

**InN ve GaInN ÖRNEKLERDE
GALVANOMAGNETİK ÖLÇÜMLER**

Şükrü ARDALI
Yüksek Lisans Tezi

Fizik Anabilim Dalı
Ocak-2010

**Bu tez çalışması Türkiye Bilimsel ve Teknik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK)
tarafından desteklenmiştir. Proje No: 105E076**

JÜRİ VE ENSTİTÜ ONAYI

Şükrü Ardalı' nın “**InN ve GaInN Örneklerde Galvanomagnetik Ölçümler**” başlıklı **Fizik** Anabilim Dalındaki, Yüksek Lisans Tezi 23.12.2009 tarihinde, aşağıdaki jüri tarafından Anadolu Üniversitesi Lisansüstü Eğitim Öğretim ve Sınav Yönetmeliğinin ilgili maddeleri uyarınca değerlendirilerek kabul edilmiştir.

Adı-Soyadı

İmza

Üye (Tez Danışmanı): Doç. Dr. ENGİN TIRAŞ

.....

Üye

: Prof. Dr. MUHSİN ZOR

.....

Üye

: Doç. Dr. MUSTAFA RAMİS ÖKSÜZOĞLU

.....

Anadolu Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun
..... tarih ve sayılı kararıyla onaylanmıştır.

Enstitü Müdürü

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

InN ve GaInN ÖRNEKLERDE GALVONOMAGNETİK ÖLÇÜMLER

Şükrü ARDALI

Anadolu Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Engin TIRAŞ

2010, 84 sayfa

Bu tezde InN ve $Ga_{1-x}In_xN$ örneklerde galvonomagnetik ölçümler yapıldı. Deneylerde üç farklı örnek grubu kullanıldı. Örnekler *Molecular Beam Epitaxy* (MBE) büyütme sistemi ile Cornell Üniversitesi (Amerika Birleşik Devletleri) ve Crete Üniversitesi (Yunanistan) tarafından büyütüldü. Cornell Üniversitesi'nde büyütülen $Ga_{1-x}In_xN$ örneklerde indium yoğunluğu $1 \geq x \geq 0,44$ arasındadır. Crete Üniversitesi'nde büyütülen InN örnekler ise (i) InN tabaka kalınlığı 1,08 μm , 2,07 μm ve 4,7 μm olan hacimli (bulk) örnekler; (ii) InN tabaka kalınlığı 0,4 μm , 0,6 μm ve 0,8 μm olan GaN/AlN/InN heteroeklem örnekler olarak iki farklı grup şeklindedir. Hall mobilitesi ve Hall taşıyıcı yoğunluğu, sıcaklığın fonksiyonu olarak 1,7-275 K aralığında ölçüldü. Cornell Üniversitesi tarafından büyütülen Mg-Katkılı InN örneğinde ve Crete Üniversitesi tarafından büyütülen 1,08 μm kalınlığa sahip hacimli InN örneğinde süperiletkenlik davranışı gözlemlendi. Hall mobilitesinin sıcaklığa bağlı davranışları ile Raman ölçümlerinin sonuçları analiz edilerek optik fonon enerjisi belirlendi. Magnetotransport ölçümleri 1,8-275 K sıcaklık aralığında ve yüksek magnetik alan (0-11T) altında yapıldı.

Anahtar Kelimeler: InN, $In_xGa_{1-x}N$, Hall mobilitesi, Hall taşıyıcı yoğunluğu, Magnetotransport, Süperiletkenlik

ABSTRACT

Master of Science Thesis

GALVANOMAGNETIC MEASUREMENTS IN InN And GaInN SAMPLES

Şükrü ARDALI

Anadolu University

Graduate School of Sciences

Physics Program

Supervisor: Doç. Dr. Engin TIRAŞ

2010, 84 pages

In this thesis, galvanomagnetic measurements have been made in InN and $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}$ samples. Three different sample groups have been investigated in the experiment. These samples were grown at Cornell University (USA) and Crete University (Greece) using Molecular Beam Epitaxy (MBE) growth system. $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}$ samples with indium concentration between $1 \geq x \geq 0.44$ have been produced at Cornell University. The samples produced at Crete University; (i) bulk samples with InN thicknesses 1.08, 2.07 and 4.7 μm , and (ii) GaN/AlN/InN heterojunction samples with InN thicknesses 0.4, 0.6 and 0.8 μm have been investigated. Hall mobility and Hall carrier concentration measurements have been carried out as a function of temperature in the range 1.7-275 K. In the Mg-doped InN sample grown at Cornell University and bulk InN sample with 1.08 μm InN thickness grown at Crete University, superconductivity behavior have been observed. Optic phonon energy has been determined analyzing with temperature dependence of Hall mobility and Raman measurement results. Magnetotransport measurements have been performed in the temperature range 1.8-275 K and at high magnetic field (0-11T).

Keywords: InN, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, Hall mobility, Hall carrier concentration, Magnetotransport, Superconductivity

TEŞEKKÜR

Bu çalışmanın gerçekleşmesinde çok değerli yardımları ve sürekli desteğini gördüğüm tez yöneticisi **Doç. Dr. Engin Tıraş**'a teşekkür ederim.

Çalışmada kullanılan örnekleri sağlayan **Prof. Dr. Naci Balkan**'a (University of Essex, U.K.) teşekkür ederim.

XRD ve SEM Ölçümleri ve yorumları için **Doç. Dr. Ramis Mustafa ÖKSÜZOĞLU**'na teşekkür ederim.

Raman Ölçümleri sırasında yardımlarını gördüğüm **Uzm. Tülay Tıraş**' a teşekkür ederim.

Yardımlarını gördüğüm, çalışma arkadaşlarım **Mustafa Güneş, Selman Mutlu ve Mustafa Yıldırım, Özlem Çelik, Esra Yazıcı ve Arş. Gör. Seval Aksoy**' a teşekkür ederim.

Çalışma süresince manevi desteği için annem **Ayşe Ardalı**, babam **Ahmet Ardalı**, ablam **Şehnaz Ardalı**, Halam **Hüsniye Siyahi**' ye ve arkadaşım **Okan Sezer**'e teşekkür ederim.

Bu çalışmada **Türkiye Bilimsel ve Teknik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK)**'nca desteklenen 105E076 nolu projeden sağlanan teçhizatlar kullanılmıştır.

Şükrü ARDALI

Ocak 2010

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET.....	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
İÇİNDEKİLER.....	iv
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	vi
ÇİZELGELER LİSTESİ.....	ix
SİMGELER VE KISALTMALAR	x
1.GİRİŞ	1
2. TEMEL BİLGİLER.....	5
2.1. Giriş	5
2.2. Transport Mobilitesini Belirleyen Saçılma Mekanizmaları	7
2.2.1. İyonize Safsızlık Saçılması	9
2.2.2. Nötral Safsızlık Saçılması.....	10
2.2.3. Fonon Saçılması	10
2.2.4. Alaşım Düzensizliği Saçılması	15
2.2.5. Dislokasyon Saçılması.....	16
2.3. Magnetik Alan Altında 2DEG’ nın Elektriksel Özellikleri	17
2.3.1.Klasik Magnetotransport	17
2.3.2.İki Boyutlu Elektron Gazında Durum ve Taşıyıcı Yoğunluğu	17
2.4. X-Işınlarmın Maddeden Kırınımı ve Yapı Tayini	18
2.5. Raman Analizi	21
3. DENEYSEL YÖNTEMLER	23
3.1. InN ve In _x Ga _{1-x} N Örneklerin Hazırlanması	23
3.2. Galvanomanyetik Ölçüm Düzeneği	26
3.2.1. DeneySEL Düzenek.....	26
3.2.2. Örnek tutucu.....	28

3.2.3. Veri Toplama ve Değerlendirme Programları	29
3.3. Raman Ölçüm Düzenegi.....	30
4. DENEYSEL VERİLERİN DEĞERLENDİRİLMESİ VE TARTIŞMA	31
4.1. Yapısal Karakterizasyon.....	31
4.1.1. X-ışınlarını Kırınım Analizi.....	31
4.1.2. Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) Analizi	35
4.2.3. Raman Spektrumu Analizi.....	37
4.2. Elektriksel Karakterizasyon	44
4.2.1. Akım Gerilim Karakteristikleri	44
4.2.2. Sıcaklığa Bağlı Direnç Ölçümleri	46
4.2.3. Sıcaklığa Bağlı Hall Taşıyıcı Yoğunluğunu	55
4.2.4. Sıcaklığa Bağlı Hall Mobilitesi	55
4.2.5. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ Örneklerde Mobilitenin ve Taşıyıcı Yoğunluğunun İndiyum Yoğunluğuna Bağlılığı	60
4.2.6. InN Örneklerde Mobilitenin ve Taşıyıcı Yoğunluğunun Tabaka Kalınlığına Bağlılığı	61
4.2.7. $\text{GaN}/\text{AlN}/\text{InN}$ Heteroeklem Örneklerde Mobilitenin ve Taşıyıcı Yoğunluğunun Tabaka Kalınlığına Bağlılığı	63
4.2.8. Kuramsal Mobilite Hesabı	64
4.2.9. Boyuna Optik Fonon Enerjisinin bulunması	67
4.2.10. Magnetik Alana Bağlı Direnç Ölçümleri.....	69
4.2.11. InN örneklerde Süperiletkenlik Ölçümleri	73
5. SONUÇLAR.....	78
KAYNAKLAR.....	79

ŞEKİLLER LİSTESİ

1.1.	(a) Oda sıcaklığında GaInN örneklerin fotoışma spektrumu. Grafik içindeki yüzdelikler InGaN içindeki Ga yoğunluğudur. (b) InGaN içindeki Ga yoğunluğuna göre yasak enerji aralığı değişimi.....	2
1.2.	$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ yapının Ga yoğunluğuna bağlı değişimi [8].	4
2.1.	İyonize safsızlık saçılmasında elektron ve holelerin yörüngeleri.	9
2.2.	(a)Fonon soğurulması ve (b) Fonon yayımlanması süreçlerinin şematik gösterimi.	11
2.3.	İki (2D) ve üç (3D) boyutlu elektron gazının durum yoğunluklarının karşılaştırılması [59].....	18
2.4.	X-Işını kırımında gelen ve kırınımına uğramış ışınlar	21
3.1.	Fotolitografi tekniği kullanarak hazırlanmış Hall-bar geometrisindeki örnek	25
3.2.	Hall-çubuğu geometrisindeki örneğin şematik gösterimi ($L=0,7$ mm, $b=0,2$ mm).....	26
3.3.	Krayostatın blok diyagramı.....	27
3.4.	Örnek tutucunun görünüşü.....	28
4.1.	InN örneklerin; (a) $1,08\mu\text{m}$ (b) $2,07\mu\text{m}$ (c) $4,7\mu\text{m}$ kalınlığa sahip XRD kırınım spektrumları.	32
4.2.	InN örneklerde yarı yükseklikteki maksimum genişliğin ve şiddetin kalınlığa bağıllığı (a) [0002] doğrultusundaki InN piki için (b) [0002] doğrultusundaki InN piki için. Sürekli çizgiler göze kılavuzdur.	33
4.3.	InN örneklerde 2θ ve şiddetin kalınlığa bağıllığı (a) [0002] doğrultusundaki InN piki için (b) [0002] doğrultusundaki InN piki için. Sürekli çizgiler göze kılavuzdur.	34
4.4.	(a) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ örneğin yüzey morfolojisi (b) SEM ile çekilmiş Hall-bar geometrisi.	36
4.5.	Örnek yüzeyindeki kirlilik ve EDX eğrisi	36
4.6.	Yüzeydeki Al adacıkları ve EDX eğrisi	37
4.7.	Örneklerin In zengini olduğunu gösteren SEM ölçümleri.....	37

4.8.	(a) G1382 (b) G1383 (c) G1424 (d) G1620 (e) G1621 (f) G1627 kodlu örneklerin Raman spektrumları	38
4.9.	Katkılanmamış $\text{In}_{0.66}\text{Ga}_{0.34}\text{N}$, Mg-katkılı $\text{In}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{N}$ ve Mg-katkılı InN örneklerine ait oda sıcaklığında elde edilen Raman spektrumları.....	42
4.10.	$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ örneklerine ait A_1 (LO) modunun değişimi.....	43
4.11.	$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ örneklerine ait A_1 (LO) modunun x değerine bağlı değişimi. ...	44
4.12.	(a) GaInN (b) InN (c) AlN/InN/GaN örnekleri için Akım-Voltaj karakteristiği ($T=270\text{K}$).....	45
4.13.	$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ örneklerde (a) R_{xx} 'in ve (b) R_{xy} 'nin sıcaklığa bağımlılığı (c) Mg-katkılı InN örneklerde R_{xx} 'in ve R_{xy} 'nin sıcaklığa bağımlılığı.	47
4.14.	Sabit magnetik alan altındaki $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ örneklerde (a) R_{xx} 'in ve (b) R_{xy} 'nin sıcaklığa bağımlılığı, (c) Mg-katkılı InN örneklerde R_{xx} 'in ve R_{xy} 'nin sıcaklığa bağımlılığı.....	49
4.15.	(a) InN örneklerde R_{xx} 'in ve (b) R_{xy} 'nin sıcaklığa bağımlılığı, (c) GaN/AlN/InN örneklerde R_{xx} 'in ve (d) R_{xy} 'in sıcaklığa bağımlılığı.	51
4.16.	$B=1\text{T}$ sabit magnetik alan altında (a) InN örneklerde R_{xx} 'in ve (b) R_{xy} 'nin sıcaklığa bağımlılığı, (c) GaN/AlN/InN örneklerde R_{xx} 'in ve (d) GaN/AlN/InN örneklerde R_{xy} 'in sıcaklığa bağımlılığı.	53
4.17.	(a) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (b) Mg-Katkılı InN (c) InN (d) GaN/AlN/InN örneklerinde Hall-taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklık ile değişimi	56
4.18.	(a) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (b) InN (c) GaN/AlN/InN örneklerinde Hall mobilitésinin sıcaklık ile değişimi.....	58
4.19.	$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ örneklerde deneysel verilerden üç farklı sıcaklıkta elde edilen mobilite ve Hall taşıyıcı yoğunluğunun In yoğunluğuna bağlı değişimi Sürekli çizgi göze kılavuzdur	60
4.20.	InN hacimli örneklerde taşıyıcı yoğunluğunun ve mobilitésinin InN tabaka kalınlığı ile değişimi. Sürekli çizgi göze kılavuzdur.	62
4.21.	Heteroeklem örneklerde taşıyıcı yoğunluğunun ve mobilitésinin InN tabaka kalınlığı ile değişimi. Sürekli çizgi göze kılavuzdur.	63

4.22.	GS1989 örneğine ait hesaplanan Artık Safsızlık (μ_{BI}), Alaşım düzensizliği(μ_{AI}), İyonize safsızlık(μ_{II}), akustik fonon (μ_{AC}), optik fonon (μ_{PO}), piezoelektrik (μ_{PE}), dislokasyon (μ_{DIS}) saçılma mobiliteleri, toplam kuramsal mobilite (μ_{tot}) ve deneysel Hall mobilitesi (içi boş daire).	65
4.23.	(a) Mg-katkılı $In_{0,8}Ga_{0,2}N$ ve Mg-katkılı InN (b) InN (c) $GaN/AlN/InN$ örneklerinde LO fonon enerjisinin mobilite ölçümlerinden elde edilişi	68
4.25.	InN örneklerinde (a) Magnetodirencin (R_{xx}) (b) Hall direcinin (R_{xy}) magnetik alanla değişimi	71
4.26.	$GaN/AlN/InN$ örneklerinde (a) Magnetodirencin (R_{xx}) (b) Hall direcinin (R_{xy}) magnetik alanla değişimi.	72
4.27.	Farklı magnetik alan altındaki (a) G1382 (b) GS1548 kodlu örneklerin boyuna dirençlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	74
4.29.	GS1548 kodlu örnekte, $T=1,66$ K'deki voltaj-akım eğrisi.	77

ÇİZELGELER LİSTESİ

2.1.	III-V Nitratlı bileşiklerde başlıca saçılma mekanizmaları.....	8
3.1.	Cornell Üniversitesi tarafından büyütülen $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ örneklerinin yapısal özellikleri.....	24
3.2.	Crete Üniversitesi tarafından büyütülen hacimli InN örnekler.....	25
3.3.	Crete Üniversitesi tarafından büyütülen heteroeklem yapılı örneklerin kodları	25
4.1.	Hesaplama da kullanılan parametreler [35,37].	66

SİMGELER VE KISALTMALAR

B	Magnetik alan şiddeti
e	Elektron yükü
E_g	Yasak enerji aralığı
h_{14}	Piezoelektrik sabiti
h	Planck sabiti ($6,626 \times 10^{-34}$ J.s)
$\hbar$	$h/2\pi$
k	Boltzmann Sabiti($1,38 \times 10^{-23}$ J/K)
m^*	Etkin kütle
m_0	Serbest elektron kütlesi ($9,109 \times 10^{-31}$ kg)
MBE	Molecular beam epitaxy
MOVPE	Metal organic vapour phase epitaxy
μ_{BI}	Artık safsızlık saçılma mobiliteleri
μ_{Al}	Alaşım düzensizliği saçılma mobiliteleri
μ_{II}	İyonize safsızlık saçılma mobiliteleri
μ_{AC}	Akustik fonon saçılma mobiliteleri
μ_{PO}	Optik fonon saçılma mobiliteleri
μ_{PE}	Piezoelektrik saçılma mobiliteleri
μ_{DIS}	Dislokasyon saçılma mobiliteleri,
μ_{tot}	Toplam kuramsal mobilite
μ_H	Hall mobilitesi
N_H	Hall taşıyıcı yoğunluğu
R_{xx}	Magnetodirenc
R_{xy}	Hall direnci

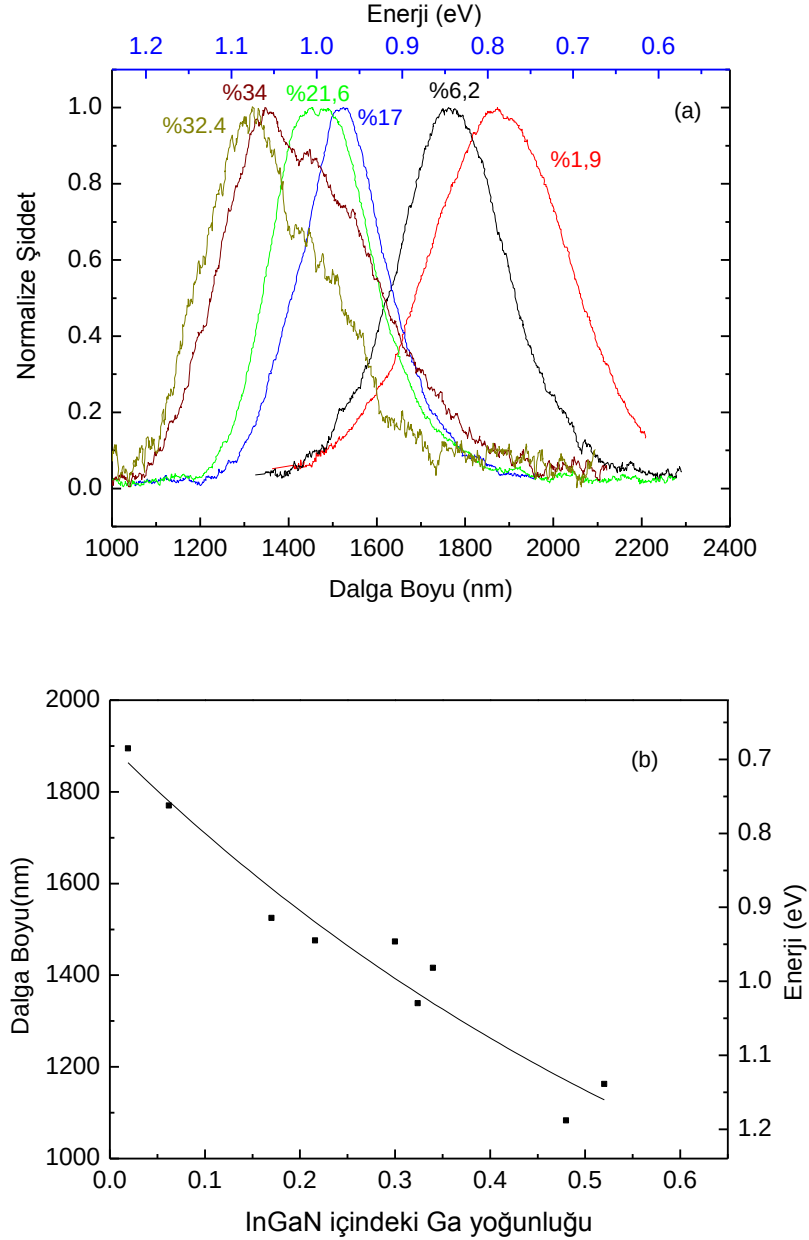
1.GİRİŞ

Son zamanlarda, III-Nitrat grubu, optik ve elektronik aygıtlardaki uygulamalarından dolayı oldukça ilgi çekmektedir. Özellikle, $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ alaşımları, dalgaboyu enerjisi 0,7–3,4 eV aralığında değişen mükemmel ışın yayıcılar olarak bulunmuştur. Bu durum ultraviole bölgeden kırmızı spektrum bölgesini içeren kuantum-kuyu-tabanlı optik aygıtların uygulamasına olanak tanımıştır. Geçmişte püskürtme (sputtering) tekniği kullanılarak büyütülen InN örnekler üzerinde yapılan ölçümler, yasak enerji aralığını 1,9–2,05 eV olarak öngörmüştür. Fakat son zamanlarda örnek büyütme tekniklerinin geliştirilmesiyle birlikte, safir (alüminyum oksit) alttaş ve AlN veya GaN katmanları üzerine *Molecular Beam Epitaxy* (MBE) tekniği kullanılarak büyütülen InN örneklerde bu değer 0,7–1,1 eV arasında bulunmuştur. Bununla birlikte yüksek kaliteli grup III-Nitrat tabanlı aygıtların tasarımı ve üretilmesi ile InN'in temel optik ve elektronik özelliklerinin anlaşılması sağlanabilir.

Sunulan bu tez projesi, temel katıhal fiziğinin bir araştırma konusudur. Bu açıdan bakıldığında, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ örnekler, InN tabanlı aygıt ve yapılarının elektronik transport ve yapısal karakterizasyonu tezin hedefini oluşturmaktadır.

Wurtzite yapılı InN alaşımı GaN ile birlikte üçlü $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ bileşiğini oluşturur. Bu yapı, In yoğunluğu x 'in küçük değerlerinde oldukça verimli ışın yayıcı (*light emitter*) ve görünür bölgede kullanılan opto-elektronik aygıtların aktif katmanı olarak kullanılmaktadır. Başlangıçta, kısa-dalgaboylu GaN yapılar, 1990'lerde mavi lazerin geliştirilmesiyle dünya çapında araştırmalarda önemli bir yere sahip idi [1]. Fakat InN tabanlı yapıların daha geniş bir spektrumda kullanabilecek olması, özellikle ticari olarak yüksek verimli (%70'e kadar) güneş pili olarak yapılabilir gözükmesi [2–4], ilginin InN tabanlı yapılara kaymasına neden olmuştur. Son zamanlarda, katmanlı büyütme tekniklerin de kullanılmasıyla InN için yasak enerji aralığı oda sıcaklığında deneysel ölçümlerden 0,7 ve 0,8 eV olarak elde edilmiştir [2–5]. Şekil 1.1'de InN örneklerin yasak enerji aralığını elde etmek için grubumuz tarafından yapılan fotoişima deneylerine örnek gösterilmiştir. Deneysel olarak elde edilen bu veri, kuramsal değerlerle de

uyumludur [6]. Yeni değer daha önce InN için 1,9 eV olarak tespit edilen [7] değer altında olduğu için, öncelikle geçmişte yapılan birçok deneysel ve kurumsal çalışmayı geçersiz kılar ve önceleri sadece kızılötesinden ultraviyole bölgede çalışılabileceği düşünülen $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ içerikli opto-elektronik malzemelerin çalışma aralığını genişletir.

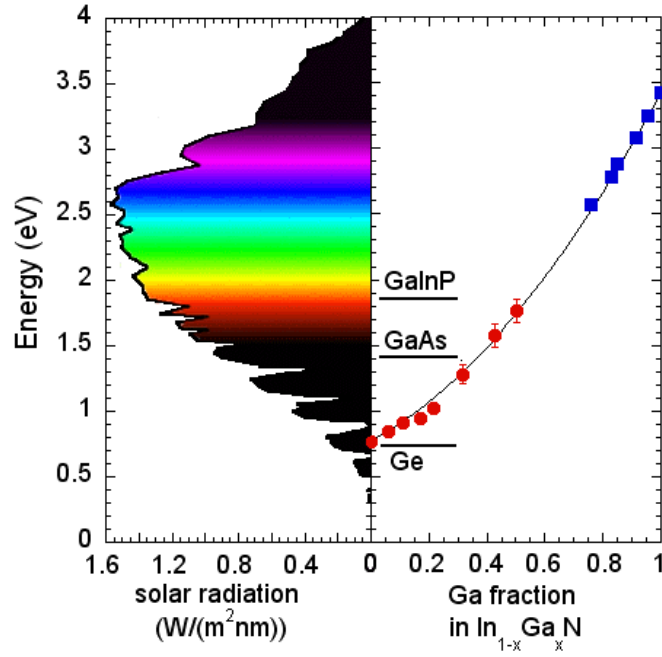


Şekil 1.1. (a) Oda sıcaklığında GaInN örneklerin fotoışma spektrumu. Grafik içindeki yüzdelikler InGaN içindeki Ga yoğunluğudur. (b) InGaN içindeki Ga yoğunluğuna göre yasak enerji aralığı değişimi

Şekil 1.1 ve 1.2’de $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ yapısının, Ga yoğunluğuna bağlı olarak yasak enerji aralığının değişimi verilmiştir. Ga yoğunluğu arttıkça $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ ’ın yasak enerji aralığı artmaktadır ($E_g(x)=(1-x)3,4 + x0,7-(1-x)^2(11,4-19,4x)x$) [8]. Yasak enerji aralığının bu artışı görünür bölge spektrumunun büyük bir kısmını kapsar (Şekil 2’de sol taraf). Bu durum $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ yapısının güneş pili olarak kullanılmasına uygun malzeme olduğunu gösterir. Eğer uygun Ga yoğunluğu seçilirse yüksek verimli güneş pili, bu bölgede çalışabilen detektör, laser ve LED yapılabilir.

Farklı yasak enerji aralığına karşılık gelen eklemelerin üst üste getirerek çoklu eklem (multijunction) yaparak güneş pili için verimlilik artırılabilir. Fakat bu eklemeler üst üste getirildiğinde her bir eklem diğer eklem ile kristal örgü sabitlerinin uyumlu olması gereklidir. Eğer uyumlu değil ise yapı içerisinde zorlama ve germe etkileri gözlenir. Bu durum çoklu eklem yapmakta en önemli ön koşuldur. Şu ana kadar deneysel çalışmalarda en fazla ikili çoklu eklem yapılabilmiş ve %30 verim alınabilmektedir.

Sonuç olarak, dünya çapında, InN ’ın yapısının optik ve elektronik yapısını inceleme çalışmaları büyük bir hızla başlatılmıştır. Elektriksel karakterizasyon verileri de oldukça azdır. Bu çalışmalar örgü içerisindeki kusurlar elektronların elektron-optik fonon etkileşme ve aşırı perdeleme etkisinde kaldıklarını göstermiştir. Bu durum mobilitenin sıcaklığa bağlı davranışını ortaya koyar [3–8, 11].



Şekil 1.2. $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ yapının Ga yoğunluğuna bağlı değişimi [8].

Son zamanlarda $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ tabanlı yapılarda da çoklu eklem (multijunction) yaparak güneş pili için verimlilik artırılabilmesine yönelik kuramsal çalışmalar vardır [9]. Bu çalışmada, iki eklem yapıldığında verimin %27,49, üç eklemli yapıda %33,6 ve altı eklem yapıldığında ise %40,35 olacağı öngörülmektedir. Altı eklemli yapının ise açık devre akım yoğunluğunun $9,1 \text{ mA/cm}^2$ ve açık devre voltajının yaklaşık $5,34 \text{ V}$ olduğu da vurgulanmaktadır.

Bu yüksek lisans tezinde, $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$, InN ve GaN/AlN/InN örneklerinde elektron saçılma mekanizmaları incelenmiş ve yapısal karakterizasyonlar ile yapı-özellik ilişkisi araştırılmıştır. Elektriksel karakterizasyon (elektron saçılma mekanizmaları) ölçümleri sıvı He sıcaklığında yapılmıştır. Büyütme doğrultusuna dik kararlı magnetik alan altında R_{xx} (boyuna direnç, magnetorezistans) ve R_{xy} (Hall direnci) ölçümleri yapılmıştır. Bu ölçümler sayesinde mobilite ve Hall taşıyıcı yoğunluğu bulunmuştur. Optik karakterizasyon kapsamında fotoiletkenlik ölçümleri yapılmıştır. Yapısal optik karakterizasyon kapsamında ise XRD, SEM/EDX, Raman spektrumları incelenmiştir.

2. TEMEL BİLGİLER

2.1. Giriş

Son yıllarda, AlN, GaN, InN gibi III-N bileşikler ve bu bileşiklerin kendi aralarında oluşturduğu alaşımlardan oluşan yarıiletken malzemeler üzerinde yapılan çalışmalar oldukça artmıştır. Özellikle GaN ve Ga zengini $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ve $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ince filmlerin, yeşil ve mavi ışık yayan diyotlar ve lazerler gibi optoelektronik aygıt olarak kullanılmasına yol açmıştır [12-15]. Bu çalışmalar ile birlikte, ultraviyole kaynak olarak GaN LED'ler kullanılarak yüksek etkili beyaz ışık yayan kaynaklar üretilebilmenin önü açılmıştır [16]. Benzer şekilde GaN/AlGaN yapılarda yüksek güçlü mikrodalga transistörler olarak kullanılması üzerine çalışmalar da mevcuttur [13-15].

GaN ve Ga zengini III-N bileşiklerin optoelektronik uygulamalardaki gelişmesi şaşırtıcıdır. Bunu başarmayı mümkün kılan ise malzeme üretilmesindeki kullanılan büyütme tekniklerinin büyük ilerlemesidir. AlN yapısının özellikleri GaN'dan daha az araştırılmasına rağmen, özellikleri oldukça iyi bilinmektedir [12-15]. Son zamanlarda ise GaN bileşiği optoelektronik uygulamalarından dolayı AlN yapısından daha fazla incelenmekte ve farklı büyütme yöntemleri kullanılarak literatürde yayınlanmaktadır [15]. İncelenen bu yapılar genelde hacimli (bulk) yapılar şeklindedir.

Literatürde, AlN ve GaN bileşiklerine göre InN hakkında oldukça az bilgi vardır. Bu yapılarda iyi kalitede tek kristalin hazırlanması oldukça zor ve zahmetlidir. Bu malzemeleri tanımlamak sonuç olarak bu yapıları büyütebilmek için birçok anahtar parametrenin elde edilmesi gereklidir. Bu ancak yeterli deneysel sonuç elde edildekten sonra mümkün olacaktır. Bu yüzden InN yapıları üzerinde oldukça fazla bilimsel çalışma yapılmaktadır. InN yapılara ilk kez bundan 30 yıldan fazla süre önce azot atmosferinde metalik indiyumun buharlaştırılarak radyo frekansı ile saçılmasıyla hazırlanmıştır [17]. Bu örnekler polikristal formundadır ve elektron yoğunluğu 10^{18} cm^{-3} ile mobilitesi $250 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ civarındadır. Sonraları ise farklı araştırma grupları InN büyüttümler ve bunların elektron yoğunlukları 10^{19} cm^{-3} ve mobiliteleri $100 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ arasındadır

[18,19]. Foley ve Tansley (1984) tarafından özellikle istisnai olarak mobilité 3980 cm²/V.s ve elektron yoğunluğu da 10¹⁶ cm⁻³ olarak bulunmuştur [20]. Bahsi geçen bu örnek aynı deney şartları ve koşulları sağlanarak tekrar üretilmesine rağmen örneklerin elektron yoğunluğu 3x10¹⁹ cm⁻³ olarak ve mobiliteleri de 100 cm²/V.s den az olarak bulunmuştur [21]. Benzer çalışmalar farklı araştırma grupları tarafından da yine RF-saçılma polikristal film üretim yöntemi kullanılarak üretilen örneklerde yapılmış ve benzer sonuçlar gözlenmiştir [19]. Yine düşük elektron yoğunluğu ve yüksek mobiliteli örnekler Foley ve Tansley (1986) tarafından sentezlenmiş ve bu örneklerde optik soğurma ölçümlerinden InN'in yasak enerji aralığı 1,9 eV olarak öngörölmüştür.

1990'ların başında GaN tabanlı aygıtların geliştirilmesi sürecinde, In_xGa_{1-x}N ince filmlerin yasak enerji aralıklarının İndiyum yoğunluğu (x), ile nasıl değıştiğı hakkında araştırma çalıştırmalarına başlamıştır [15]. Yapılan bir çalıştırmaya göre enerji aralığının İndiyum yoğunluğu artıkça hızlı bir şekilde 2 eV'un altına düştüğü gözlenmiştir [22]. Başka araştırma grupları ise x'in hem değışimin küçük hem de değerin küçük olduğı yerlerde yasak enerji aralığının alışılmadık şekilde olduğunu gözlemlemişlerdir [23].

InN çalıştırmalarındaki büyük kırılma on yıl kadar önce safir alttaş üzerine MBE (Molecular Beam Epitaxy) ile yapılan yüksek kaliteli tek kristal filmler sayesinde olmuştur [24-29]. MBE'de büyütölen InN yapıların elektriksel özelliklerinde büyük bir gelişme sağlanmıştır; elektron yoğunluğu oda sıcaklığında 10¹⁸ m⁻² değerlerine düşerken mobilité 0,1 m²V⁻¹s⁻¹ olarak ölçölmüştür. Günümüzde elektron mobilitésinin arttığı ve 0,22 m²V⁻¹s⁻¹ değerlerine ulaştığı ve bu örnek için elektron yoğunluğunun da 3x10¹⁷ m⁻² olarak bulunduğı rapor edilmiştir [30].

