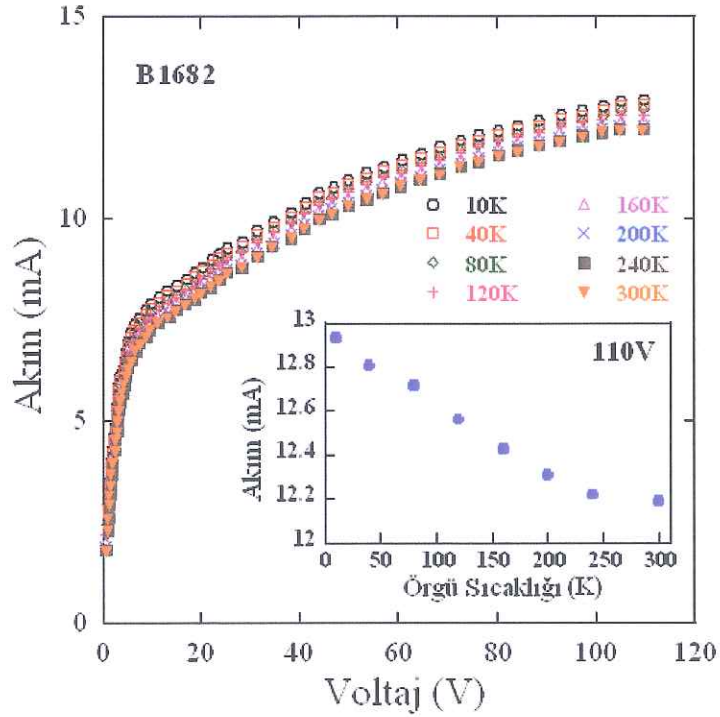


Şekil 5.4 SiC üzerine büyütülen AlGaIn/GaN çoklu yapı (B1682) için arka plan safsızlık, ara yüzey düzensizlik, akustik ve optiksel fonon gibi başlıca saçılma mekanizmalarını içeren teorik mobilite ile deneysel mobilite değerinin örgü sıcaklığı ile değişimi. Şeklin içindeki grafik, 2BEG yoğunluğunun örgü sıcaklığı ile değişimini göstermektedir.

Şekil 5.5 ve 5.6, 10 K ve 300 K örgü sıcaklıkları arasında safir (B556) ve 6H-SiC (B1682) üzerine büyütülmüş AlGaIn/GaN çoklu yapı için I-V karakteristiklerini göstermektedir. Her iki numune için de düşük voltaj değerlerinde akım Ohm kanununa uyacak biçimde doğrusal olarak artarken yüksek voltaj değerlerinde akım-voltaj karakteristiği sıcak elektronların fononlarla artan saçılmaları nedeniyle doğrusallıktan sapar. Şekil 5.5 ve 5.6'nın içinde ulaşılan en yüksek voltaj değerinde akımın örgü sıcaklığına göre değişimi görülmektedir. Safir üzerine büyütülen numune için akım, 10 K örgü sıcaklığında 14.5 mA iken 300 K örgü sıcaklığına gelindiğinde 13.7 mA değerini alır. SiC üzerine büyütülen numune için ise akım 10 K'de 12.9 mA ve 300 K'de 12.2 mA olur. Örgü sıcaklığı arttıkça akım artan saçılmaların etkisiyle azalmaktadır.

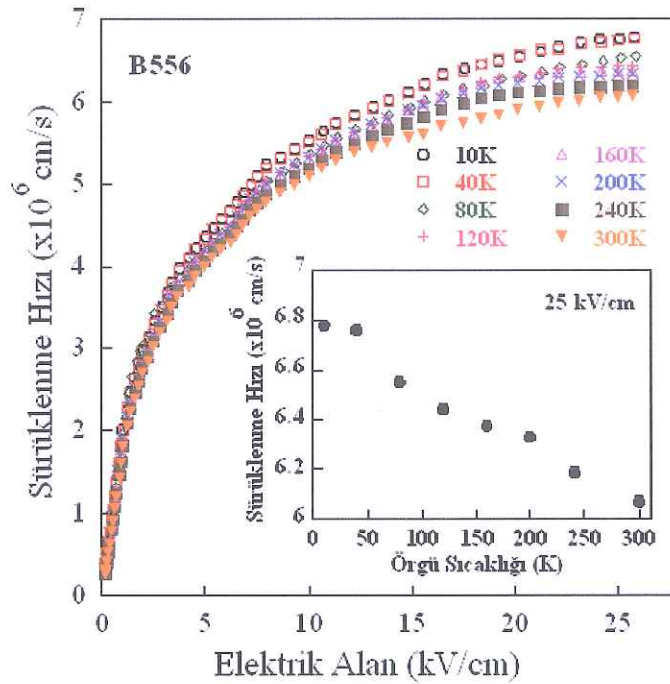


Şekil 5.5 Safir üzerine büyütülen AlGaIn/GaN çoklu yapı (B556) için farklı örgü sıcaklıklarında I-V karakteristikleri.

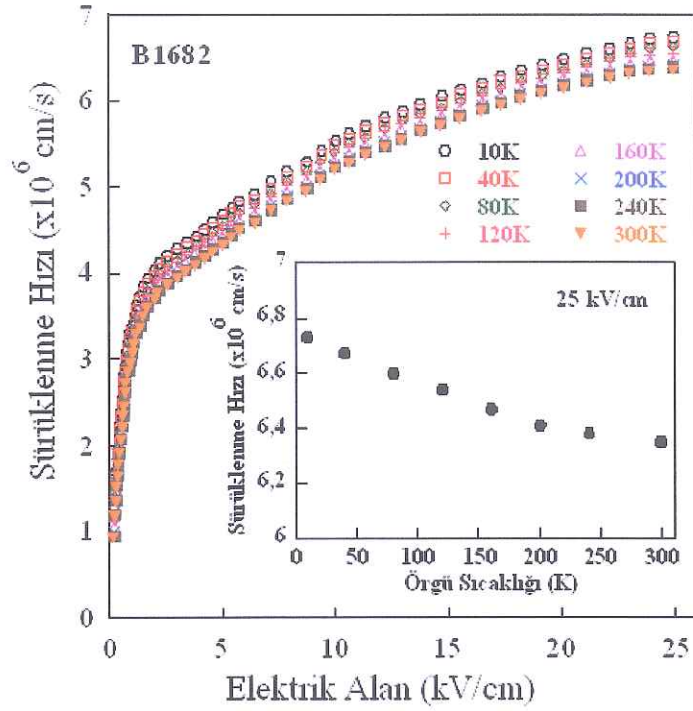


Şekil 5.6 SiC üzerine büyütülen AlGaIn/GaN çoklu yapı (B1682) için farklı örgü sıcaklıklarında akım-voltaj karakteristikleri.

Şekil 5.7 ve 5.8, çeşitli örgü sıcaklıklarında safir (B556) ve 6H-SiC B(1682) üzerine büyütülmüş AlGaN/GaN çoklu yapı için sürüklenme hızlarının elektrik alan ile değişimini göstermektedir. Düşük alanlarda doğrusal olarak artan sürüklenme hızı yüksek elektrik alan değerlerinde doğrusallıktan sapar ve artış yavaşlar. Ancak şekillerden yüksek alanlarda sürüklenme hızlarının doyuma gitmediği görülmektedir. Artan taşıyıcı yoğunluğu ile sürüklenme hızının azalması nedeniyle aynı sıcaklık değerleri için B556 numunesinin sürüklenme hızı B1682 numunesinin sürüklenme hızından daha küçüktür.

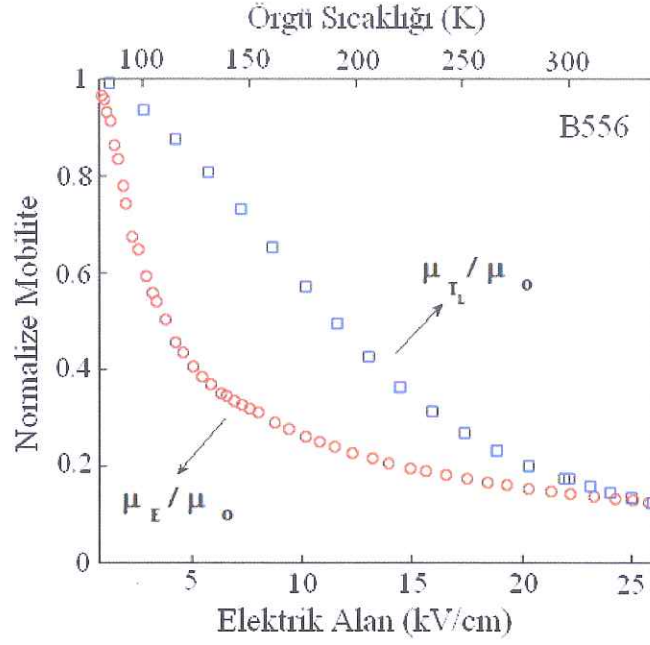


Şekil 5.7 Safir (B556) alt taş üzerine büyütülen numune için sürüklenme hızı–elektrik alan karakteristiği.

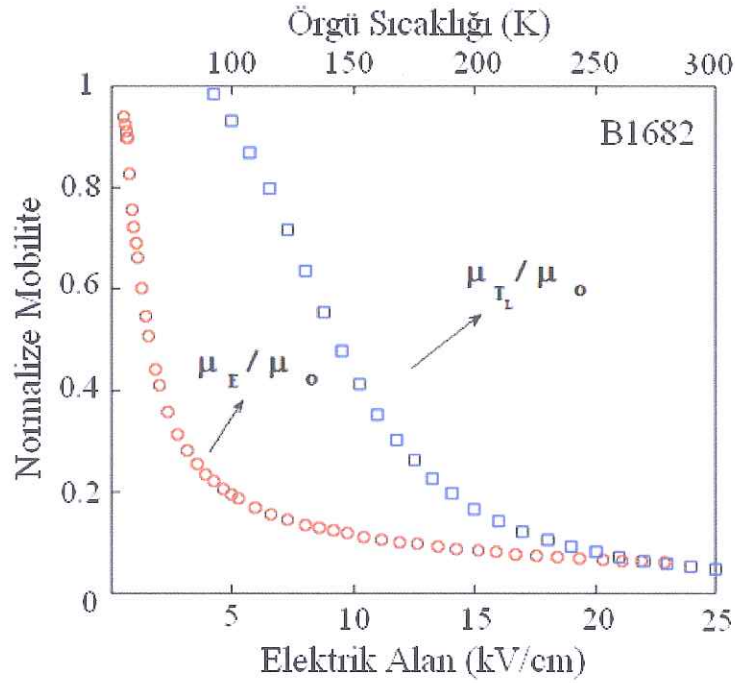


Şekil 5.8 SiC (B1682) alt taş üzerine büyütülen numune için sürüklenme hızı elektrik alan karakteristiği.

Safir (B556) ve SiC (B1682) alt taşlar üzerine büyütülen numuneler için hem elektrik alana bağlı mobilite (μ_E) değerinin düşük alan mobilitesine, hem de örgü sıcaklığına bağlı mobilitenin (μ_L) düşük sıcaklık mobilitesine normalize edilmiş durumları tüm sıcaklıklar için çizilmiştir. Şekil 5.9 ve Şekil 5.10'da her iki numune için 80 K örgü sıcaklığında omik mobilitelere normalize edilmiş elektrik alana bağlı elektron mobiliteleri ve omik mobilitelere normalize edilmiş örgü sıcaklığına bağlı elektron mobiliteleri görülmektedir.

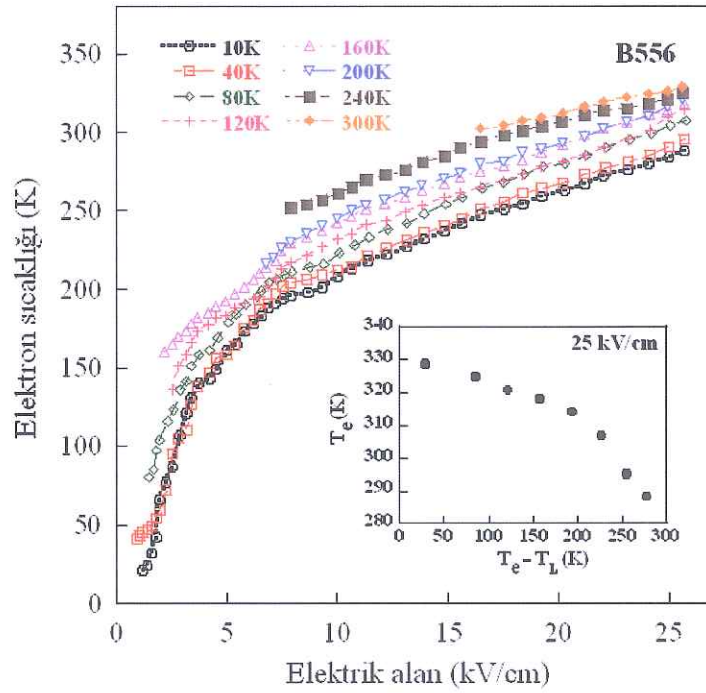


Şekil 5.9 Safir (B556) alt taş üzerine büyütülen numune için 80 K örgü sıcaklığında omik mobiliteye normalize edilmiş elektrik alana bağlı elektron mobiliteleri ve omik mobiliteye normalize edilmiş sıcaklığa bağlı elektron mobiliteleri.

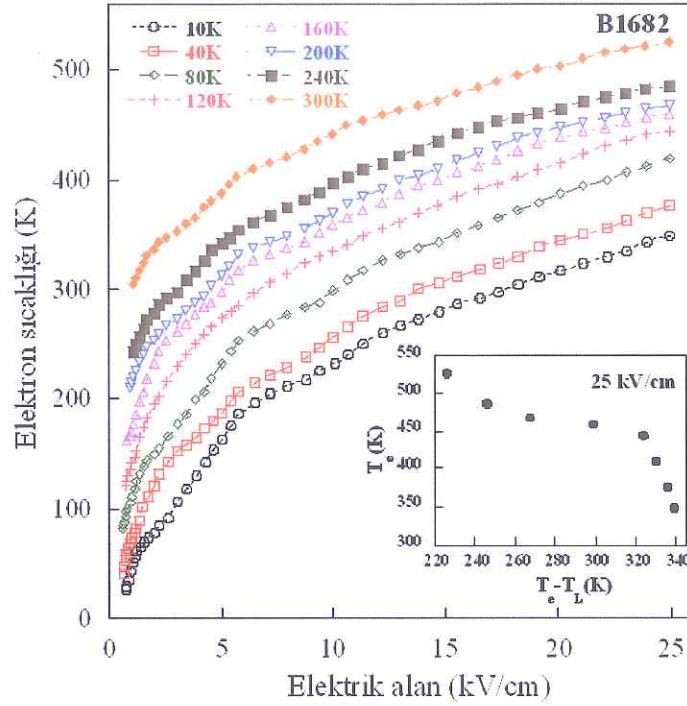


Şekil 5.10 SiC (B1682) alt taş üzerine büyütülen numune için 80 K örgü sıcaklığında omik mobiliteye normalize edilmiş elektrik alana bağlı elektron mobiliteleri ve omik mobiliteye normalize edilmiş sıcaklığa bağlı elektron mobiliteleri.

Mobilite karşılaştırma metodu kullanılarak elde edilen elektron sıcaklıklarının elektrik alan ile değişimleri ise her bir numune için sırasıyla Şekil 5.11 ve 5.12'de gösterilmektedir. Yaklaşık 3 kV/cm lik elektrik alana kadar her iki numune için de elektron sıcaklıkları dereceli olarak artarken bu alandan sonra sıcaklıkların artış oranı düşer. Yüksek alanlara gidildikçe SiC alt taş üzerine büyütülmüş numune için elde edilen elektron sıcaklıklarındaki artış safir için bulunan elektron sıcaklıklarındaki artıştan daha fazladır. Bu durum safir ile karşılaştırıldığında SiC'ın daha düşük termal dirence sahip olmasından kaynaklanabilir. Elektron sıcaklığı ile örgü sıcaklığı arasındaki farkın fonksiyonu olarak elektron sıcaklıklarının değişimi Şekil 5.11 ve 5.12'nin içinde gösterilmiştir. Düşük örgü sıcaklıklarında mobilitenin daha yüksek ve saçılma oranlarının daha düşük olmasından dolayı sıcak elektronlar daha fazla enerji kazanırlar ve daha az enerji kaybederler. Sonuç olarak örgü sıcaklığı arttıkça elektron sıcaklığı azalır.