Yüksek kaliteli tek kristal InN üretilmesi bu yapıların temel fiziksel özelliklerinin araştırılmasına fırsat vermiştir. MBE'de büyütölmüş InN düşük elektron yoğunluğuna sahip örneklerde, optik absorpsiyon, fotoışına (PL) ve fotomodölasyonlanmış yansıma (PR) ölçümleri ile yasak enerji aralığı 0.67± 0.05 eV olarak bulunmuştur [27,31,32]. Bu değer yaklaşık olarak önceki değerlerin 1/3'ü kadardır. Farklı gruplar tarafından yapılan kuramsal band hesapları da bulunan bu düşük enerji aralığı bilgisini doğrulamaktadır.

2.2. Transport Mobilitesini Belirleyen Saçılma Mekanizmaları

Yarıiletkene dış elektrik alan uygulandığında, iletim bandındaki elektronların hareketini tanımlamak için etkin kütle yaklaşımı kullanılır. Periyodik kristal potansiyelinde örgü titreşimleri, safsızlıklar, kristal kusurları gibi faktörlerden kaynaklanan değişimler $\Delta U(\vec{r})$ potansiyel enerjisi ile temsil edilir. Elektronlar bu değişimden dolayı saçılmaya uğrarlar. Dolayısıyla, herhangi bir saçılma sürecinin tanımlanabilmesi için $\Delta U(\vec{r})$ 'nin bilinmesi gerekmektedir. Yarıiletkenlerde birden fazla saçılma süreci söz konusu olduğundan momentum durulma zamanları

$$\frac{1}{\tau_T} = \sum_i \frac{1}{\tau_i} \quad (2.1)$$

şeklinde toplanabilmektedir [34]. Mathissen kuralı olarak bilinen bu ifadedeki τ_T toplam momentum durulma zamanıdır. Elektronların transport mobilitesi ise

$$\mu = \frac{e\langle\tau_T\rangle}{m^*} \quad (2.2)$$

bağıntısı ile verilir. İfadedeki ortalama saçılma zamanı, $\langle\tau_T\rangle$,

$$\langle\tau_T\rangle = \int \tau_T E \left(\frac{\partial f(E)}{\partial E} \right) dE \left[E \left(\frac{\partial f(E)}{\partial E} \right) dE \right]^{-1} \quad (2.3)$$

bağıntısıyla tanımlanır [33,34].

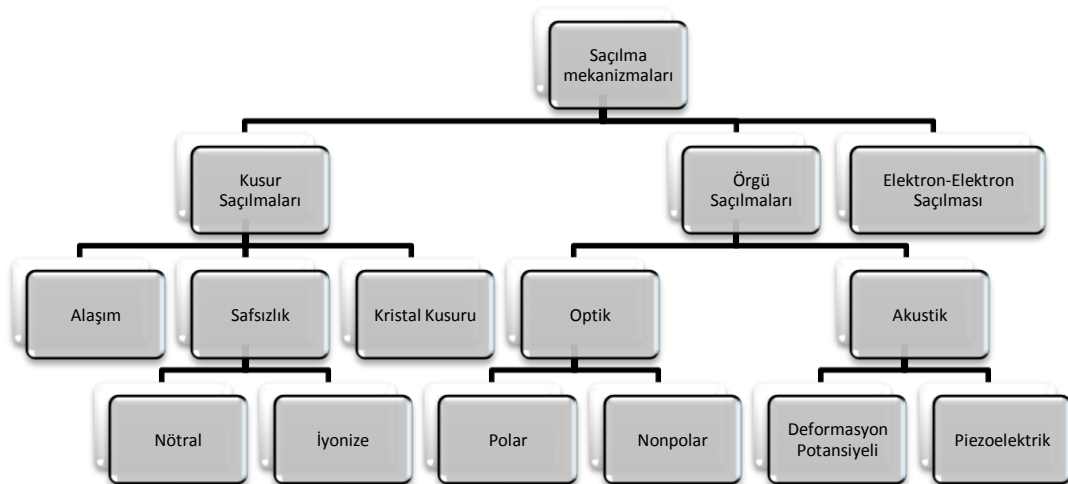
İki-boyutlu yarıiletkenlerde elektronların transport mobilitesini belirleyen saçılma mekanizmaları, esas olarak, hacimli yarıiletkenlerle aynıdır. Örgü titreşimlerini, akustik ve optik fonon titreşimleri olarak gruplandırmak mümkündür. Akustik fonon titreşimleri daha uzun dalgaboyuna sahip iken optik fonon titreşimleri daha kısa dalga boyuna sahiptir. Kovalent yarıiletkenlerde, akustik ve polar olmayan optik fonon ve safsızlık saçılmaları taşıyıcı hareketi ya da bir başka deyişle mobilite için daha baskındır. GaN ve GaAs gibi polar yarıiletkenlerde ise boyuna optik (LO) polar optik fonon saçılması baskın saçılma mekanizmasıdır. İyonik bağ içeren yarıiletkenlerde, elektron bir atomdan diğerine doğru ilerlerse, elektriksel kutuplanma doğurur ve elektrik alanı meydana gelir. Bu alan hareketli yüklü parçacıkların yönünün değişmesine neden olur ki bu durumda polar optik fonon saçılmasını meydana getirir. Bu olay yüksek sıcaklıklarda baskındır. Bunlara ek olarak özellikle geniş yasak enerji aralıklı

nitrat içerikli bileşik yarıiletkenlerde merkez simetrisinin bozulması piezoelektrik saçılmayı oluşturur ve elektronların saçılmasına sebep olur [35].

InGaN ve AlGaN gibi alaşımlarda bunlara ek olarak farklı saçılma mekanizmaları meydana gelir. Özellikle bu yapıların büyütüldüğü altaşların örgü sabitleri ile alaşımların örgü sabitlerinin uyuşmamasından kaynaklanan deformasyon saçılması en etkin saçılma mekanizmalarındandır.

Yarıiletkenlerin iletkenliği, hem serbest taşıyıcıların sayısına hem de serbest taşıyıcıların kristal içindeki hareket özgürlüğüne bağlıdır. Bu özgürlük taşıyıcı mobilitesi olarak bilinir ve n tipi malzemede iletim bandındaki geçişlerden, p tipi malzemede ise değerlik bandındaki geçişlere bağlıdır. Taşıyıcı mobilitesi, örgü sıcaklığının fonksiyonuna, elektrik alana, katkı yoğunluğuna ve yarıiletken malzemenin kristal kalitesine bağlıdır. Taşıyıcı mobilitesi hem malzeme kalitesini test etmek için evrensel bir değer olarak hem de aygıt yapımında direnç serisinin göstergesi olarak kullanılır. Bazı durumlarda, taşıyıcı mobilitesi safsızlık bandındaki taşıyıcıların fonksiyonu olarak tanımlanır. Taşıyıcı mobilitesi sıcaklığın kuvvetli bir fonksiyonudur [35]. III-V Nitratlı bileşiklere başat olan saçılma mekanizmaları Çizelge 2.1’de verilmiştir.

Çizelge 2.1. III-V Nitratlı bileşiklerde başlıca saçılma mekanizmaları

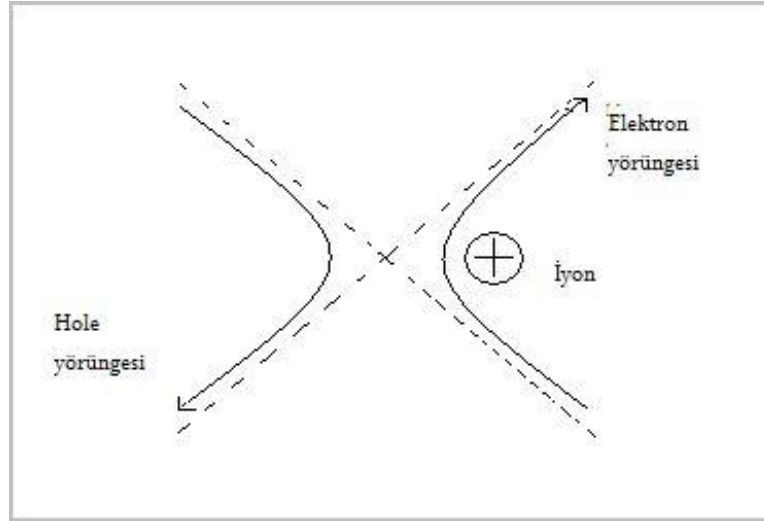


2.2.1. İyonize Safsızlık Saçılması

Temelde iyonize safsızlık saçılmasının temel nedeni taşıyıcılar ile iyonları arasındaki Coulomb etkileşmesidir. Düşük sıcaklarda taşıyıcıların termal hızları azaldığı için iyonize safsızlık saçılması daha baskındır [35]. Yüğü Zq kadar olan bir iyonun kristal potansiyel enerjisine katkısı Coulomb enerjisi olarak verilir. Bu enerji aynı zamanda saçılmalara neden olan saçılma enerjisidir. İyon ile serbest taşıyıcı arasındaki mesafe r olmak üzere, bu enerji [36]

$$\Delta U(\vec{r}) = \mp \frac{Zq^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (2.4)$$

eşitliğiyle verilir. Bağntıdaki iyon ile serbest taşıyıcı arasındaki kutuplanma aynı olduğunda potansiyelin işareti pozitif, zıt olduğunda ise negatiftir. Şekil 2.1’de Coulomb saçılmasına uğrayan serbest taşıyıcıların yörüngesi gösterilmiştir.



Şekil 2.1. İyonize safsızlık saçılmasında elektron ve holelerin yörüngeleri.

Sıcaklık azaldığında, iyonize safsızlıkların yoğunluğu üssel olarak azalırken elektronların termal enerjisi doğrusal olarak azalır. Sıcaklık mutlak sıfıra yaklaşırken, iletim elektronlarının yoğunluğu da sıfıra, iyonize donör yoğunluğu N_D^+ ve akseptör yoğunluğu ise N_A^- değerine yaklaşır. Bu şartlar altında, elektron potansiyeli düşük sıcaklıklarda artık sonlu ve ölçülebilir değerler alır [37]. Falicov ve Cuavas elektron mobilitesinin bu limitler için türetmişlerdir [38].

$$\mu_{II} = \frac{2^{7/2} \pi^{-3/2} \varepsilon_0^2 (kT)^{3/2}}{q^3 (m^*)^{1/2} (2N_A^-) [\ln(y+1) + y(1+y)^{-1}]} \quad (2.5)$$

Burada,

$$y = \frac{6(m^*)kT}{\pi^{2/3} \hbar^2 (N_D^+ - N_A^-)}, \quad (2.6)$$

ε_0 düşük frekans dielektrik sabiti, m^* etkin kütle, q elektronun yükü, ve k ise Boltzmann sabitidir. $(N_D^+ - N_A^-)$ net safsızlık yoğunluğu ise sıcaklığa bağlı Hall deneylerinden elde edilen elektron yoğunluğu grafiklerden bulunabilir [37].

2.2.2. Nötral Safsızlık Saçılması

Elektronların nötral atomların elektronlarıyla etkileşmesinden dolayı momentumları değişir. Bu saçılma mekanizması iyonize safsızlık kadar baskın bir saçılma değildir [35]. Nötral iyonize safsızlık saçılması iyonize safsızlık saçılmasından daha karmaşıktır [39,40] Nötral safsızlık saçılması,

$$\mu_{nI} = \frac{q}{20 a_B \hbar N_{nI}} \quad (2.7)$$

ifadesiyle verilir. Burada a_B Bohr yarıçapıdır ve

$$a_B = \frac{4\pi \varepsilon_0 \hbar^2}{m_e q^2} \frac{\varepsilon_s}{m^*} \quad (2.8)$$

eşitliğiyle verilir. Eş. 2.7 terimi içerisindeki N_{nI} ifadesi nötral safsızlık konsantrasyonudur [35, 38]. Eş. 2.7 sıcaklıktan bağımsızdır ve tüm sıcaklık değerlerinde sabit bir değere sabittir [38].

2.2.3. Fonon Saçılması

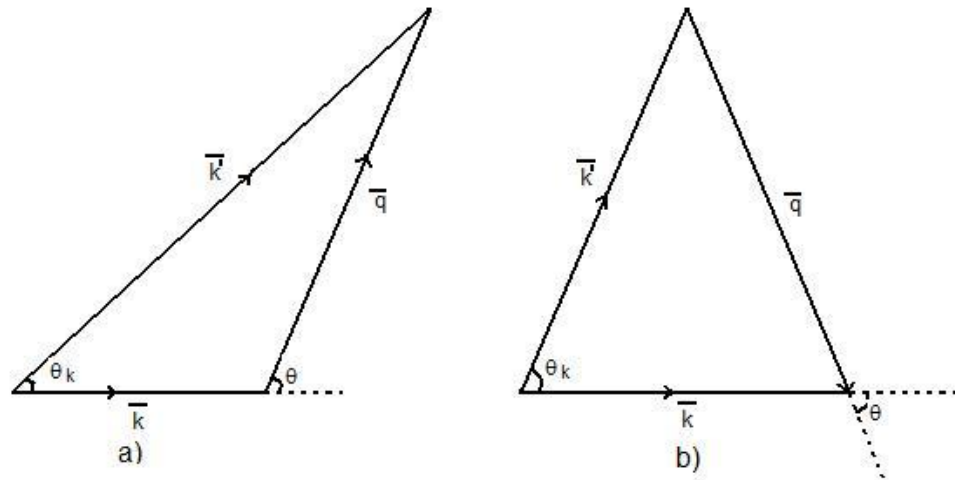
Yarıiletken kristaldeki iletim elektronları örgü noktalarında bulunan atomların oluşturduğu periyodik potansiyel içinde hareket ederler. Atomların denge konumları etrafında titreşimleri (fononlar) periyodik kristal potansiyelinde değişimler meydana getirmektedir. Bu değişim elektronların saçılmasına ve momentumun değişmesine sebep olur. Elektron-fonon etkileşmesinde fonon yayımlanması ya da soğurulması süreçlerinde momentum ve enerji korunumu

sağlanmalıdır. Fonon soğurulması ve yayımlanması süreçleri Şekil 2.2’de gösterilmiştir. Kristal momentumu ve enerji korunumu, sırasıyla

$$k'^2 = k^2 + q^2 \mp 2kq \cos \theta \quad (2.9)$$

$$\frac{\hbar k'^2}{2m^*} = \frac{\hbar k^2}{2m^*} \mp \hbar\omega \quad (2.10)$$

bağıntıları ile ifade edilir [36]. Burada pozitif işaret fonon soğurulması, negatif işareti fonon yayımlanmasına karşı gelir.



Şekil 2.2. (a)Fonon soğurulması ve (b) Fonon yayımlanması süreçlerinin şematik gösterimi.

Elektronlar hem akustik hem de optik fononlarla etkileşirler. Akustik fonon saçılmasına karşı gelen mobilite μ_{AC} , polar optik fonon saçılmasına karşı gelen mobilite μ_{PO} olmak üzere, bu mobilitelerin sıcaklıkla değişimi

$$\mu_{AC} \propto T^{-1}; \quad T < 80 \text{ K} \quad (2.11)$$

$$\mu_{PO} \propto T^{-\beta}; \beta > 2 \quad T < 300 \text{ K} \quad (2.12)$$

ampirik bağıntılarıyla verilmektedir [41-43]. İki-boyutlu sistemlerde, akustik fonon saçılması düşük sıcaklıklarda ($T < 40 \text{ K}$), optik fonon saçılması ise yüksek sıcaklıklarda baskın rol alır. Kristalde boyuna akustik fonon saçılmalar yayılırken atomlar arasındaki mesafede değişim olur. Bu değişimden dolayı örgü sabitinde ve dolayısıyla iletim bandı (E_c) ve valans bandı (E_v) kenarlarında değişimler meydana gelir ve elektronlar deformasyon potansiyeli saçılması adı verilen saçılmaya uğrarlar. Enine akustik fonon saçılmasının etkisi yok denecek kadar

azdır [36]. Boyuna akustik titreşimler esnasında birim hücrenin genişlemesi ve sıkışması, zorlanmanın maksimum olduğu bölgede meydana gelir. Saçılma potansiyeli ile zorlama arasında bir oran mevcuttur. Bu orana akustik deformasyon potansiyeli katsayısı ε_A denir ve

$$\Delta U(\vec{r}, t) = \varepsilon_A \vec{\nabla} \cdot \vec{u}(\vec{r}, t) \quad (2.13)$$

bağıntısıyla tanımlanır. Burada $\vec{u}(\vec{r}, t)$ atomların denge konumlarına göre etraflarındaki yer değiştirmesidir. Boyuna akustik fononlara bağlı elektron saçılmaları çok önemlidir. Genel olarak, saçılma elastik saçılma gibi bilinir çünkü elektronların enerji değişimi katının içindeki ses hızıyla ve elektronların termal hızlarıyla orantılıdır. Bu orantı sıcaklığın 100 K'den büyük olduğu yerlerde baskındır. Akustik model örgü titreşimlerinin nedeni örgü ara boşlukları ve band ara boşluklarındaki yerel dalgalanmadır. Bu dalgalanmalardaki potansiyel deformasyon potansiyeli olarak isimlendirilir [44]. Sadece deformasyon potansiyeli tarafından belirlenen mobilite [35],

$$\mu_{dp} = \frac{2(2\pi)^{1/2} C_1 \hbar^4 q}{3E_{dp}^2 (m^*)^{5/2}} (kT)^{-3/2} \quad (2.14)$$

eşitliğiyle verilir. Burada

$$C_1 = \rho u_1, \quad (2.15)$$

ρ malzemenin özkütlesi, u_1 ses hızı ve E_{dp} deformasyon potansiyelidir [37].

Özellikle nonpolar yarıiletkenlerde, deformasyon potansiyel saçılması örgü titreşimlerine bağlı dalga olayları ile açıklanır. Örgü atomlarının titreşimi sonucunda örgü bölgesel deformasyona uğrar ve potansiyelin değişmesine neden olur. Bu potansiyel deformasyon potansiyeli olarak adlandırılır [35].

Bazı yarıiletkenlerde birim hücrede iki ya da daha fazla atom bulunabilir. Bunun sonucunda kristalde bir simetri merkezi olmayabilir. Bu yapılarda boyuna akustik fononların etkisi ile oluşan zorlanma, iyonların kutuplanmasına neden olur. Bunun sonucunda kristalin yapıda konuma ve zamana bağlı olarak değişen bir dipol elektrik alanı meydana gelir. Bu elektrik alan etkisiyle meydana gelen saçılmaya piezoelektrik saçılması denir. Saçılma potansiyelinin büyüklüğü ve zorlanma arasındaki ilişki

$$\Delta U(\vec{r}, t) = \frac{q h_{pz}}{\varepsilon_0 q_s} \vec{\nabla} \cdot \vec{u}(\vec{r}, t) \quad (2.16)$$

şeklindedir. Burada h_{pz} piezo elektrik katsayısı, q temel elektrik yükü, q_s temel elektrik yüküdür. Piezoelektrik potansiyel akustik titreşimler tarafından üretilir [44]. Piezoelektrik tarafından sınırlanan mobilite,

$$\mu_{pe} = \frac{16(2\pi)^{1/2} \epsilon \hbar^2}{3P_{\perp}^2 (m^*)^{3/2} (kT)^{1/2}} \quad (2.17)$$

eşitliğiyle verilir. Burada

$$P_{\perp}^2 = \frac{h_{pz}^2}{\epsilon \rho u_1^2} \quad (2.18)$$

eşitliğiyle verilir. Piezoelektrik saçılmasının mobiliteye olan katkısı diğer saçılmalarından küçük olduğundan ve malzeme içindeki parametrelerin kesin olarak bilinmemesinden dolayı ihmal edilir.

Optik fononlar da elektronların iki bağımsız süreçte saçılmasına neden olurlar. Birinci deformasyon potansiyeli saçılması, ikicisi polar optik saçılmasıdır. Birim hücrenin genişlemesi veya sıkışması başat olarak boyuna optik fononların etkisi ile meydana gelir, enine fononların katkısı çok azdır. Optik titreşimlerin yayılması sırasında, atomlar birbirine göre yerdeğiştirme yaptıklarından, denge konumlarına göre değil de, birbirlerine göre yerdeğiştirmeleri göz önünde bulundurulur. Bu bağıl yerdeğiştirme iletkenlik ve valans bandı kenarlarında değişimlere sebep olur ve bu değişimler elektronların saçılmasına neden olur. Saçılma potansiyelinin büyüklüğü ile bağıl yerdeğiştirme arasındaki ilişki

$$\Delta U(\vec{r}, t) = D \delta u(\vec{r}, t) \quad (2.19)$$

bağıntısıyla verilir [36]. Burada D optik deformasyon potansiyeli katsayısı, $\delta u(\vec{r}, t)$ atomların bağıl yerdeğiştirmesidir. Polar optik fonon saçılması ise atomların birim hücredeki kutuplanması sonucunda meydana gelir. Bu kutuplanma boyuna titreşimler sonucunda meydana getirilir. Polar optik fonon saçılma potansiyelinin büyüklüğü ile atomların bağıl yerdeğiştirmeleri arasındaki bağıntı

$$\Delta U(\vec{r}, t) = \frac{qe^*}{\Omega \epsilon_s q_s} \delta u(\vec{r}, t) \quad (2.20)$$

şeklinde ifade edilir [36]. Burada e^* Born etkin kütlesi, ϵ_{∞} yüksek frekans dielektrik sabiti ve Ω birim hücre hacmidir.

Birim hücredeki atomların kutuplaşmasından polar optik fonon saçılması meydana gelir. Yüksek fonon enerjisinden kaynaklanan bu saçılma inelastik

saçılmadır. Polar optik fonon saçılması için momentum durulma zamanı tam olarak tanımlanamayabilir. Fakat polar optik fonon saçılması tarafından tanımlanan mobilite hesaplaması için bazı yaklaşımlar önerilebilir [45].

Dipol momente bağlı bu saçılmalar optik model örgü titreşimleri tarafından tanımlanabilir, optik model örgü titreşimleri atomlar içindeki iyonik yüklerin etkileşmesi tarafından tanımlanan polar optik model saçılma işlemi tanımlanması olarak tanımlanır. Bu saçılma mekanizması yüksek sıcaklık veya yüksek elektrik alanda baskındır. Bu durumda, Boltzman eşitliğini çözümü oldukça zordur, çünkü durulma zamanı yüklü parçacıkların pertürbasyonu ve pertürbasyon kuvvetinin bir fonksiyonudur. Durulma zamanı ve bu saçılmanın mobilitesi özel sıcaklık durumları için hesaplanır [44]. Polar optik fonon saçılmasının sınırladığı mobilite,

$$\mu_{po} = \frac{2^{9/2} \pi^{1/2} \hbar^2 (kT)^{1/2} (e^{\theta_{LO}/T} - 1) \chi(\theta_{LO}/T)}{3q(m^*)^{3/2} (k\theta_{LO})(\epsilon_s^{-1} - \epsilon_0^{-1})} \quad (2.21)$$

eşitliğiyle verilir. Burada

$$\chi(\theta_{LO}/T) = \frac{3\sqrt{\pi}}{8} \left(\frac{\theta_{LO}}{T} \right) \text{ eğer } T \leq 220 \text{ K} \quad (2.22)$$

$$\chi(\theta_{LO}/T) = 1 - 0.584 \left(\frac{\theta_{LO}}{T} \right) + 0.292 \left(\frac{\theta_{LO}}{T} \right)^2 - 0.037164 \left(\frac{\theta_{LO}}{T} \right)^3 + 0.0012 \left(\frac{\theta_{LO}}{T} \right)^4$$

eğer $T > 220 \text{ K}$ (2.23)

ve θ_{LO} Debye sıcaklığıdır [35]. Bu mobilitenin hesaplanması, perdeleme elektronlarının kutupsal optik etkileşmesi çok önemlidir. Perdeleme etkileşmesi hesaba katıldığında, momentum durulma zamanı eşitliği 2D sistemlerde kullanıldığında çok karmaşık olur [46,47].

Akustik fonon saçılmasına benzer, fakat bu saçılma optik model örgü titreşmelerinin içinde band aralığı ki orada elektronların saçıldığı dan lokal pertürbasyona sebep olur. Deformasyon potansiyeli bağımlılığı D_{op} olarak gösterilir ki tanımlaması birim gerilme başına enerjidir [35]. Non polar optik fonon saçılması tarafından oluşan mobilite,

$$\mu_{npo} = \frac{2^{3/2} \pi^{1/2} q \rho \hbar^2 (k\theta_{LO})^2}{3D_{op}^2 (m^*)^{5/2} (kT)^{3/2}} \text{ eğer } kT \geq \hbar w_{LO} \quad (2.24)$$

$$\mu_{npo} = \frac{2^{1/2} \pi q \rho \hbar^4 (\hbar w_{LO})^{1/2}}{D_{OP}^2 (m^*)^{5/2} n_0} \text{ eğer } kT \leq \hbar w_{LO} \quad (2.25)$$

eşitliğiyle verilir. Burada w_{LO} non polar optik fonon frekansdır [35]. Saçılmanın bu formundaki kuvvetin gerçek değeri D_{op} için bilinmemektedir. Ancak, oda sıcaklığında polar optik fonon saçılması başat bir rol aldığından dolayı, non-polar optik fonon saçılması ihmal edilebilir.

2.2.4. Alaşım Düzensizliği Saçılması

Alaşımı oluşturan bileşik ya da elementlerin kristal potansiyelleri farklı olduğundan, alaşımın periyodik yapısı periyodik olsa bile, kristal potansiyeli periyodik değildir. Bunu hesaba katmak için sanal kristal yaklaşımı kullanılmaktadır [48]. Bu yaklaşımda, kristal yapıyı oluşturan atomlar yerine ortalama bir atom yerleştirilir ve $A_x B_{x-1} C$ alaşımının gerçek potansiyel fonksiyonu yerine $xV_A + (1-x)V_B + V_C$ periyodik potansiyeli yazılır. Bu sanal potansiyel ile gerçek potansiyel arasındaki fark elektron saçılmasına neden olur ve elektriksel iletkenliği dolayısıyla mobilitayı etkiler [48].

Alaşım düzensizliği saçılması üçlü ve dörtlü bileşiklerden büyütülen 2D yarıiletkenlerde etkin olmaktadır. Hacimli yarıiletkenlerde alaşım düzensizliği saçılması tarafından belirlenen mobilite sıcaklığa $T^{-1/2}$ şeklinde bağlıdır [49]. 2D yarıiletkenlerde ise saçılma mekanizmasına karşı gelen momentum durulma zamanının sıcaklıktan bağımsız olduğunu gösteren yaklaşımlar vardır [50,51].

Alaşım düzensizliği saçılma potansiyeli, E_{AB} ile karakterize edilir. Alaşım düzensizliği saçılma potansiyeli için uygulanmış birkaç model vardır ve birkaç farklı değer gözlenebilir [51-53].

Sadece alaşım düzensizliği saçılmasının belirlenen mobilite,

$$\mu_{al} = \frac{q \pi \hbar^4}{\sqrt{2} V_C x(1-x) E_{AB}^2 (m^*)^{5/2}} (kT)^{-1/2} \quad (2.26)$$

eşitliyle verilir. Burada

$$V_C = (1-x)V_{InN} + xV_{GaN} \quad (2.27)$$

$In_{1-x}Ga_xN$ örneğinin birim hücrenin hacmidir [35].

2.2.5. Dislokasyon Saçılması

Genellikle III-nitrat yarıiletkenler safir alttaş üzerine büyütülür. Safir alttaş ile III- nitrat yarıiletkenlerin örgü parametrelerinin uyuşmaması sonucunda dislokasyonlar meydana gelir. Meydana gelen dislokasyonlar, vida ve kenar dislokasyonları olmak üzere iki şekilde meydana gelir. Dislokasyonlar tarafından oluşan potansiyel enerji [54] silindirik koordinatlar da olduğu farz edebilir ki

$$V(r) = \frac{2}{2\pi\epsilon c} K_0 \left(r/\lambda_D \right) \quad (2.28)$$

eşitliyle verilir. Burada c [0001] doğrultusundaki örgü parametresi, K_0 sıfırıncı mertebeden Bessel fonksiyonu, ϵ statik dielektrik sabiti ve λ_D ,

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon k_B T}{e^2 n}} \quad (2.29)$$

eşitliyle verilir. Burada n taşıyıcı konsantrasyonudur [55]. Elektronlar için momentum durulma zamanı

$$\tau_{dis}(k) = \frac{\hbar^3 \epsilon^2 c^2}{f^2 N_{dis} m^* e^4} \frac{(1 + 4\lambda_D^2 k_\perp^2)^{3/2}}{\lambda_D^4} \quad (2.30)$$

eşitliyle hesaplanabilir. Burada $k_\perp$ elektronların dislokasyon çizgisine yaptığı dik hareketin dalga vektörüdür. Bu dalga vektörü $E = \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \right) k_\perp^2$ ile ilişkilendirilebilir. N_{dis} ise dislokasyon yoğunluğu ve f doldurma faktörüdür. Doldurma faktörü sıfır ile bir arasında değer alır. Eğer doldurma faktörü bir ise tüm tuzakların dolduğu anlamı çıkarılabilir. Dislokasyon saçılmasından kaynaklanan ortalama momentum durulma zamanı,

$$\langle \tau_{dis} \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi} (k_B T)^{5/2}} \int_0^\infty \tau_{dis} E^{3/2} e^{-\frac{E}{k_B T}} dE \quad (2.31)$$

eşitliyle hesaplanabilir. Eşitlik 2.31' deki integralin çözümüne ulaşmak için $k_\perp^2 = \frac{2m^* k_B T}{\hbar^2}$ ifadesi kullanılır [56] ve durulma zamanı

$$\tau_{dis} = \frac{\hbar^3 \epsilon^2 c^2}{f^2 N_{dis} m^* e^4} \frac{\left(1 + \frac{8m^* k_B T \lambda_D^2}{\hbar^2} \right)^{3/2}}{\lambda_D^4} \quad (2.32)$$

eşitliğiyle verilir. Jena et al. (2000) tarafından hesaplanan 2DEG için momentum durulma zamanı[57],

$$\mu_{dis}^{2D} = \frac{\hbar^3 \epsilon^2 c^2}{f^2 N_{dis} (m^*)^2 e^3} \int_0^1 \frac{16\pi k_f^4}{\left(u + \frac{q_{TF}}{2k_f}\right)^2 \sqrt{1-u^2}} du \quad (2.33)$$

eşitliğiyle verilir. Burada $k_f = \sqrt{2\pi n_s}$ Fermi dalga vektörü, n_s 2DEG taşıyıcı konsantrasyonu, $q_{TF} = 2/a_B^*$ Thomas Fermi dalga vektörü, a_B^* ise materyalin Bohr yarıçapıdır.

2.3. Magnetik Alan Altında 2DEG' nın Elektriksel Özellikleri

2.3.1. Klasik Magnetotransport

$\vec{j}$ akım yoğunluğu, $\vec{E}$ elektrik alan ve σ iletkenlik tensörü olmak üzere

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (2.34)$$

ohm yasası bağıntısı 2DEG için geçerlidir. İki boyutlu bir sistem için iletkenlik tensörü

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{xy} & \sigma_{xx} \end{bmatrix} \quad (2.35)$$

şeklinde yazılabilir. Düşük manyetik alan ve yüksek sıcaklıklarda, iletkenlik tensörü elemanlarının

$$\sigma_{xx} = \frac{ne\mu_t}{1+(\mu_t B)^2} \quad (2.36)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{ne(\mu_t B)^2}{B(1+(\mu_t B)^2)} \quad (2.37)$$

ifadeleri ile gösterilebilir [58]. Özdirenç, iletkenlik tensörünün tersi olarak tarif edilir. Bu durumda, özdirenç tensörünün elemanları

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \quad (2.38)$$

ve

$$\rho_{xy} = -\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \quad (2.39)$$

bağıntısıyla verilir.

2.3.2. İki Boyutlu Elektron Gazında Durum ve Taşıyıcı Yoğunluğu

İki-boyutlu elektron gazında durum yoğunluğu (birim alan ve birim enerji aralığı başına düşen izinli durum sayısı) enerjiden bağımsızdır ve parabolik band yaklaşımından

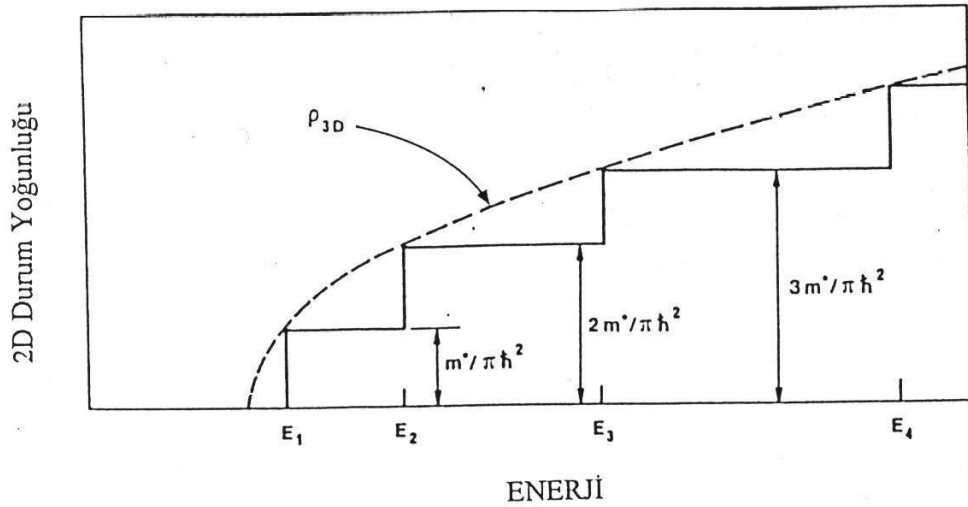
$$g_{2DEG} = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \quad (2.40)$$

ifadesiyle verilir(Şekil-2.3). 2D elektron yoğunluğu

$$n_{2DEG} = \int_0^\infty g_{2DEG}(E) f(E) dE \quad (2.41)$$

bağıntısından hesaplanabilir. Burada $f(E)$, Fermi-Dirac dağılım fonksiyonudur. Mutlak sıfırda ($T=0$ K)

$$n_{2DEG} = \frac{m^* E_F}{\pi \hbar^2} \quad (2.42)$$



Şekil 2.3. İki (2D) ve üç (3D) boyutlu elektron gazının durum yoğunluklarının karşılaştırılması [59]

2.4. X-Işınlının Maddeden Kırınımı ve Yapı Tayini

Atomlar veya atom gruplarının üç boyutlu uzayda belirli bir simetri düzeni içerisinde periyodik olarak tekrarlanmasına kristal yapı adı verilir. Kristal katıların yapısı hakkındaki bilgiler, numunenin dış görünüşünün makroskopik veya mikroskopik olarak incelenmesinden elde edilir. Bununla birlikte görünür ışık kullanılarak yapı hakkında bilgiler elde edemeyiz. Çünkü görünür ışığın dalgaboyu, kristalin atom ve molekülleri arasındaki boşluklarla kıyaslandığında oldukça büyüktür. Dalga boylarının kristal içindeki boşluklarla aynı boyutta olması kristal hakkında bilgi elde etmeyi kolaylaştırmaktadır.