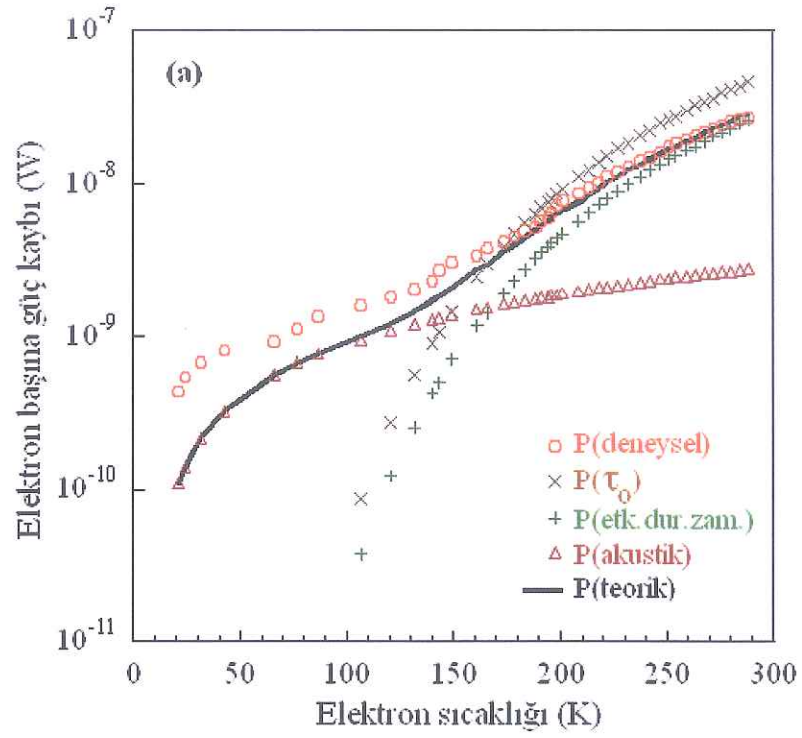


Şekil 5.11 Safir (B556) alt taş üzerine büyütülen numune için elektron sıcaklıklarının elektrik alana göre değişimi.



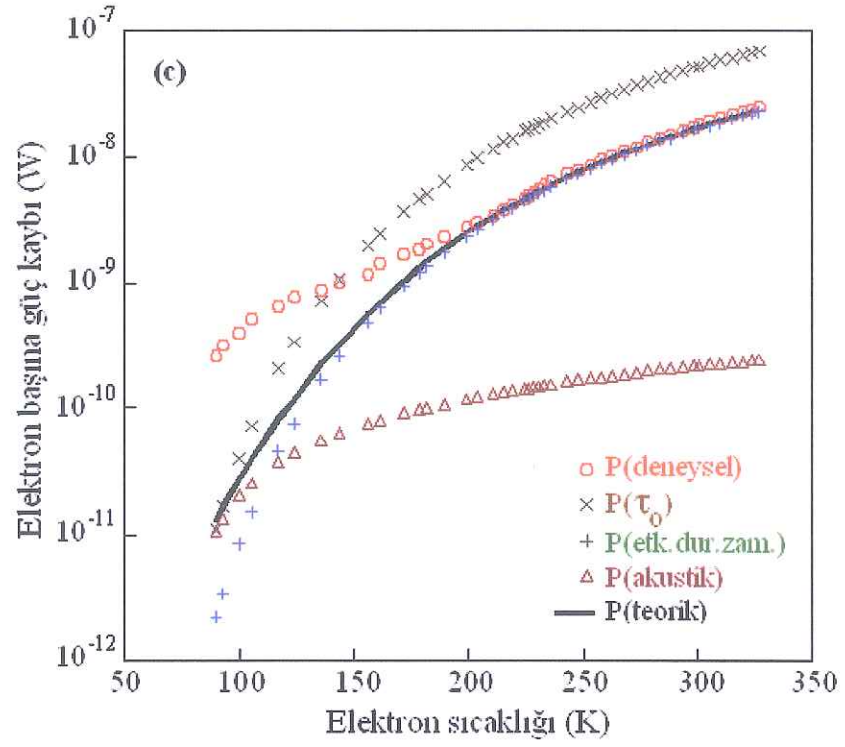
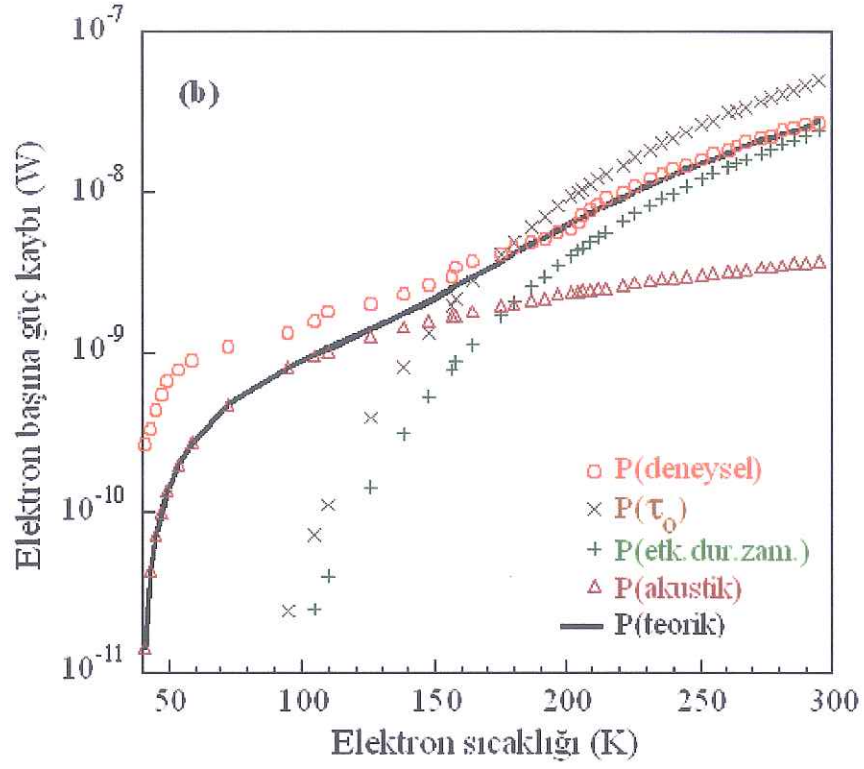
Şekil 5.12 SiC (B1682) alt taş üzerine büyütülen numune için elektron sıcaklıklarının elektrik alana göre değişimi.

Farklı örgü sıcaklıklarında safir (B556) ve SiC (B1682) alt taş üzerine büyütülmüş AlGaN/AlN/GaN HEMT yapı için elektron başına düşen güç kaybının elektron sıcaklığına bağlı değişimi sırasıyla Şekil 5.13 ve 5.14’de verilmektedir. Akustik fonon emisyonunun, tüm elektrik alanlar için enerji durulma zamanının bir ölçütü olan elektron başına düşen güç kaybı üzerinde etkili olmadığı görülmektedir. Elektronların optiksel fononlar ile etkileşmesi ise yüksek alanlarda dolayısıyla yüksek elektron sıcaklıklarında baskın güç kaybı mekanizmasıdır. Düşük elektron sıcaklıkları için deneysel güç kaybı teorik olarak hesaplanan güç kaybından oldukça yüksek bir değer almaktadır. Deneysel ve teorik güç kayıpları arasındaki bu farkın nedeni mobilite karşılaştırma metodunda yapılan varsayımlardan herhangi birinin incelediğimiz sistem için uygun olmaması veya düşük elektron sıcaklıklarında sıcak fonon etkisinin etkin olmaması olarak açıklanabilir.

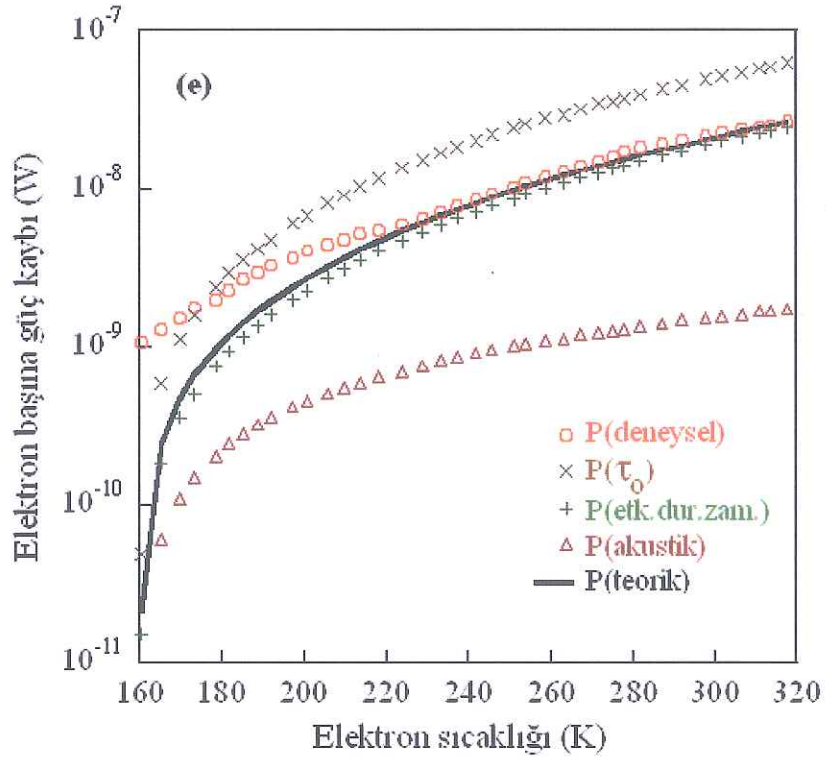
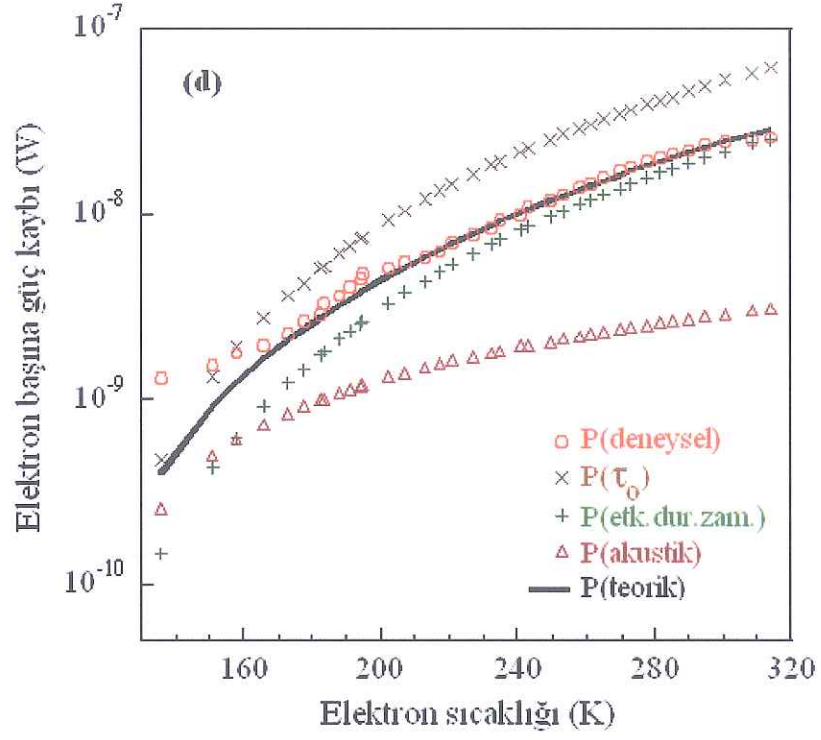


Şekil 5.13 Safir (B556) üzerine büyütülen AlGaIn/AlN/GaN çoklu yapı için farklı örgü sıcaklıklarında güç kaybının elektron sıcaklığı ile değişimi. (a) 10K, (b) 40K, (c) 80K, (d) 120K, (e) 160K, (f) 200K, (g) 240K, (h) 300K sıcaklıklarını göstermektedir. ○: Elektron başına düşen deneysel güç kaybı. x: Sıcak fonon etkisinin olmadığı durumda güç kaybı. +: Sıcak fonon etkisinin dahil edildiği durumda teorik güç kaybı. △: Akustik fonon emisyonu yoluyla elde edilen teorik güç kaybı. —: Akustik ve optiksel fonon emisyonu yoluyla elde edilen teorik güç kaybı.

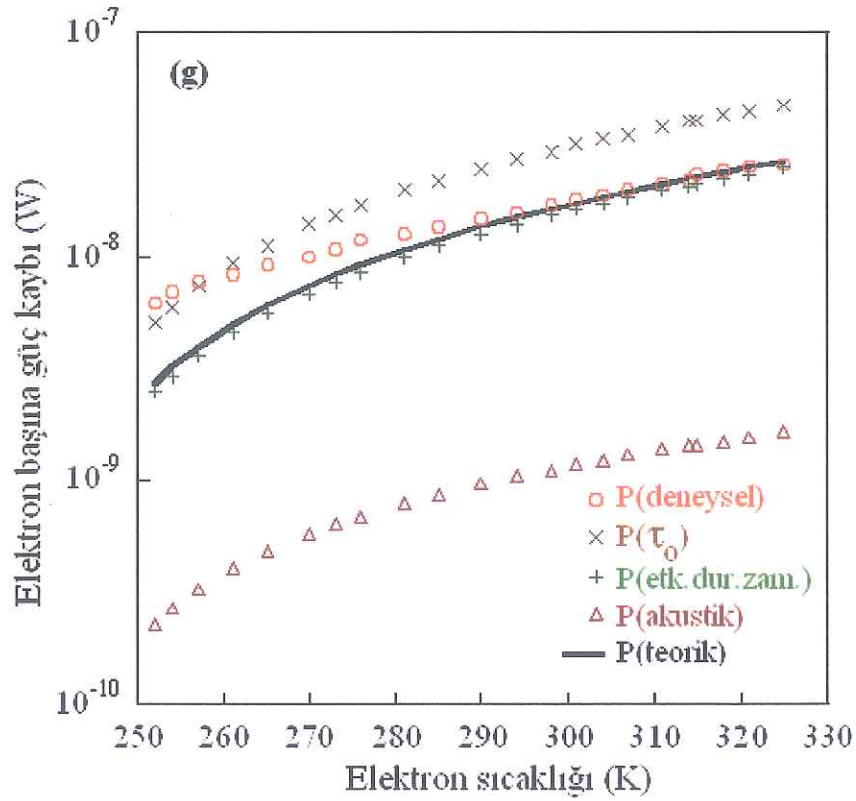
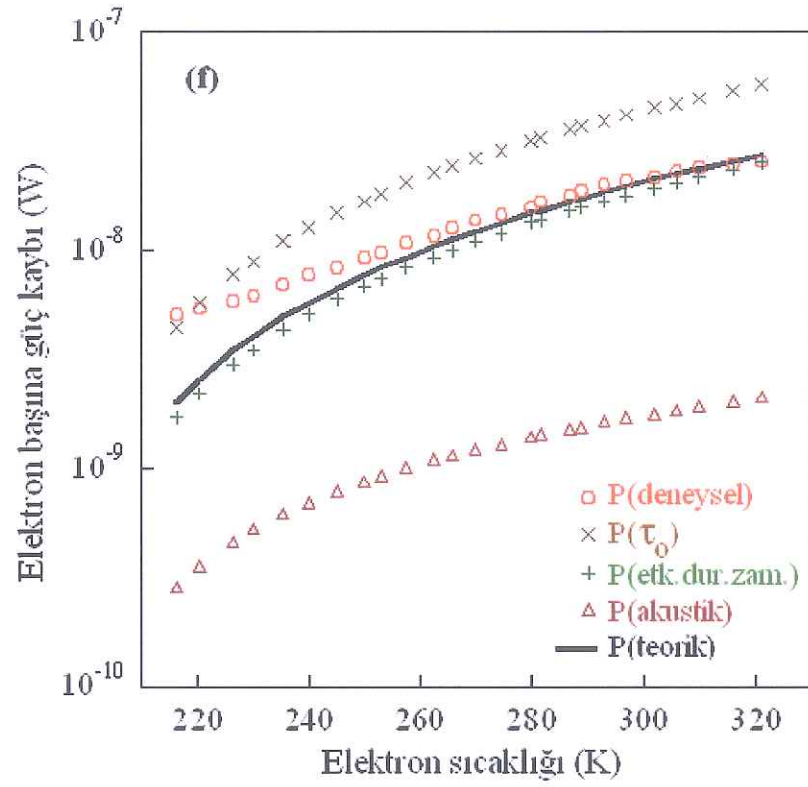
Şekil 5.13'ün devamı



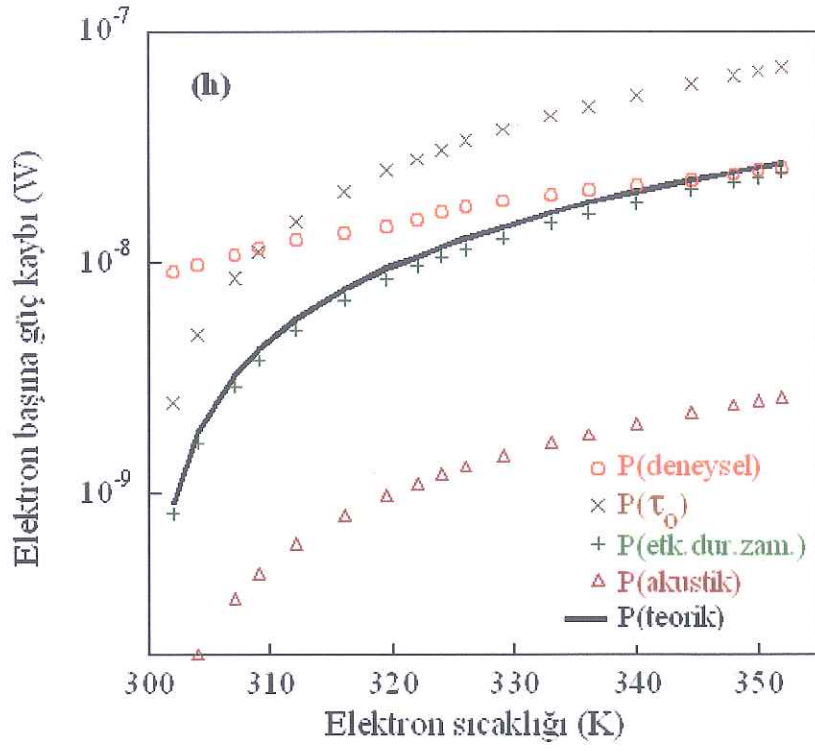
Şekil 5.13'ün devamı

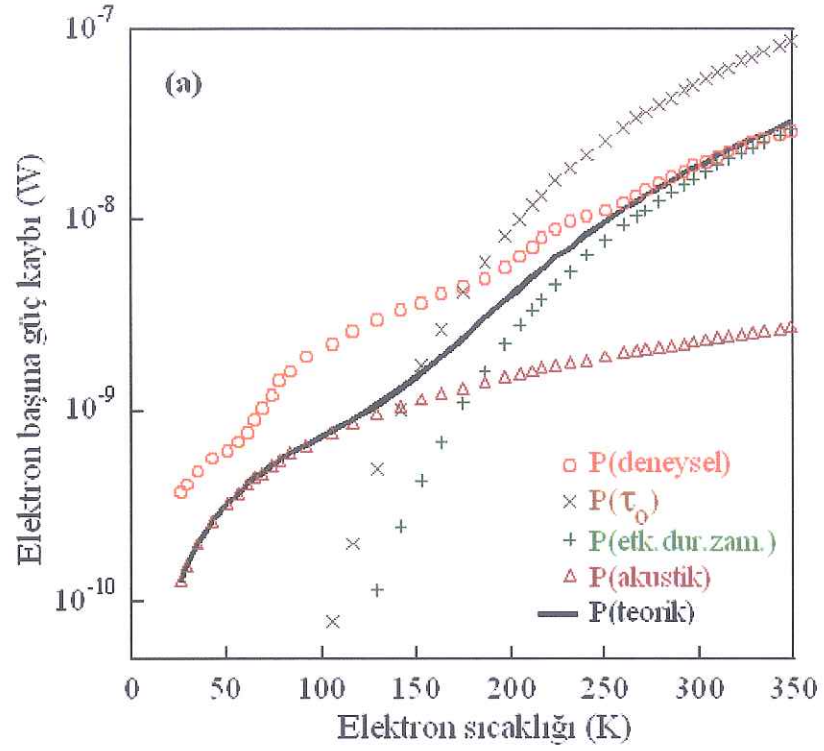


Şekil 5.13'ün devamı



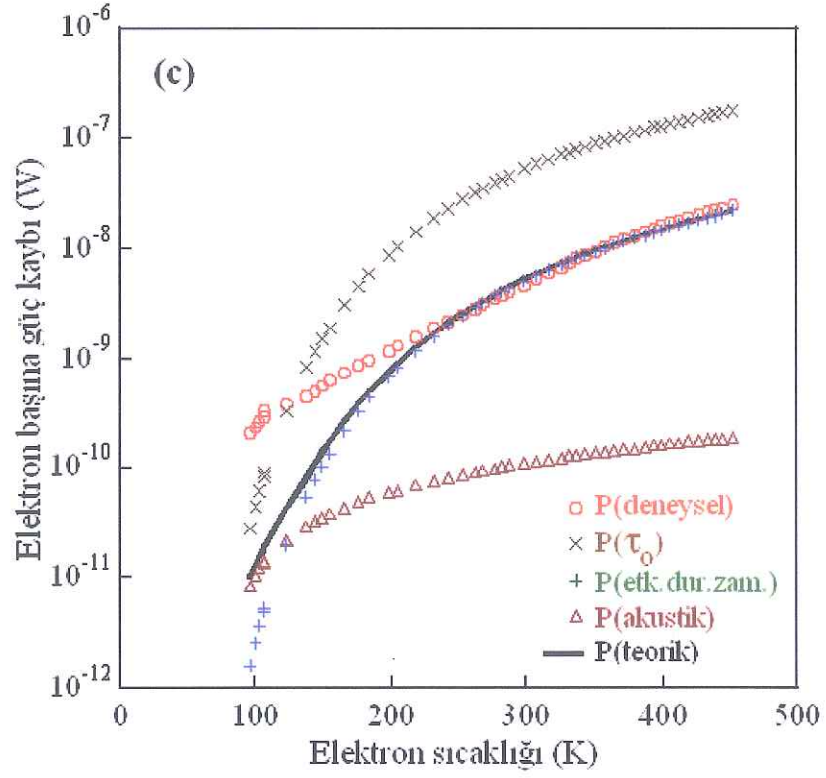
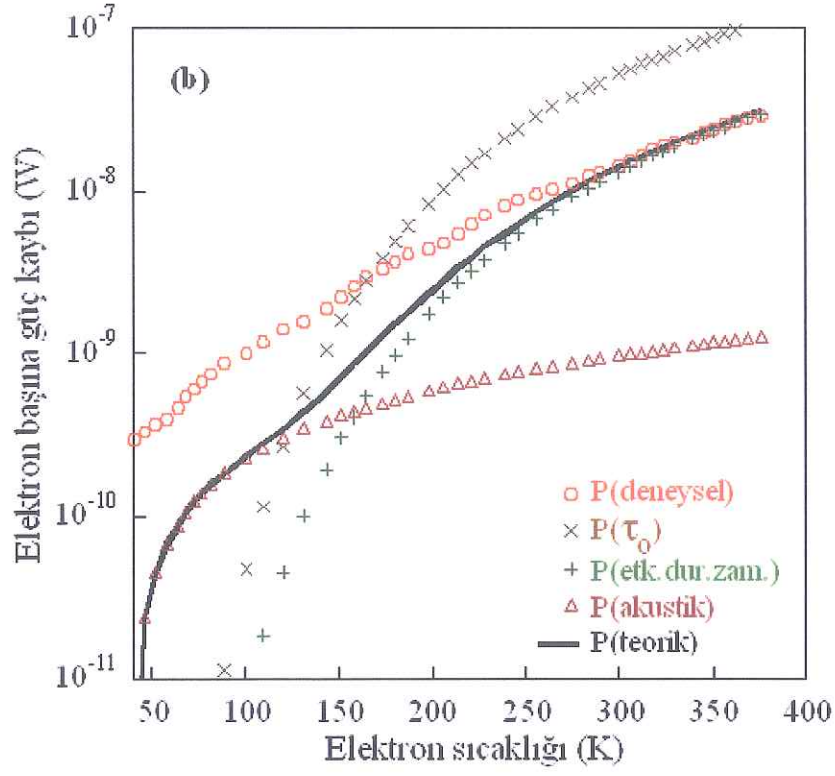
Şekil 5.13'ün devamı



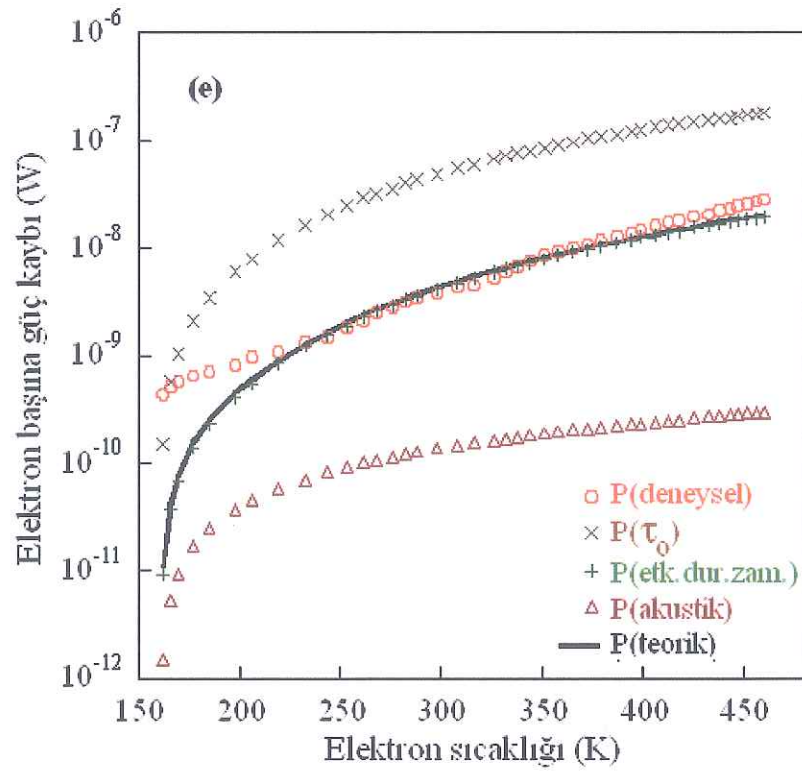
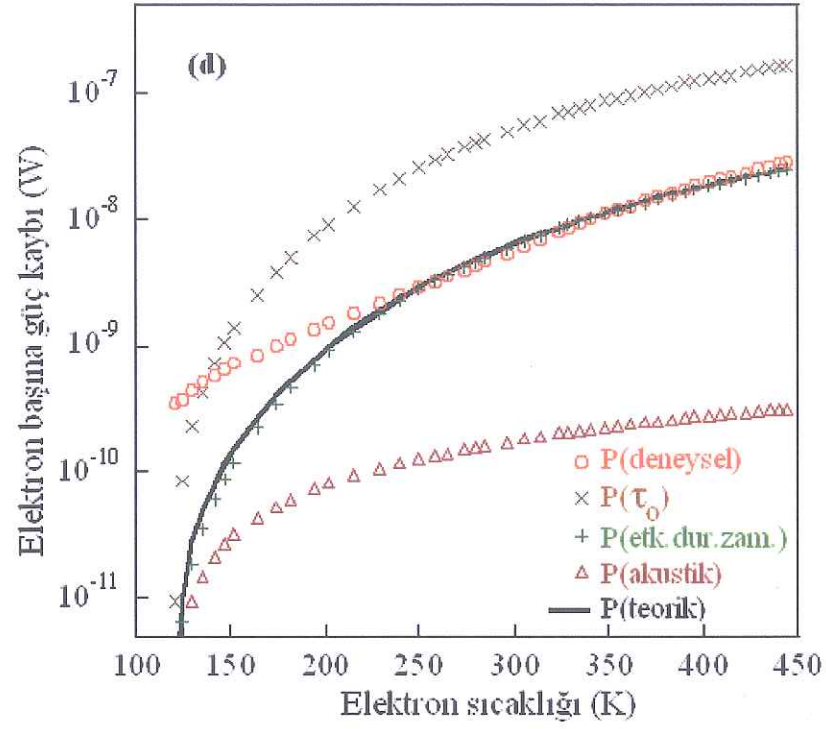


Şekil 5.14 SiC (B1682) üzerine büyütülen AlGaN/AlN/GaN çoklu yapı için farklı örgü sıcaklıklarında güç kaybının elektron sıcaklığı ile değişimi. (a) 10K, (b) 40K, (c) 80K, (d) 120K, (e) 160K, (f) 200K, (g) 240K, (h) 300K sıcaklıklarını göstermektedir. ○: Elektron başına düşen deneysel güç kaybı. ×: Sıcak fonon etkisinin olmadığı durumda güç kaybı. +: Sıcak fonon etkisinin dahil edildiği durumda teorik güç kaybı. △: Akustik fonon emisyonu yoluyla elde edilen teorik güç kaybı. —: Akustik ve optiksel fonon emisyonu yoluyla elde edilen teorik güç kaybı.

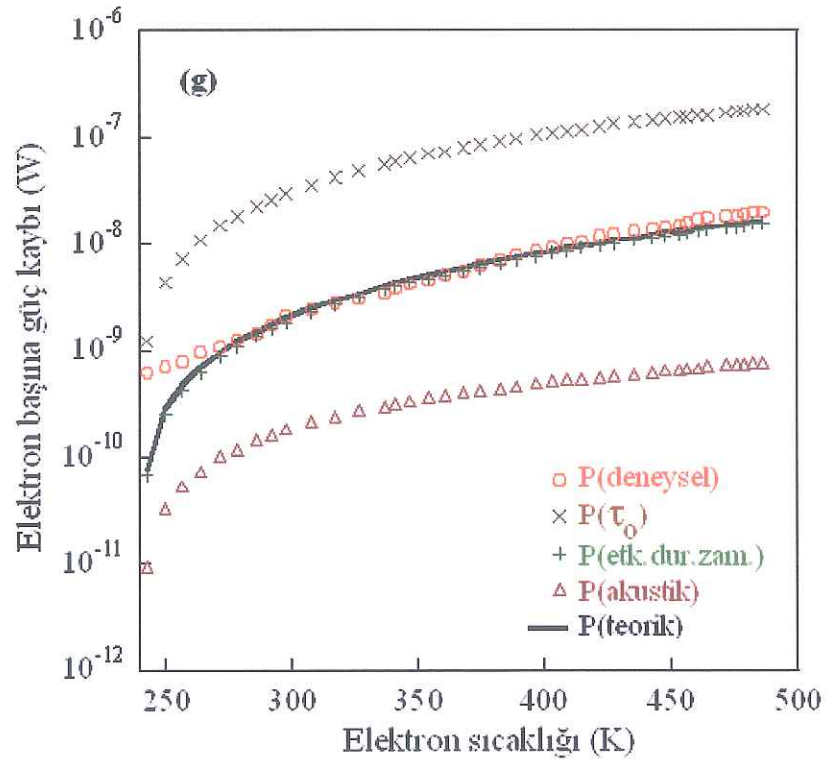
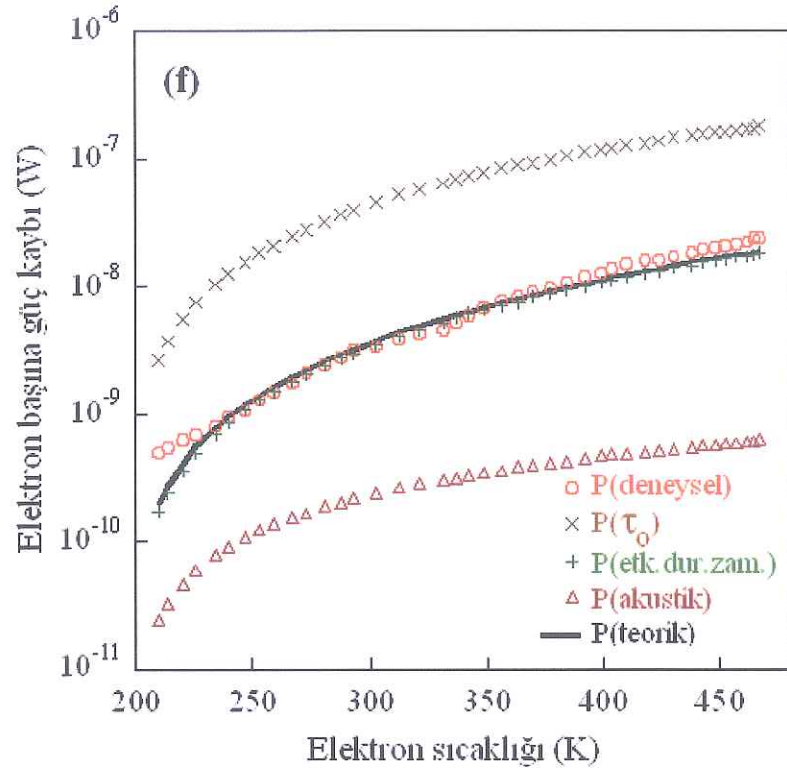
Şekil 5.14'ün devamı