Bir malzemenin atomik yapısını görüntülemek, yüksek çözünürlüğe sahip çeşitli elektron mikroskopları kullanılarak mümkündür. Fakat bilinmeyen yapıları

belirlemek veya yapısal parametreleri tayin etmek için kırınım spektrumlarını kullanılması gerekir. Katıların kristal yapılarını incelemek için en çok kullanılan kırınım tekniği X-Işını kırınımıdır.

Kristal yapının varlığı ve kristal yapı içerisindeki atomların dizilişleri, X-Işını kırınım spektrumları kullanılarak, ilk defa 1912 yılında Max von Laue tarafından incelenmiştir. X-Işınlının dalga boyları atomik boyutla kıyaslanabilecek kadar küçüktür. Dalga boyu X-Işının dalga boyu kadar küçük olan nötronlar veya elektronlar kullanılarak da kristalin yapısı hakkında bilgi elde edilebilir. Fakat en fazla kullanılan metot X-Işını kırınımıdır [60-61].

Materyallerin kristal yapıları ile ilgili çalışmalarda x-ışınlarının kırınımından yararlanılmaktadır. Bir X-Işının enerjisi, dalga boyu ile ters orantılıdır ve enerjisi $E = h \cdot c_{ışın} / \lambda$ dir. Dalga boyu ise 0,1 Å ile 100 Å arasında değişir. Kristal çalışmalarında 0,2 Å ile 2,5 Å arasındaki dalga boylu x-ışınları kullanılır.

X-ışınlarının kristalde kırınımına uğraması için belirli geometrik şartların gerçekleşmesi gerekmektedir. X-ışınları bir kristal üzerine düşürüldükleri zaman kristaldeki atomlara ait elektronları aynı frekansta titreşmeye zorlarlar. Böylece, kristaldeki elektronlar, her yönde aynı dalga boyunda ışın yayınlırlar. Kristaldeki her atomun bütün elektronları, x-ışınlarının saçılmasına katkıda bulunurlar ve küresel dalga şeklinde aynı faz ile aynı frekansta ışıma yaparlar. Aynı frekansta ışıma yapan bu örgü noktalarındaki atomlar birer kaynak gibi davranırlar. Bu ışımlar bazı yönlerde birbirlerini kuvvetlendirirken bazı yönlerde ise zayıflatırlar. Yani, bu ışımlar yapıcı ve yıkıcı girişim yaparlar. Yapıcı girişim oluşturan ışımlar spektrum oluşturarak, incelenen malzemenin kristal yapısı hakkında bilgi verir.

Bir malzeme için yapılan basit kimyasal analiz ancak malzeme içerisinde var olan elementlerin hangileri olduğu hakkında bilgi verebilir. Halbuki X-Işını kırınımı ile malzemenin içinde bulunan kimyasal bileşenlerin cinsi ve bu bileşenlerin malzeme içinde hangi fazda bulundukları belirlenerek nitel analiz yapılabilir.

Aynı zamanda nicel analiz de mümkündür. Çünkü malzeme içinde var olan bileşenlerin sahip olduğu piklerin şiddeti, bu bileşenin malzeme içindeki oranına bağlıdır. Bu şekilde bilinmeyen bir malzeme, kırınım deseni ve JCPDS (Joint Committee on Powder Diffraction Standards) kartları kullanılarak tayin

edilebilir. XRD ile kimyasal analizde kullanılacak bilinmeyen malzeme zarar görmez ve küçük bir parçası bu analiz için yeterlidir. Bir cismin toz deseni o cismin karakteristik bir özelliğidir.

Kırınım deseni üzerindeki piklerin şiddetlerine, yarı pik genişliklerine ve zemin (background) şiddetine bakılarak malzemenin kristalleşmesi hakkında bilgi edinilebilir. İyi bir kristalleşme seviyesine sahip malzemenin XRD deseni, şiddeti minimum olan bir zemin üzerinde bulunan yüksek şiddetli ve yarı pik genişlikleri dar olan piklere sahiptir.

Eğer zemin şiddeti yüksek, yarı pik genişlikleri geniş ve pik şiddetleri düşük ise kristalleşme seviyesinin kötü olduğu söylenebilir [61]. X-Işını kırınımı ile ince filmin kalınlık, kimyasal bileşim, amorflik, tek kristal ya da polikristal durum, kristal yapı bozuklukları, kristal içerisinde bulunabilecek katkı atomları, kristalografik yönelim, örgü parametreleri, tane boyutu ve benzeri pek çok özellik incelenebilmektedir.

Kristal yapının incelenmesinde Bragg yasasından yararlanılır. Bu yasaya göre, monokromatik x-ışınları kristalin paralel düzlemlerine θ açısı yaparak gelsin ve atomların paralel düzlemleri arasındaki uzaklıkta d olsun. Kristale giren X-Işınlarının kırılmadığı kabul edilirse, x-ışınları atomların oluşturduğu düzlemlerden θ açısı yaparak yansıyacaktır (Şekil. 2.4).

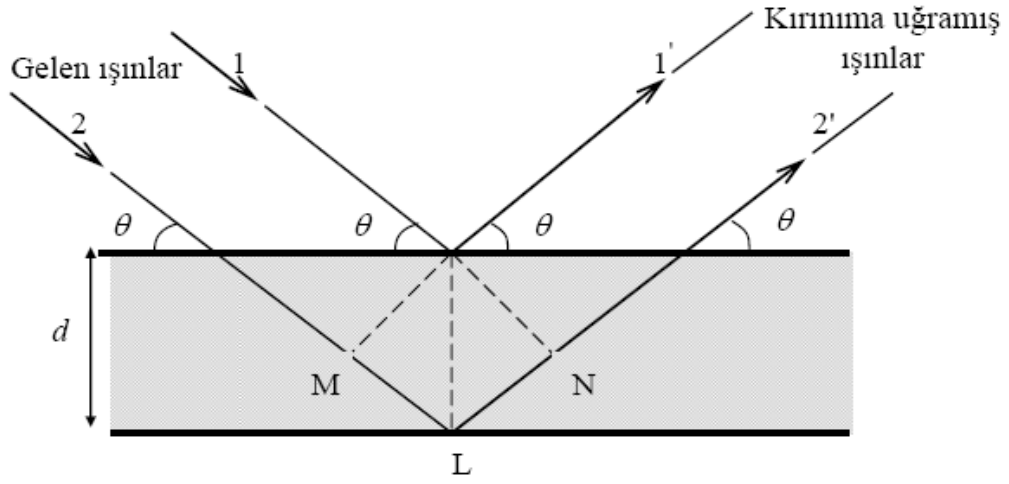
Bu ışınlar yol farkından dolayı birbirlerini kuvvetlendirici veya zayıflatıcı yönde etkileyebilirler. Girişim kuvvetlendirici ise 1 ve 2 nolu ışınlar arasındaki yol farkı, dalga boylarının tam katlarına eşit olmalıdır. O halde, yol farkı,

$$Yolfarkı = |ML| + |LN| = d \sin \theta + d \sin \theta \quad (2.43)$$

ile verilir. Buradan,

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (2.44)$$

yazılır. Bu eşitlik Bragg yasası olarak bilinir. Burada; d , kristal düzlemleri arası mesafe; $n=1,2,3...$ değerlerini alabilen bir tam sayı; λ , ışının dalga boyudur. X-Işınları kristalografisinde genellikle $n=1$ alınır. Çünkü kırınımına uğrayan ışının şiddeti hızla azalır.



Şekil 2.4. X-Işını kırımında gelen ve kırınımına uğramış ışınlar

X-Işını kırınım verileri üç değişik metot kullanılarak belirlenebilir ve bu kırınım metotlarının çalışma prensipleri Bragg yasasına dayanmaktadır. Bu metotlar arasındaki farklılıklar kullanılan numune ve ışıdan kaynaklanır. Bu metotlar; Laue metodu, döner kristal metodu ve toz metodudur. Laue metodunda, numune olarak tek kristal ve değişen dalga boyu ışınlar kullanılır. Bu metotta Bragg açısı θ sabit tutulur. Döner kristal metodunda, yine tek kristal ancak sabit dalgaboylu ışınlar kullanılır. Bragg açısı θ için değişen değerler elde edilir. Toz metodunda ise, tek dalgaboylu ışınlar ile polikristal veya toz haline getirilmiş numuneler kullanılır. Bu metotta da Bragg açısı θ değişkendir. Piklerdeki şiddetlerin, dar ve keskin olması, kristallenmenin iyi olduğu anlamına gelir [62]. Bragg yasasında iki nokta gözden kaçırılmamalıdır. Bunlardan birincisi, gelen demet, yansıtan düzlemin normali ve difraksiyon demeti her zaman aynı düzlemdir. İkincisi, difraksiyon demeti ile gelen demet arasındaki açı daima 2θ 'dır. Bu açı difraksiyon açısı olarak adlandırılır [61].

2.5. Raman Analizi

Boyuna optik fonon (LO) enerjilerinin elde edilmesi için üç farklı yaygın deneysel teknik kullanılır. Bunlar; Raman veya kızılötesi ölçümler, sıcaklığa bağlı Hall mobilitesi ölçümleri ve sıcak elektron güç kaybı analizleri. Bu yöntemlerden

ilkinde LO enerjisi doğrudan elde edilirken son ikisinde ölçümler kuramsal hesaplamalarda elde edilen ifadeler kullanılarak dolaylı yoldan hesaplanır.

InN ve GaN yapıların Raman spektrumunda altı adet pik görülür [63,64]. Bunlar; bir adet A_1 , bir adet E_1 , iki adet E_2 ve iki adet B_1 pikidir. A_1 , E_1 ve E_2 pikleri Raman aktif birincisinde B_1 piki sezgisizdir (aktif değildir) [63]. Literatürde Mg-katkılı InN için oldukça az Raman ölçümü vardır [65-68]. Bununla birlikte indiyum zengini $In_{1-x}Ga_xN$ örneklerinin büyütülmesinin güçlüğünden dolayı ise bu örneklerdeki çoğu Raman ölçümü düşük indiyum katkılı örneklerle aittir [64, 69,71]. İndiyum zengini $In_{1-x}Ga_xN$ örneklerle ilişkin Raman ölçümleri ise literatürde oldukça azdır [72,73].

3. DENEYSEL YÖNTEMLER

3.1. InN ve In_xGa_{1-x}N Örneklerin Hazırlanması

Bu çalışmada incelenen örnekler Cornell Üniversitesi (Amerika Birleşik Devletleri) ve Crete Üniversitesi (Yunanistan) tarafından *Molecular Beam Epitaxy* (MBE) tekniği kullanılarak büyütülmüştür.

Cornell Üniversitesi tarafından MBE tekniği kullanılarak büyütülmüş In_xGa_{1-x}N örneklerin kodları, içindeki indiyum yoğunluğu (x) değerleri ve katkılama miktarları Çizelge 3.1’de verilmiştir. 240-300 nm kalınlığında In_xGa_{1-x}N tabakası, safir (Al₂O₃) alttaş [0001] üzerinde 200 nm kalınlığında düzleştirici AlN tabaka üzerine büyütülerek oluşturulmuştur. Örneklerin büyütme sıcaklığı 470-570°C arasındadır.

Crete Üniversitesi’nde büyütülen InN örnekler; (i) InN tabaka kalınlığı 1,08 µm, 2,07 µm ve 4,7 µm olan hacimli (bulk) örnekler; (ii) InN tabaka kalınlığı 0,4 µm, 0,6 µm ve 0,8 µm olan GaN/AlN/InN heteroeklem örnekler olarak iki farklı grup şeklindedir. Hacimli örnekler Metalorganic Chemical Vapour Deposition (MOVCD) tekniği kullanılarak büyütülen 1,5 µm kalınlığındaki GaN/Al₂O₃ [0001] alttaş ve bunun üzerine MBE tekniği kullanılarak büyütülen 40 nm kalınlığında düzleştirici AlN tabaka üzerine büyütülerek oluşturulmuştur. GaN/AlN/InN heteroeklem örnekler, safir (Al₂O₃) alttaş [0001] üzerinde, 100 nm GaN ve 50 nm kalınlığında düzleştirici AlN tabaka üzerine büyütülerek oluşturulmuştur. Çizelge 3.2 ve Çizelge 3.3’de incelenen örneklerin kodları ve InN kalınlıkları verilmiştir.

İncelenen örnekler Essex Üniversitesi (İngiltere) ve Sheffield Üniversitesi (İngiltere) temiz oda olanakları kullanılarak fotolitografi tekniği kullanılarak hazırlanmıştır. Örnekler hem elektriksel hem de optik ölçümlerin yapılabilmesi için Hall bar geometrisinde hazırlanmıştır (Şekil 3.1). Akım ve gerilim kontakları Au/Ge/In alaşımı buharlaştırılarak yapılmıştır. Bu örnekler, üzerinde uygun geometrilerde hazırlanmış altın pabuçlar bulunan, dikdörtgen biçiminde seramik levha üzerine iki karışımli yapıştırıcı ile yapıştırılmıştır. Örneklerin akım ve gerilim kontaklarına tel bağlantısı yapmak için ultrasonik teknik (*ultrasonic*

bonder) kullanılmıştır. Ölçüm düzeneğine bağlanacak olan teller seramik üzerindeki bu pabuçlara lehimlendi. Şekil 3.2’de Hall-bar geometrisi şematik olarak gösterilmiştir. Örneğe doğru akım (I) 1 ve 4 numaralı uçlar arasından sürüldü. Boyuna direnç voltajı (V_{xx}) 2 ve 3 (ve/veya 5 ve 6) numaralı uçlar arasından, Hall voltajı (V_{xy}) ise 2 ve 6 (ve/veya 3 ve 5) numaralı uçlardan ölçüldü. Simetrik uçlar arasından ölçülen voltaj değerleri deneysel hata sınırları içinde eşittir ($V_{xx}^{2-3} \cong V_{xx}^{5-6}$; $V_{xy}^{2-6} \cong V_{xy}^{3-5}$). Bu deneysel gözlem, Au/Ge/In alaşım kontakların tüm tabakaları bağladığını ve örneklerin simetrik olduğunu göstermektedir.

Çizelge 3.1. Cornell Üniversitesi tarafından büyütülen $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ örneklerinin yapısal özellikleri

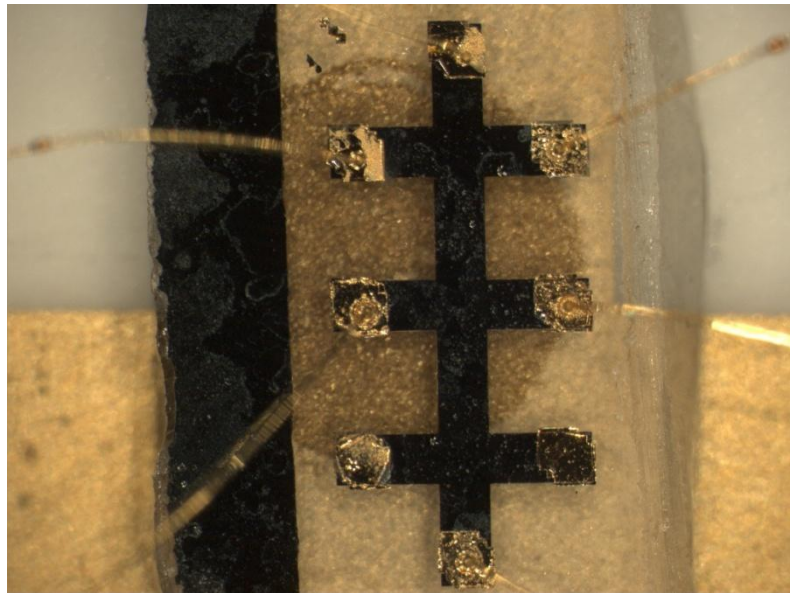
Örnek Kodu	x	Katkılama
GS1382	0.981	Katkısız
GS1364	0.938	Katkısız
GS1508	0.83	Katkısız
GS1506	0.784	Katkısız
GS1509	0.7	Katkısız
GS1931	0.66	Katkısız
GS1799	0.52	Katkısız
GS1784	0.44	Katkısız
GS1548	1	Mg-katkılı
GS1989	0.8	Mg-katkılı

Çizelge 3.2. Crete Üniversitesi tarafından büyütülen hacimli InN örneklerin kodları

Örnek Kodu	InN kalınlığı
G1382	1.08 μm
G1383	2.07 μm
G1424	4.7 μm

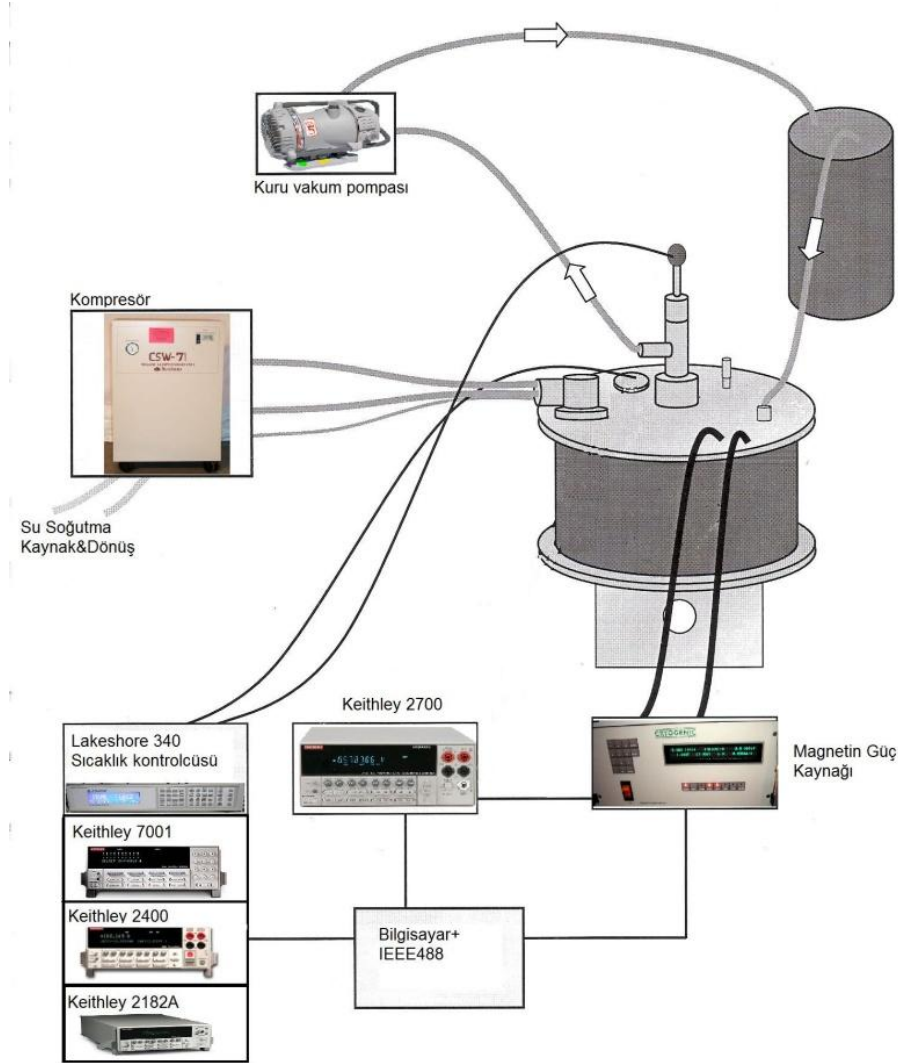
Çizelge 3.3. Crete Üniversitesi tarafından büyütülen heteroeklem yapıları örneklerin kodları

Örnek Kodu	InN kalınlığı
G1620	0.4 μm
G1627	0.6 μm
G1621	0.8 μm



Şekil 3.1. Fotolitografi tekniği kullanılarak hazırlanmış Hall-bar geometrisindeki örnek

mevcuttur. Sistem üzerinde toplam 12 adet sıcaklık sensörü mevcuttur ve bu sensörlerle anlık olarak okunan sıcaklıklar ile sistem kontrollü olarak çalıştırılır.



Şekil 3.3. Krayostatın blok diyagramı

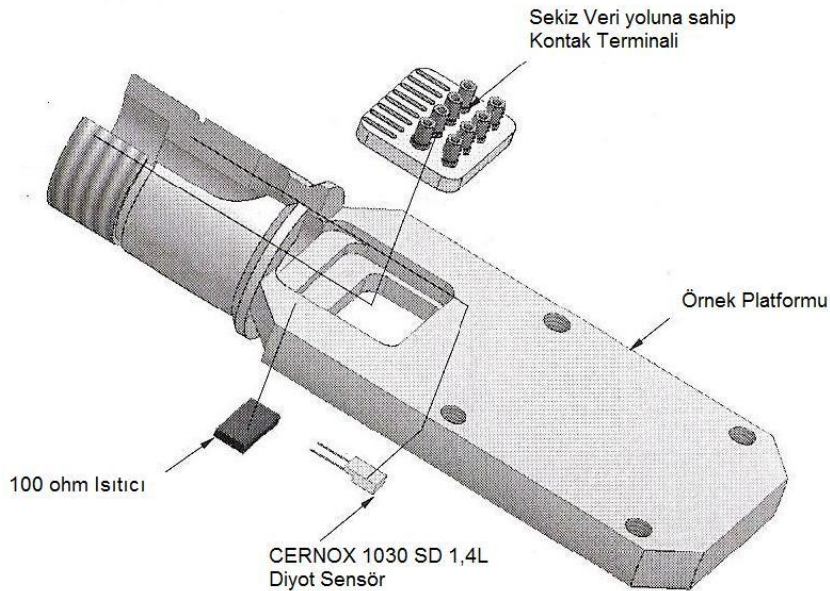
Krayostat su soğutmalı helyum kompresörü sarımların ve sistemin iç sıcaklığını yaklaşık 3,5 K'e kadar düşürmektedir. Örnek tutucunun bulunduğu bölmeyi düşük sıcaklıklara indirebilmek için ayrıca bir helyum kabı bulunmaktadır. Bu depodaki helyum gazı kuru vakum pompası yardımıyla örneğin konulduğu bölmeye taşınır. Gaz geçişi iğne uçlu vana yardımıyla kontrol edilerek sıcaklığın 1,8 K değerlerine düşmesi sağlanır. Sistem, Lakeshore 340, Keithley 2700 Multimetre, Keithley 2400 Akım-voltaj kaynağı, Keithley 2182A Nanovoltmetre, Keithley 7001 tarayıcı (scanner) ile konbineli olarak çalıştırılmaktadır. Sıcaklığı kontrol etmek ve ölçmek için Lakeshore 340 sıcaklık

ölçer ve kontrolcüsü kullanılır. Sıcaklık kontrolcüsü örnek tutucu üzerindeki iki sensör üzerinden ölçüm alır ve örnek tutucu üzerindeki iki ısıtıcıyı kontrol eder. Keithley 2700 multimetre krayostat üzerinde bulunan 10 adet sıcaklık sensörlerinin değerlerinin okunması için kullanılmaktadır. Örnek üzerine uygulanacak akım Keithley 2400 akım-voltaj kaynağı ile ayarlanır. Keithley 182A Nanovoltmetre ise örnek üzerindeki potansiyeli ölçmekte kullanılmaktadır. Keithley 7001 Tarayıcı (scanner) aynı anda 10 kanallı veri toplama olanağı sağlar. Kişisel bilgisayar IEEE 488 kartı ile aygıtların kontrolü ve veri toplama işlevi için kullanılır.

Sistemin en önemli avantajı dışarıdan sıvı helyum gerektirmemesidir. Diğer yandan, örnekler Hall-bar geometrisinde hazırlandığından 4 kanal aynı anda ölçülmektedir. Örnek tutucudaki yüksek frekanslı koaksiyel kablolar sayesinde gürültü minimuma indirilir.

3.2.2. Örnek tutucu

Hall-çubuğu geometrisinde olan örneklerde toplam altı bağlantı bulunmaktadır (Şekil 3.2). Bunlara ek olarak ultrasonik ölçümler veya başka magnetotransport deneyleri için toplam 8 bağlantı hatlı örnek tutucu tasarlandı (Şekil 3.4).



Şekil 3.4. Örnek tutucunun görünüşü

Örnek tutucudan krayostatın dışına çıkan bağlantılar, sekiz adet yüksek frekans koaksiyel kablo ile yapılmaktadır. Bu bağlantı hatlarından başka, sıcaklık kontrol ve ölçme biriminden örnek tutucunun içine yerleştirilmiş ısıtıcıya (100 Ω 'luk direnç) ve sıcaklık sensörlerine giden bağlantılar vardır. Sıcaklığı ölçmek ve kontrol etmek amacıyla Sıcaklık Ölçme ve Kontrol Birimi (Lakeshore, Model 340) kullanıldı. Sıcaklık ölçme ve kontrol birimi aynı anda iki adet sıcaklık sensörünü kullanmaktadır. Bu sıcaklık sensörleri kalibrasyonu yapılmış Cernox 1030 SD 1.4L diyetlerdir (Lakeshore, Cernox 1030-Sd-1.4L). Bunlardan biri örnek tutucuya (Şekil 3.4) diğeri ise krayostatın örnek tutucunun konulduğu bölmenin alt tarafına tutturulmuştur.

3.2.3. Veri Toplama ve Değerlendirme Programları

Veri Toplama programını LabView programında grubumuz tarafından hazırlanmıştır. Hazırlanan Veri Toplama Programı deney parametrelerinin (akım, sıcaklık, magnetik alan) istenilen değerlerinde ölçüm yapılmasını, deneysel verilerin uygun şekilde dosyalanmasını ve deney sırasında ham veri grafiklerinin ekranda istenilen formatta çizilmesini sağlamaktadır. Veri toplama programı kendi içinde menülendirilmiştir.

Birinci menü'de (kararlı durum SdH ölçümleri) dört kanalda eş-zamanlı olarak veri toplanıp kaydedilebilmektedir. Sıcaklık belirli bir değerde sabit tutularak örnekten DC akım sürülür. Magnetik alan seçilen B_1 ve B_2 değerleri arasında taratılırken R_{xx} ve R_{xy} dirençleri magnetik alanın fonksiyonu olarak toplanır. Tarama işleminde magnetin güç kaynağından birim zamanda sürülen akım değeri ayarlanır. Tarama hızı en az 5 mA/s ve en fazla 16 mA/s seçildiğinde, tek kanalda 0-1 T aralığında, ortalama 50 ile 200 arasında deney noktası toplanmaktadır. Veri değerlendirme aşamasında uygulanacak sayısal işlemler açısından bu sayıda deney noktası toplanması uygundur. Aynı işlemler farklı akım, sıcaklık, magnetik alan aralığı ve magnetik alan yönelmesi için tekrarlanabilir. Yeni bir deneye geçildiğinde, sadece üzerinde değişiklik yapılacak olan bilgilerin yeniden yazılması yeterli olmaktadır.

İkinci menü (I - V ölçümleri) örneklerin akım-gerilim karakteristiklerini ölçmek için kullanılır. Veri toplanacak kanal ve örneğe sürülen DC akımın başlangıç ve bitiş değerleri ile artış miktarı seçilir. Akımın fonksiyonu olarak ölçülen gerilim değerleri anında ekran üzerinde grafik olarak görülmektedir. Bu doğrunun eğimi örneğin direncini vermektedir.

Üçüncü menü (voltaj-sıcaklık ölçümleri) örnekten belirli bir DC akım sürülerek, sıcaklığın fonksiyonu olarak gerilim ölçmek için kullanıldı. Örnekten sabit akım sürülür. Program kendi içerisinde okunan potansiyeli sürülen akıma bölerek direnç değerlerini R_{xx} ve R_{xy} bulur. Bulunan değerler ile sıcaklık ölçme ve kontrol biriminden okunan değerler ile aynı zamanda veri dosyasına işlenir.

Elde edilen veriler grubumuz tarafından hazırlanan kanal ayırma programı ile ayrılır. Ayrılan veriler Origin 8.0 programı kullanılarak işlenir.

3.3. Raman Ölçüm Düzenegi

Raman spektrumu oda sıcaklığında Bruker Optics firmasının FT-Raman Scope III System aygıtı kullanılarak alındı. Spektrometrenin 1064 nm, 785 nm, 633 nm ve 532 nm dalga boylarına sahip ışın kaynaklarına sahiptir. Deneylerde 532 nm dalga boyuna sahip ışın kaynağı kullanıldı. Kaynaktan çıkan ışınlar örneğin büyüme eksenine (c-ekseni) paraleldir. Örnek üzerinden saçılan ve optik ayıraç (grating) yardımı ile dalga boyuna (veya dalga sayısına) ayrılan ışınları kaydetmek için sıvı azot ile soğutulan Germanyum detektörü kullanılmaktadır. Bu detektör oldukça hassas bir şekilde düşük şiddetli ışınları dahi algılayabilecek özelliğe sahiptir. Sistem OPUS isimli arayüz programı ile bilgisayar kontrollüdür.

Örneğin yerleştirildiği platformun hemen üzerinde gelen ve saçılan ışının odaklamasına yarayan, büyütme oranları 100X, 50X ve 20X olan mercek sistemi mevcuttur. Hall-bar geometrisi gibi şekillendirilmiş örneklerde spektrumun alınabilmesi için, bir başka deyişle örneğin bulunduğu bar üzerine ışın uygulanabilmesi ve altın ile kaplanan yüzeylerden saçılmadan kaçınılması için en uygun büyütme oranına sahip mercek kullanıldı.