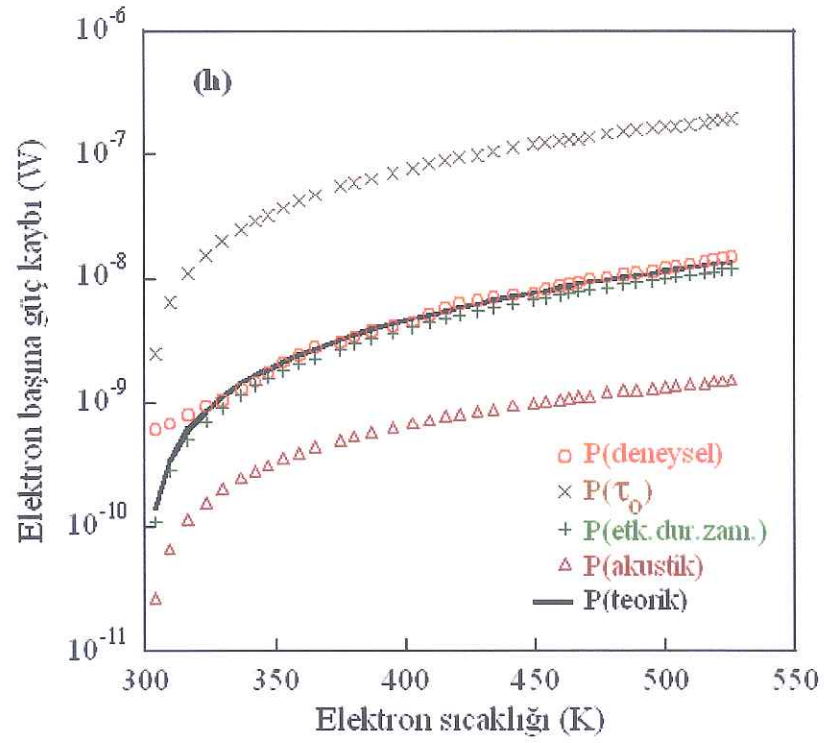
Şekil 5.14'ün devamı



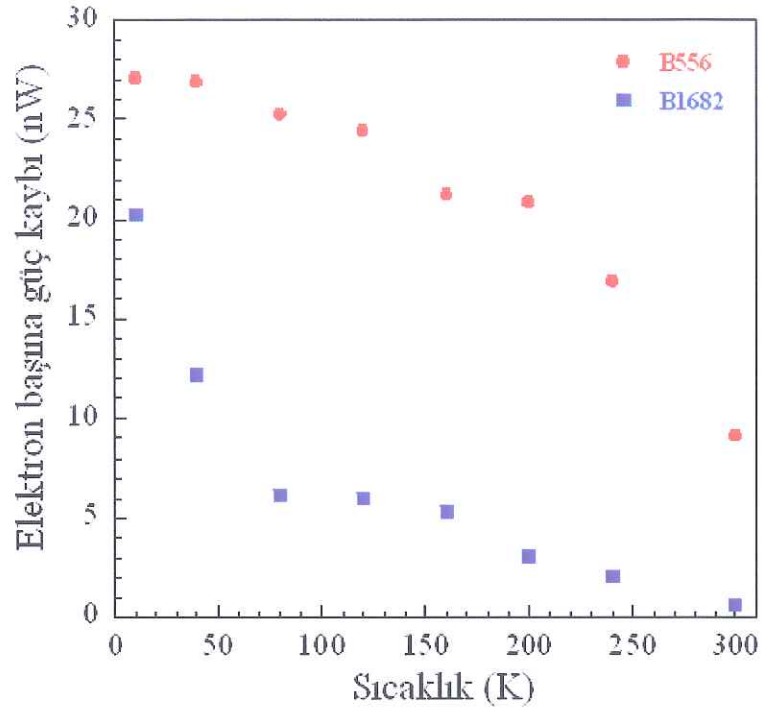
Şekil 5.14'ün devamı



Şekil 5.14'ün devamı

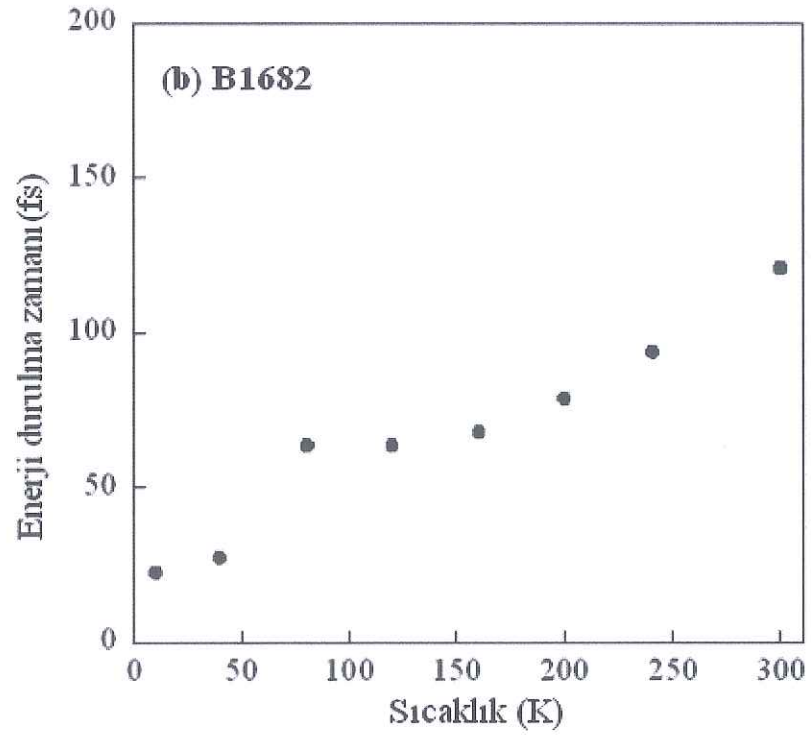
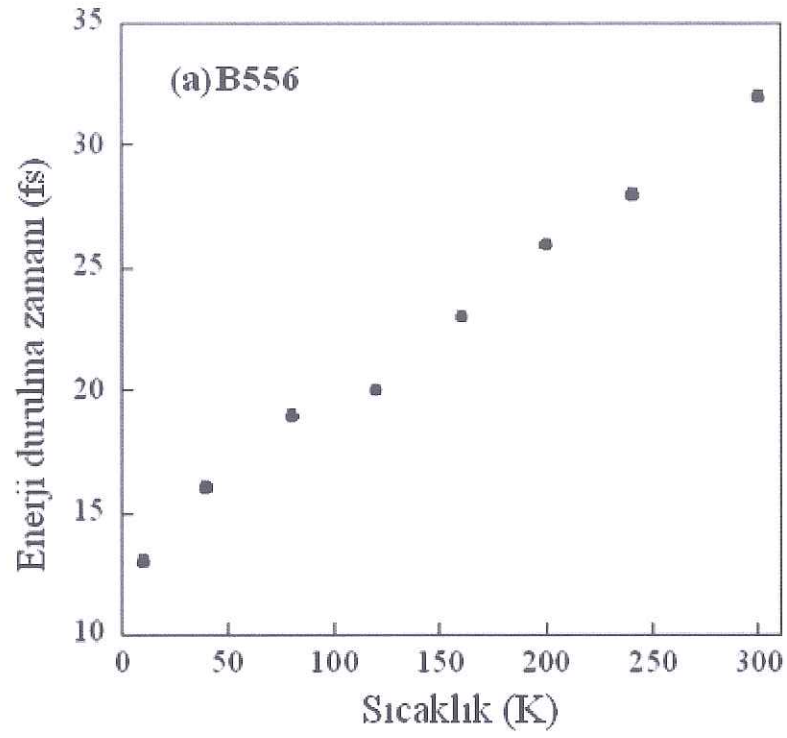


Şekil 5.15, B556 ve B1682 örnekleri için 300 K'lik sabit elektron sıcaklığında elektron başına düşen güç kaybının örgü sıcaklığına bağlı değişimini göstermektedir. Örgü sıcaklığı arttıkça elektron başına düşen güç kayıpları azalmaktadır. Her iki örnek karşılaştırıldığında safir (556) üzerine büyütülen örnekteki güç kaybı hem düşük hem yüksek elektron sıcaklıkları için SiC (B1682) üzerine büyütülen örnekteki güç kaybına göre daha fazladır.



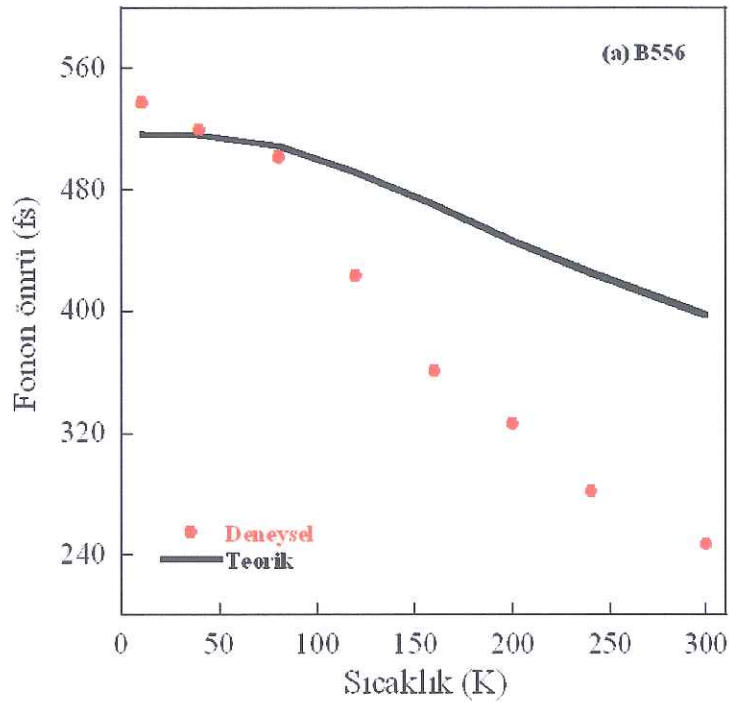
Şekil 5.15 300K elektron sıcaklığında elektron başına güç kaybının örgü sıcaklığına göre değişimi.

Şekil 5.16'da safir (B556) ve SiC (1682) için elektron etkin enerji durulma zamanının örgü sıcaklığına bağlı değişimi verilmektedir. Safir (556) ve SiC (B1682) üzerine büyütülen AlGaN/AlN/GaN çoklu yapı için 100 K elektron sıcaklığında enerji durulma zamanları sırasıyla 22 fs ve 60 fs olarak elde edildi. 300 K elektron sıcaklığına çıkıldığında enerji durulma zamanları dengede olmayan fononların artışı nedeniyle azalarak sırasıyla 18 fs ve 40 fs değerlerini aldı.



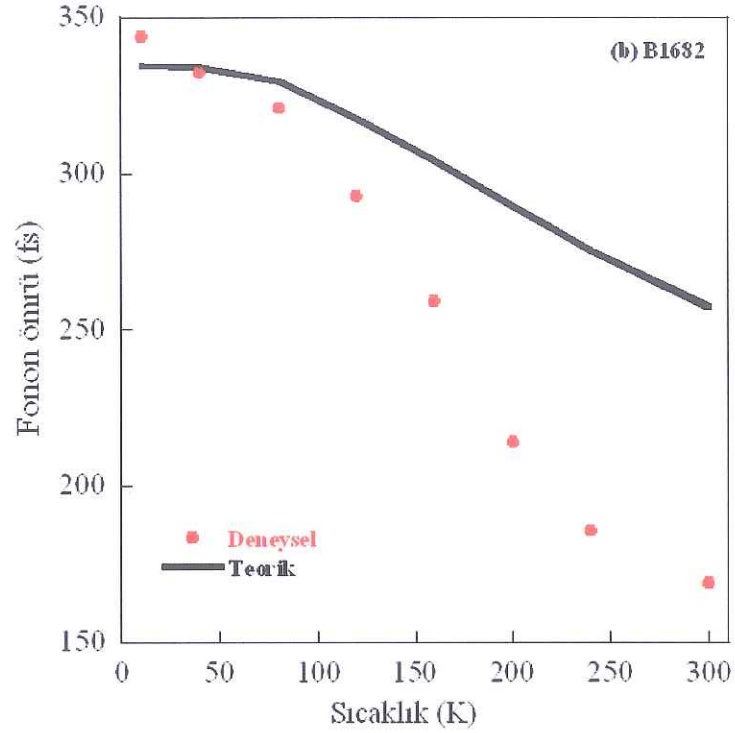
Şekil 5.16 (a) Safir (B556) ve (b) SiC (1682) için enerji durulma zamanının örgü sıcaklığına bağlı değişimi

Şekil 5.17, her iki numune için deneysel ve teorik fonon ömürlerinin örgü sıcaklığına bağlı değişimini göstermektedir. Safir üzerine büyütülen numune için deneysel sonuçlardan çıkarılan fonon ömürleri 10 K'de 530 fs iken 300 K'de 240 fs dir. SiC üzerine büyütülen numune için ise 10 K'de 340 fs ve 300 K'de 170 fs dir. Bölüm 4'deki denklem (4.12) ile hesaplanan teorik fonon ömrü için düşük ve yüksek sıcaklıklarda uzun dalga boylu optiksel fonon modunun enerji ve momentum korunumuna göre daha düşük enerjili bir optiksel fonona ve akustik fonona bozunması göz önüne alındı. Fonon bozunma işlemine ek olarak fonon ömrü hesaplanırken optiksel fononların safsızlıklardan, kusurlardan ve arayüzey düzensizliklerinden saçılmasını ele alan Bölüm 4'deki Rayleigh formülü kullanıldı. Bununla birlikte mobilite karşılaştırma yönteminin dolaylı bir metot olmasından dolayı deneysel ve teorik ömürler arasında uyum gerçekleşmediği görüldü. Literatürde de ifade edildiği gibi ölçülen fonon ömürleri (ps mertebesinde) taşıyıcı-fonon etkileşmelerinden hesaplanan fonon ömürlerinden (fs mertebesinde) genellikle çok daha büyük değerler alır [85].



Şekil 5.17 (a) Safir (B556) ve (b) SiC (1682) için sıcak fonon ömrünün örgü sıcaklığına bağlı değişimi

Şekil 5.17'nin devamı



Her iki örnek için tüm örgü sıcaklıklarında safir (B556) için bulunan fonon ömürlerinin SiC (B1682) için bulunan fonon ömürlerinden daha uzun olduğu görülmektedir. Fonon ömrünün uzun olması daha çok dengede olmayan fonon popülasyonuna yol açacağından cihaz uygulamalarında SiC üzerine büyütülen örnek tercih edilmelidir.

Örgü sıcaklığı arttıkça elektronların enerji durulması için baskın mekanizma boyuna optiksel fononlar yayınlamaktır. Yayımlanan boyuna optiksel fononlar, enine optiksel fonona ve akustik fonona hemen bozunmazlar. Bu sırada sahip oldukları sınırlı bir fonon ömürleri olduğundan elektron gazı tarafından tekrar soğurulma olasılıkları vardır. Bu durum güç kaybını azaltmaktadır. Sonuç olarak örgü sıcaklığı arttığı zaman fononların sahip oldukları kısa ömürler enerji durulma zamanlarının artmasına ve güç kayıplarının azalmasına neden olur.

Safir (B556) ve SiC (1682) için enerji durulma zamanının ve fonon ömürlerinin elektron sıcaklığına bağlı sonuçlarının toplu bir değerlendirilmesi bir sonraki numuneye ait deneysel ve teorik sonuçların analizinden sonra Tablo 5.1'de verilmiştir.

5.2 Farklı Örgü Sıcaklıklarında AlInN/AlN/GaN HEMT Yapının Sıcak Elektron Dinamiği

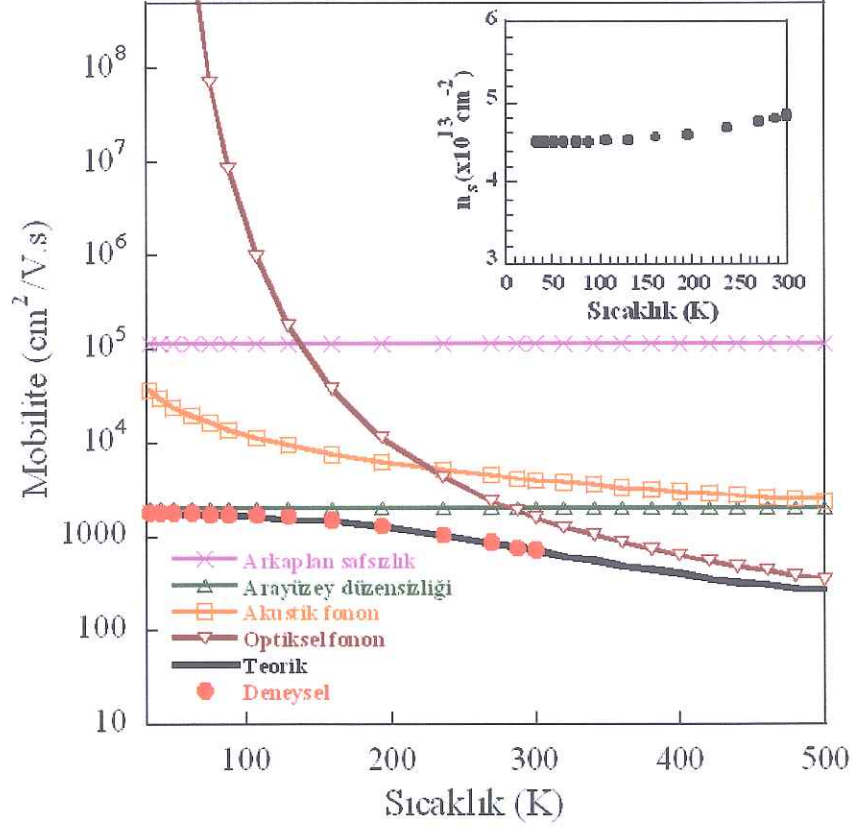
5.2.1 Deneysel Detaylar

AlInN/AlN/GaN HEMT yapı düşük basınçlı MOCVD tekniği ile safir (Al_2O_3) alt taş üzerine büyütüldü [81]. Trimetilgalyum (TMGa), trimetilalüminyum (TMAI), trimetilindiyum (TMIn), ve amonyum (NH_3) sırasıyla Ga, Al, In ve N kaynağı olarak kullanıldı. Epitaksiyel büyütmeden önce yüzeydeki oksitleri temizlemek için alt taş $1100^\circ C$ de 10 dakika boyunca azot ortamında ısıl işleme tabi tutuldu. Büyütme işlemi 15 nm kalınlığında düşük sıcaklıkta ($650^\circ C$) AlN biriktirme tabakasının büyütülmesi ile başladı. Sonra $1150^\circ C$ de $0.5\mu m$ kalınlığında AlN tampon tabakası büyütüldü. Bunun üzerine iki boyutlu elektron gazının oluştuğu katkısız GaN tabakası $1050^\circ C$ de yaklaşık $2\mu m$ kalınlığında büyütüldü. Elektron dalga fonksiyonun bariyer tabakasına giriciliğini ve dolayısıyla da alayım saçılmasını azaltmak için $1150^\circ C$ de ve yaklaşık $1.2nm$ kalınlığında AlN ara tabaka büyütüldü. Ara tabaka üzerine 20 nm kalınlığında AlInN bariyer tabakası sırasıyla $800^\circ C$ de büyütüldü. Büyütme süreci bariyer tabakasının üzerine $1050^\circ C$ de 3 nm kalınlıklı GaN kapak tabası ile sonlandırıldı.

5.2.2 Deneysel ve Teorik Sonuçlar

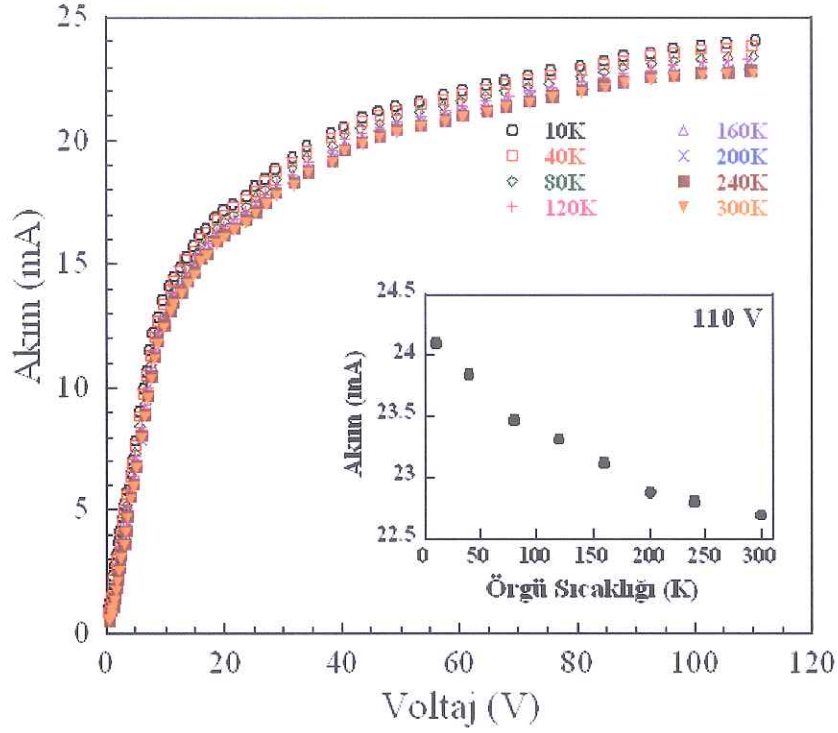
AlInN/AlN/GaN çoklu yapı için ölçülen ve hesaplanan mobilite değerlerinin örgü sıcaklığına bağlı değişimi Şekil 5.18'de gösterilmektedir. 300 K üzerindeki örgü sıcaklıkları için Hall etkisi deney düzeneğinin ölçüm alamaması nedeniyle bu sıcaklık üzerindeki olası mobilite değerleri akustik ve optik fonon saçılması, ara yüzey düzensizliği saçılması ve arka plan safsızlık saçılması gibi ana saçılma mekanizmalarını içeren teorik bir fit uygulayarak elde edildi. Düşük sıcaklıklarda $1800\text{ cm}^2/V.s$ olan mobilite değeri sıcaklık arttıkça azalmaya başlar ve oda sıcaklığında $724\text{ cm}^2/V$ s mobilite değerine sahip olur. Şekil 5.18'in içinden görüldüğü gibi AlInN bariyer ile dizayn edilmiş AlInN/AlN/GaN çoklu yapı oda sıcaklığında $4.84 \times 10^{13}\text{ cm}^{-2}$ lik çok yüksek elektron yoğunluğuna sahiptir. AlInN bariyerde bu yüksek tabaka taşıyıcı yoğunluğu çoğunlukla kendiliğinden

polarizasyondan kaynaklanmaktadır. Tabaka direnci ise $182 \Omega/\mu\text{m}^2$ gibi yüksek bir değer olarak bulunmuştur. Bu durum her bir tabakanın kalitesinin geliştirilmesinden ve çoklu ara yüzeydeki yüksek taşıyıcı yoğunluğunun var olmasından kaynaklanmaktadır.



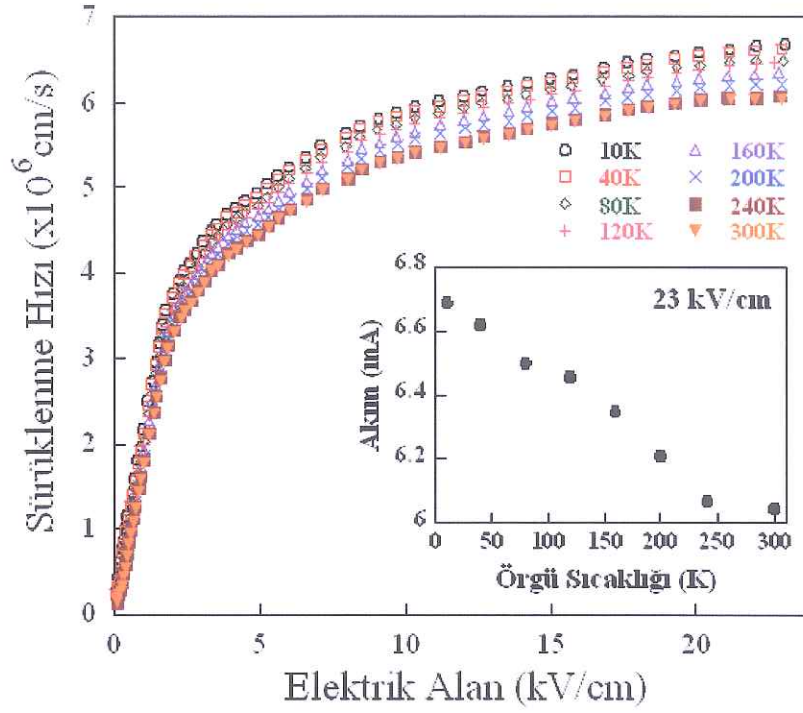
Şekil 5.18 AlInN/AlN/GaN HEMT yapı için için arka plan safsızlık, ara yüzey düzensizlik, akustik ve optiksel fonon gibi başlıca saçılma mekanizmalarını içeren teorik mobilite ile deneysel mobilite değerinin örgü sıcaklığı ile değişimi. Şeklin içindeki grafik, 2BEG yoğunluğunun örgü sıcaklığı ile değişimini göstermektedir.

Şekil 5.19’da 10 K ile 300 K arasındaki çeşitli örgü sıcaklıkları için akım-voltaj karakteristikleri gösterilmiştir. Akım 10 V’a kadar doğrusal bir davranış sergiler. Daha yüksek voltajlarda akım-voltaj karakteristiği sıcak elektronların boyuna optiksel fononlarla artan etkileşmesi nedeniyle doğrusallıktan sapar. Şekil 5.19’un içinde yaklaşık 110 V luk sabit voltaj değerinde akımın örgü sıcaklığına göre değişimi görülmektedir. Örgü sıcaklığı arttıkça elde edilen akım değeri düşmektedir. Akım değeri, 10 K örgü sıcaklığı için 24 mA değerini alır ve 300 K örgü sıcaklığına gelindiğinde bu değer 22.5 mA olur.



Şekil 5.19 AlInN/AlN/GaN HEMT yapı için farklı örgü sıcaklıklarında akım-voltaj karakteristiği.

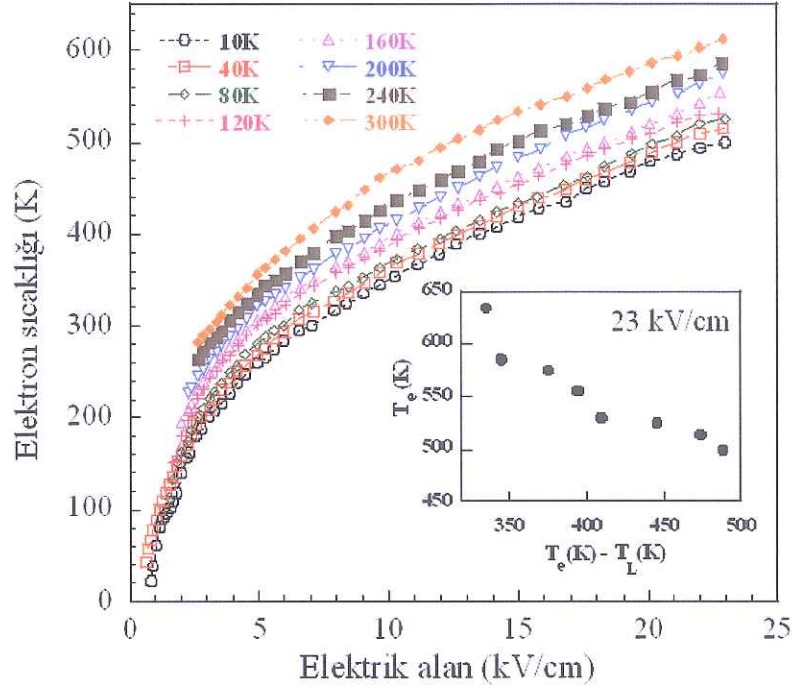
Şekil 5.20, AlInN/AlN/GaN HEMT yapı için farklı örgü sıcaklıklarında elektron sürüklenme hızının elektrik alan ile değişimini göstermektedir. Elektrik alan ve sürüklenme hızı değerleri akım-voltaj karakteristiklerinden hesaplanmıştır. Düşük alanlarda sürüklenme hızı doğrusal bir davranış sergilemektedir fakat daha yüksek alanlara gidildikçe bu davranış doğrusal olmaktan sapar. Nanosaniyelik atmalar yoluyla Joule ısınmasının etkisi en aza indirilmesine rağmen, sürüklenme hızının yaklaşık 25 kV/cm lik elektrik alan değerinde doyuma gitmediği görülmektedir. Bu alanda 10 K ve 300 K örgü sıcaklığı için sürüklenme hızı değerleri sırasıyla 6.69×10^6 cm/s ve 6.06×10^6 cm/s olarak bulunmuştur. Şekil 5.20'nin içindeki grafik 23 kV/cm lik elektrik alanda farklı örgü sıcaklıkları için sürüklenme hızlarını göstermektedir. Örgü sıcaklığı arttıkça dengede olmayan fononların artışı nedeniyle sürüklenme hızında düşme olduğu görülmektedir.



Şekil 5.20 AlInN/AlN/GaN çoklu yapı için farklı örgü sıcaklıklarında sürüklenme hızı–elektrik alan karakteristiği.

AlInN/AlN/GaN çoklu yapı için mobilite karşılaştırma metodu ile elde edilen elektron sıcaklıkları Şekil 5.21’de gösterilmiştir. 300 K üzerindeki örgü sıcaklıklarında Hall etkisi deney düzeneğinin ölçüm alamaması nedeniyle 300 K’nin üzerindeki elektron sıcaklıklarını elde etmek için deneysel mobiliteye akustik ve optik fonon saçılması, ara yüzey düzensizliği saçılması ve arka plan safsızlık saçılması gibi ana saçılma mekanizmalarını içeren teorik bir fit uygulandı. Her bir örgü sıcaklığındaki omik mobiliteye normalize edilmiş elektrik alana bağlı elektron mobiliteleri ve omik mobiliteye normalize edilmiş örgü sıcaklığına bağlı elektron mobiliteleri elde edilerek elektron sıcaklıkları bulundu. Şekilden de görüldüğü gibi elektron sıcaklıkları 10 kV/cm’lik elektrik alan değerine kadar hızlı bir artış göstermekte ve bu alandan sonra tüm örgü sıcaklıkları için bu artış hızı düşmektedir. Yüksek alanlara gidildikçe dengede olmayan sıcak fononların etkisiyle de elektron sıcaklıkları arasındaki farkın daha da büyüdüğü görülmektedir. Şekil 5.21’in içindeki grafik, 23 kV/cm lik sabit bir elektrik alanda elektron sıcaklıklarının, elektron sıcaklığı ile örgü sıcaklığı arasındaki fark ile nasıl değiştiğini göstermektedir. Düşük

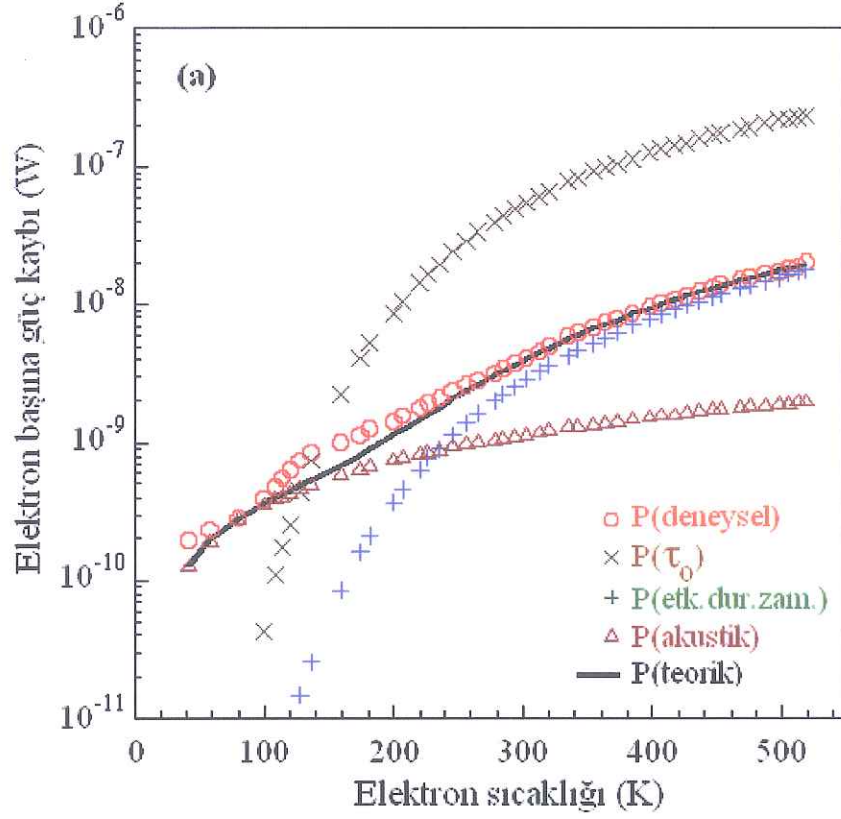
örgü sıcaklıklarında sıcak elektronların daha fazla enerji kazanıp daha az enerji kaybetmeleri nedeniyle örgü sıcaklığı arttıkça elektron sıcaklığı azalır.



Şekil 5.21 AlInN/AlN/GaN HEMT yapıda farklı sıcaklıklar için elektron sıcaklığının elektrik alana göre değişimi.