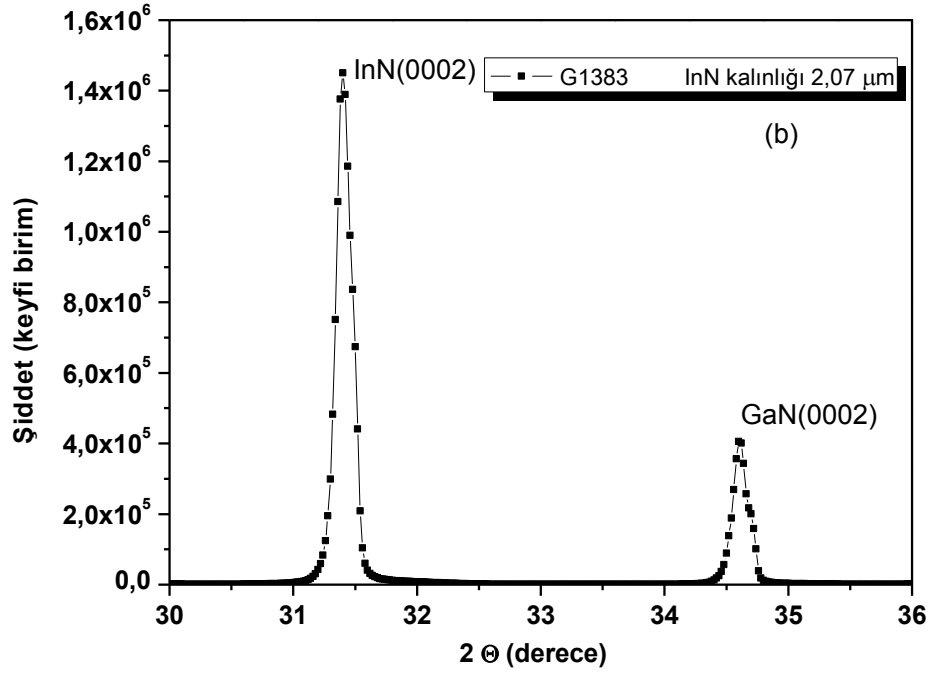
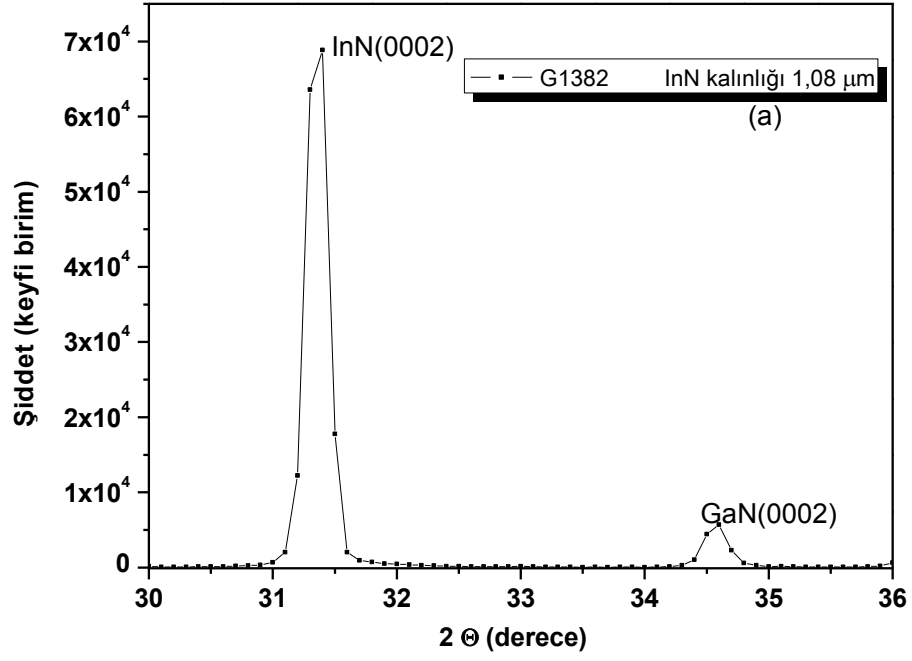
4. DENEYSEL VERİLERİN DEĞERLENDİRİLMESİ VE TARTIŞMA

4.1. Yapısal Karakterizasyon

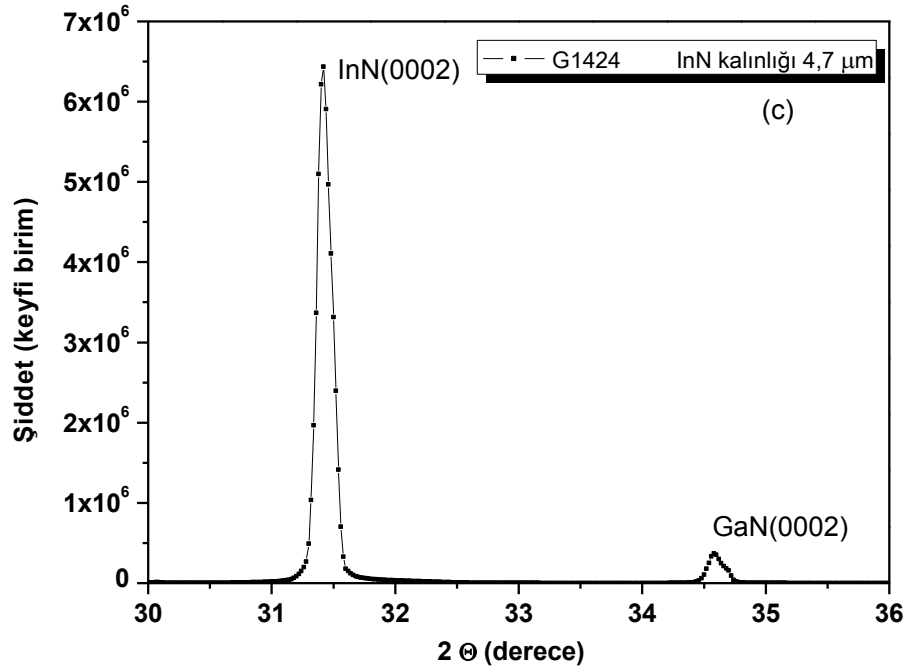
InN ve InGaN örneklerinde X-ışınlarını kırınım (XRD), taramalı elektron mikroskobu (scanning electron microscope, SEM) ve Raman ölçümleri yapıldı. XRD ölçümleri özellikle Crete Üniversitesi tarafından büyütülen yaprak filmlerinde InN örneklerde yapıldı.

4.1.1. X-ışınlarını Kırınım Analizi

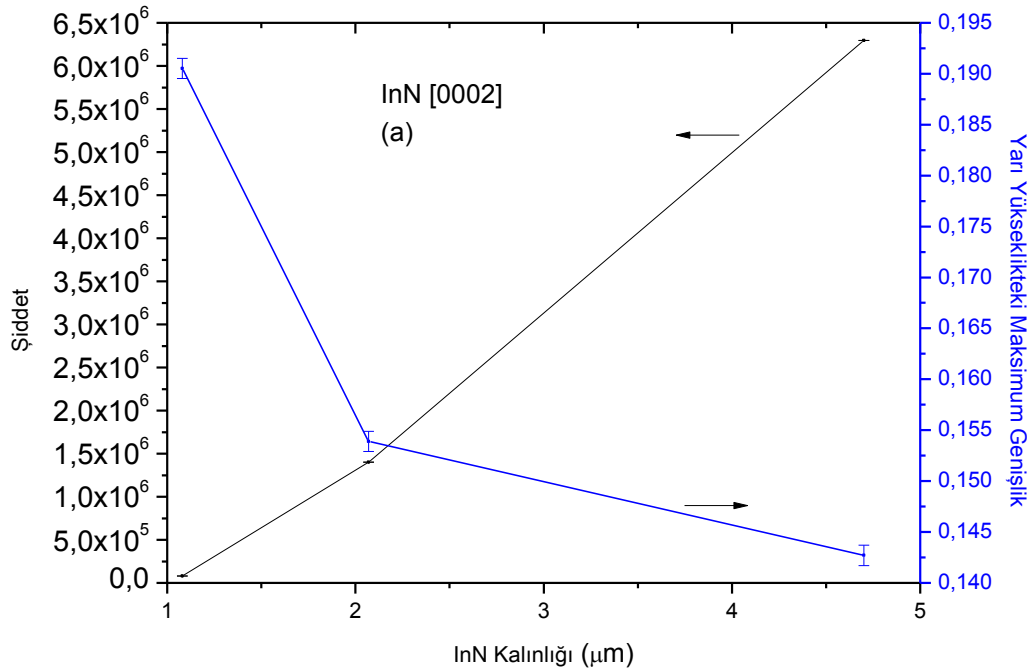
XRD ölçümlerinin yapılma gerekçesinin temel nedeni, [0001] doğrultusundaki safir alttaş üzerine büyütülen InN filminin büyüme doğrultusunun ve kristalin kalitesinin tespit edilmesidir. Bulunan sonuçlara göre $31,4^{\circ}$ değerinde [0002] doğrultusunda InN ve $34,6^{\circ}$ değerinde GaN pikleri gözlenmiştir [74]. XRD spektrumu, şiddeti minimum olan bir zemin üzerinde bulunan yüksek şiddetli ve yarı pik genişlikleri dar olan piklere sahiptir. Buradan kristalleşmenin iyi olduğunu söyleyenebilmektedir. XRD spektrumları Şekil 4.1. de verilmiştir.



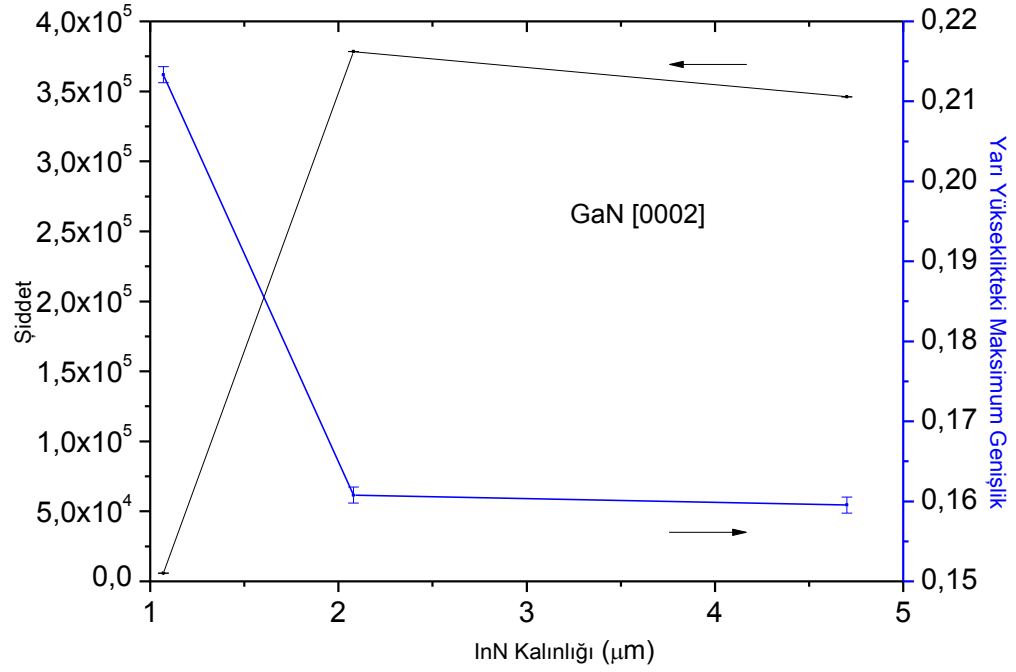
Şekil 4.1. InN örneklerin; (a) 1,08µm (b) 2,07µm (c) 4,7 µm kalınlığı sahip XRD kırınım spektrumları.



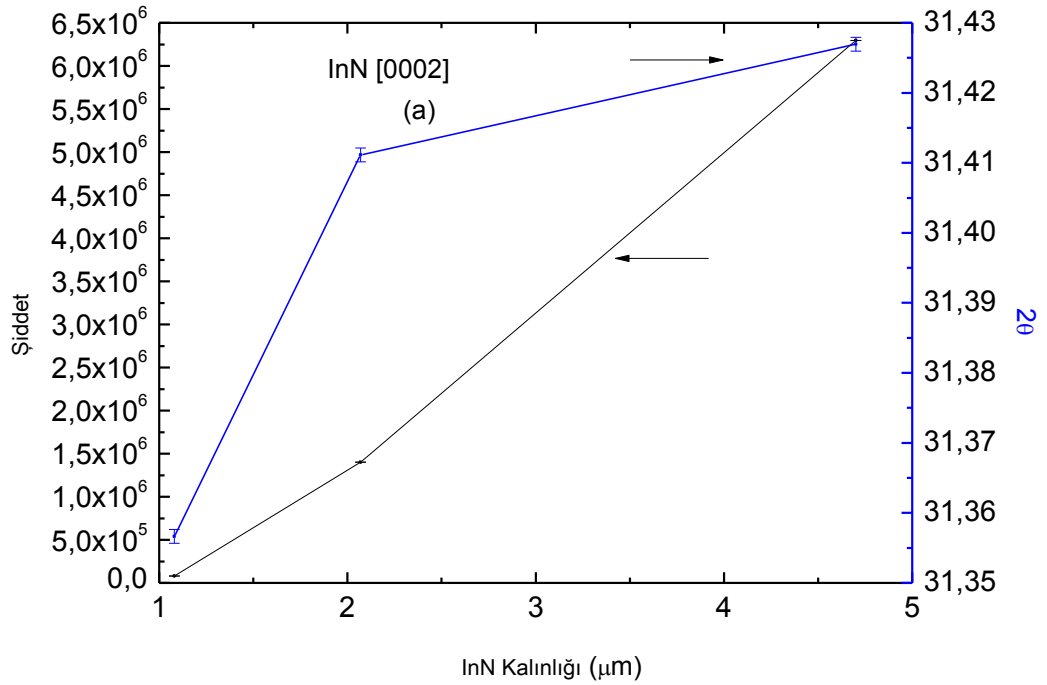
Şekil 4.1. (Devamı)



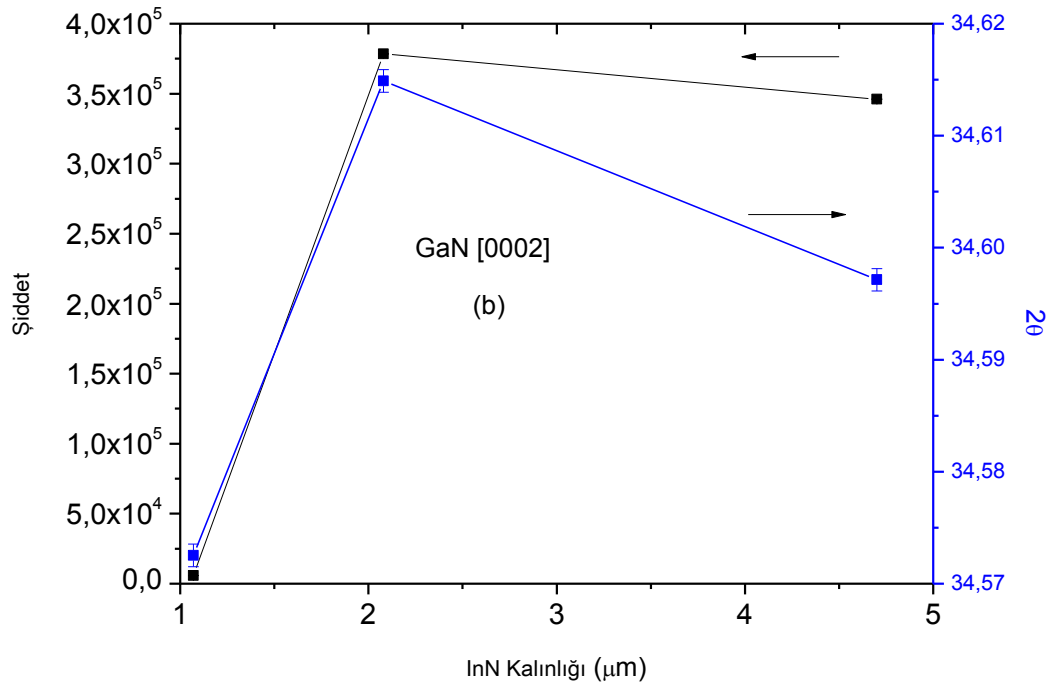
Şekil 4.2. InN örneklerde yarı yükseklikteki maksimum genişliğin ve şiddetin kalınlığa bağlılığı
 (a) [0002] doğrultusundaki InN piki için (b) [0002] doğrultusundaki InN piki için.
 Sürekli çizgiler göze kılavuzdur.



Şekil 4.2. (Devamı)



Şekil 4.3. InN örneklerde 2θ ve şiddetin kalınlığa bağlılığı (a) [0002] doğrultusundaki InN piki için (b) [0002] doğrultusundaki InN piki için. Sürekli çizgiler göze kılavuzdur.



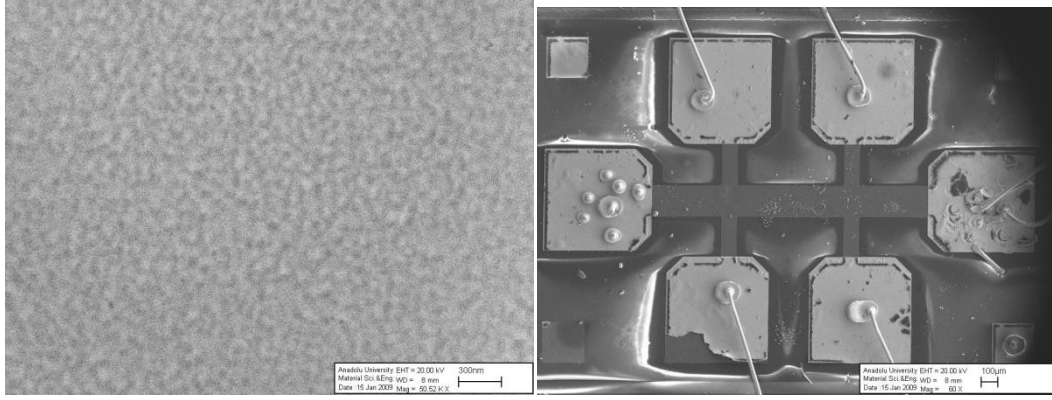
Şekil 4.3. (Devamı)

InN kalınlığı arttıkça InN pikinin şiddeti ve 2θ değerleri artmakta olup yarı yükseklikteki maksimum genişlik değerinin azaldığı görülmüştür. Şiddetin en yüksek, yarı yükseklikteki maksimum genişliğin en düşük olduğu yer kristalleşmenin en iyi olduğu yerdir. InN kalınlığı arttıkça GaN pikinin şiddeti ve 2θ değerleri 2,07 μm kalınlığına sahip InN örneğe kadar artmakta ve bu değerden sonra bir azalma gözlenmektedir. Aynı pik için yarı yükseklikteki maksimum genişliği aynı pik için 2,07 μm kalınlığına sahip InN örneğe kadar hızlı bir şekilde azalmakta olduğu ve bu örnekten sonra azalmanın yavaş bir şekilde gerçekleştiği görülmektedir.

4.1.2. Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) Analizi

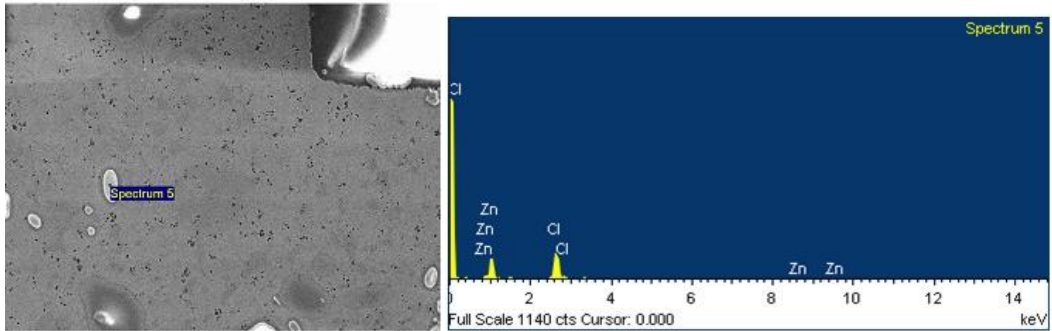
$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ örneklerinin yüzey morfolojisi taramalı elektron mikroskobu (SEM) ile incelenmiştir. SEM resimleri sayesinde kristal diziliminin son derece iyi olduğu görülmektedir (Şekil 4.4.). Şekil 4.4.a.' da 200 nm lik büyütmede film yüzeyinin homojen olduğu, faz ayrışması olmadan filmin tek fazlı, homojen sütunlar; şeklinde büyüdüğünü göstermektedir. XRD' de bu sütunların [0002]

yönelimli olduğu görülmüştür. Şekil 4.4.b.' de ise 100 µm lik büyütmede bütün Hall-bar geometrisi görülmektedir.



Şekil 4.4. (a) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ örneğin yüzey morfolojisi (b) SEM ile çekilmiş Hall-bar geometrisi.

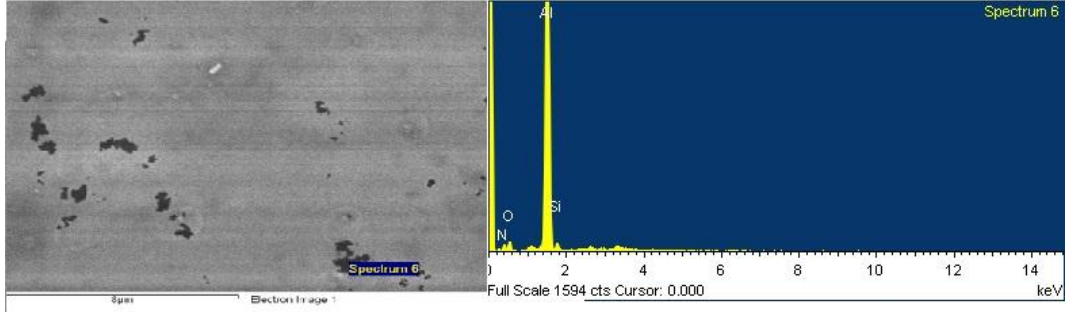
EDX (Energy Dispersive X-ray) analizi sayesinde örneğin elementel analizi yapılmıştır. Bu sayede safsızlıklar, yabancı maddeler ve yapı içindeki indiyum yoğunluğu tespit edilmiştir. Şekil 4.5 deki elips formlu şekiller bu safsızlıklardır. Element analizinde çinko ve klor rastlanmıştır. Bu safsızlıklar film içinde değil film yüzeyindedir ve altın terminallerin örnek ile bağlantı işlemi sırasında oluşmaktadır. Bu seramik plaka üzerindeki altın terminaller ile ölçüm sistemine giden bağlantıyı yapmak üzere kullanılan lehim asiti (pasta)'nden kaynaklanmaktadır. Bu lehim asidi tarafımızdan hazırlanmakta ve kullanılmaktadır. Asit çinko parçalarının üzerine HCl asit dökülerek hazırlanmaktadır (Şekil 4.5.). EDX analizi sonucunda kirliliğin ağırlığının % 60,19 Cl ve % 39,81 Zn olduğu tespit edildi.



Şekil 4.5. Örnek yüzeyindeki kirlilik ve EDX eğrisi

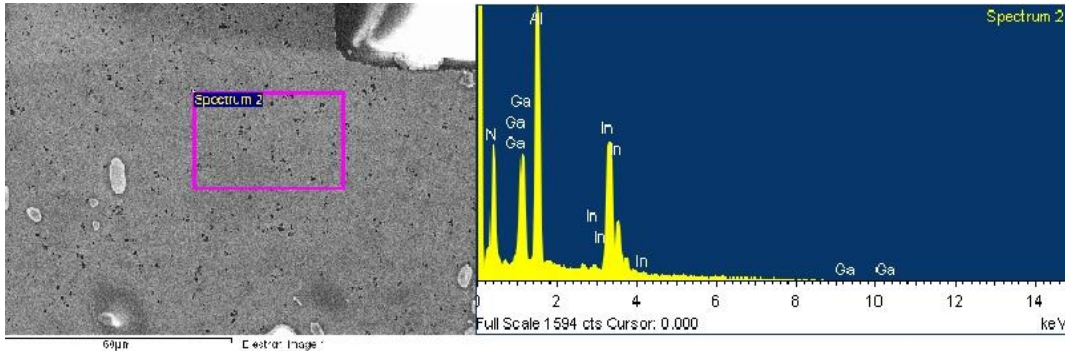
Yüzeyde siyah noktalar tespit edilmiştir. Yapılan element analizinde bu noktaların alüminyum olduğu tespit edilmiştir (Şekil 4.6.). Büyütme sırasında örneklerde oksitlemeyi önleyecek son tabaka (kapak) AlN tabakasıdır.

Örneklerin üzerine maske ile yerleştirilen altının alttaşa kadar tüm tabakaları birleştirilmesi istemiyle tavlama işlemine (425°C 'de 20-30 s) bırakıldığı öz önüne alındığında AlN tabakasındaki nitratrın buharlaşabileceği ve geriye Al adacıklarının kalacağı düşünülebilir. Element analizi sonucunda siyah noktaların ağırlığının % 52,34 -82,18 arasında değişen değerlerle Al olduğu ve mevcut olan diğer elementler ise C, N, O, Na, Si ve Cl olarak tespit edilmiştir.



Şekil 4.6. Yüzeydeki Al adacıkları ve EDX eğrisi

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ tabakasındaki elemental analiz sonucunda ağırlığın % 51,92 sini In, %19,02 sini Al, %17,43 ünü N ve % 11.62 sini ise Ga oluşturmaktadır (Şekil 4.6.)

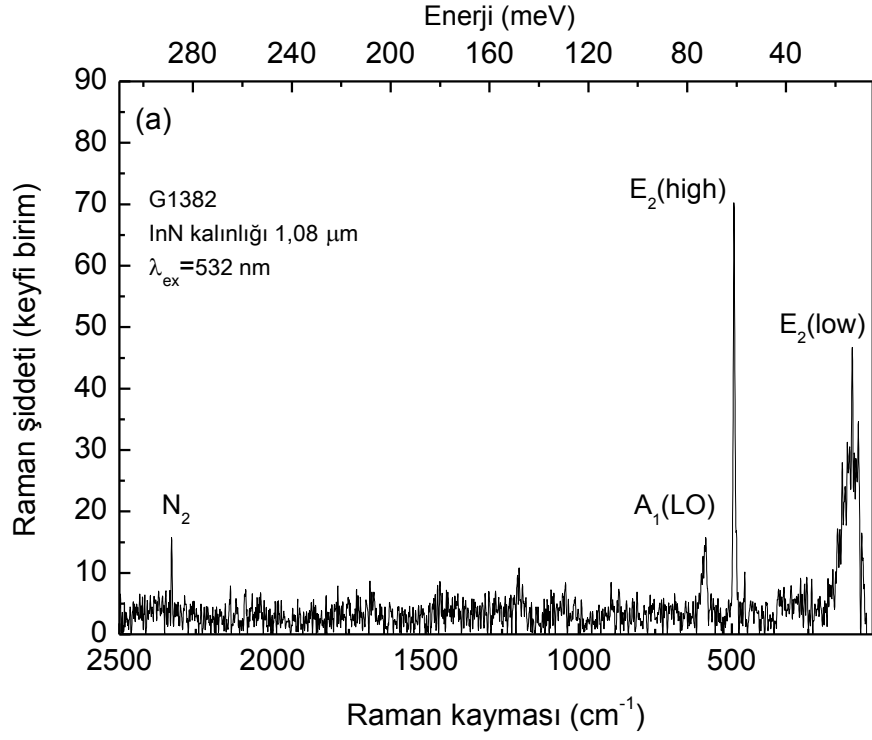


Şekil 4.7. Örneklerin In zengini olduğunu gösteren SEM ölçümleri

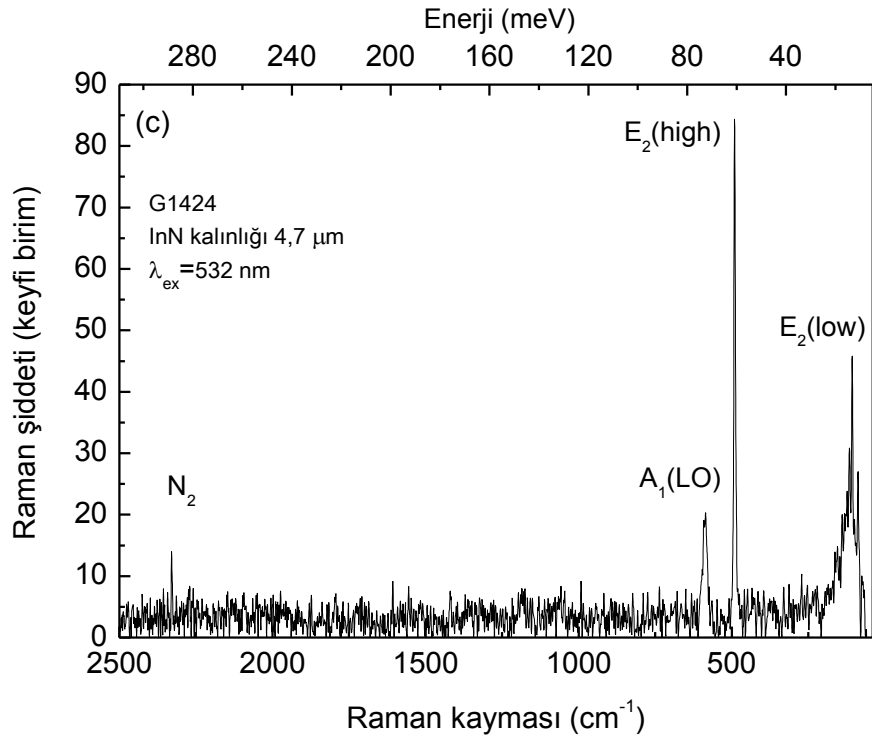
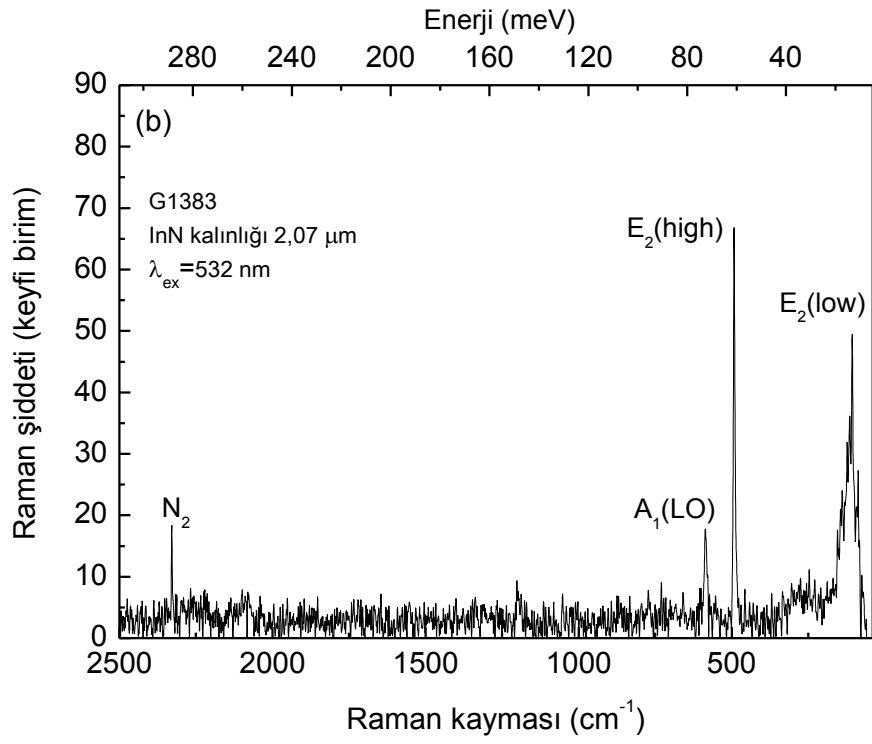
4.2.3. Raman Spektrumu Analizi

Şekil 4,8'da hacimli InN örneklere ait oda sıcaklığında elde edilen Raman spektrumları sergilenmiştir. Elde edilen spektrumda sadece E_2 , $A_1(\text{LO})$, ve N_2 pikleri elde edilmiştir. Tüm örnekler hemen hemen aynı davranışı göstermişlerdir. 2329 cm^{-1} 'de elde edilen pik N_2 titreşimine karşı gelir [76]. 100 cm^{-1} 'de gözlenen keskin pik ise indiyum atomları arasındaki titreşime karşı gelen E_2 (low) moduna aittir [79,84]. Elde edilen Raman spektrumları bize boyuna optik fonon enerjisini verir. InN örnekleri için $72,61\text{ meV}$ ve GaN/AlN/InN örnekleri için ise 70 meV

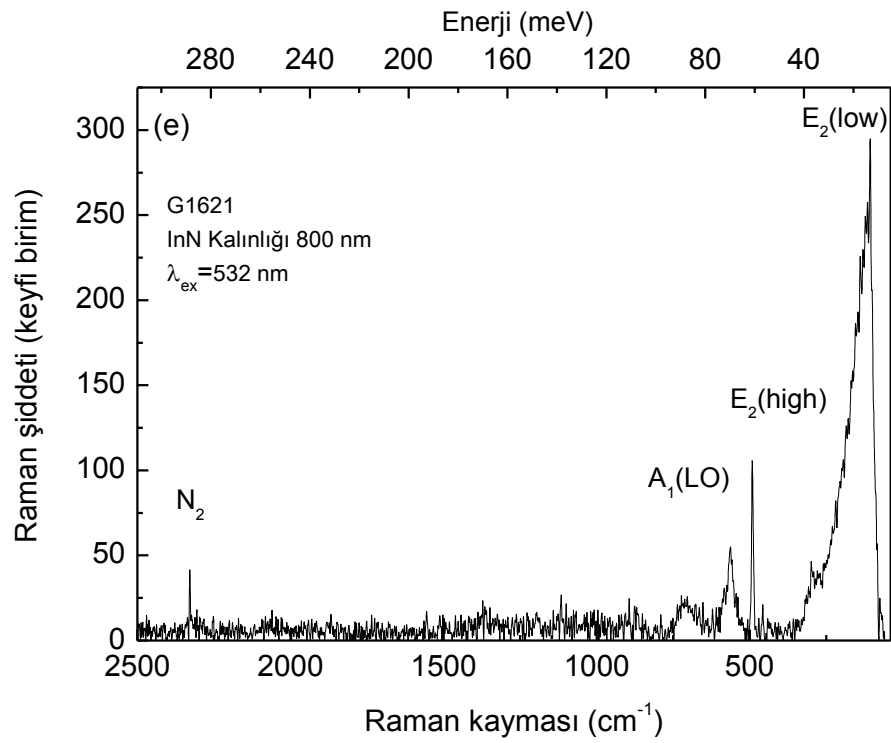
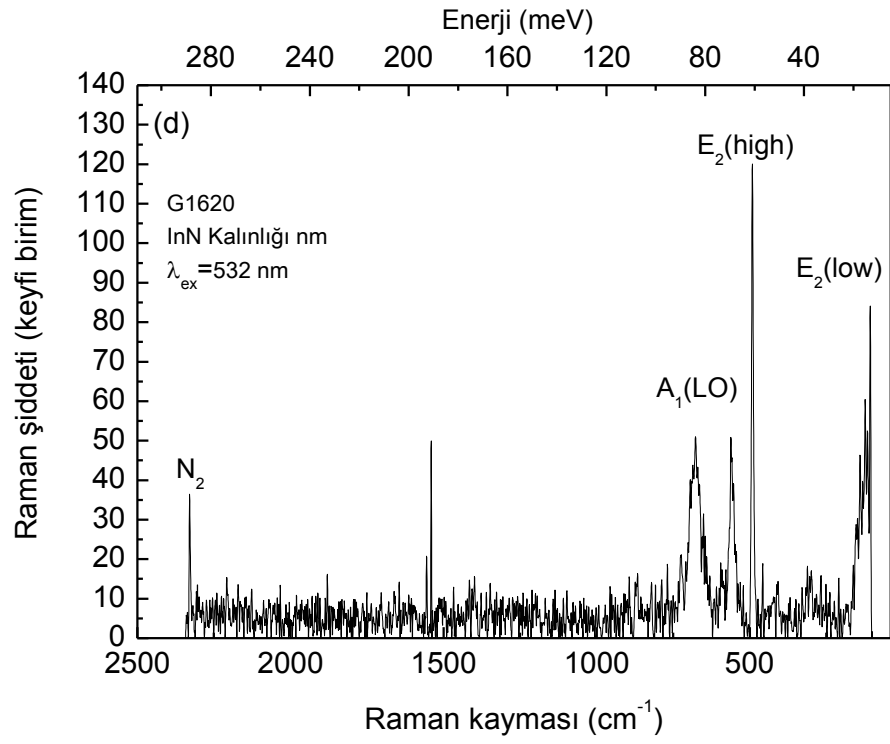
boyuna optik fonon enerjisine sahip oldukları görülmüştür. Literatürde InN için bulunan boyuna optik fonon enerjisi 73 meV olarak gösterilir [76-87].



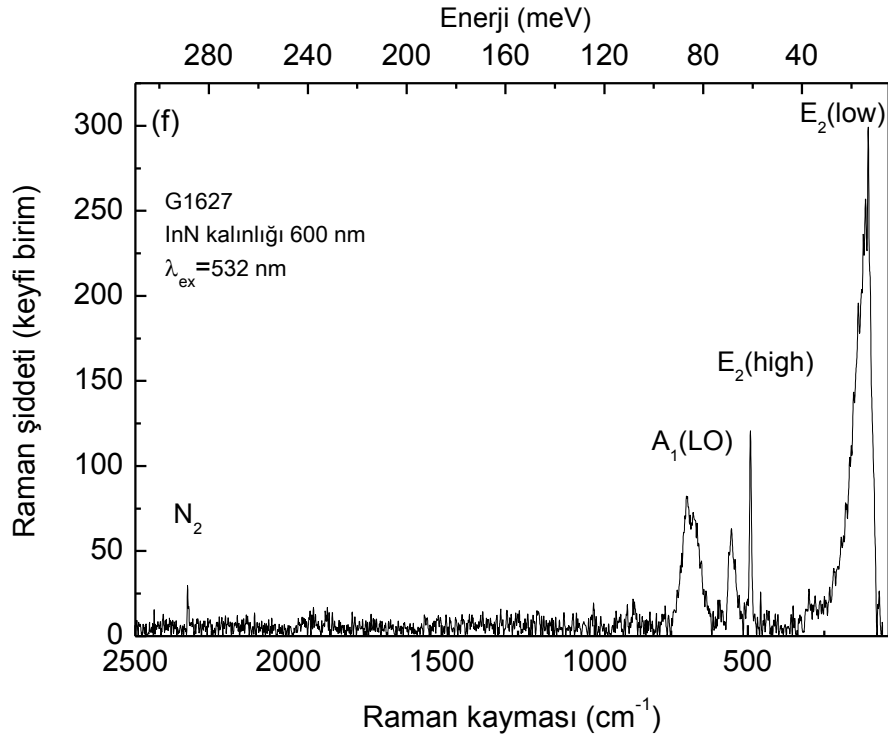
Şekil 4.8. (a) G1382 (b) G1383 (c) G1424 (d) G1620 (e) G1621 (f) G1627 kodlu örneklerin Raman spektrumları



Şekil 4.8. (Devamı)



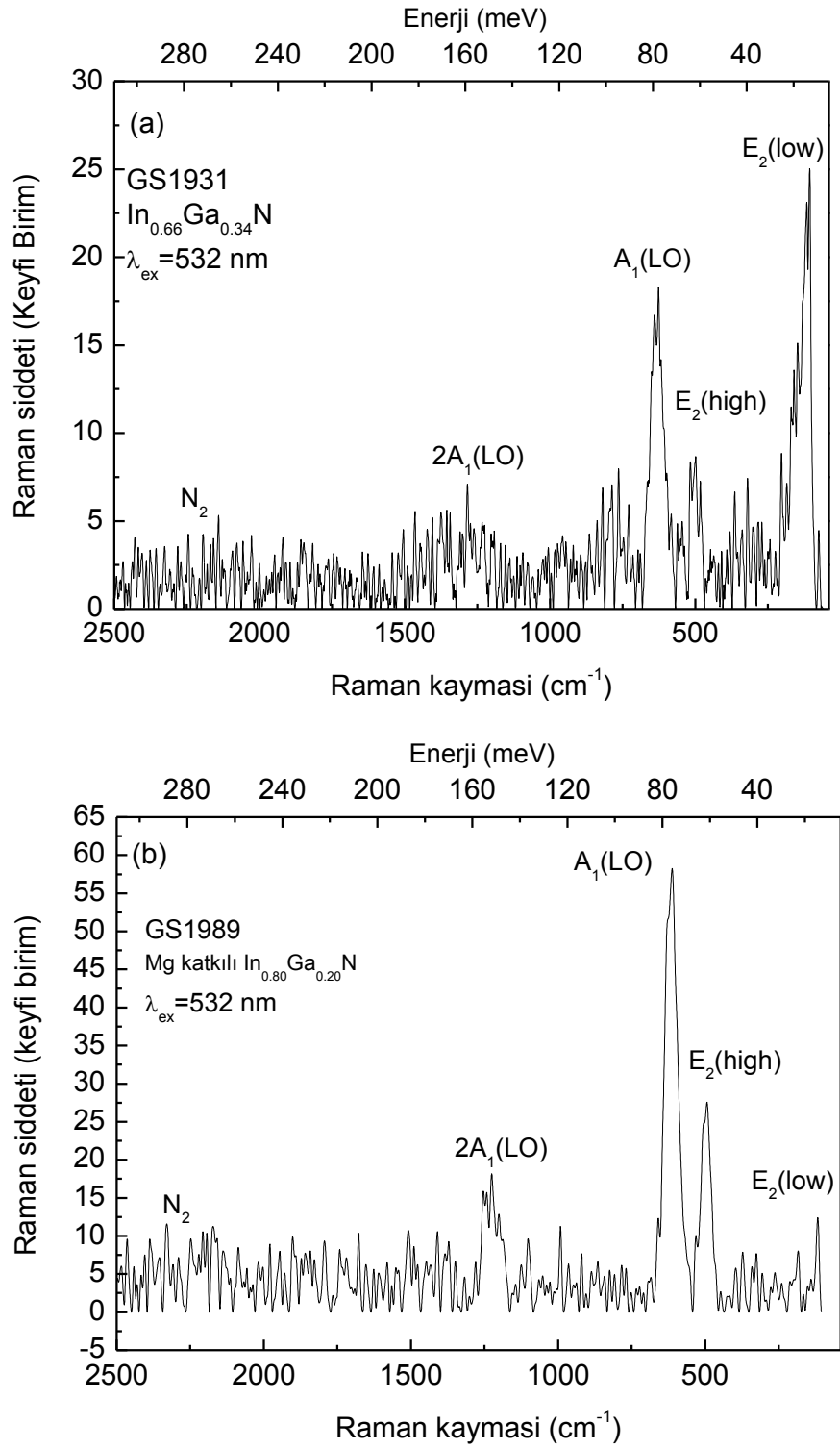
Şekil 4.8. (Devamı)



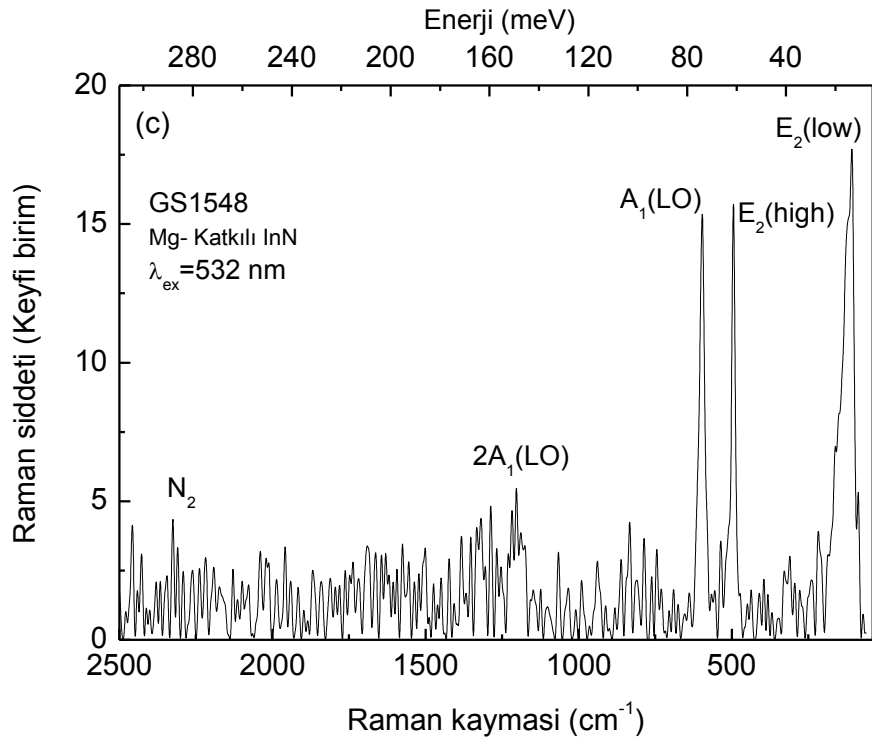
Şekil 4.8. (Devamı)

Şekil 4.9.'da katkılanmamış $\text{In}_{0.66}\text{Ga}_{0.34}\text{N}$, Mg-katkılı $\text{In}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{N}$ ve Mg-katkılı InN örneklerine ait oda sıcaklığında elde edilen Raman spektrumları sergilenmiştir. $A_1(\text{LO})$ moduna ait pik şiddeti hem katkılanmamış $\text{In}_{0.66}\text{Ga}_{0.34}\text{N}$ hem de Mg-katkılı $\text{In}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{N}$ örnek için E_2 (high) mod pik şiddetinden büyüktür. Buna rağmen Mg-katkılı InN örnekte bu modların pik şiddeti aynıdır. Bu durum Ager *et al.* [84] tarafından da gözlenmiştir.

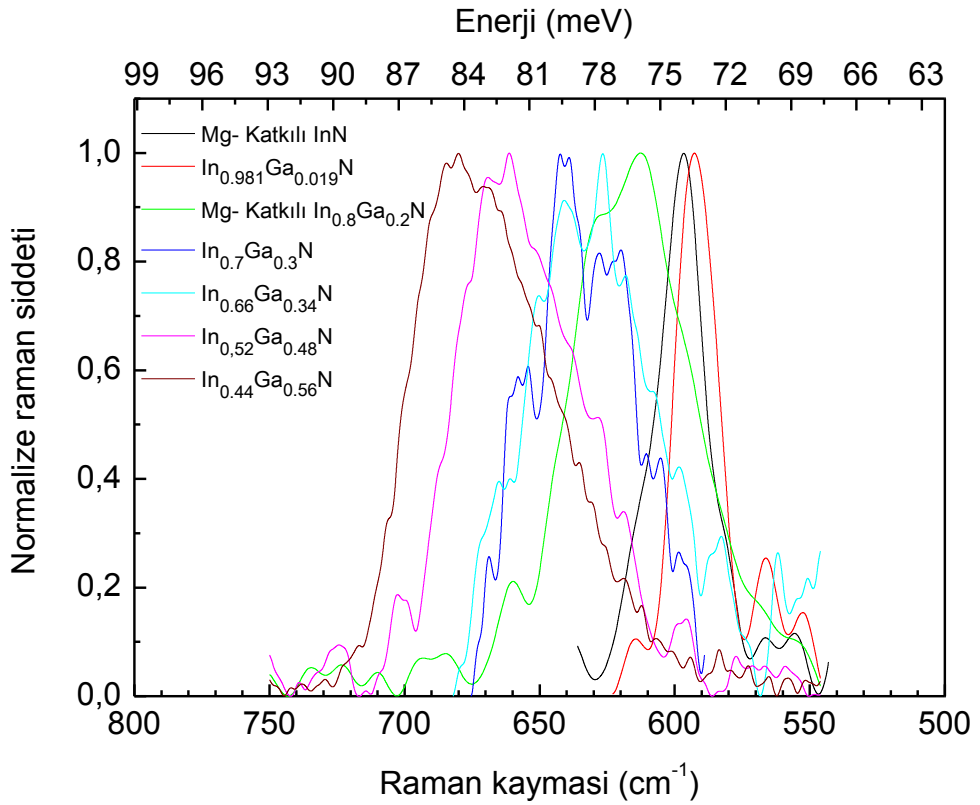
Şekil 4.10'de x değeri 0-0,56 arasında değişen $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ örneklerine ait $A_1(\text{LO})$ modunun değişimi verilmiştir. Şekil 4.11'da ise Şekil 4.10'den elde edilen LO enerjilerinin x'e bağlı değişimi verilmiştir. Şekil 4.11'daki sürekli çizgi deneysel verilere en iyi uyan eğridir. Bu eğri kullanılarak InN için LO enerjisi $\hbar\omega_{\text{LO}} = 73,6$ meV olarak bulunabilir. Bu değer literatürde InN için elde edilen diğer veriler ile bire bir uyumludur [75, 87].



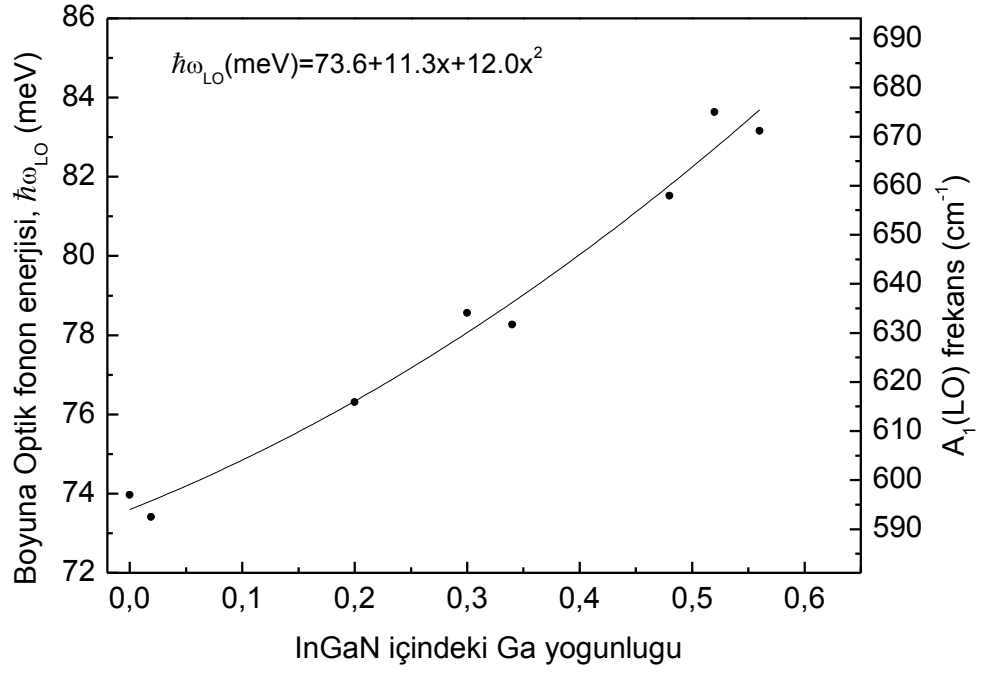
Şekil 4.9. Katkılanmamış $\text{In}_{0.66}\text{Ga}_{0.34}\text{N}$, Mg-katkılı $\text{In}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{N}$ ve Mg-katkılı InN örneklerine ait oda sıcaklığında elde edilen Raman spektrumları.



Şekil 4.9. (Devamı)



Şekil 4.10. $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ örneklerine ait $A_1(\text{LO})$ modunun değişimi

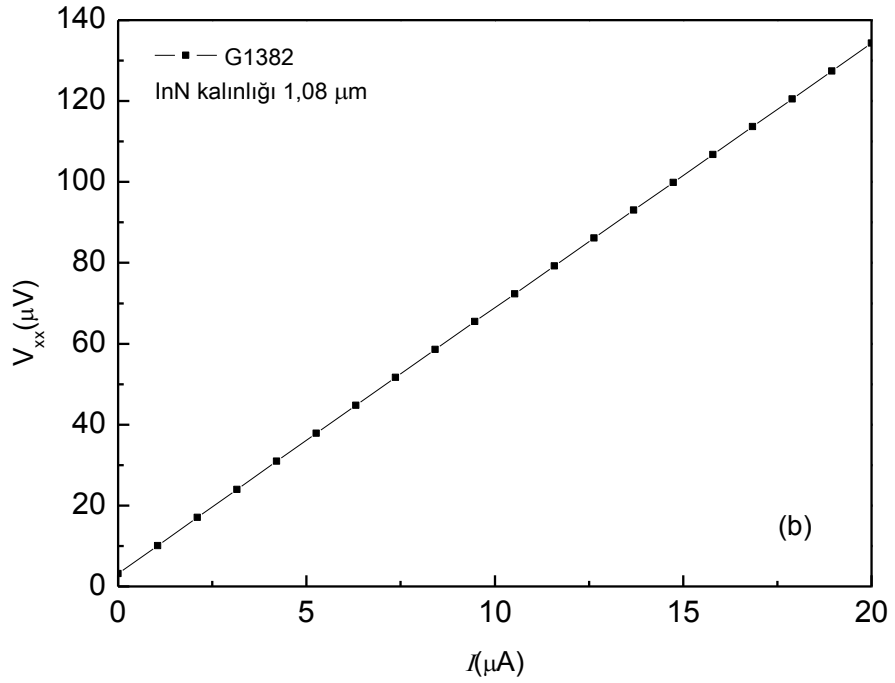
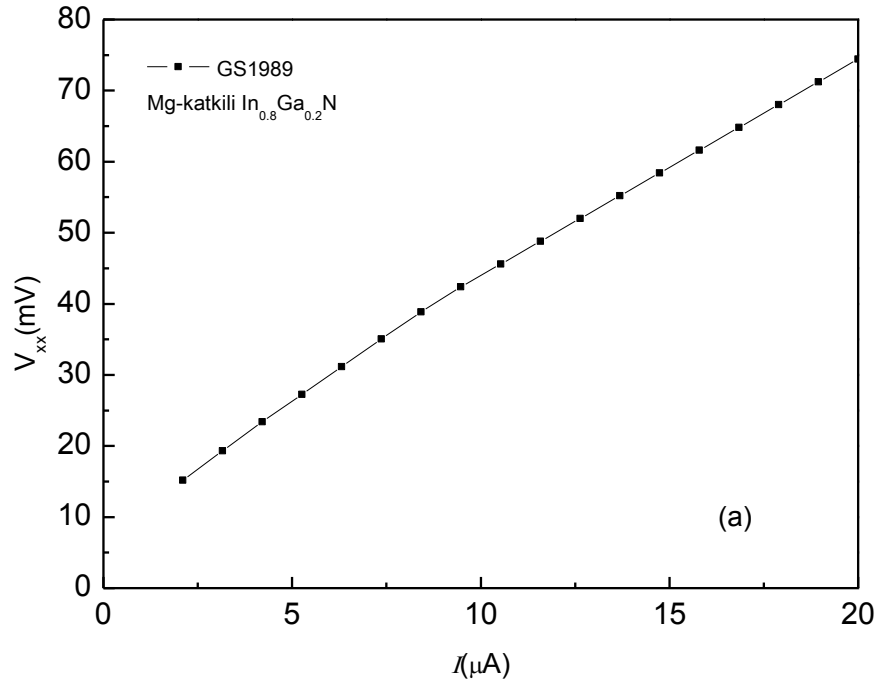


Şekil 4.11. $In_{1-x}Ga_xN$ örneklerine ait $A_1(LO)$ modunun x değerine bağlı değişimi.

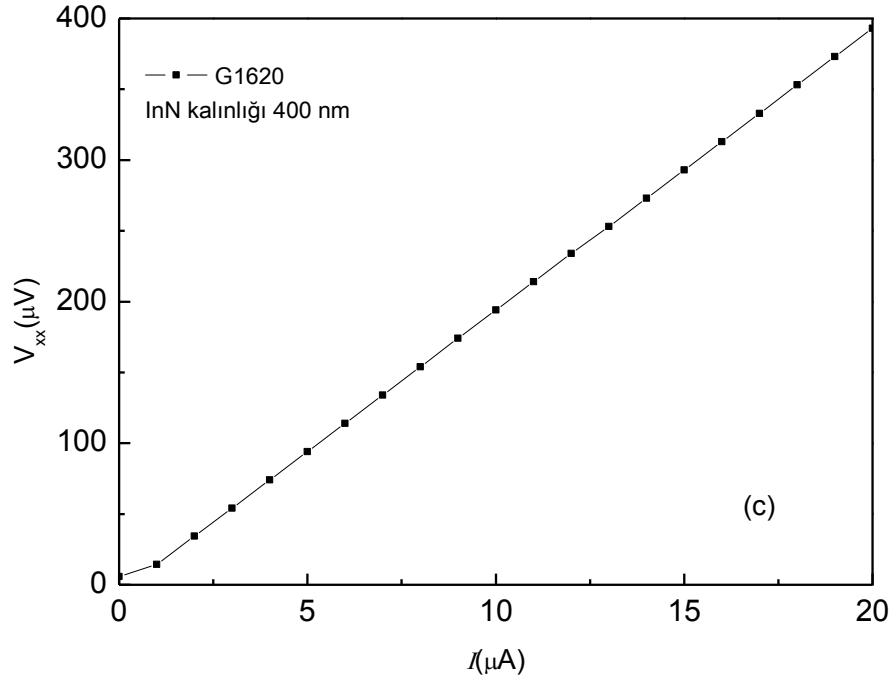
4.2. Elektriksel Karakterizasyon

4.2.1. Akım Gerilim Karakteristikleri

Hall-çubuğu (bar) geometrisindeki örneklerde R_{xx} (Magnetodirenç) ve R_{xy} (Hall direnci) ölçülmesi ve kontakların ohmik olduğunu öğrenmek için örneklerin akım-voltaj karakteristikleri ölçüldü. Magnetodirençleri bulmak için V_{23} veya V_{56} , Hall dirençleri için V_{35} ve V_{26} potansiyelleri ölçüldü ve dirençlerin ohmik olduğu görüldü. Şekil 4.12’da 3 farklı örnek için akım voltaj karakteristiği görülmektedir.



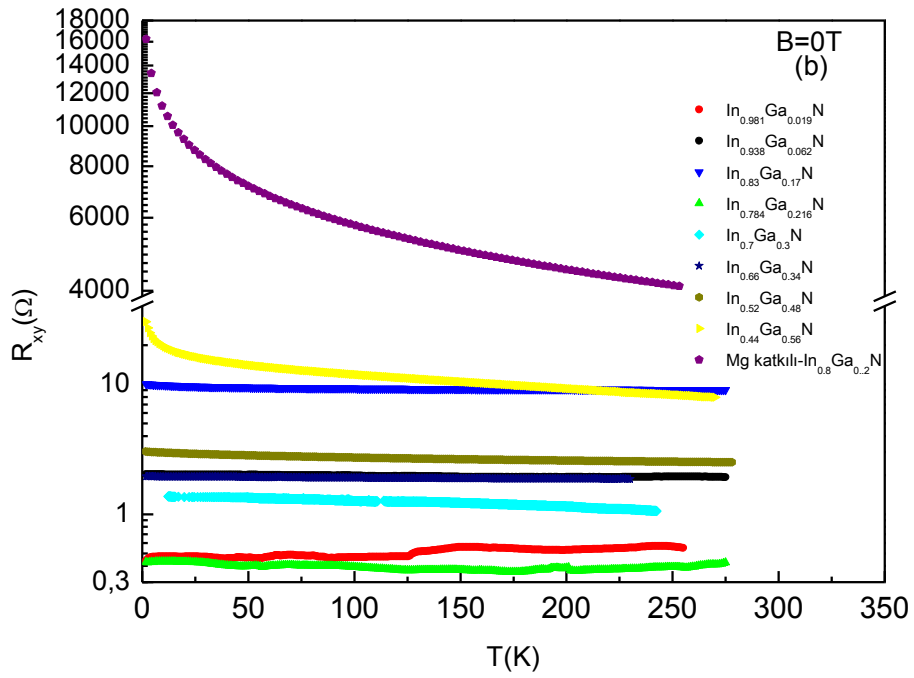
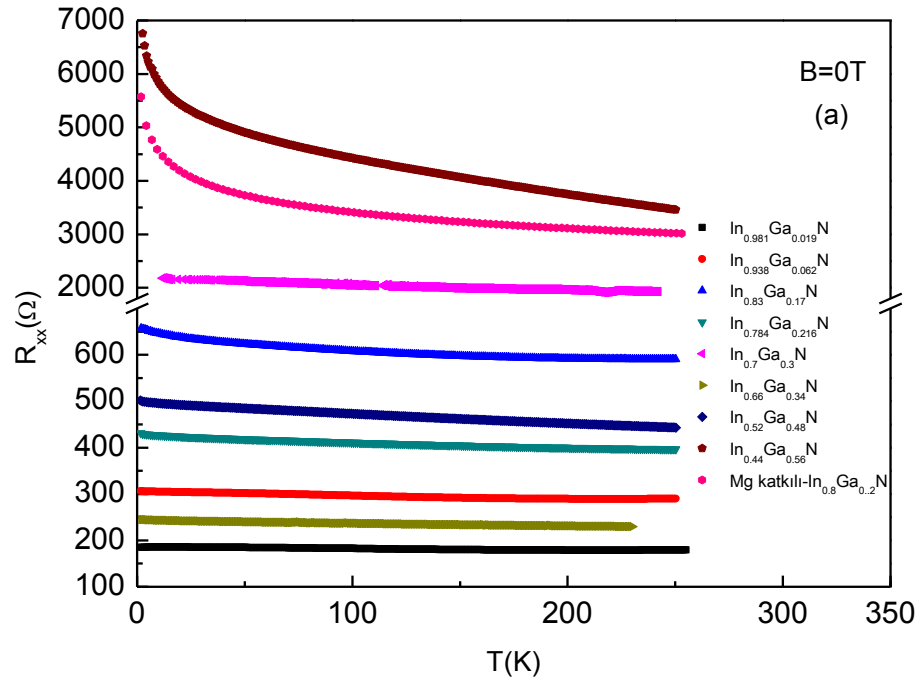
Şekil 4.12. (a) GaInN (b) InN (c) AlN/InN/GaN örnekleri için Akım-Voltaj karakteristiği ($T=270\text{K}$)



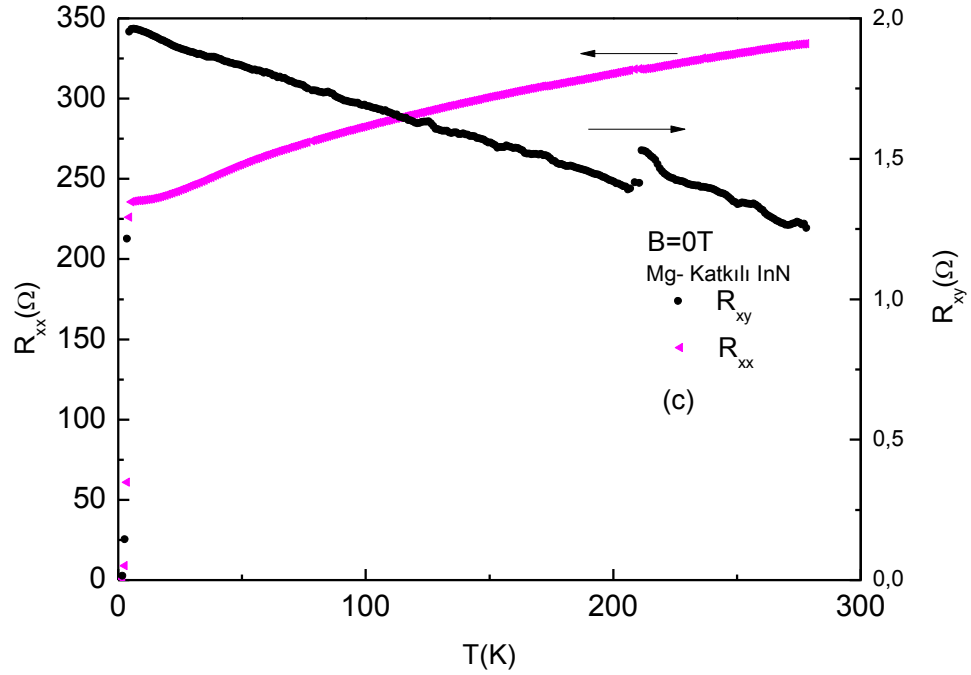
Şekil 4.12. (Devamı)

4.2.2. Sıcaklığa Bağlı Direnç Ölçümleri

InN ve $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ örneklerinde Hall taşıyıcı yoğunluğunun ve Hall mobilitesinin sıcaklığa bağlı değerlerini elde etmek için R_{xx} (Manyetodirenç) ve R_{xy} (Hall direnci) direnç değerleri, 1,7-275 K aralığında ölçüldü. Ölçümlerimizde tarayıcı (scanner) sayesinde iki adet manyetodirenç (R_{23} , R_{56}) ve iki adet Hall direnci (R_{35} , R_{26}) eşzamanlı olarak ölçülebilmektedir. Hall olayı deneylerinde magnetik alan örnek düzlemine dik uygulandı ve R_{xy} sıcaklığın fonksiyonu olarak elde edildi. Ölçümler hem sabit magnetik alan ($B=1$ T) altında ve hem de magnetik alan yokken sabit akım sürülerek yapıldı. Akım değerleri örneği ısıtmayacak derecede küçük değerlerde ($I=0,1-50\mu\text{A}$) seçildi. Cornell Üniversitesi tarafından büyütülen $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ örneklerde, $B=0$ T’da ölçülen boyuna ve Hall direncinin sıcaklığa bağlı değişimleri Şekil 4.13’de verilmiştir.



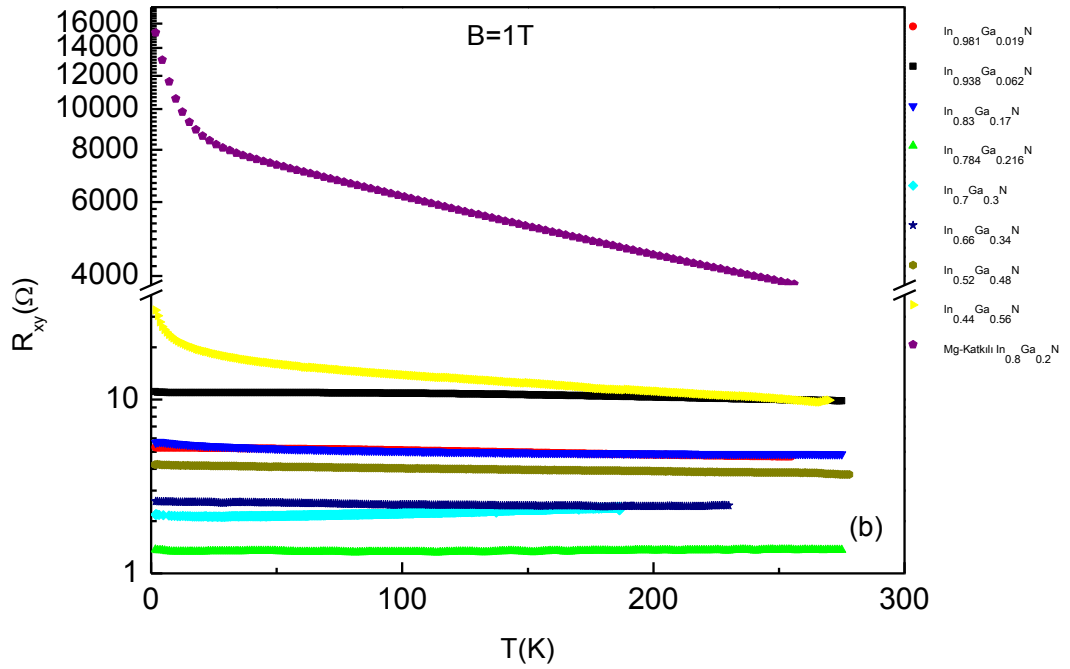
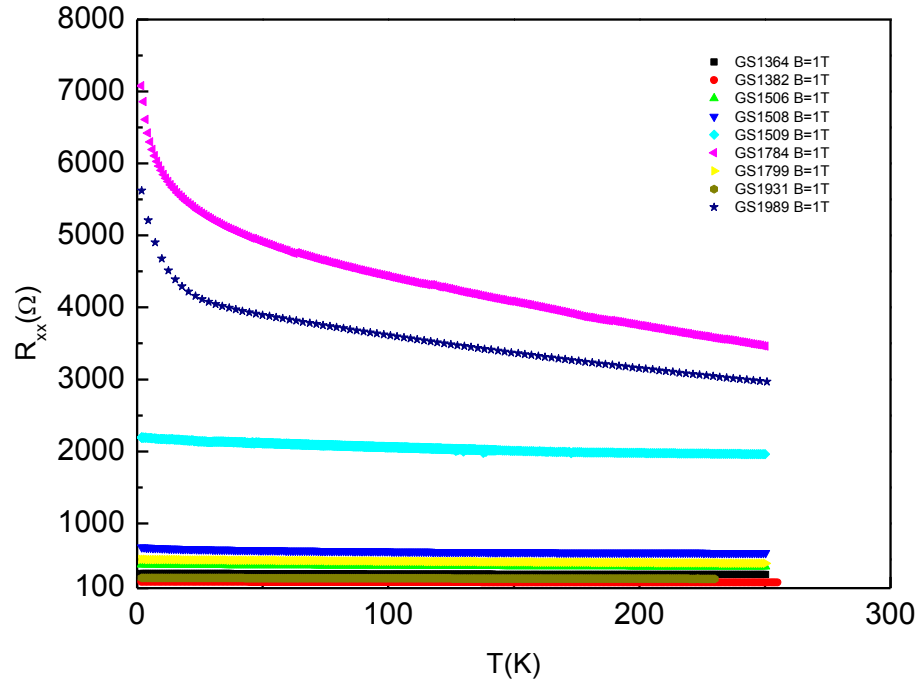
Şekil 4.13. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ örneklerde (a) R_{xx} 'in ve (b) R_{xy} 'nin sıcaklığa bağlılığı (c) Mg-katkılı InN örneklerde R_{xx} 'in ve R_{xy} 'nin sıcaklığa bağlılığı.