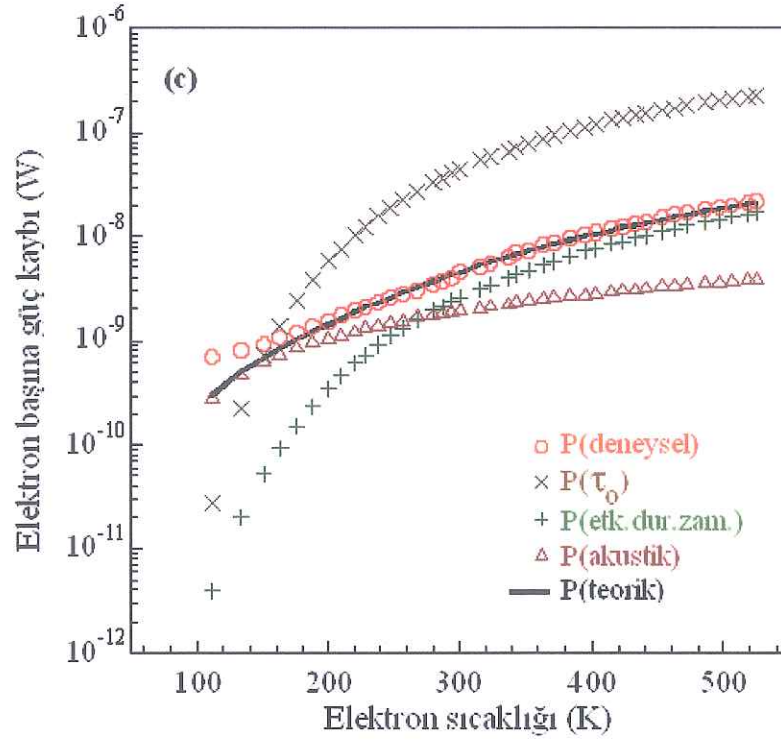
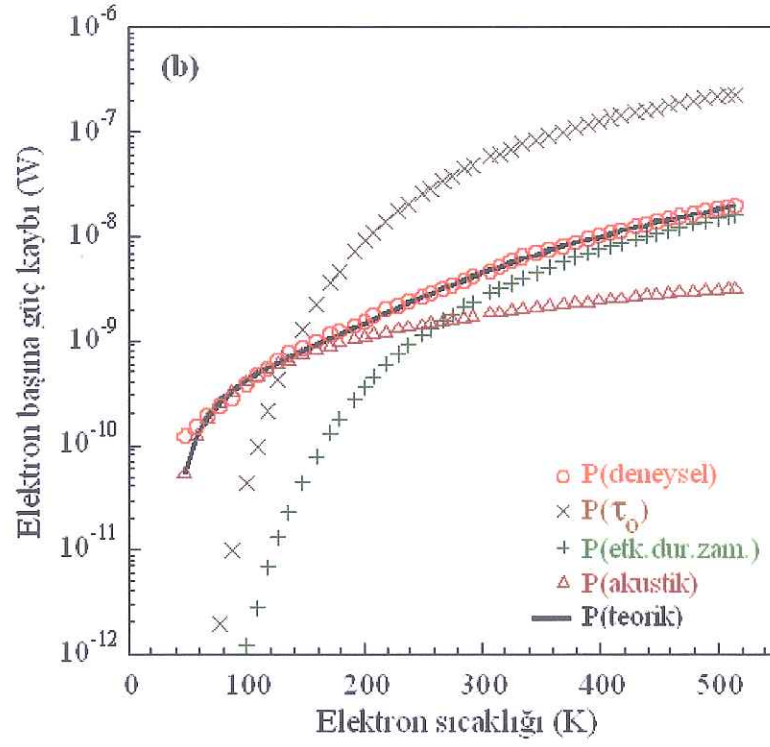
Şekil 5.22, AlInN/AlN/GaN HEMT yapıda elektron başına düşen deneysel ve teorik güç kaybı değerlerinin elektron sıcaklığı ile değişimini göstermektedir. Bölüm 4'deki denklem (4.8) ile hesaplanan sıcak fonon etkilerinin dahil edilmediği teorik güç kaybı ile Bölüm 4'deki denklem. (4.7)'den elde edilen deneysel güç kaybı arasındaki büyük farklılıktan dolayı teorik güç kaybını hesaplarken τ_0 , dengede olmayan sıcak fonon etkisini göz önüne alan ve Bölüm 4'de denklem (4.10) ile verilen τ_{etk} ile yer değiştirir. Teorik değer, sıcak fonon ve akustik fonon etkilerinin toplamı şeklinde hesaplanmıştır. Şekil 5.22 (a) ve (b), AlInN/AlN/GaN HEMT yapıda 10K ve 40K örgü sıcaklıkları için güç kaybının elektron sıcaklığına göre değişimini göstermektedir. Akustik fonon emisyonu düşük elektron sıcaklıkları için elektron enerji durulmasında baskın mekanizmadır. Yüksek elektrik alanlarda elektronların sıcaklıklarının artmasıyla dengede olmayan sıcak fononların elektronlarla etkileşmesi enerji durulması ve güç kaybı üzerinde etkilidir. Bu örgü

sıcaklıklarında hem düşük hem de yüksek elektron sıcaklıkları için deneysel ve teorik güç kayıpları birbirleriyle uyum içindedir.

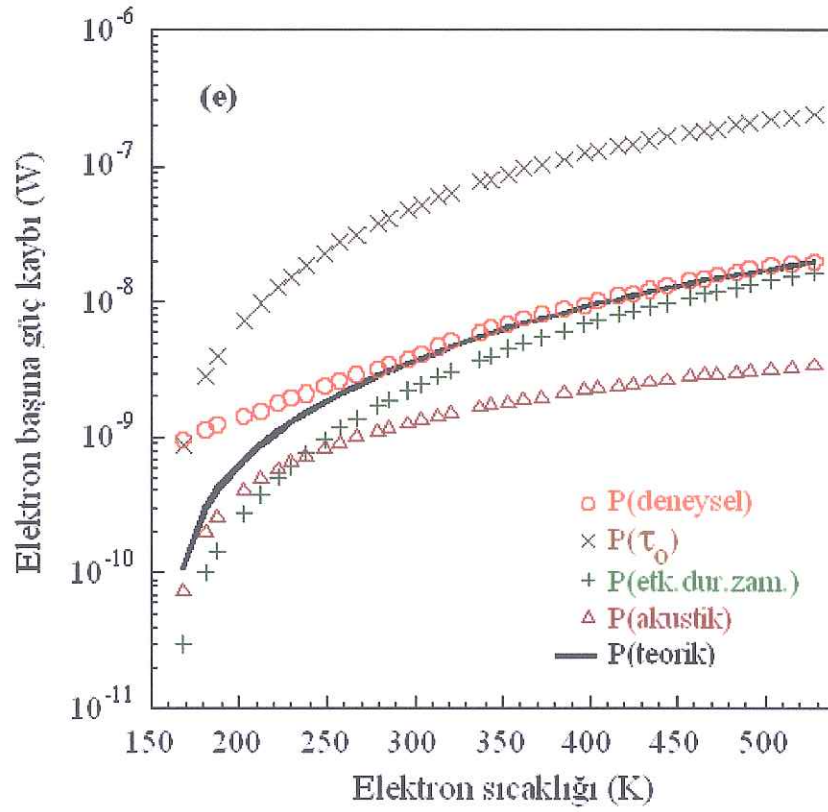
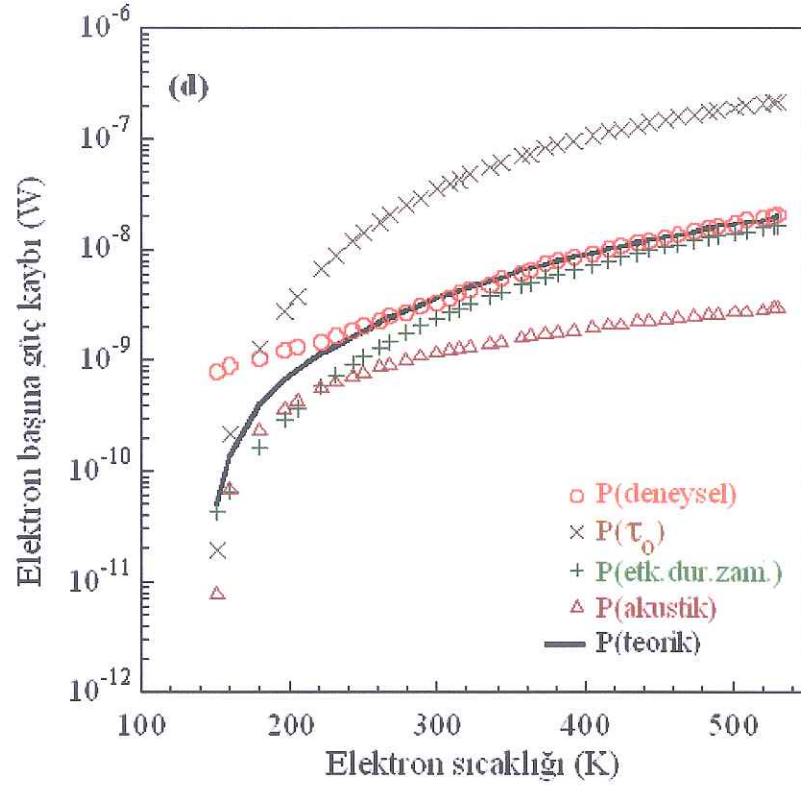


Şekil 5.22 AlInN/AlN/GaN HEMT çoklu yapı için farklı örgü sıcaklıklarında güç kaybının elektron sıcaklığı ile değişimi. (a) 10K, (b) 40K, (c) 80K, (d) 120K, (e) 160K, (f) 200K, (g) 240K, (h) 300K sıcaklıklarını göstermektedir. ○: Elektron başına düşen deneysel güç kaybı. ×: Sıcak fonon etkisinin olmadığı durumda güç kaybı. +: Sıcak fonon etkisinin dahil edildiği durumda teorik güç kaybı. △: Akustik fonon emisyonu yoluyla elde edilen teorik güç kaybı. —: Akustik ve optiksel fonon emisyonu yoluyla elde edilen teorik güç kaybı.

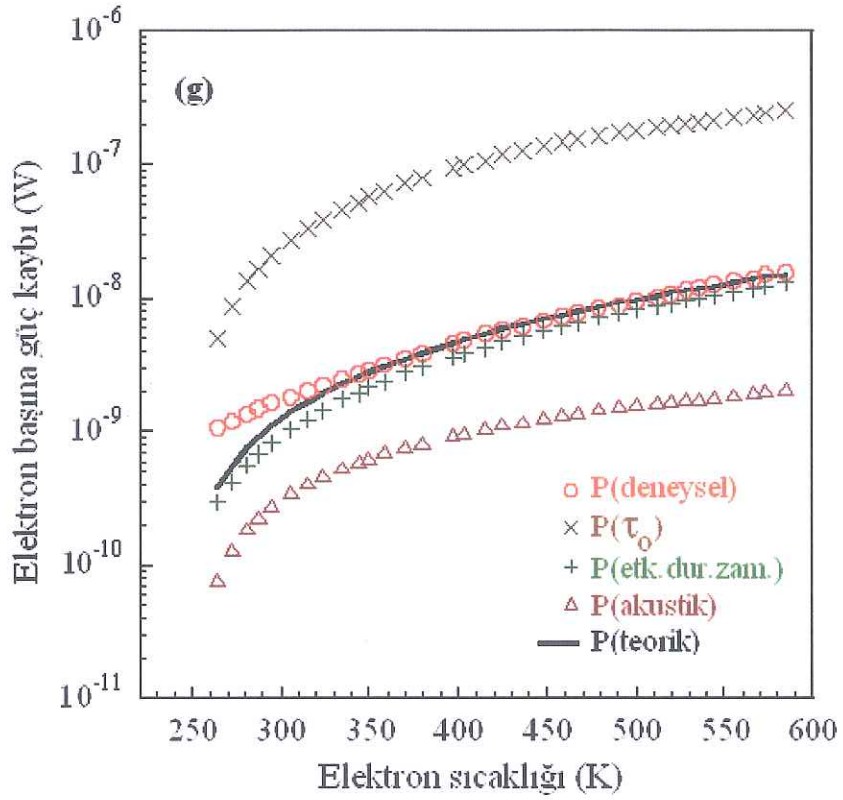
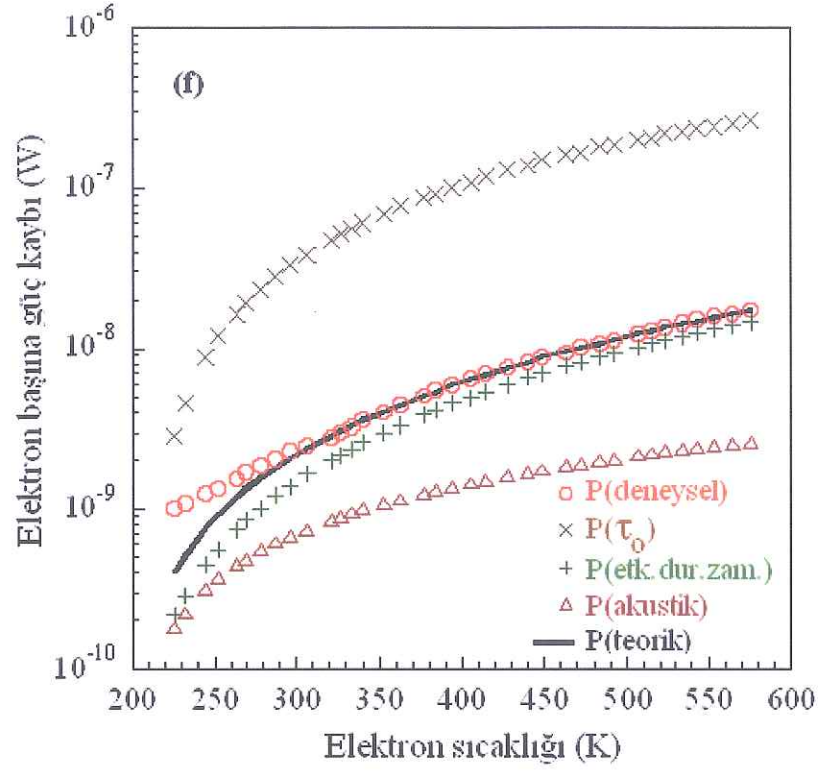
Şekil 5.22'nin devamı



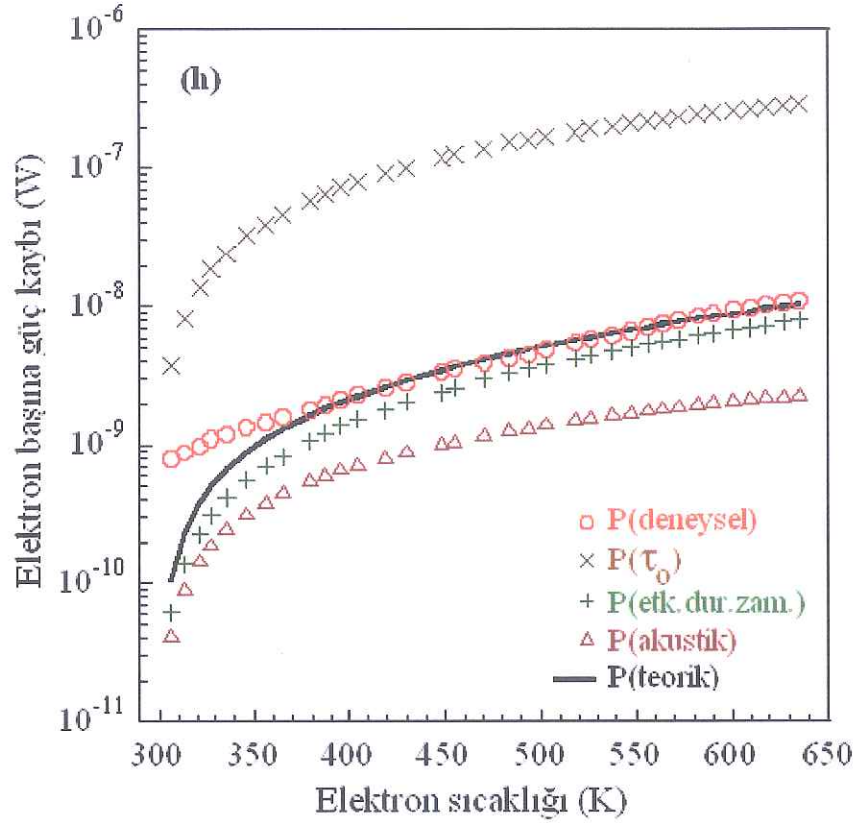
Şekil 5.22'nin devamı



Şekil 5.22'nin devamı

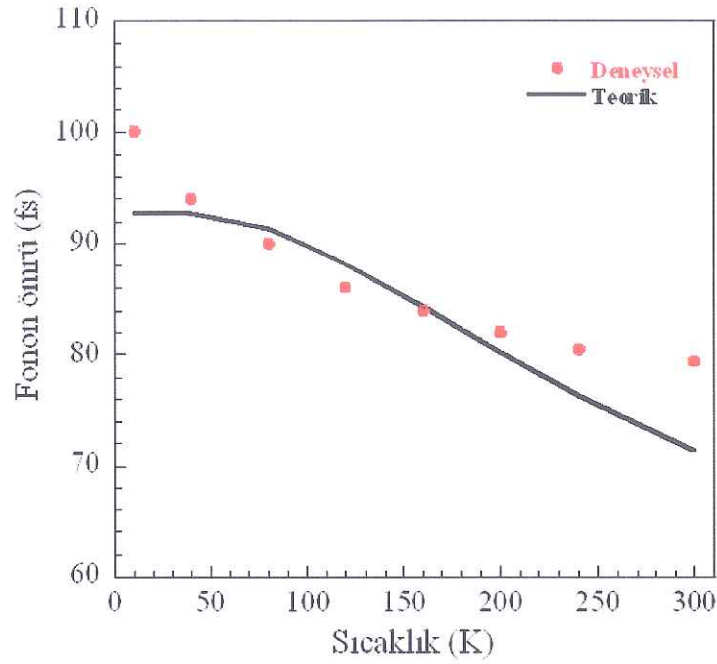


Şekil 5.22'nin devamı



Şekil 5.22 (c), (d), (e), (f), (g) ve (h) sırasıyla 80 K ile 300 K arasındaki örgü sıcaklıkları için güç kayıplarını göstermektedir. Düşük elektron sıcaklıkları için deneysel güç kaybı değeri teorik olarak hesaplanan güç kaybından oldukça yüksek bir değer almaktadır. Deneysel ve teorik güç kayıpları arasındaki bu farkın nedeni düşük elektron sıcaklıklarında sıcak fonon etkisinin etkin olmaması ya da akustik fonon emisyonunun etkisinin haricinde başka bir mekanizmanın varlığı olabilir. Yüksek elektrik alanlara doğru gidildikçe sıcak fonon üretiminin artması nedeniyle meydana gelen optik fonon saçılması güç kaybında baskın bir rol oynar. Yüksek elektron sıcaklıkları için elde edilen deneysel ve hesaplanan teorik güç kaybı değerleri birbirleriyle uyum içerisindedir.