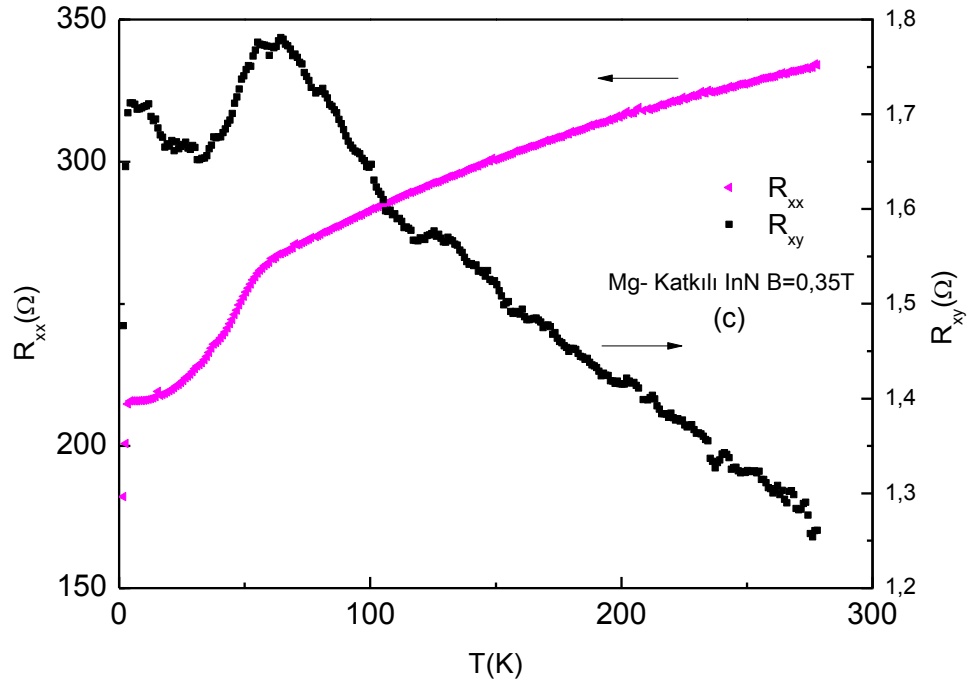
Şekil 4.13. (Devamı)

Cornell Üniversitesi tarafından büyütülen $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ örneklerde, örneklerin üzerine büyütme doğrultusuna dik magnetik alan uygulanırken iken ölçülen boyuna ve Hall direncinin sıcaklığa bağlı değişimleri Şekil 4.14’de verilmiştir. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ örneklerin R_{xx} ve R_{xy} dirençlerinin sıcaklığa bağlı davranışı birbirine benzemektedir. Düşük sıcaklıklarda dirençler maksimum değeri alır. R_{xx} ve R_{xy} sıcaklıkla monotonik olarak azalmaktadır. Bu davranış tipik metalik yarıiletken özelliğidir. Bu malzemelerdeki metalik özellik, yüksek taşıyıcı yoğunluğu içermesinden kaynaklıdır.

Fakat Mg-katkılı InN örneğinin R_{xx} direnci düşük sıcaklıklarda ($T < 20\text{K}$) sıcaklıktan bağımsızdır. 20 K üstünde olan sıcaklıklarda R_{xx} direnci sıcaklıkla monotonik olarak artmaktadır. Bu davranış, tipik 2D yarıiletken davranışdır. Mg-katkılı InN örneğinin R_{xy} ($B=0,35\text{ T}$) direncinde $T=65\text{ K}$ civarında bir maksimumdan geçtiği gözlenmektedir (Şekil 4.14.c).



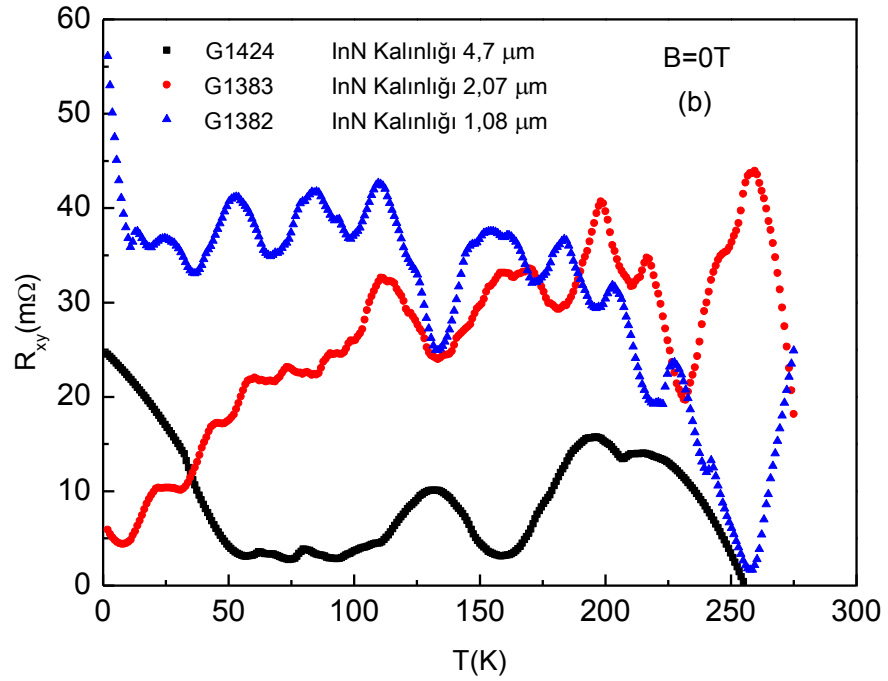
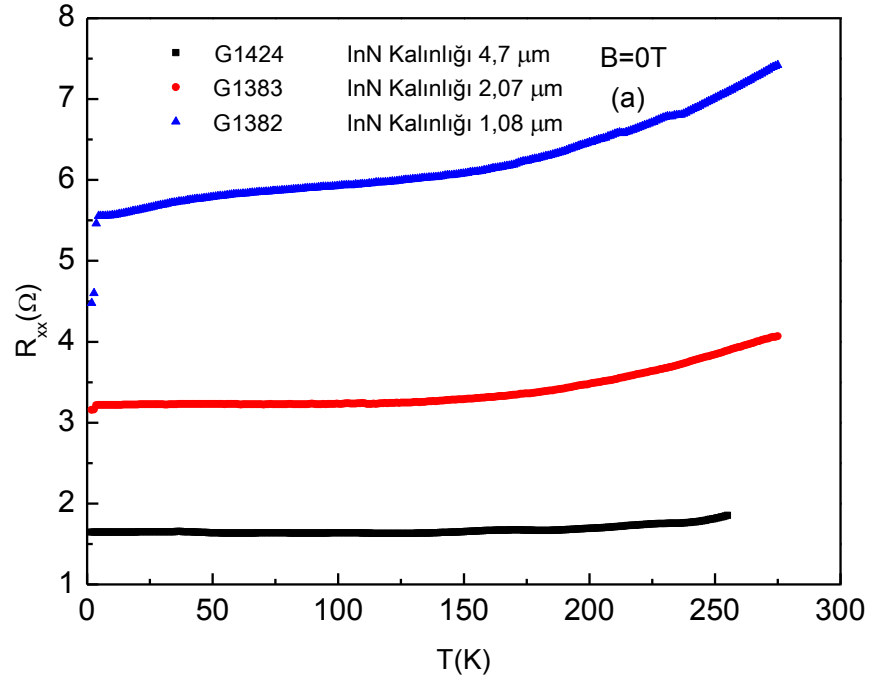
Şekil 4.14. Sabit magnetik alan altındaki $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ örneklerde (a) R_{xx} 'in ve (b) R_{xy} 'nin sıcaklığa bağlılığı, (c) Mg-katkılı InN örneklerde R_{xx} 'in ve R_{xy} 'nin sıcaklığa bağlılığı.



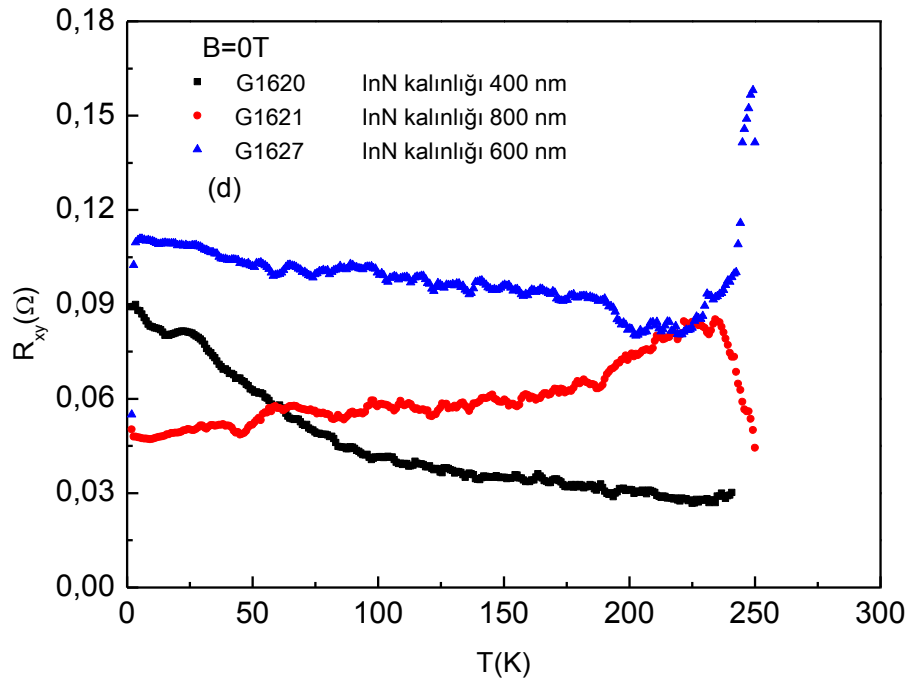
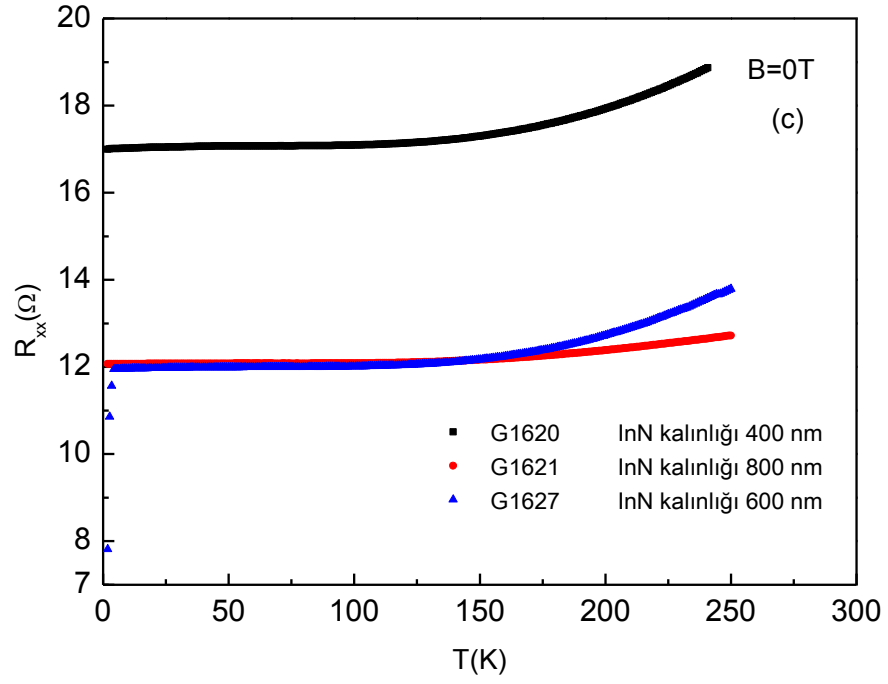
Şekil 4.14. (Devamı).

Crete Üniversitesi tarafından büyütülen InN ve GaN/AlN/InN örneklerinde, magnetik alan yokken ölçülen boyuna ve Hall direncinin sıcaklığa bağlı değişimleri Şekil 4.15’de verilmiştir. Örneklerin üzerine büyütme doğrultusuna dik magnetik alan uygulanırken iken ölçülen boyuna ve Hall direncinin sıcaklığa bağlı değişimleri Şekil 4.16’de verilmiştir.

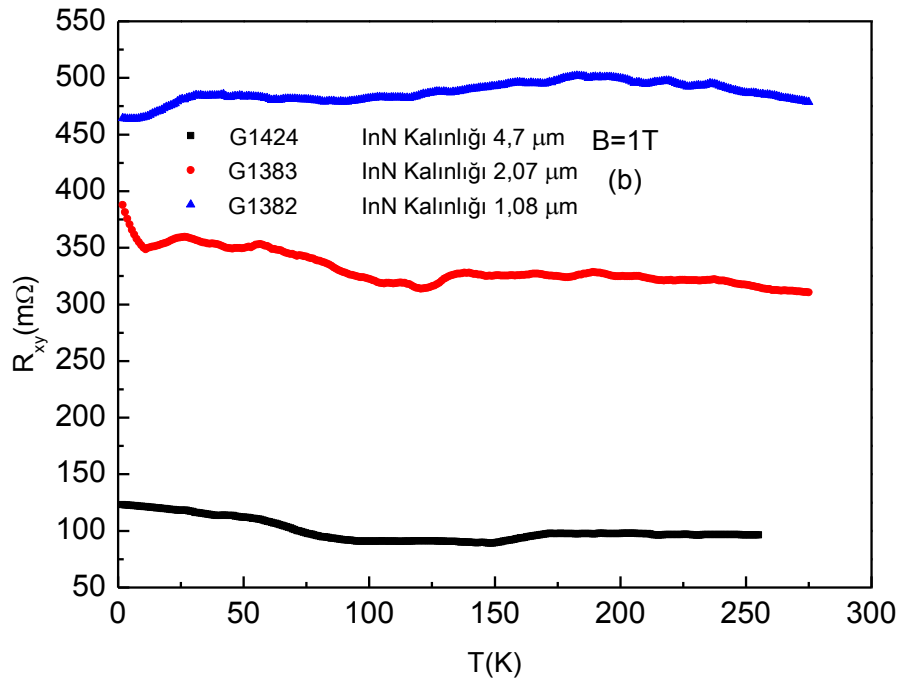
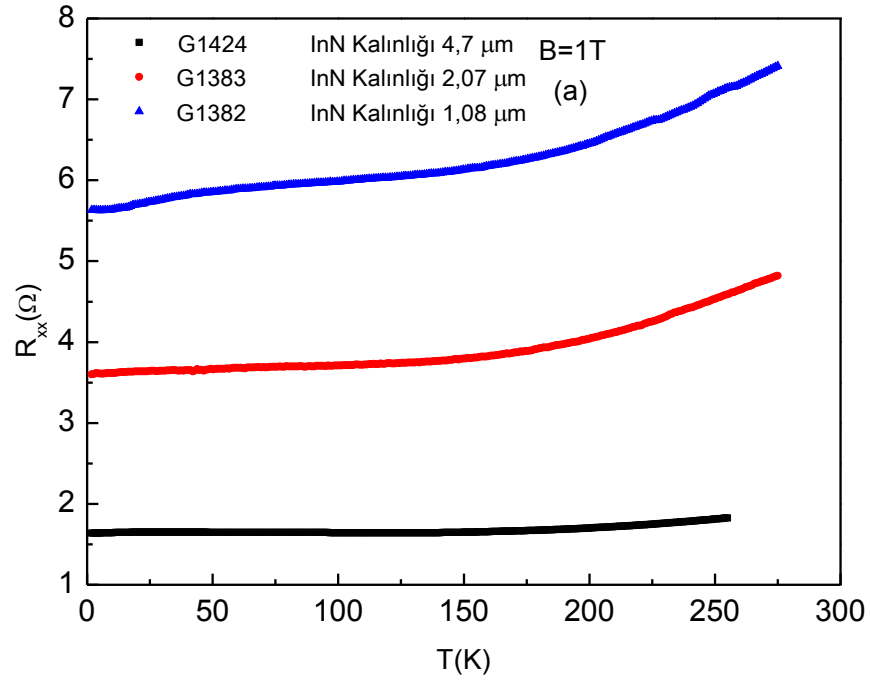
Crete Üniversitesi tarafından büyütülen örneklerin R_{xx} sıcaklığa bağlı davranışı birbirine benzemektedir. 170K den düşük sıcaklıklarda R_{xx} direnci bağımsızdır. 170 K den yüksek sıcaklıklarda ise monotonik olarak artar. Bu davranış 2D yarıiletken davranışdır. 1,08 μm kalınlıklığa sahip InN ve GaN/AlN/InN örneklerinde 170 K den düşük değerlerde R_{xy} ($B=1\text{T}$) sıcaklıktan bağımsızdır. 170K den yüksek sıcaklıklarda ise monotonik olarak bir azalma görülmektedir.



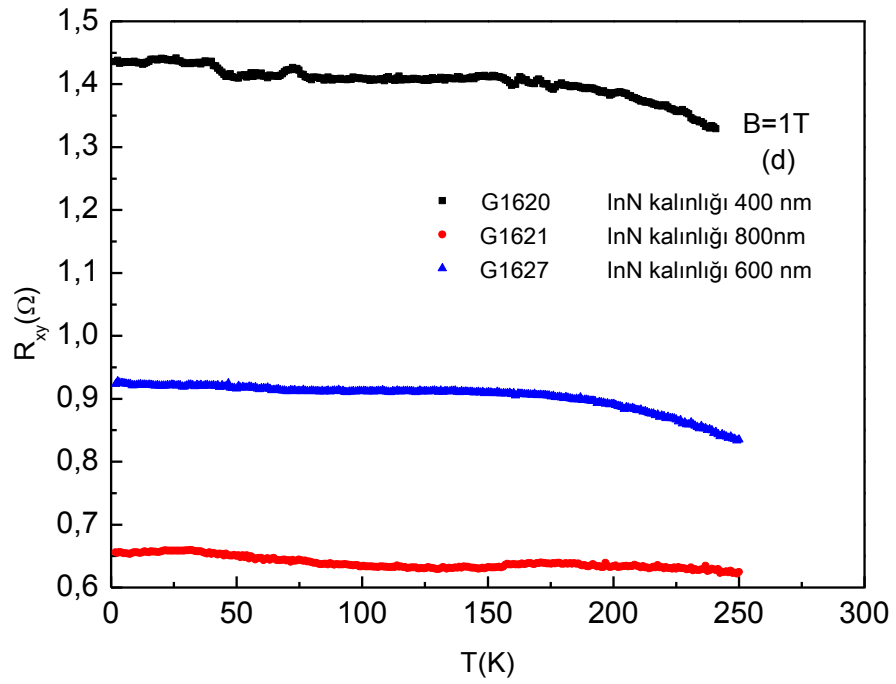
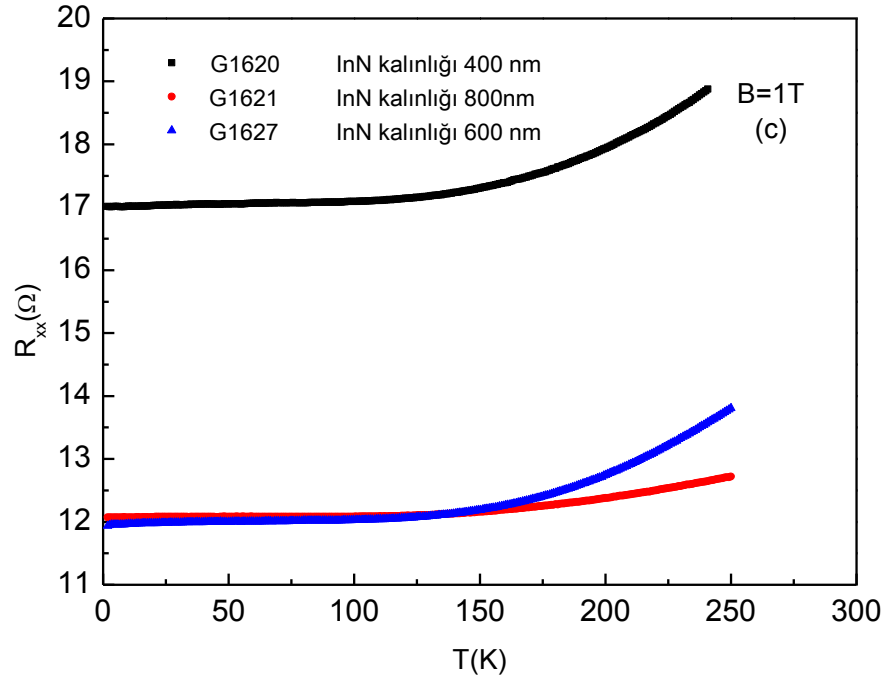
Şekil 4.15. (a) InN örneklerde R_{xx} 'in ve (b) R_{xy} 'nin sıcaklığa bağlılığı, (c) GaN/AlN/InN örneklerde R_{xx} 'in ve (d) R_{xy} 'nin sıcaklığa bağlılığı.



Şekil 4.15. (Devamı).



Şekil 4.16. $B=1T$ sabit magnetik alan altında (a) InN örneklerde R_{xx} 'in ve (b) R_{xy} 'nin sıcaklığa bağımlılığı, (c) GaN/AlN/InN örneklerde R_{xx} 'in ve (d) GaN/AlN/InN örneklerde R_{xy} 'in sıcaklığa bağımlılığı.



Şekil 4.16. (Devamı)

4.2.3. Sıcaklığa Bağlı Hall Taşıyıcı Yoğunluğunu

Hall taşıyıcı yoğunluğu belirli bir magnetik alanda ölçülen Hall direnci verilerinden yararlanılarak elde edilebilir.

$$R_{xy}(B) = \frac{V_{xy}(B)}{I} = \frac{1}{N_H e} \quad (4.1)$$

bağıntısı kullanılarak Hall taşıyıcı yoğunluğu belirlendi. Belirlenen sonuçlar Şekil 4.18 da verilmiştir. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ örneklerinde Hall taşıyıcı yoğunluğu sıcaklıktan bağımsızdır. Mg katkılı InN için Hall taşıyıcı yoğunluğu $4 < T < 40$ K aralığında sıcaklık ile değişmemektedir. Bu 2D yarıiletken karakteristiğinin tipik bir özelliğidir. Sıcaklık arttıkça ($T > 40$ K) yük taşıyıcıları ısısal olarak uyarılması sonucunda Hall taşıyıcı yoğunluğu artar. 2D yarıiletken karakteristiği G1382, G1620, G1621 ve G1627 örnekleri içinde geçerlidir. $4 < T < 170$ K aralığında sıcaklık ile değişmemektedir. 170 K üzerindeki sıcaklıklarda Hall-taşıyıcı yoğunluğu artmaktadır (Şekil 4.17).

4.2.4. Sıcaklığa Bağlı Hall Mobilitesi

Hall mobilitesinin sıcaklıkla değişimini elde etmek için $R_{xy}(T)$ ve $R_{xx}(T)$ verilerine gerekmektedir. R_{xx} , N_H ve Hall mobilitesi arasında

$$R_{xx} = \frac{V_{xx}}{I} = \frac{1}{N_H e \mu_H} \frac{L}{b} \quad (4.2)$$

bağıntısı bulunur ve bu bağıntı 4.1 bağıntısı ile birleştirilirse mobilite

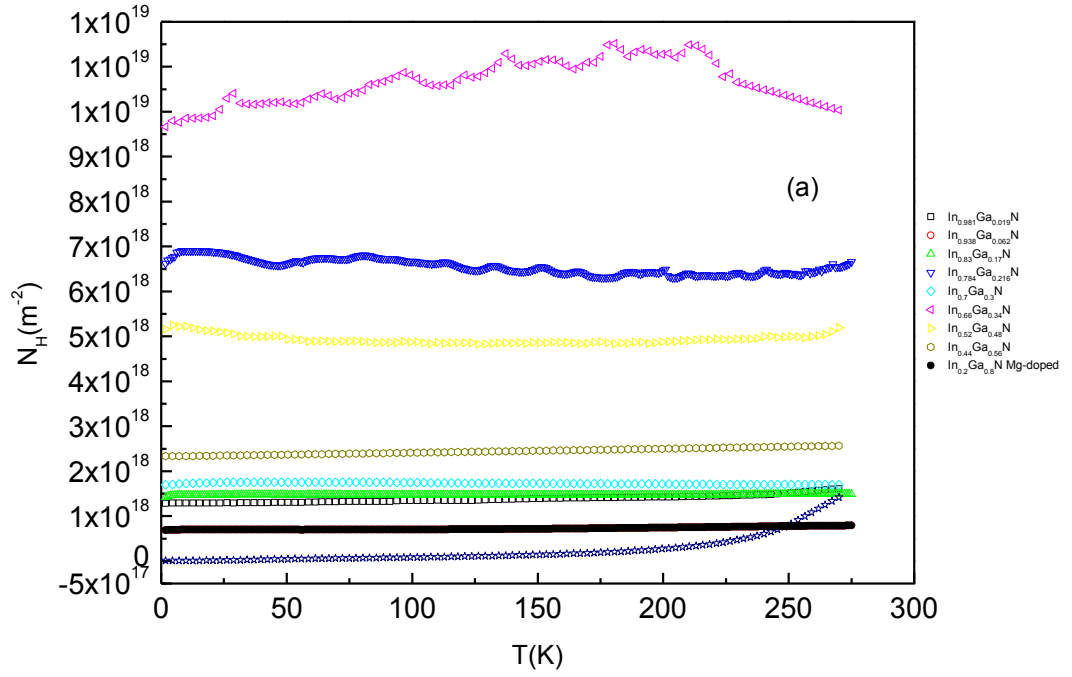
$$\mu_H = \frac{R_{xy}}{R_{xx}} \frac{L}{bB} \quad (4.3)$$

bağıntısı türetilir. Burada L ve b örneğin boyutlarıdır.

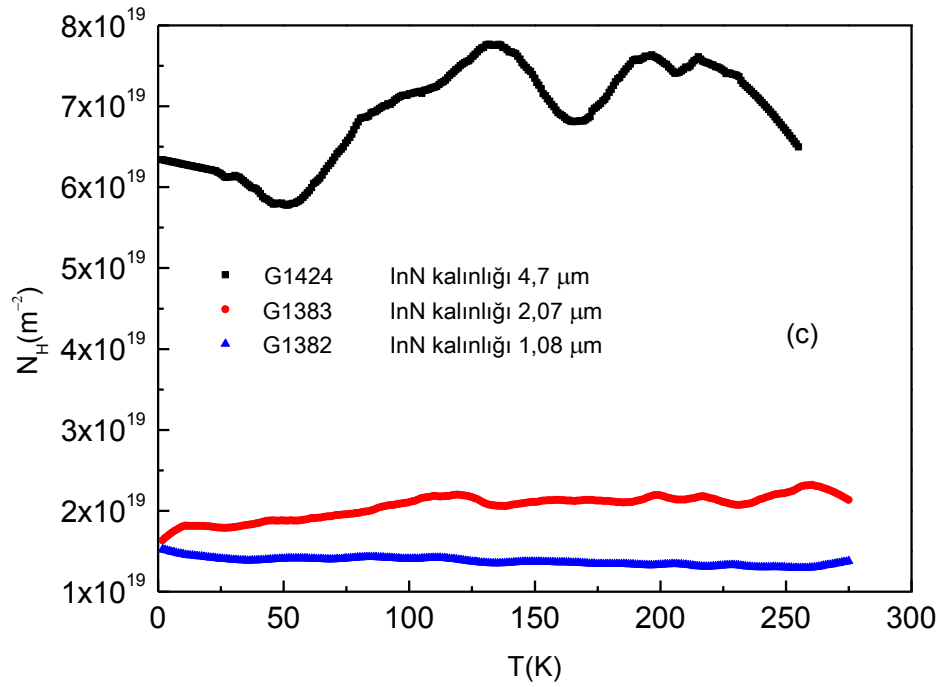
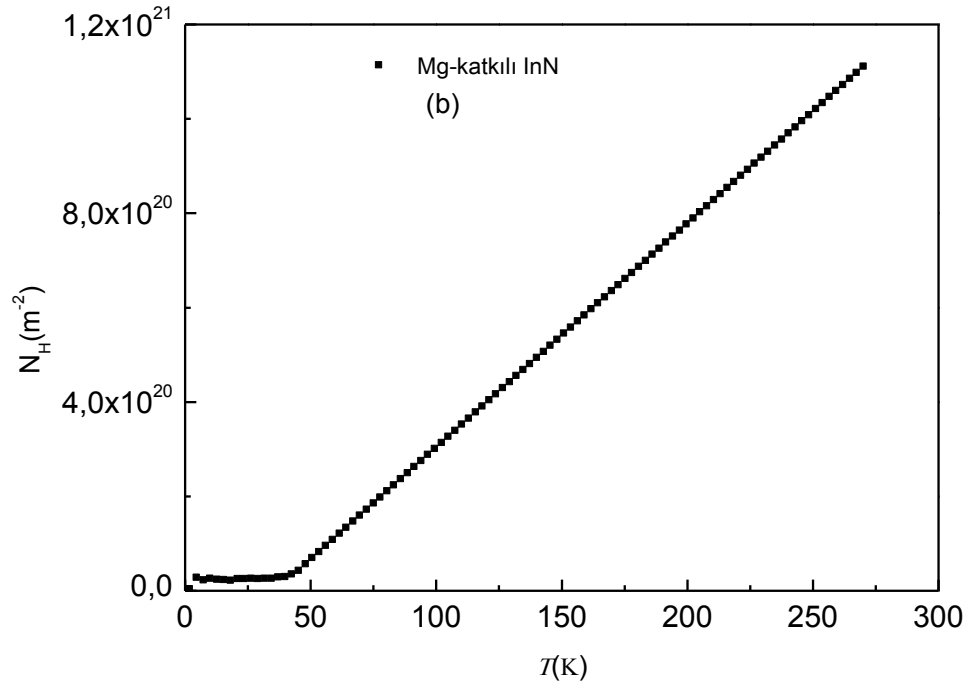
Mobilite hesabının yapılabilmesi için hem sabit magnetik alan ($B = 1$ T) altında ve hem de magnetik alan olmaksızın R_{xx} ve R_{xy} sıcaklığa bağlı verilerinin birlikte işlenmesine gerekmektedir. R_{xx} ve R_{xy} değerlerinin aynı sıcaklık değerlerinde olması için verilerine interpolasyon uygulandı.

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ örneklerinde Hall mobilitesi sıcaklıktan bağımsızdır. InN örneklerde Sıcaklık arttıkça ($T > 40$ K) yük taşıyıcıları ısısal olarak uyarılması sonucunda saçılmalar artar ve mobilite değeri azalır. GaN/AlN/InN örnekleri

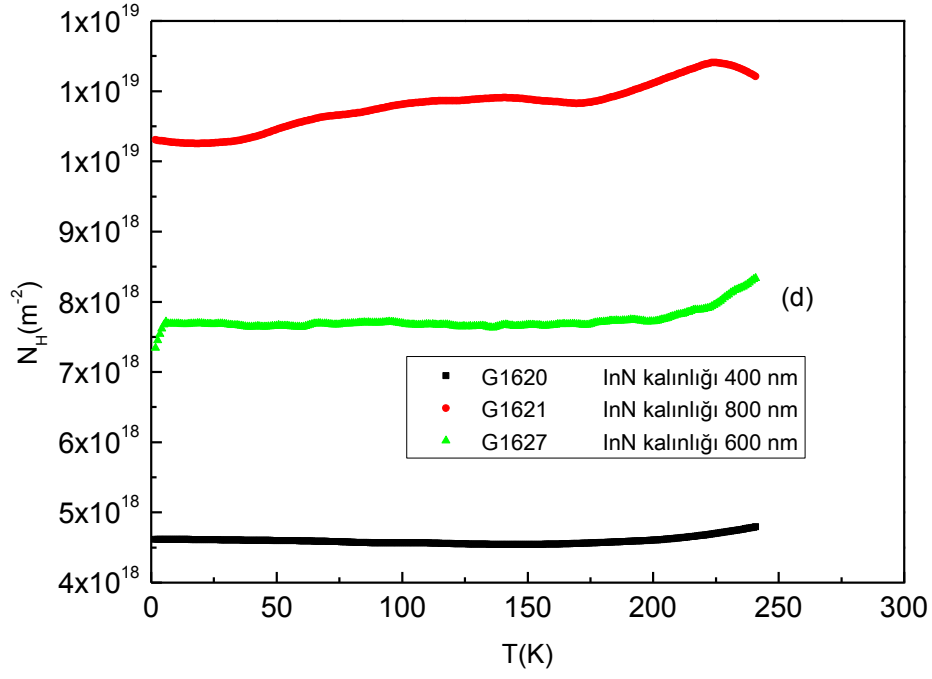
içinse mobilite 170 K sıcaklığına kadar değişmemektedir. 170 K üzerindeki sıcaklıklarda Hall-mobilitesi boyuna optik fonon saçılmasının etkisi altına girerek azalmaktadır. Bu karakteristik tipik 2D yarıiletken davranışıdır. (Şekil 4.18).



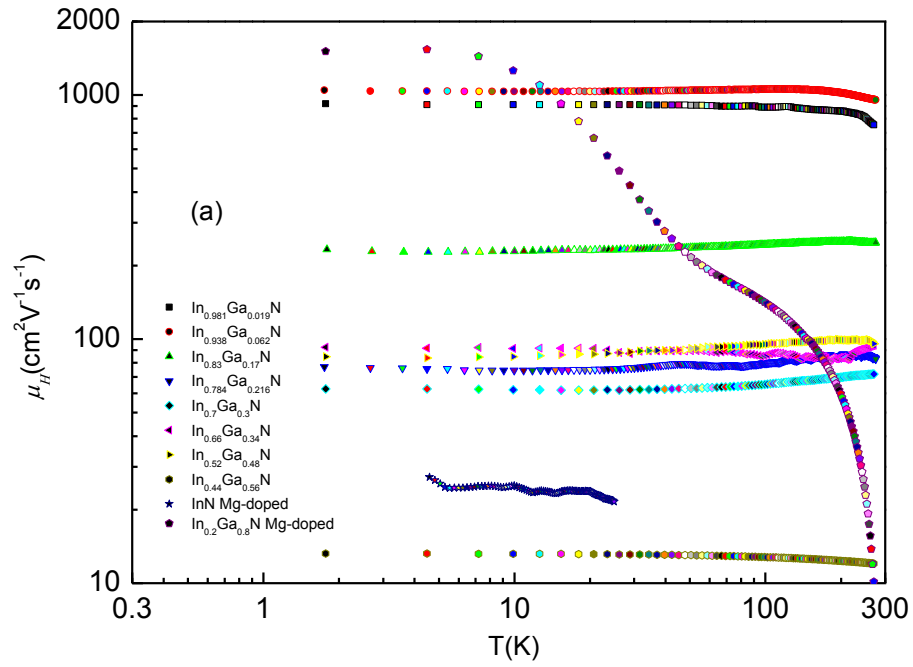
Şekil 4.17. (a) $In_xGa_{1-x}N$ (b) Mg-Katkılı InN (c) InN (d) GaN/AlN/InN örneklerinde Hall-taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklık ile değişimi



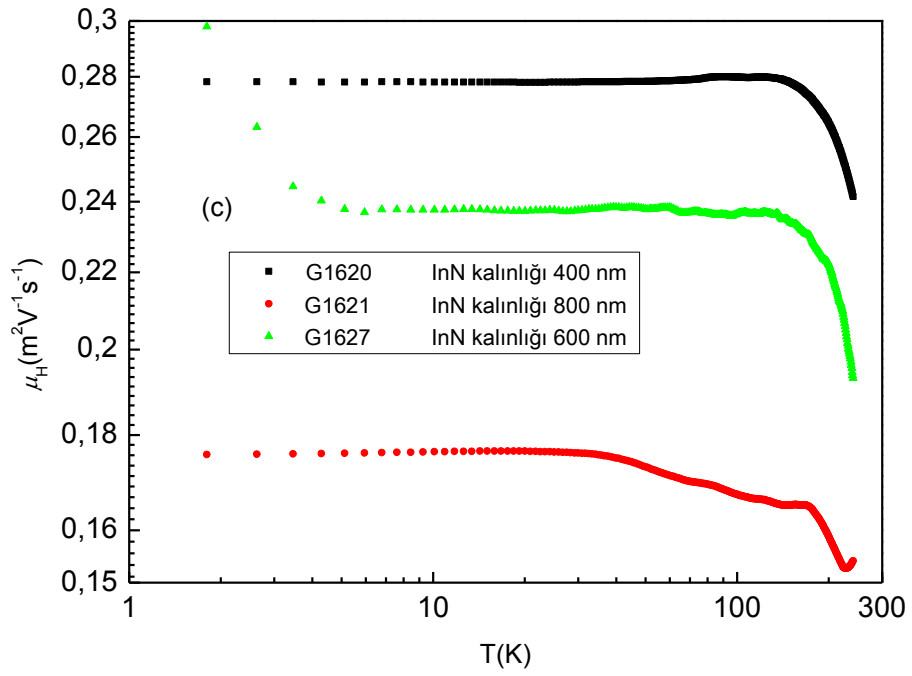
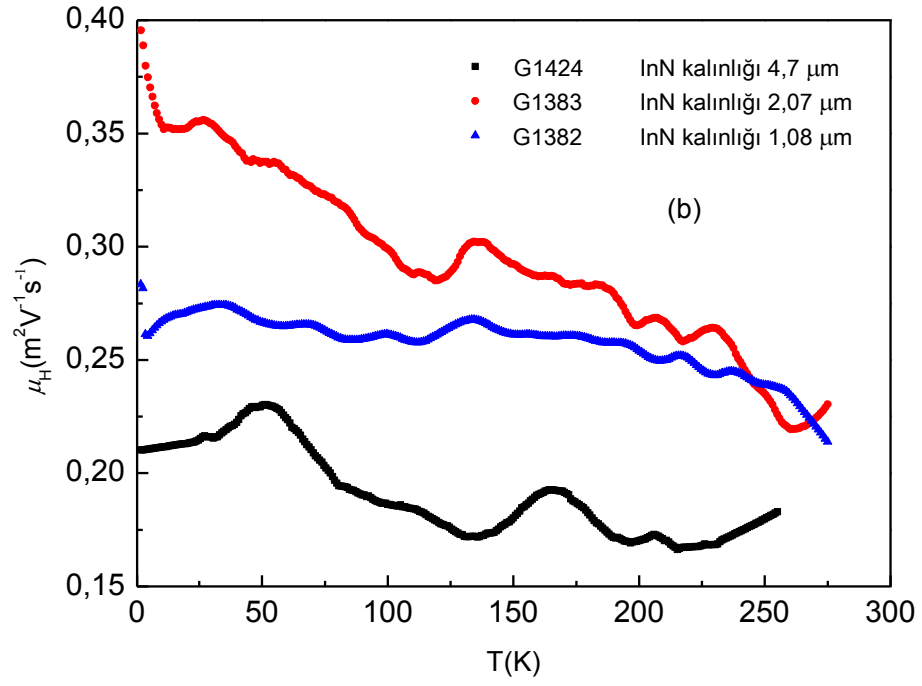
Şekil 4.17. (Devamı)



Şekil 4.17. (Devamı)



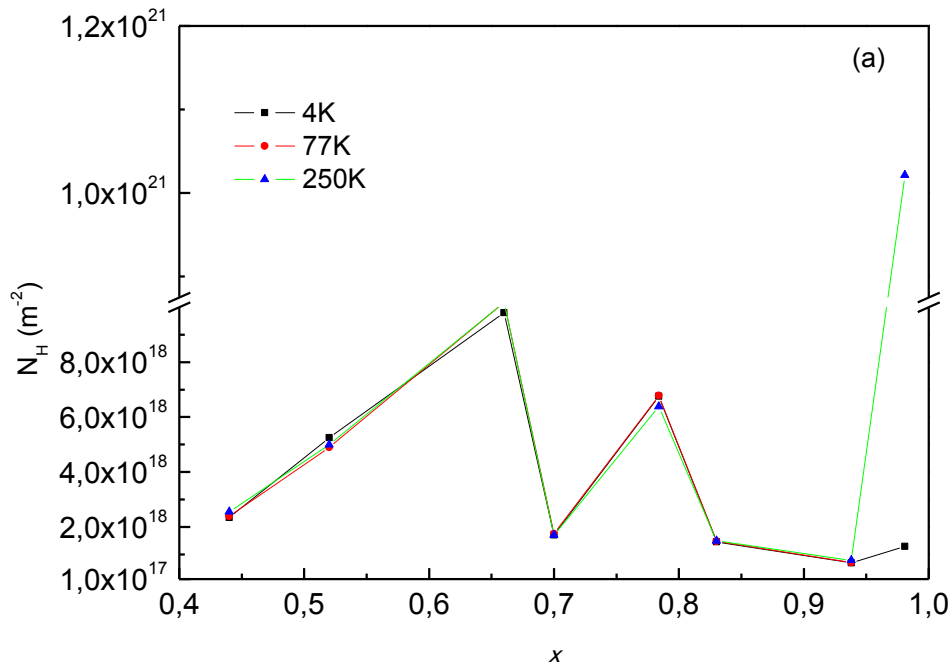
Şekil 4.18. (a) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (b) InN (c) $\text{GaN}/\text{AlN}/\text{InN}$ örneklerinde Hall mobilitesinin sıcaklık ile değişimi



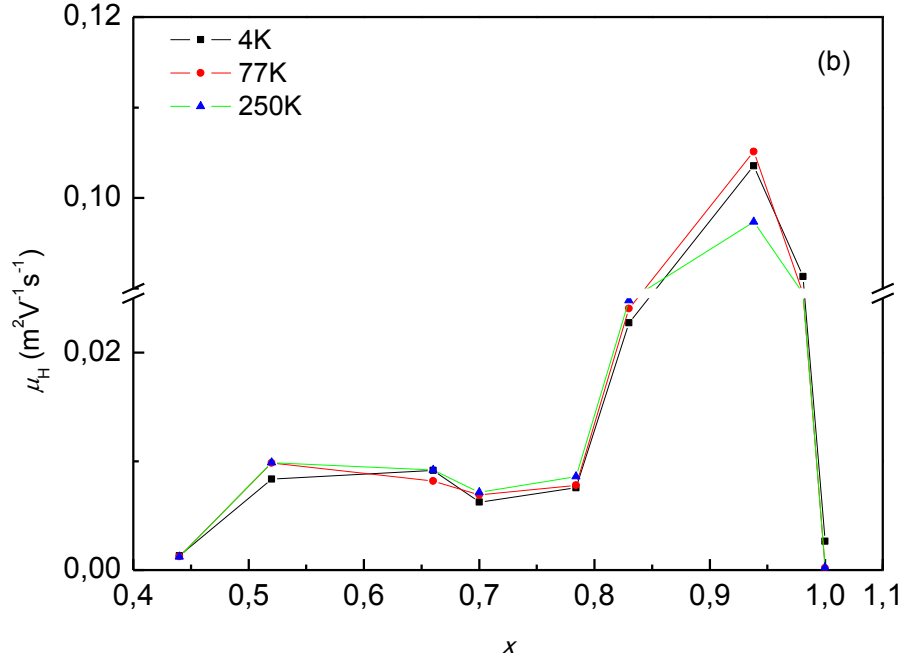
Şekil 4.18. (Devamı).

4.2.5. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ Örneklerde Mobilitenin ve Taşıyıcı Yoğunluğunun İndiyum Yoğunluğuna Bağlılığı

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ örneklerde deneysel verilerden üç farklı sıcaklıkta elde edilen mobilite ve Hall taşıyıcı yoğunluğunun In yoğunluğuna bağlı değişimi Şekil 4.17’de verilmiştir. Hall taşıyıcı yoğunluğunun In yoğunluğuna sistematik bağlılığı gözükmemektedir. Buna rağmen Hall mobilitesi In yoğunluğu yapı içinde %80 olduğu duruma kadar fazla değişmemekle birlikte, %95 olduğunda hızlı bir artış göstermektedir. Bu durum yapının GaN yapısına yaklaştığında mobilitenin hızla arttığının da göstergesidir. Amaç yüksek mobiliteli InN yapısı yapmak olduğundan büyütme tekniklerinin üzerinde durulması gerekliliği çıkar.



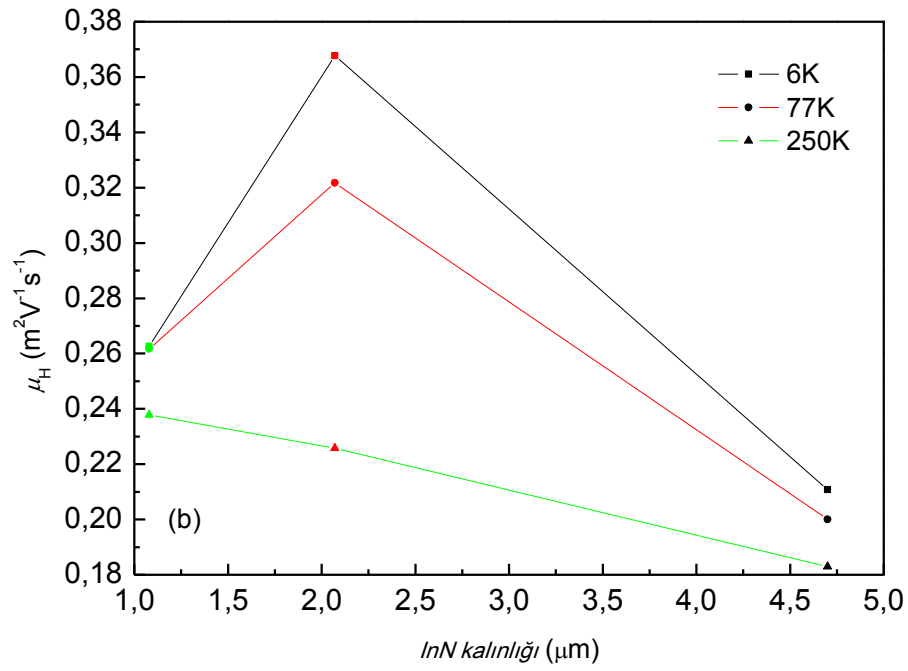
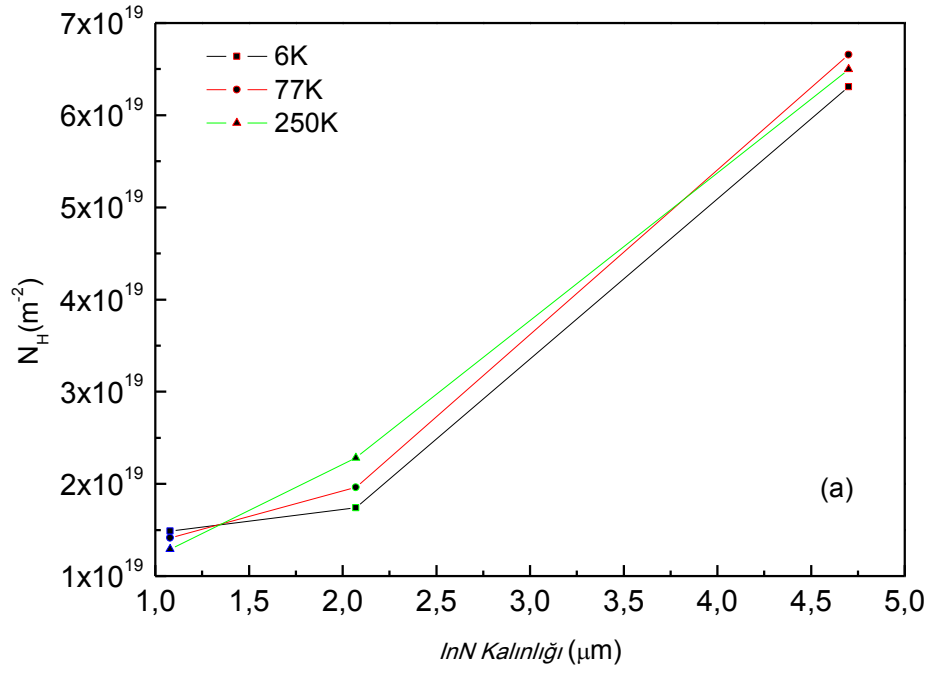
Şekil 4.19. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ örneklerde deneysel verilerden üç farklı sıcaklıkta elde edilen mobilite ve Hall taşıyıcı yoğunluğunun In yoğunluğuna bağlı değişimi Sürekli çizgi göze kılavuzdur .



Şekil 4.19. (Devamı) .

4.2.6. InN Örneklerde Mobilitenin ve Taşıyıcı Yoğunluğunun Tabaka Kalınlığına Bağlılığı

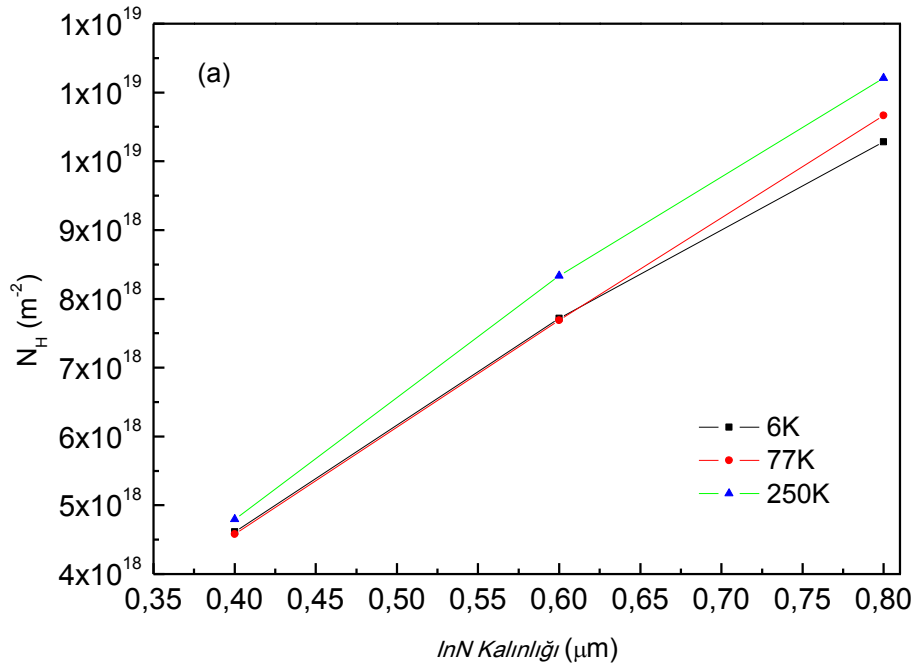
InN hacimli örneklerde deneysel verilerden üç farklı sıcaklıkta elde edilen mobilite ve Hall taşıyıcı yoğunluğunun InN tabaka bağılılığı Şekil 4.20’de verilmiştir. Hall taşıyıcı yoğunluğu InN kalınlığı arttıkça artmaktadır. Bu durum birim hacimdeki taşıyıcı sayısının artmış olduğunu gösteren beklenen bir özelliktir. Mobilite 2 μm kalınlığa kadar artış göstermekte ve bu değerden sonra hızla azalmaktadır. Buradan mobilite için optimum değer InN kalınlığının 2 μm altında gerçekleşebileceğini söylenebilir. Fakat bu örnek sayısının artırılması ile doğrulanmalıdır.



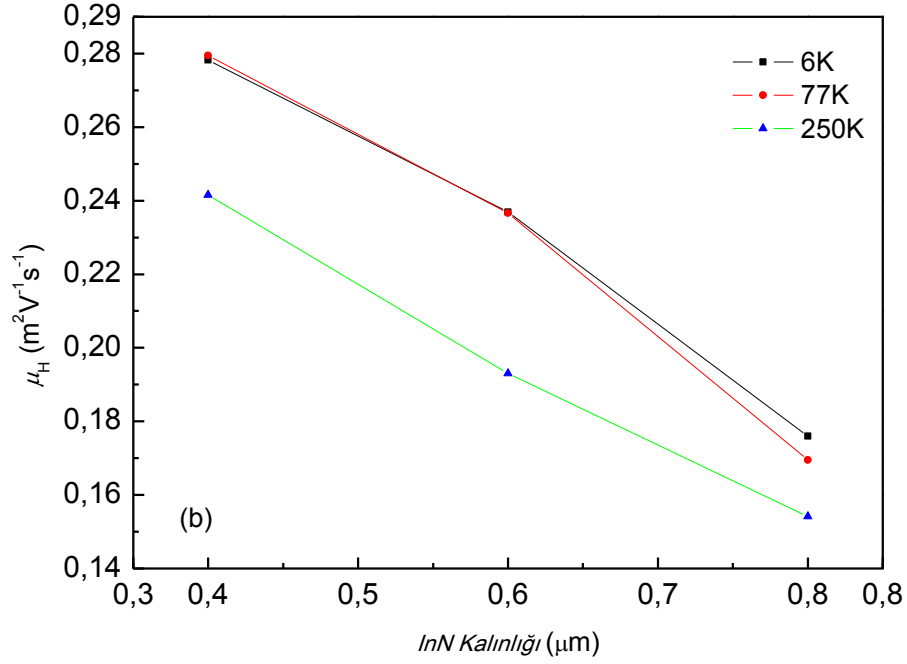
Şekil 4.20. InN hacimli örneklerde taşıyıcı yoğunluğunun ve mobilitenin InN tabaka kalınlığı ile değişimi. Sürekli çizgi göze kılavuzdur.

4.2.7. GaN/AlN/InN Heteroeklem Örneklerde Mobilitenin ve Taşıyıcı Yoğunluğunun Tabaka Kalınlığına Bağlılığı

Heteroeklem örneklerde deneysel verilerden elde edilen mobilite ve Hall taşıyıcı yoğunluğunun InN tabaka bağlılığı Şekil 4.21’da verilmiştir. Hall taşıyıcı yoğunluğu InN kalınlığı arttıkça artmaktadır. Bu durum birim hacimdeki taşıyıcı sayısının artmış olduğunu gösteren beklenen bir özelliktir. Mobilite ise taşıyıcı sayısının artışına bağlı olarak hızla azalmaktadır.



Şekil 4.21. Heteroeklem örneklerde taşıyıcı yoğunluğunun ve mobilitenin InN tabaka kalınlığı ile değişimi. Sürekli çizgi göze kılavuzdur.

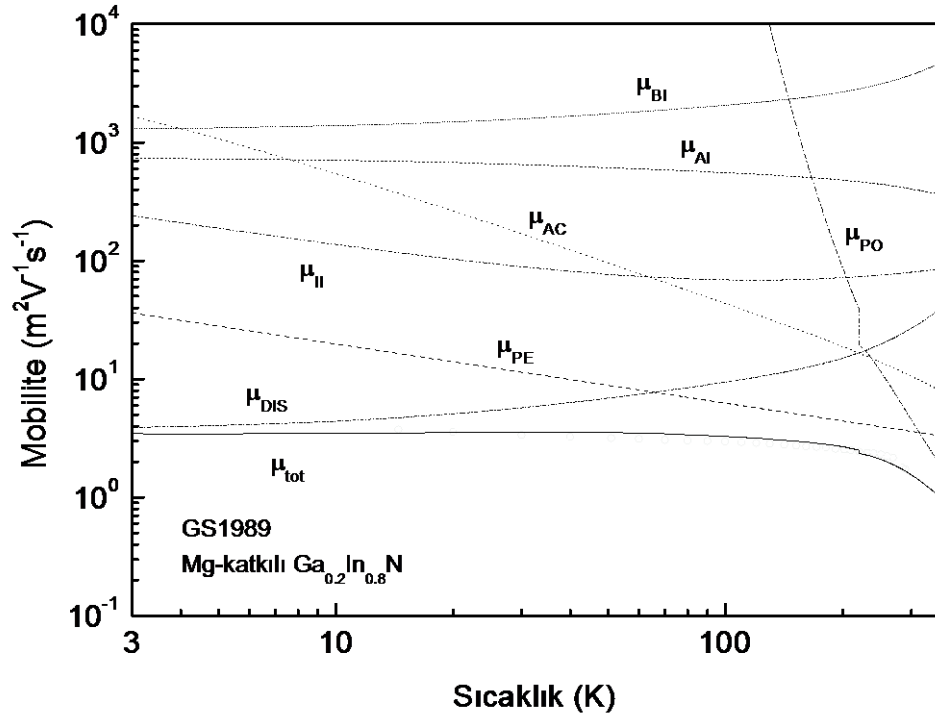


Şekil 4.21. (Devam)

4.2.8. Kuramsal Mobilite Hesabı

Hesaplamalarda; artık safsızlık, alaşım düzensizliği, İyonize safsızlık, akustik fonon, optik fonon, piezoelektrik, dislokasyon saçılma mobiliteleri hesaplandı. Kuramsal hesaplamalar ve deneysel veriler çok iyi uyum gösterdi. Şekil 4.22’de GS1989 örneğine ait hesaplanan mobiliteler ve toplam kuramsal mobilitenin deneysel veriye uyumu gösterilmiştir. Hesaplamada kullanılan parametreler Çizelge 4.1’de görülmektedir.

Elde edilen hesaplamalarda düşük sıcaklıklarda ($T < 100$ K) dislokasyon saçılmasının başat saçılma mekanizması olduğu açıkça görülmektedir. Bununla birlikte piezoelektrik saçılması da baskın saçılma mekanizma içinde yer almaktadır. Yüksek sıcaklıklarda ise temelde mobilitayı belirleyen saçılma mekanizmasının optik fonon saçılmasıdır.



Şekil 4.22. GS1989 örneğine ait hesaplanan Artık Safsızlık (μ_{BI}), Alaşım düzensizliği(μ_{AI}), İyonize safsızlık(μ_{II}), akustik fonon (μ_{AC}), optik fonon (μ_{PO}), piezoelectrik (μ_{PE}), dislokasyon (μ_{DIS}) saçılma mobiliteleri, toplam kuramsal mobilite (μ_{tot}) ve deneysel Hall mobilitesi (içi boş daire).

Çizelge 4.1. Hesaplama da kullanılan parametreler [35,37].

Parametre	Sembolü	Birimi	In _{1-x} Ga _x N
Yüksek frekans dielektrik sabiti	ε_s	Fm ⁻¹	5.47 + 2.93x
Düşük frekans dielektrik sabiti	ε_0	Fm ⁻¹	10.4 + 4.9x
Polar fonon Debye sıcaklığı	θ_{LO}	K	1044 - 11x
Kütle yoğunluğu	ρ	kgm ⁻³	(6.1 + 0.71x)10 ⁻³
Ses hızı	u_1	ms ⁻¹	(6.59 - 0.35x)10 ⁻³
Piezoelektrik sabiti	ε_{14} or h_{pz}	Cm ⁻²	0.375 - 0.5
Akustik deformasyon potansiyeli	D_{ac}	eV	9.2 - 2.1x
Etkin kütle	m^*	kg	(0.22 - 0.105x) m_0
Elastik sabiti	C_1	Fm ⁻²	$C_{11}=11.88 + 0.84x$ $C^{12} = 5.38 + 0.32x$ $C_{44} = 5.94 - 0.55x$ $C_1 = (3C_{11} + 2C_{12} + 4C_{44})/5$
Alaşım düzensizliği saçılma potansiyeli	E_{AB}	eV	~ 0.4

4.2.9. Boyuna Optik Fonon Enerjisinin bulunması

Yüksek sıcaklıklarda mobilite temelde optik fononlardan saçılırlar. Matthiessen's kuralı ile;

$$\frac{1}{\mu_{LO}} = \frac{1}{\mu_{tot}} - \frac{1}{\mu_0} \quad (4.4)$$

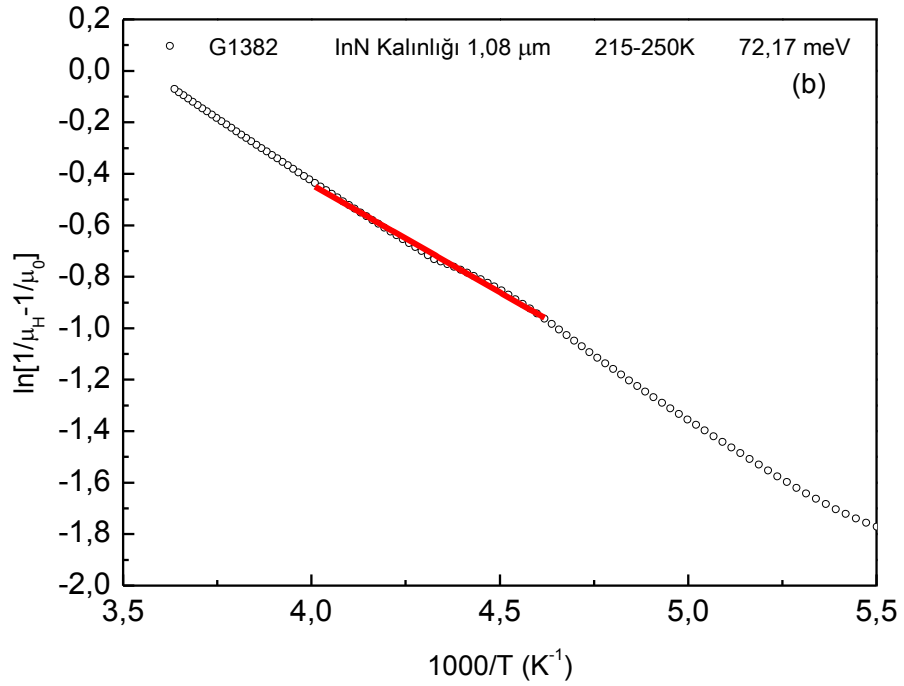
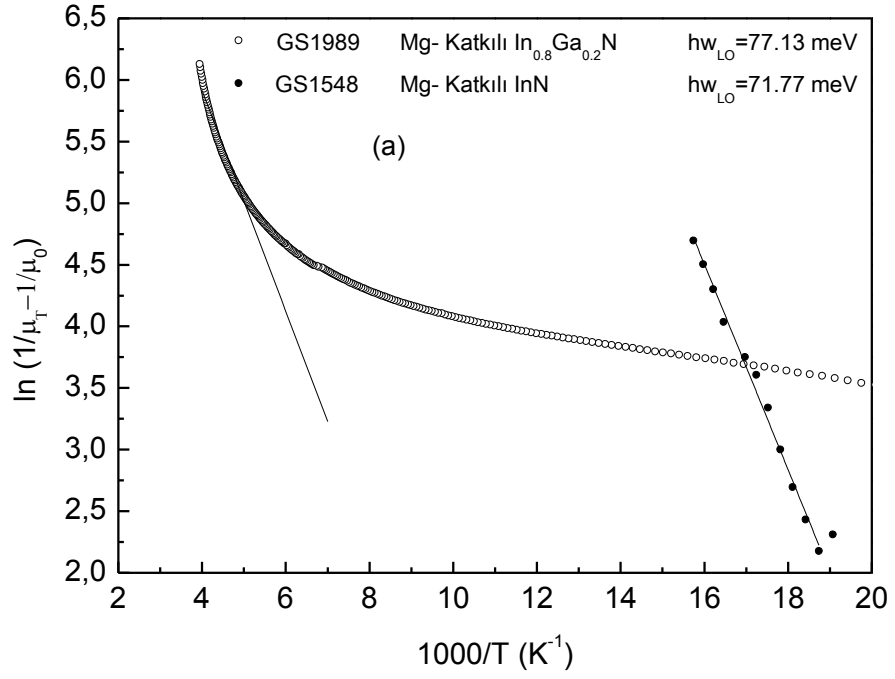
eşitliği kullanılarak optik fonon mobilitesi elde edilebilir. Burada μ_0 düşük sıcaklık toplam mobilitedir. Kuramsal olarak ise optik fonon mobilitesi;

$$\frac{1}{\mu_{LO}} = \frac{m^*}{e\tau_m} \exp\left(-\frac{\hbar\omega_{LO}}{kT_L}\right) \quad (4.5)$$

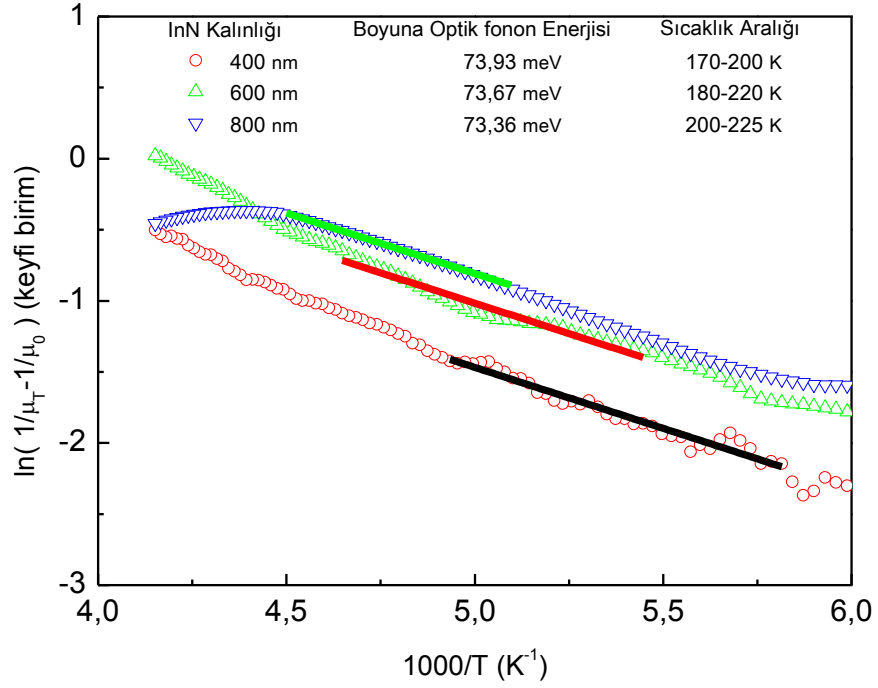
eşitliğiyle verilir. Burada m^* etkin kütle, $\hbar\omega_{LO}$ optik fonon enerjisi, k Boltzmann sabiti, T_L örgü sıcaklığı ve τ_m boyuna optik fonon saçılma ömrüdür;

$$\tau_m = \left[\frac{e^2 \omega_{LO}}{2\pi\hbar} \left(\frac{m^*}{2\hbar\omega_{LO}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \right) \right]^{-1} \quad (4.6)$$

Burada $\epsilon_\infty = 8.4\epsilon_0$ ve $\epsilon_s = 15.3\epsilon_0$ olarak verilen yüksek frekans ve durgun elektriksel geçirgenlik sabitidir. $\ln(1/\mu_H - 1/\mu_0)$ ' a karşı $1/T$ grafikleri Şekil 4.23'de verilmiştir. Grafiklerin eğiminden Mg-katkılı InN örnekte $\hbar\omega_{LO} = 72$ meV, Mg-katkılı GaInN örnekte $\hbar\omega_{LO} = 77$ meV, G1382 kodlu InN örnek için $\hbar\omega_{LO} = 72$ meV, G1620 ve G1627 kodlu GaN/AlN/InN örneklerde ise $\hbar\omega_{LO} = 74$ meV ve G1621 kodlu GaN/AlN/InN örneklerde $\hbar\omega_{LO} = 73$ meV olarak bulunmuştur. Bu değerler Raman ölçüm sonuçlarıyla elde edilen fonon enerjileri ile uyumludur.