Şekil 5.23 (a), sabit bir düşük elektron sıcaklığı için (300K) güç kaybının örgü sıcaklığına bağlı olarak değişimini göstermektedir. Düşük örgü sıcaklıklarında daha yüksek olan güç kaybı örgü sıcaklığı arttıkça ters orantılı olarak azalmaktadır. Şekil 5.23 (b) ise sabit bir yüksek elektron sıcaklığı için (500K) güç kaybının örgü



Şekil 5.25 23 kV/cm' lik elektrik alan değerinde 10K ile 300K arasında sıcak fonon ömrünün örgü sıcaklığı ile değişimi.

Yapılan inceleme ve hesaplardan yola çıkarak safir ve SiC üzerine büyütülen AlGaN/AlN/GaN çoklu yapı için bulunan deneysel ve teorik güç kayıpları yüksek elektron sıcaklıkları için birbirleriyle uyumlu iken düşük elektron sıcaklıklarında aralarında fark görülmektedir. Bu farkın nedeni düşük sıcaklıklarda akustik fonon saçılmasından başka etkin saçılma mekanizmalarının varlığı olabilir. Bunun yanı sıra elde edilen fonon ömürlerinin safir üzerine büyütülen numune için daha uzun olduğu ve bu uzun fonon ömrünün dengede olmayan büyük bir fonon popülasyonuna yol açtığı vurgulanmaktadır. Hesaplamalar ve analizlerin neticesi olarak safir ve SiC alt tabaka karşılaştırıldığında ise SiC alt tabaka üzerine büyütülen yapının performansının, safir alt tabaka üzerine büyütülen yapının performansına göre daha üstün olduğu bulunmuştur.

AlInN/AlN/GaN HEMT yapı için elde edilen sıcak fonon ömrü, etkin enerji durulma zamanı ve güç kaybı değerlerinin literatür ile uyumlu olmadığını bulduk. Numunenin sıcak elektron dinamiğini belirleyen bu nicelikler sağlanan güce ve tabaka taşıyıcı yoğunluğuna kuvvetli şekilde bağlıdır. AlInN/AlN/GaN çoklu yapının $4.84 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ lik çok yüksek elektron yoğunluğuna sahip olması ve numune parametrelerindeki farklılıklar bu uyumsuzluğun nedeni olarak açıklanabilir. Buna ek olarak yüksek elektrik alanlarda örneğimizdeki etkin enerji durulma zamanını ve

sıcak fonon ömrünü azaltan kuvvetli dengede olmayan sıcak fonon popülasyonunun etkinliği de aradaki uyumsuzluğun sebebi olarak düşünülebilir.

Bu tezde incelenen numuneler ait sonuçlar Tablo 5.1’de özetlenmiştir.

Tablo 5.1 Elde edilen deneysel ve teorik sonuçlar

	B556	B1682	B1033
Mobilite	12188 cm ² /Vs (30K) 1699 cm ² /Vs (300K)	11176 cm ² /Vs (30K) 1830 cm ² /Vs (300K)	1800 cm ² /Vs (30K) 724 cm ² /Vs (300K)
Elektron yoğunluğu	7.59x10 ¹² cm ⁻² (30K) 8.44x10 ¹² cm ⁻² (300K)	6x10 ¹² cm ⁻² (30K) 6x10 ¹² cm ⁻² (300K)	4.54x10 ¹³ cm ⁻² (30K) 4.84x10 ¹³ cm ⁻² (300K)
Sürüklenme Hızı	6.55x10 ⁶ cm/s-25 kV/cm (80K) 6.07x10 ⁶ cm/s-25 kV/cm (300K)	6.60x10 ⁶ cm/s-25 kV/cm (80K) 6.35x10 ⁶ cm/s-25kV/cm (3000K)	6.50x10 ⁶ cm/s-25 kV/cm (80K) 6.05x10 ⁶ cm/s-25 kV/cm (300K)
Sıcak fonon ömrü	530 fs (10K) 240 fs (300K)	340 fs (10K) 170 fs (300K)	100 fs (10K) 79 fs (300K)
Enerji durulma zamanı	22 fs (100K) 18fs(300K)	60 fs (100K) 40fs (300K)	114 fs (100K) 292 fs (300K)
Elektron başına güç kaybı	0.4 nW (100K) 25 nW (300K)	0.24 nW (100K) 6 nW (300K)	0.7 nW (100K) 4.44 nW (300K)

6. SONUÇ VE TARTIŞMA

Bu tez çalışması, MOCVD yöntemiyle safir ve 6H-SiC alt taşlar üzerine büyütülen AlGaIn/GaN HEMT yapıların sıcak elektron dinamiğinin karşılaştırılması olarak incelenmesini ve yine MOCVD yöntemiyle safir üzerine büyütülen AlInN/GaN HEMT yapının sıcak elektron dinamiğinin farklı örgü sıcaklıklarındaki davranışını içerir.

Çalışmanın ilk kısmında safir (B556) ve SiC (B1682) üzerine büyütülen yüksek mobiliteli AlGaIn/GaN HEMT yapılar çalışıldı. Sıcak elektron dinamiğini çalışmak için, sıcaklığa bağlı Hall etkisi ölçümleri ve yüksek hızlı akım-voltaj (I-V) ölçümleri gerçekleştirildi. B556 örneği için 30 K örgü sıcaklığında elektron yoğunluğu $7.59 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ olduğunda elektron mobilitesi $12188 \text{cm}^2/\text{V.s}$ iken oda sıcaklığında elektron yoğunluğu $8.44 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ olduğunda mobilite değeri $1700 \text{cm}^2/\text{V.s}$ olarak ölçüldü. B1682 örneğinde taşıyıcı yoğunluğu sıcaklıktan bağımsız olarak $6 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ sabit değerini alırken mobilite değeri 30 K'de $11176 \text{cm}^2/\text{V.s}$, oda sıcaklığında $1830 \text{cm}^2/\text{V.s}$ olarak elde edildi. Yüksek hızlı I-V ölçümlerinden elde edilen sürüklenme hızı-elektrik alan karakteristikleri yaklaşık olarak 25 kV/cm lik elektrik alan değerinde sürüklenme hızlarının B556 ve B1682 örnekleri için sırasıyla $6.55 \times 10^6 \text{cm/s}$ ve $6.60 \times 10^6 \text{cm/s}$ olduğunu gösterdi. Uygulanan elektrik alanın fonksiyonu olarak elektron sıcaklığını ve elektron sıcaklığının fonksiyonu olarak güç kaybını elde etmek için güç denge eşitlikleri ile mobilite karşılaştırma metodu kullanıldı. Tüm elektrik alan değerlerinde daha düşük termal dirence sahip B1682 örneği için elde edilen elektron sıcaklıklarının B556 örneği için elde edilen elektron sıcaklıklarından büyük olduğu bulundu. Deneysel güç kaybı sonuçları, dengede olmayan sıcak fonon etkilerini kapsayan yüksek alan taşımaya dayanan teorik modelin hesaplamaları ile karşılaştırıldı. Analizlerden yüksek alanlarda ($E \sim 25 \text{kV/cm}$) B556 ve B1682 örnekleri için sırasıyla boyuna

optiksel fonon ömürleri 0.50 ps ve 0.32 ps ve etkin enerji durulma zamanları 24 fs ve 65 fs olarak bulundu.

Analizlerden, düşük elektrik alanlarda elde edilen deneysel ve teorik sonuçlar arasında farklar görülmektedir. Bunun nedeni düşük sıcaklıklarda akustik fonon saçılmasından başka etkin saçılma mekanizmalarının varlığı ya da sıcak fononların düşük alanlarda etkin olamaması olabilir. Yüksek elektrik alanlarda ise deneysel sonuçların dengede olmayan sıcak fononların etkisini göz önüne alan teorik sonuçlarla uyum içinde olduğu görüldü. Sonuç olarak safir ve SiC alt taş karşılaştırıldığında SiC alt taş üzerine büyütülen örnek safir alt taş üzerine büyütülen örnekten daha iyi performans gösterebilir.

Çalışmanın ikinci kısmında safir üzerine büyütülen yüksek taşıyıcı yoğunluklu AlInN/AlN/GaN HEMT (B1033) yapının sıcak elektron dinamiği farklı örgü sıcaklıklarında çalışıldı. Tüm örgü sıcaklıkları için akım ve sürüklenme hızının küçük alanlarda doğrusal olarak arttığı, fakat yüksek alanlara doğru gidildikçe sıcak elektronların boyuna optiksel fononlarla artan çarpışmaları nedeniyle doğrusallıktan saptıkları ancak doyuma ulaşmadıkları gözlenmiştir. Sürüklenme hızları $E \sim 23$ kV/cm'lik elektrik alanda düşük ve yüksek örgü sıcaklıkları için sırasıyla yaklaşık olarak 6.69×10^6 ve 6.06×10^6 cm/s olarak belirlendi. Yüksek örgü sıcaklıkları için mobilite karşılaştırma metodundan elde edilen elektron sıcaklıklarının, düşük örgü sıcaklıkları için elde edilen elektron sıcaklıklarından daha büyük olduğu görüldü. Farklı örgü sıcaklıkları için deneysel güç kaybı sonuçları, yüksek elektrik alanlarda sürüklenmeyen sıcak fonon (non-drift hot phonon) oluşumu varsayımına dayalı teorik hesaplamalar ile karşılaştırıldı. Aynı elektrik alan değerinde yüksek örgü sıcaklığındaki elektron başına düşen güç kaybı miktarının düşük örgü sıcaklığındaki güç kaybı miktarından daha az olduğu belirlendi. Örgü sıcaklığı arttığında etkin enerji durulma zamanlarının arttığını boyuna optiksel fonon ömürlerinin ise azaldığı bulundu. Enerji durulma zamanı 160 K'lik örgü sıcaklığına kadar yaklaşık olarak 120 fs'de sabit iken daha yüksek örgü sıcaklıklarında enerji durulması daha yavaş gerçekleşir ve 300K'de enerji durulma zamanı artarak yaklaşık olarak 290 fs değerini alır. Deneysel sonuçlardan çıkarılan fonon ömürleri 10 K'de 100 fs iken 300 K'de 79 fs olarak elde edildi. Bu çalışmada kullanılan mobilite karşılaştırma yönteminin dolaylı bir metot olmasından dolayı AlInN/AlN/GaN çoklu yapı için teorik olarak

hesaplanan fonon ömürlerinin deneysel olarak bulunan değerlerden farklı olduğu bulundu.

Analizlerin neticesi olarak, yüksek elektron yoğunluğuna sahip AlInN/AlN/GaN HEMT yapı için elde edilen sıcak fonon ömrü, etkin enerji durulma zamanı ve güç kaybı değerlerinin literatür ile uyumlu olmadığını bulduk. Numunenin sıcak elektron dinamiğini belirleyen bu niceliklerin, sağlanan güce ve tabaka taşıyıcı yoğunluğuna kuvvetli şekilde bağlı olmasından dolayı numune parametrelerindeki farklılıklar bu uyumsuzluğun nedeni olarak açıklanabilir. Buna ek olarak yüksek elektrik alanlarda örneğimizdeki etkin enerji durulma zamanını ve sıcak fonon ömrünü etkileyen kuvvetli dengede olmayan sıcak fonon popülasyonunun etkinliği de bu uyumsuzluğun sebebi olarak düşünülebilir.

KAYNAKLAR

- [1] Morkoç, H., "Handbook of Nitride Semiconductors and Devices", Wiley- VCH, Berlin, Vols. I–III (2008).
- [2] Wurgaftman, I., Meyer, J.R., Ram-Mohan L.R., "Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys ", *J.Appl. Phys.* **89**, (2001) 5815.
- [3] Martinez, E.J., "Gallium Nitride & Related Wide Bandgap Materials and Devices", *DARPA Tech*, (2000).
- [4] Ueda, D., Hikita, M., Nakazawa, S., Nakazawa, K., Ishida, H., Yanagihara, M., Inoue, K., Ueda, T., Uernoto, Y., Tanaka, T., and Egawa, T., "Present and Future Prospects of GaN-Based Power Electronics", *IEEE*, **1**, (2008) 4244.
- [5] Sheppard S.T, Doverspike K, Pribble W.L, Allen S.T, Palmour J.W, Kehias L.T, et al., "High power microwave GaN/AlGaN HEMTs on semi-insulating silicon carbide substrates", *IEEE Electron Dev. Lett.*, **20**, (1999) 161.
- [6] Pal S. and Jacob C., "Silicon-A New Substrate for GaN growth", *Bull. Mater. Sci.*, **27**, (2004) 501- 504.
- [7] Liang C.T., Chen K. Y., Chen N. C., Chang P. H., and Chang C. A., "Al_{0.15}Ga_{0.85}N/GaN High Electron Mobility Transistor Structures Grown on *p*-type Si Substrates", *Appl. Phys. Lett.*, **89**, (2006) 132107.
- [8] Rajan S., Waltireit P., Poblencz C., Heikman S. J., Green D. S., Speck J. S., and Mishra U. K., "Power Performance of AlGa_N-Ga_N HEMTs Grown on SiC by Plasma-Assisted MBE", *IEEE Electron Device Lett.*, **25**, (2004) 247-249.
- [9] Johnson J. W., Han J., Baca A. G., Briggs R. D., Shul R. J., Wendt J. R., Monier C., Ren F., Luo B., Chu S. N. G., Tsvetkov D., Dmitriev V., and Pearton S. J.,

“Comparison of AlGaN/GaN High Electron Mobility Transistors Grown on AlN/SiC Templates or Sapphire”, *Solid State Electronics*, **46**, (2002) 513-523.

[10] Wu D. S., Wang W. K., Wen K. S., Huang S. C., Lin S. H., Huang S. Y., Lin C. F., and Horng R. H., “Defect Reduction and Efficiency Improvement of Near-Ultraviolet Emitters via Laterally Overgrown GaN on a GaN/patterned Sapphire Template”, *Appl. Phys. Lett.*, **89**, (2006) 161105.

[11]. Shen X. Q., Okumura H., Furuta K., and Nakamura N., “Electrical Properties of AlGaN/GaN Heterostructures Grown on Vicinal Sapphire (0001) Substrates by Molecular Beam Epitaxy”, *Appl. Phys. Lett.*, **89**, (2006) 171906.

[12] Raghavan S., and Redwing J. M., “Intrinsic stresses in AlN Layers Grown by Metal Organic Chemical Vapor Deposition on (0001) Sapphire and (111) Si Substrates”, *J. Appl. Phys.*, **96**, (2004) 2995-3003.

[13] Soukhoveev V., Kovalenkov O., Shapovalova I., Ivantsov V., Usikov A., Dmitrie V., Davydov V., and Smirnov A., “AlGaN Epitaxial Layers Grown by HVPE on Sapphire Substrates”, *Phys. Stat. Sol. (c)*, **3**, (2006) 1483-1486.

[14] Miyanaga M., Mizuhara M., Fujiwara S., Shimazu M., Nakahata H., and Kawase T., "Single Crystal Growth of AlN by Sublimation Method", *S. Tech. Rev.*, **63**, (2006) 22-26.

[15] Dumka D. C., and Saunier P., “AlGaN/GaN HEMTs on diamond substrate”, *IEEE DRC Conf. Dig.*, (2007) 31–32.

[16] Chou Y. C., Leung D., Smorchkova I., Wojtowicz M., Grundbacher R., Callejo L., Kan Q., Lai R., Liu P. H., Eng D., and Oki A., “Degradation of AlGaN/GaN HEMTs under elevated temperature life testing”, *Microelectron. Reliab.*, **44**, 7 (2004) 1033–1038.

[17] Jessen G. H., Gillespie J. K., Via G. D., Crespo A., Langley D., Wasserbauer J., Faili F., Francis D., Babic D., Ejeckam F., Guo S., and Eliashevich I., “AlGaN/GaN HEMT on diamond technology demonstration”, *IEEE Compound Semicond. Inter. Circuit Symp. Tech. Dig.*, (2006) 271–274.

- [18] Felbinger J. G., Chandra M. V. S., Sun Y., Lester L. F., Wasserbauer J., Faili F., Babic D., Francis D., and Ejeckman F., "Comparison of GaN HEMTs on diamond and SiC substrates", *IEEE Electron Device Lett.*, **28**, **11** (2007) 948–950.
- [19] Zimmer J. W. and Chandler G., "Advances in large diameter GaN on diamond substrates" *CS MANTECH, Chicago, IL, Apr.*, (2008) 14–17.
- [20] Calame J., Myers R., Wood F., and Binari S., "Simulations of directdie-attached microchannel coolers for the thermal management of GaN-on-SiC microwave amplifiers", *IEEE Trans. Compon. Packag. Technol.*, **28**, **4**, (2005) 797–809.
- [21] Leach J. H., Zhu C. Y., Wu M., Ni X., Li X., Xie J., Özgür Ü., Morkoç H., Liberis J., Šermukšnis E., Matulionis A., Paskova T., Preble E., and Evans K. R., "Effect of hot phonon lifetime on electron velocity in InAlN/AlN/GaN heterostructure field effect transistors on bulk GaN substrates", *Appl. Phys. Lett.*, **96**, (2010) 133505.
- [22] Tsen K T, Ferry D K, Botchkarev A, Sverdlov B, Salvador A and Morkoc H,"Time-resolved Raman studies of the decay of the longitudinal optical phonons in wurtzite GaN", *Appl. Phys. Lett.*, **72**, (1998) 2132.
- [23] Tsen K T, Kiang J G, Ferry D K and Morkoc H," Subpicosecond time-resolved Raman studies of field-induced transient transport in an $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -based p-i-n semiconductor nanostructure", *Appl. Phys. Lett.*, **89**, (2006) 112111.
- [24] Ridley B K, "The LO phonon lifetime in GaN" *J. Phys.: Condens. Matter*, **8**, (1996) L511.
- [25] Matulionis A., Liberis J., Ardaravicius L., Eastman L. F., Shealy J. R., and Vertiatchikh A., "Hot-phonon lifetime in AlGaIn/GaN at a high lattice temperature", *Semicond. Sci. Technol.*, **19**, (2004) S421–S423.
- [26] Srivastava G P," Origin of the hot phonon effect in group-III nitrides", *Phys. Rev. B*, **77**, (2008) 155205.
- [27] Dyson A and Ridley B. K., "Phonon-plasmon coupled-mode lifetime in semiconductors", *J. Appl. Phys.*, **103**, (2008) 114507.

- [28] Matulionis A., Liberis J., Ardaravicius L., Smart J., Pavlidis D., Hubbard S., and Eastman L. F., "Hot-phonon limited electron energy relaxation in AlN/GaN", *Int. J. High Speed Electron. Syst.*, **12**, (2002) 459.
- [29] Matulionis A., Liberis J., Ramonas M., Matulioniene I., Eastman L. F., Vertiatchikh A., Chen X. and Sun Y. J., "Hot-electron microwave noise and power dissipation in AlGaN/AlN/GaN channels for HEMTs", *Phys. Stat. Sol. (c)*, **2**, (2005) 2585.
- [30] Wu S., Geiser P., Jun J., Karpinski J., Wang D. and Sobolewski R., "Intervalley transitions in single crystals GaN", *J. Appl. Phys.*, **101**, (2007) 043701.
- [31] Matulionis A., Liberis J., Matulioniene I., Ramonas M., Eastman L. F., Shealy J. R., Tilak V. and Vertiatchikh A., "Hot-phonon temperature and lifetime in a biased $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ channel estimated from noise analysis", *Phys. Rev. B*, **68**, (2003) 035338.
- [32] Matulionis A., "Hot phonons in GaN channels for HEMTs", *Phys. Stat. Sol. (a)*, **203**, (2006) 2313.
- [33] Matulionis A., Liberis J., Ardaravicius L., Eastman L. F., Shealy J. R. and Vertiatchikh A., "Hot-phonon lifetime in AlGaN/GaN at a high lattice temperature", *Semicond. Sci. Tehnol.*, **19**, (2004) S421.
- [34] Matulionis A., Liberis J., Šermukšnis E., Xie J., Leach J. H., Wu M. and Morkoc H., "Hot-electron energy relaxation time in AlInN/AlN/GaN 2DEG channels", *Semicond. Sci. Technol.*, **23**, (2008) 075048 (6pp).
- [35] Liberis J., Matulioniene I., Matulionis A., Šermukšnis E., Xie J., Leach J. H., and Morkoç H., "InAlN-barrier HFETs with GaN and InGaN channels", *Phys. Stat. Sol. (a)*, **206**, 7, (2009) 1385–1395.
- [36] Matulionis A., Liberis J., Matulioniene I., Ramonas M., Šermukšnis E., Leach J. H., Wu M., Ni X., Li X., and Morkoç H., "Plasmon-enhanced heat dissipation in GaN-based two-dimensional channels", *Appl. Phys. Lett.*, **95**, (2009) 192102.

- [37] Matulionis A., Liberis J., Matulionienė I., Ramonas M., Šermukšnis E., “Ultrafast removal of LO-mode heat from a GaN-based two-dimensional channel”, *Special issue on GaN and ZnO Materials and Devices of Proceedings IEEE*, **98**, (2010) 1118.
- [38] Balkan N., Arikan M. C., Gokden S., Tilak V., Schaff B. and Shealy R. J., “Energy and momentum relaxation of hot electrons in GaN/AlGaN”, *J. Phys.: Condens. Matter*, **14**, (2002) 3457–3468.
- [39] Danilchenko B. A., Zelensky S. E., Drok E., Vitusevich S. A., Danylyuk S. V., Klein N., Lüth H., Belyaev A. E. and Kochelap V. A., “Hot carrier energy losses in conducting layers of AlGaN/GaN heterostructures grown on SiC and Al₂O₃ substrates”, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **243**, 7, (2006) 1529–1532.
- [40] Martin G., Botchkarev A., Rockett A., and Morkoc H., “Valence-band discontinuities of wurtzite GaN, AlN, and InN heterojunctions measured by x-ray photoemission spectroscopy”, *Appl. Phys. Lett.*, **68**, (1996) 2541.
- [41] Chen G. D., Smith M., Lin J. Y., Jiang H. X., Wei S.-H., Khan M. A. and Sun C. J., “Fundamental optical transitions in GaN”, *Appl. Phys. Lett.*, **68**, (1996) 2784.
- [42] Ambacher O., “Growth and applications of Group III-nitrides”, *J. Phys. D*, **31**, (1998) 2653.
- [43] Leszczynski M., Teyseyre H., Suski T., Grzegory I., Bockowski M., Sun J. J., Porowski S., Pakula K., Baranowski J. M., Foxon C. T. And Cheng T. S., *Appl. Phys. Lett.*, **69**, (1996) 73.
- [44] Nowak R., Soga T. and Umeno M., “Surface deformation of the InGaN thin films deposited on a sapphire substrate”, *Thin Solid Films* **295**, (1997) 193.
- [45] Weppelmann E.R., Field J. S. and Swain M. V., “Observation, analysis, and simulation of the hysteresis of silicon using ultra-micro-indentation with spherical indenters”, *J. Mater. Res.*, **8**, (1993) 830.

- [46] Wright, A. F., "Elastic properties of zinc-blende and wurtzite AlN, GaN, and InN", *Journal Applied Physics*, **82**, (1997) 2833.
- [47] Kasap, S., Capper, P., "Handbook of Electronic and Photonic Materials", *Springer, New York*, (2006).
- [48] Jain S. C., Pinardi K., Willander M., Atkinson A., Maes H. E., and Van Overstraeten R., "Raman spectra of Ge_{0.11} Si_{0.89} strained quantum wires", *Semicond. Sci. Technol.*, **12**, (1997) 1507.
- [49] S. D. Hersee, J. C. Ramer, and K. J. Malloy, "The Microstructure of MOCVD GaN on Sapphire", *MRS Bull. July*, **22**, (1997) 45.
- [50] Popovici G., Morkoc H. and Mohammad S. N., "Group III Nitride Semiconductor Compounds", (1998) 19–69.
- [51] Vispute R. D., Narayan J., Wu H., and Jagannadham K., "Epitaxial growth of AlN thin films on silicon (111) substrates by pulsed laser deposition", *J. Appl. Phys.*, **77**, (1995) 4724.
- [52] Nakadaira A. and Tanaka H., "Metalorganic vapor-phase epitaxy of cubic Al_xGa_{1-x}N alloy on a GaAs (100) substrate", *Appl. Phys. Lett.*, **70**, (1997) 2720.
- [53] Davis R. F., Paisley M. J., Sitar Z., Kester D. J., Ailey K. S., Linthicum K., Rowland L. B., Tanaka S., and Kern R. S., "Gas-source molecular beam epitaxy of III-V nitrides", *J. Cryst. Growth*, **178**, (1997) 87.
- [54] Beierlein T., Strite S., Dommann A., and Smith D. D. J., "Properties of InGaN deposited on Glass at Low Temperature", *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.*, **2**, (1997) 29.
- [55] Iwata K., Asahi H., Asahi K., Kuroiwa R., and Gonda S., "Gas Source Molecular Beam Epitaxy Growth of GaN on C-, A-, R-, and M-Plane Sapphire and Silica Glass Substrates", *Jpn. J. Appl. Phys.*, **36**, **2**, (1997) L 661.
- [56] Sun C. J., Yang J. W., Lim B. W., Chen Q., Anwar M. Z., and Khan M.A., "Mg-doped green light emitting diodes over cubic (111) MgAl₂O₄ substrates", *Appl. Phys. Lett.*, **70**, (1997) 1444.

- [57] Von Hippel A., "Electric Breakdown of Solid and Liquid Insulators", *J. Appl. Phys.*, **8**, (1937) 815.
- [58] Shockley W., "Hot electrons in Germanium and Ohm's Law", *Bell Syst. Tech. J.*, **30**, (1951) 990.
- [59] Ryder E. J., "Mobility of Holes and Electrons in High Electric Fields", *Phys. Rev.*, **90**, (1953) 766.
- [60] Gunn J. B., "Microwave Oscillation of Current in III-V Semiconductors", *Solid State Comm.*, **1**, (1963) 88.
- [61] Shah J. and Leite R. C. C., "Radiative recombination from photoexcited hot carriers in GaAs", *Phys. Rev. Lett.*, **22**, (1969) 1304.
- [62] Kurosawa T., "Proceedings of the International Conference on the Physics of Semiconductors", *J. Phys. Soc. Japan Suppl.*, **21**, (1966) 424.
- [63] Fawcett W., Boardman A. D. and Swain S., "Monte Carlo determination of electron transport properties in gallium arsenide", *J. Phys. Chem. Solids*, **31**, (1970) 1963.
- [64] Fork R. L., Green B. I. and Shank C.V., "Generation of optical pulses shorter than 0.1 ps by colliding pulse mode locking", *Appl. Phys. Lett.*, **38**, (1981) 671.
- [65] Ryan J. F., Toylar R. A., Tumberfield A. J., Maciel A., Worlock J. M., Gossard A.C. and Wiegmann W., "Hot Carriers in GaAs-GaAlAs Heterostructures", *Phys. Rev. Lett.*, **53**, (1984) 1841.
- [66] Shah J., Pinczuk A., Gossard A. C. and Wiegmann W., "Energy-Loss Rates for Hot Electrons and Holes in GaAs Quantum Wells", *Phys. Rev. Lett.*, **54**, (1985) 2045.
- [67] Uchiki H., Kobayashi T. and Sakaki H., "Photoluminescence and energy-loss rates in GaAs quantum wells under high-density excitation", *J. Appl. Phys.*, **62**, (1987) 1010.

- [68] Shah J., Pinczuk A., Gossard A. C. and Wiegmann W., "Hot carrier energy loss rates in GaAs quantum wells: Large differences between electrons and holes", *Physica B*, **134**, (1985) 174.
- [69] Lyon S. A., "Spectroscopy of hot carriers in semiconductors", *J. Luminescence*, **35**, (1986) 121.
- [70] Rieger M., Kocevar P., Lugli P., Bordone P., Reggiani L. and Goodnick S., "Nonohmic Transport in n-type Gallium Arsenide", *Phys. Rev. B*, **39**, (1989) 7866.
- [71] Masselink W. T., Braslau N., Tulipe D. L., Wang W. I. and Wright S. L., "Electron velocity at high electric fields in AlGaAs/GaAs modulation-doped heterostructures", *Solid State Electron.*, **31**, (1988) 337.
- [72] Hirakawa K. and Sakaki H., "Hot-electron transport in selectively doped n-type AlGaAs/GaAs heterojunctions", *J. Appl. Phys.*, **63**, (1988) 803.
- [73] Keever M., Shichijo H., Hess K., Banarjee S., Witkowski L., Morkoç H. and Streetman B. G., "Measurements of hot electron conduction and real-space transfer in GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterojunction layers", *Appl. Phys. Lett.*, **38**, (1981) 36.
- [74] Balkan N., Gupta R., Daniels M. E., Ridley B. K. and Emeny M., "Hot electron transport in GaAs quantum wells: non-drifting hot phonons", *Semicond. Sci. Technol.*, **5**, (1990) 986.
- [75] Balkan N., Gupta R., Ciechenowska Z., Ridley B. K., Peacock D., Jones G., Ritchie D. and Frost J., "Energy and momentum relaxation of electrons in GaAs/GaAlAs HEMT structures", *Semicond. Sci. Technol.*, **6**, (1991) 175.
- [76] Ridley B. K., "Hot phonons in high-field transport", *Semicond. Sci. Technol.*, **4**, (1989) 1142.
- [77] Gupta R. and Ridley B. K., "High-field transport with hot phonons in degenerate semiconductors", *Solid State Electron.*, **32**, (1989) 1241.
- [78] Stanton N. M., Kent A. J., Akimov A. V., Hawker P., Cheng T. S. and Foxon C. T., "Energy relaxation by hot electrons in n-GaN epilayers", *J. Appl. Phys.*, **89**, (2001) 973.

- [79] Stanton N. M., Kent A. J., Akimov A. V., Hawker P., Cheng T. S. and Foxon C. T., "Hot Electron Energy Relaxation in Gallium Nitride", *Phys. Stat. Sol. (a)*, **176**, (1999) 369.
- [80] Cankurtaran M., Çelik H., Balkan N., "Electron Energy Relaxation via Acoustic Phonon Emission in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs Multiple Quantum Wells: Effects of Base Lattice Temperature", *Phys. Status Sol. (b)*, **229**, **3**, (2002) 1191-1204.
- [81] Srivastava G.P., "The anharmonic phonon decay rate in group-III nitrides", *J. Phys.: Condens. Matter*, **21**, (2009) 174205 (8pp).
- [82] Barman S. and Srivastava G.P., "Long-wavelength nonequilibrium optical phonon dynamics in cubic and hexagonal semiconductors", *Phys. Rev. B*, **69**, (2004) 235208.
- [83] Yu H. B., Çalışkan D., and Özbay E., "Growth of high crystalline quality semi-insulating GaN layers for high electron mobility transistor applications", *J. Appl. Phys.*, **100**, (2006) 033501.
- [84] Tülek R., Ilgaz A., Gökden S., Teke A., Öztürk M. K., Kasap M., Özçelik S., Arslan E. and Özbay E., "Comparison of the transport properties of high quality AlGaN/AlN/GaN and AlInN/AlN/GaN two-dimensional electron gas heterostructures", *J. Appl. Phys.*, **105**, (2009) 013707.
- [85] Kash J. A., Tsang J. C. and Hvam J. M., "Subpicosecond Time-Resolved Raman Spectroscopy of LO Phonons in GaAs", *Phys. Rev. Lett.*, **54**, (1985) 2151.