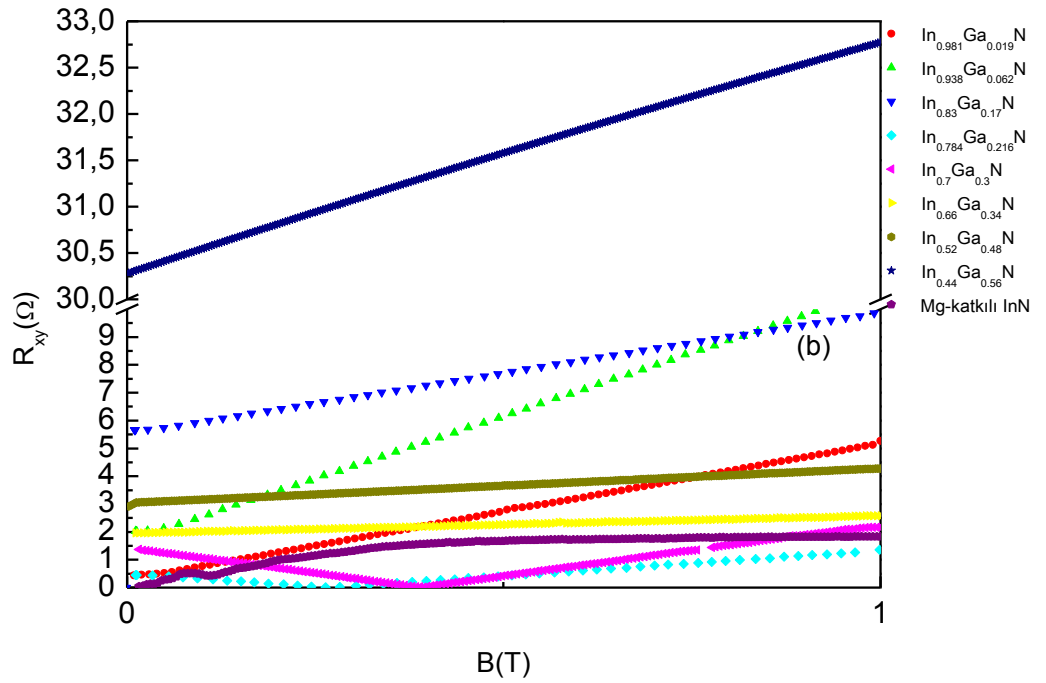
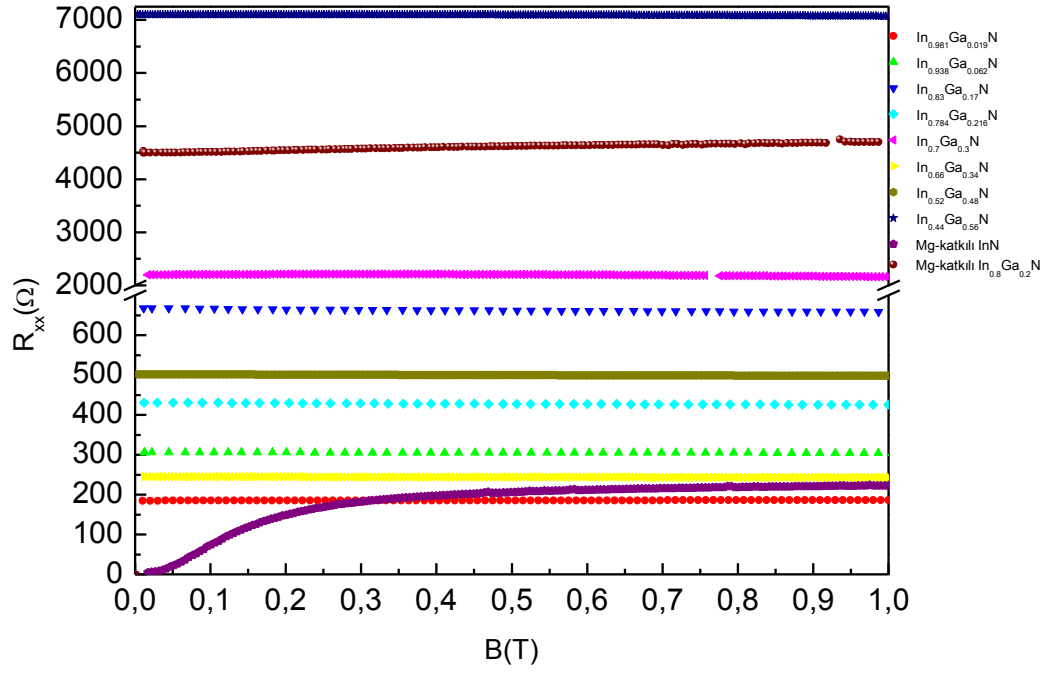
Şekil 4.23. (a) Mg-katkılı $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{N}$ ve Mg-katkılı InN (b) InN (c) GaN/AlN/InN örneklerinde LO fonon enerjisinin mobilite ölçümlerinden elde edilişi



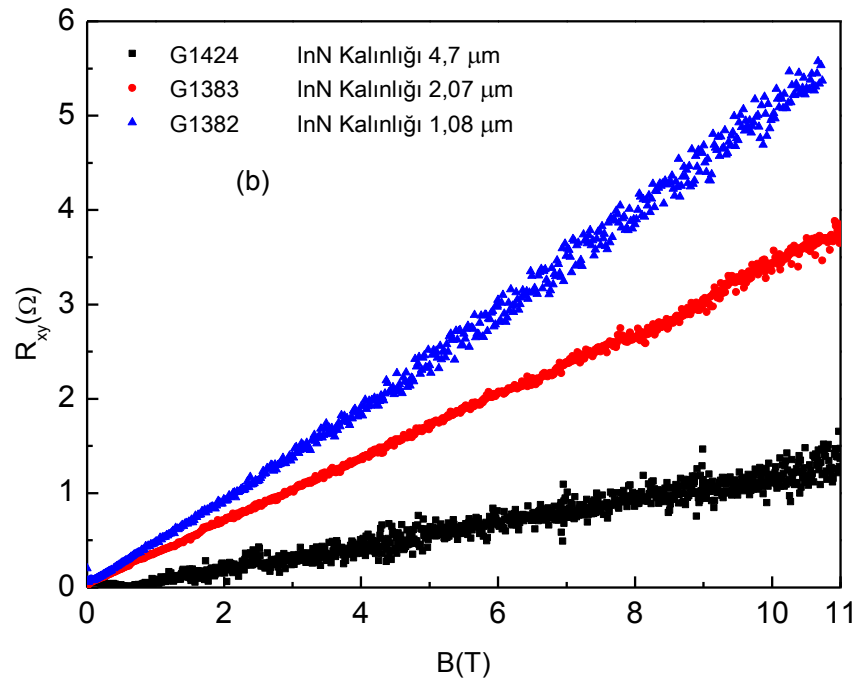
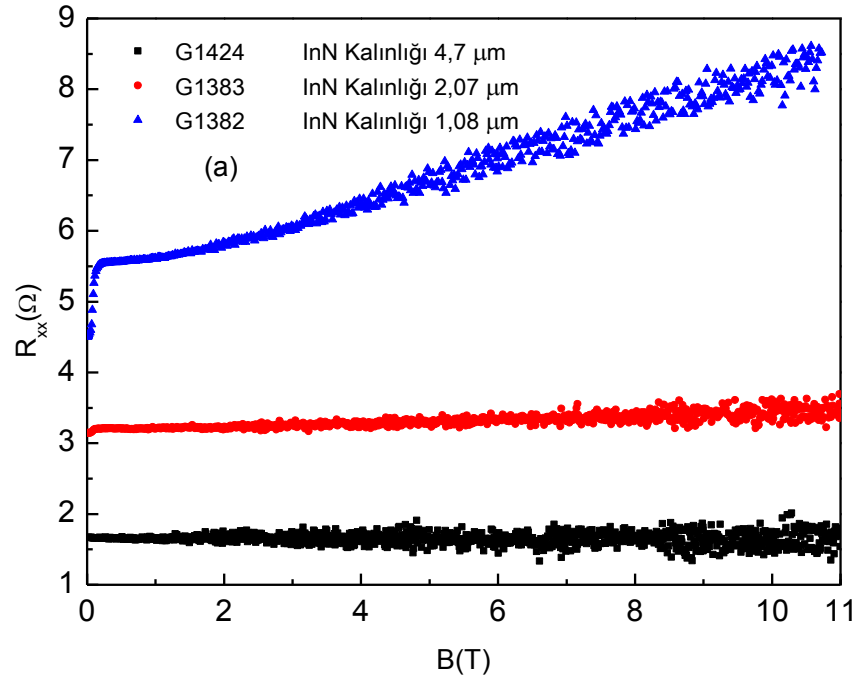
Şekil 4.23. (Devamı)

4.2.10. Magnetik Alana Bağlı Direnç Ölçümleri

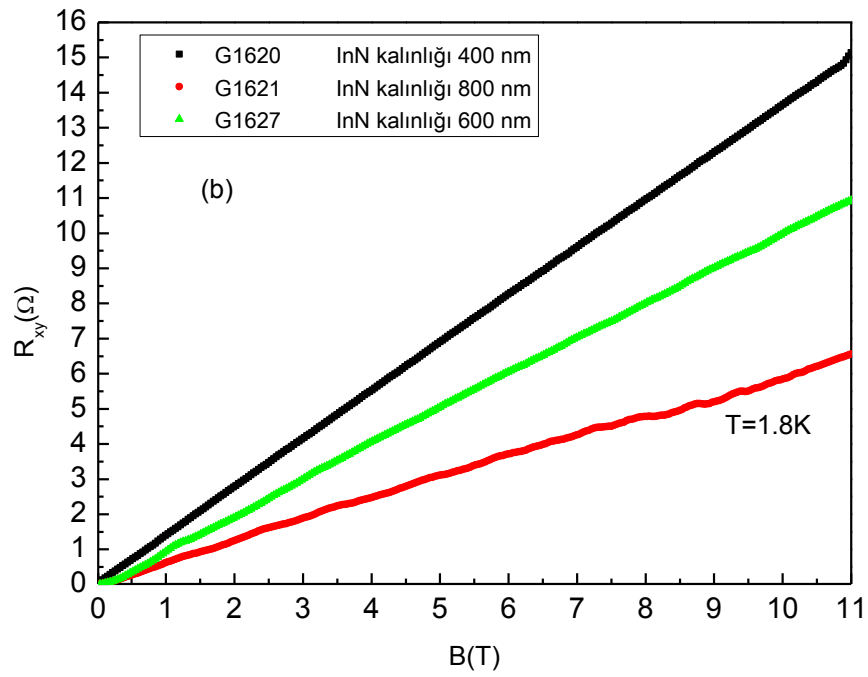
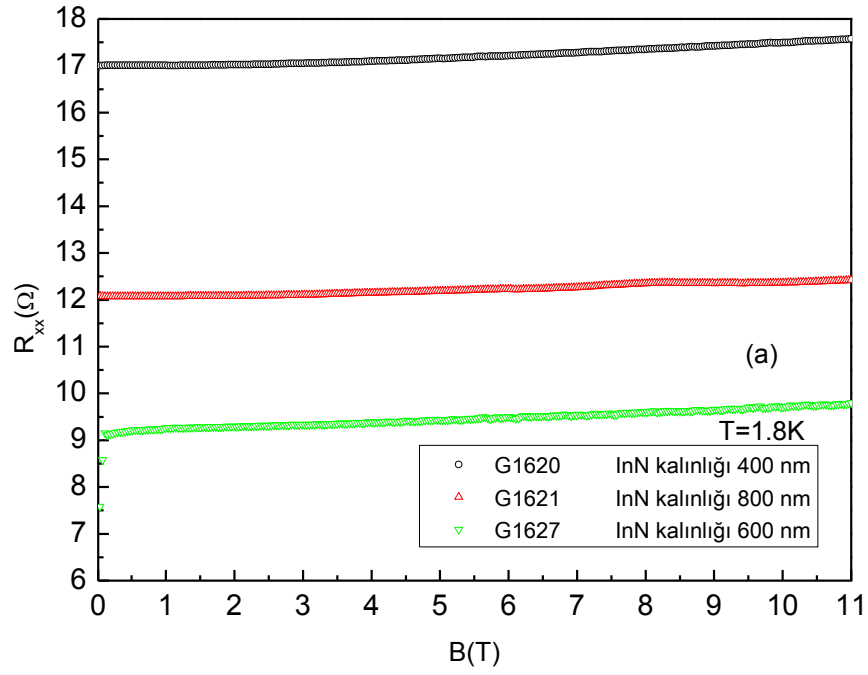
InN ve In_xGa_{1-x}N örneklerinde R_{xx} (Manyetodirenç) ve R_{xy} (Hall direnci) direnç değerleri, örgünün sıcaklığının minimum olduğu 1,8K sıcaklık değerinde, 0-11 T magnetik alan aralığı tarandı. Ölçümlerimizde tarayıcı (scanner) sayesinde iki adet manyetodirenç (R_{23} , R_{56}) ve iki adet Hall direnci (R_{35} , R_{26}) eşzamanlı olarak ölçülebilmektedir. Deneylerinde magnetik alan örnek düzlemine dik uygulandı ve R_{xx} ve R_{xy} magnetik alanın fonksiyonu olarak elde edildi. Akım değerleri örneği ısıtmayacak derecede küçük değerlerde ($I=0,1-50\mu A$) seçildi. InN ve In_xGa_{1-x}N örneklerde, boyuna ve Hall direncinin magnetik alana bağlı değişimleri Şekil 4.24, Şekil 4.25, ve Şekil 4.26'de verilmiştir.



Şekil 4.24. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ örneklerinde (a) Magnetodirencin (R_{xx}) (b) Hall direncinin (R_{xy}) magnetik alanla değişimi



Şekil 4.25. InN örneklerinde (a) Magnetodirencin (R_{xx}) (b) Hall direcinin (R_{xy}) magnetik alanla değişimi

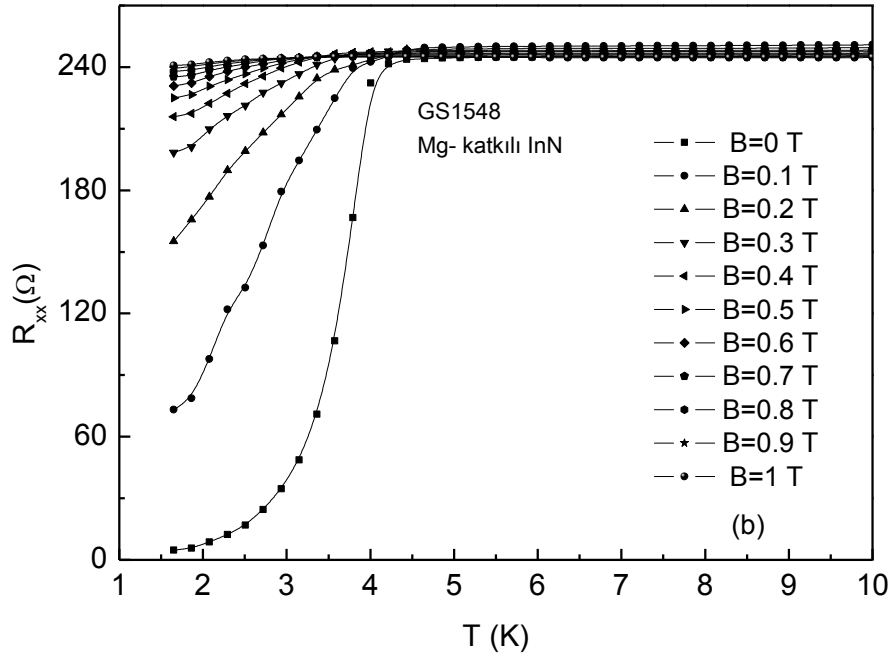
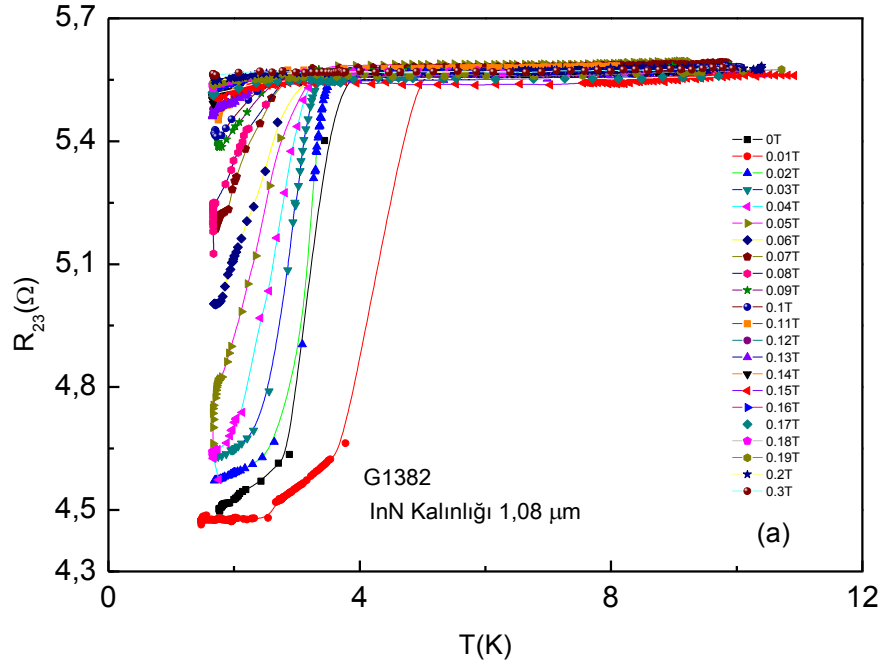


Şekil 4.26. GaN/AlN/InN örneklerinde (a) Magnetodirencin (R_{xx}) (b) Hall direncinin (R_{xy}) magnetik alanla değişimi.

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, InN ve $\text{GaN}/\text{AlN}/\text{InN}$ örneklerinde R_{xy} Hall direnci ise magnetik alanla birlikte artmaktadır. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ örneklerinde boyuna direnç magnetik alanla değişimi yok gibidir. Fakat InN ve $\text{GaN}/\text{AlN}/\text{InN}$ örneklerinde boyuna direnç magnetik alanla artmaktadır. Bu davranış paralel iletimin göstergesi olabilir.

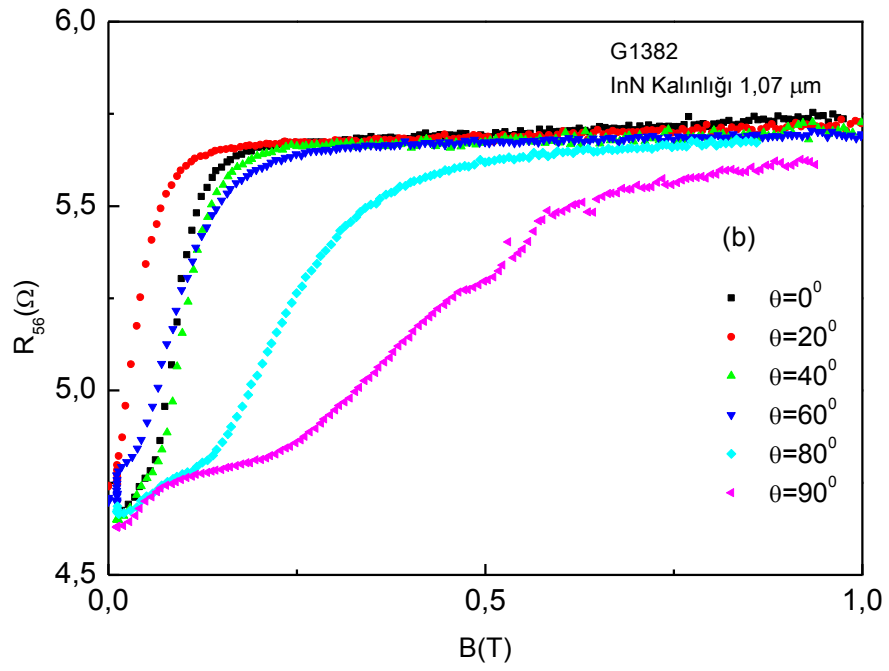
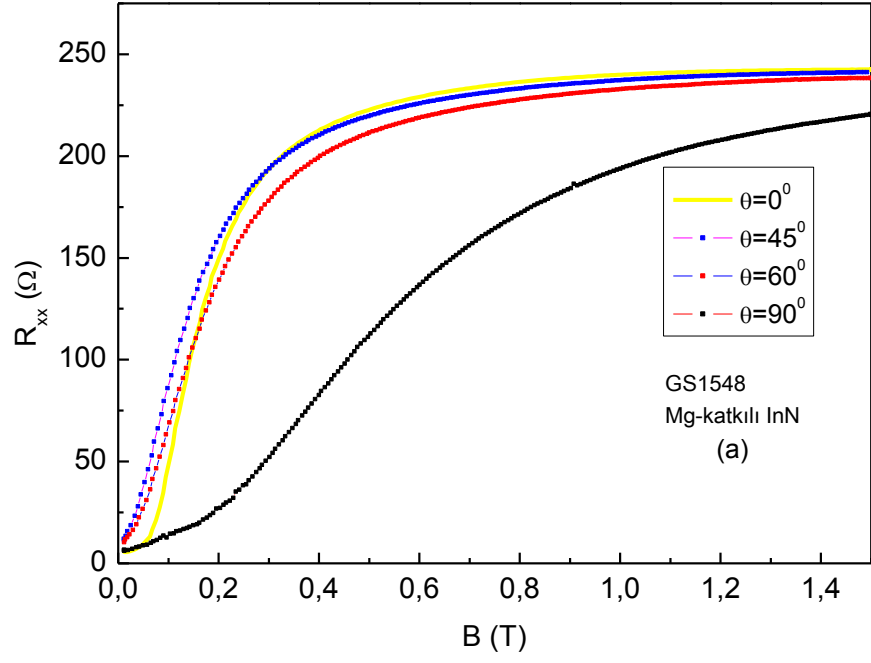
4.2.11. InN örneklerde Süperiletkenlik Ölçümleri

Sıcaklığa bağlı direnç ölçümleri yapılırken GS1548 ve G1382 kodlu InN örneklerinde süperiletkenlik gözlenmiştir. GS1548 kodlu Mg-katkılı InN örneğinde manyetodirenç (R_{xx}), yaklaşık 1 K'lık sıcaklık değişiminde 246Ω 'dan $4,7 \Omega$ değerine düşüşü süperiletkenlik davranışının tipik bir örneğidir. Bu örnekte yarıiletken fazından süperiletkenlik fazına düşüş sıcaklığı ise $T \leq 3,97 \text{ K}$ olarak tespit edilmiştir. G1382 kodlu katkılanmamış InN örneğinde ise manyetodirencin (R_{xx}), yaklaşık 1 K'lık sıcaklık değişimde $5,67 \Omega$ 'dan $4,68 \Omega$ değerine düşmektedir. Süperiletkenlik fazına geçiş sıcaklığı ise $T \leq 3,65 \text{ K}$ olarak tespit edilmiştir (Şekil 4.27). Diğer örneklerde ise süperiletkenlik davranışı gözlenmemiştir.



Şekil 4.27. Farklı magnetik alan altındaki (a) G1382 (b) GS1548 kodlu örneklerin boyuna dirençlerinin sıcaklığa bağlı değişimi

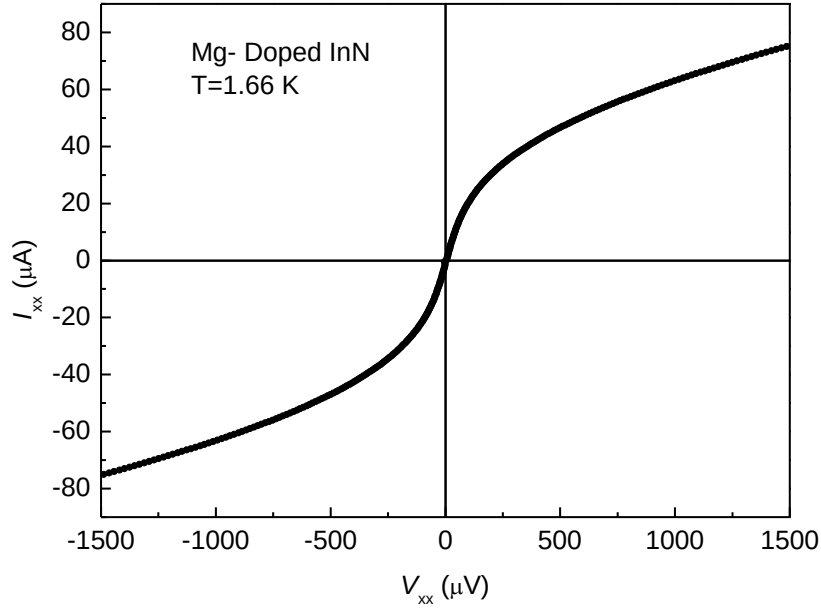
Literatürde [63-68, 70] InN örneklerinde gözlenen süperiletkenliğin yöne bağlı ve Type-II olduğu bilgisi mevcuttur. Bu davranışın en iyi göstergesi örnek düzlemi ile magnetik alan açısının değiştirilmesiyle yapılan direnç ölçümleridir. Şekil 4.28’de örnek büyütme eksenine (c-ekseni) dik ve paralel olarak uygulanan manyetik alanla direncin değişimi yöne bağımlılığı gözükmektedir. Şekil 4.28’den de görülebileceği gibi, belli bir magnetik alan değerinde eğri konveks iken konkav olmaktadır. Bu davranışlar gözlenen süperiletkenliğin Type-II tip süperiletkenlik olduğunun göstergesidir [73]. Type-II süperiletkenler için önemli parametrelerden ikisi ise H_{c1} ve H_{c2} eşit manyetik alan değerleridir [65]. Deneysel düzeneğimizdeki minimum sıcaklık değerinin yaklaşık 1,6 K olması H_{c1} değerini elde edilmesini engellemektedir. H_{c2} değerini $B//c$ -ekseni iken 0,3410 T ve $B \perp c$ -ekseni iken 1,2 T olarak elde edilmiştir. Bu değerler saf indiyum için elde edilen kritik manyetik alandan (0,023 T) oldukça büyüktür [72]. Bu gözlem hacimli InN örneklerde gözlenen süperiletkenliğin kaynağının In-In zincirler olamayacağını göstergesidir. Bu durumda InN örneklerinde gözlenen süperiletkenlik davranışı için iki farklı öneri ortaya attık. Bunlardan birincisi, yüzeydeki metalik iki-boyutlu yüksek elektron yoğunluklu InN’in, düşük sıcaklıkta, iletimi sağlayacak iki-boyutlu kanal olarak davranması olabilir. Eğer bu durum her zaman gerçekleşseydi, katkılanmamış InN örnekte de süperiletkenlik davranışı gözlenmesi gerekirdi. Fakat katkılanmamış InN örnekte $T \leq 1,68$ K’e kadar olan bölgede böyle bir davranış gözlenmemiştir. İkinci olasılık ise, indiyum veya metal InN nano parçacıkların aşırı kompanse edilmiş InN yapısı içinde dağılmasından kaynaklanacağı görüşüdür. Bu durumda, yeterince düşük sıcaklıklarda, aşırı kompanse edilmiş InN yalıtkan ve InN veya In nano parçacıkları ise süperiletken davranışı ortaya koyar.



Şekil 4.28. (a) GS1548 (b) G1382 örnekleri için R_{xx} direncinin manyetik alanla değişimi

Bu bir bakıma yapı içinde mikroskobik Josephson eklemlerin olması gibidir. Eğer potansiyel farkı yeterince büyükse, iletken taraftan yalıtkan içine ve oradan tekrar iletken kısma tünellemeler olacaktır. Bununla birlikte indiyum veya InN nano parçacıkları yaptığımız ölçümler ile tek başına tespit etmemiz mümkün değildir. Fakat 0,3410 T ve 1,2 T olarak elde edilen H_{c2} değerinin, metal indiyum için elde edilen değerden, 0,023 T [72], büyük çıkması InN yerine indiyum nano parçacıkların yukarıda açıklandığı gibi süperiletken özellik göstermesi ile açıklanabilir.

Şekil 4.29’de Mg-katkılanmış örneğine ait $T=1,66$ K’de elde edilen akım-voltaj ölçümü gösterilmiştir. $V_{xx}<100$ μ V değerinin üzerinde tipik bir Josephson ekleminin özelliği görülmektedir. $V_{xx}>100$ μ V üzerinde ise akım doyuma gitmiştir. Bu durum 100 μ V değerinin süperiletkenlik davranışının kırıldığı değer olarak karşımıza çıkar.



Şekil 4.29. GS1548 kodlu örnekte, $T=1,66$ K’deki voltaj-akım eğrisi.

5. SONUÇLAR

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, InN ve $\text{GaN}/\text{AlN}/\text{InN}$ örneklerde yapısal ve elektriksel karakterizasyonları yapılmıştır. Elektriksel karakterizasyon işleminde elektronların Hall mobilitesi (μ_H) ve Hall taşıyıcı yoğunluğu (N_H) sıcaklığın fonksiyonu olarak incelendi. Yapısal karakterizasyonda ise XRD, SEM/EDX ve Raman spektrumları incelendi.

Sıcaklığa bağlı yapılan direnç ölçümlerde Mg-Katkılı ve 1,08 μm kalınlıklı InN örneklerde süperiletkenlik tespit edilmiştir. Yapılan kuramsal hesaplamalar sayesinde $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ örnekler için başlıca saçılma mekanizmaları olan dislokasyon, fonon, alaşım düzensizliği ve iyonize safsızlık saçılması olduğu görülmüştür. Matthiessen kuralı kullanılarak toplam mobilite elde edilmiştir. Dislokasyon yoğunluğu ayarlanabilir parametre olarak seçilmiştir. Deneysel mobilite ile kuramsal mobilite karşılaştırılmıştır. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ örneklerinde dislokasyon saçılmasının belirleyici saçılma mekanizması olduğu görülmüştür. Tüm örnekler için boyuna optik fonon enerjisi hem mobilite hem de Raman ölçümleri sonucunda bulunmuştur. Bulunan değerler literatür ile karşılaştırılmıştır. R_{xx} (magnetodirenç) ve R_{xy} (Hall direnci) 'nin magnetik alan altındaki davranışları incelenmiştir.

Yapısal karakterizasyonda XRD spektrumların sayesinde kristalin kalitesi ve büyütülen kristalin yönelme doğrultusu hakkında bilgi elde edilmiştir. SEM analizleri sayesinde InGaN örneklerin yüzey morfolojisi hakkında bilgi edilmiştir. EDX analizi sayesinde elementel analizi yapılmıştır. Bu sayede safsızlıklar, yabancı maddeler ve yapı içindeki indiyum yoğunluğu tespit edilmiştir.

KAYNAKLAR

- [1] S. Nakamura and G. Fasol, *The Blue Laser Diode*, Springer, Berlin 1997.
- [2] V. Yu Davydov et al., *Phys. Stat. Sol. B* **229**, R1, 2002.
- [3] J. Wu, W. Walukiewicz, K. M. Yu, J. W. Ager III, E. E. Haller, H. Lu, W. J. Schaff, Y. Saito, Y. Nanishi, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3967, 2002.
- [4] T. Matsuoka et al., *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1246, 2002.
- [5] E. Tıraş, D. Zanato, S. Mazzucato, N. Balkan, W. J. Schaff, *Superlattices and Microstruc.*, **36**, 473-485, 2004.
- [6] F. Bechstedt, J. Furthmüller, *J. Cryst. Growth* **246**, 315, 2002.
- [7] T. L. Tansley, C. P. Foley, *J. Appl. Phys.* **59**, 3241, 1986.
- [8] J. Wu, W. Walukiewicz, K. M. Yu, W. Shan, J. W. Ager III, E. E. Haller, Hai Lu and William J. Schaff, W. K. Metzger and Sarah Kurt, *J. Appl. Phys.* **94**, 6477, 2003.
- [9] H. Hamzaoui, A.S. Bouazzi, B. Rezig, *Solar Energy Materials And Solar Cells* **87**, 595-603, 2005.
- [10] S.E. Hooper, M. Kauer, V. Bousquet, K. Johnson, C. Zellweger and J. Heffernan, *Journal of Crystal Growth* **278**, 361-366, 2005.
- [11] D. C. Look et al., *Appl. Phys. Lett.* **80**, 258, 2002.
- [12] Nakamura S. , Pearton S. and Fasol G. *Blue Laser Diode: The Complete Story* (Berlin:Springer), 2000.
- [13] Ashraful Ghani Bhuiyan, Akihiro Hashimoto, and Akio Yamamoto *J. Appl. Phys.* **94**, 5, 2003.
- [14] K. S. A. Butcher, T. L. Tansley *Superlattices and Microstructures* **38** 1-37, 2005.
- [15] W. Walukiewicz, J. W. Ager III, K. M. Yu, Z. Liliental- Weber, J. Wu, S. X. Li, R. E. Jones and J. D. Denlinger, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** R83-R99, 2006.
- [16] Steranka F M et al., *Phys. Status Solidi a* **194** 380, 2002.
- [17] Hovel H. J. and Cuomo J., *J. Appl. Phys. Lett.* **20** 71, 1972.

- [18] Tyagi V.A, Eustignev V. A, Krasilov A M, Andreeva A F and Malatidiou V Yu, *Sov. Phys. Semicond.* **11** 1257, 1977.
- [19] Westra K I, Lawson R P W and Brett M J, *J. Vac. Sci. Technol. A* **8** 1730, 1988.
- [20] Tansley T. L. and Foley C. P. *Semi-Insulating III-V Compounds* D C Look and J. S. Blakemore (London: Shiva) p497, 1984.
- [21] Butcher K. S. A., Winterhert-Fouquet M., Chen P. P. T., Tansley T. L. and Srikeaw S., *Mater. Res. Symp. Proc.* **693** 16.9, 2001.
- [22] T. Matsuoka, E. Kobayashi, K. Taniguchi, C. Hamaguchi and S. Sasa, "Temperature Dependence of Electron Mobility in InGaAs/InAlAs Heterostructures", *Japan. Journal Applied Physics*, v. **29** 2017-2025, 1990.
- [23] Yamaguchi S., Kariya M., Nitta S., Takeuchi T., Wetzel C., Amano H. and Akasaki I., *Appl. Phys. Lett.* **76** 876, 2000.
- [24] Lu H., Scaff W. J., Hwang J., Wu H., Yeo W., Pharkya A. and Eastman L.F. *Appl. Phys. Lett.* **77** 2548, 2000.
- [25] Lu H., Scaff W. J., Hwang J., Wu H., Koley G. and Eastman L. F., *Appl. Phys. Lett.* **79** 1489-91, 2001.
- [26] Davydov V. Yu, Ambacher O. and Goldhahn R. *Phys. Status Solidi a* **195** 628 -33, 2003.
- [27] Sugita K, Takatsuki H, Hashimoto A and Yamamoto A *Phys. Status Solidi b* **240** 421, 2003.
- [28] Saito Y, Yamaguchi T, Kano K, Araki T, Nanishi Y, Teraguchi N and Suzuki A, *J.Growth* **237** 1017, 2002a.
- [29] Saito Y, Harima H, Kurimoto E, Yamaguchi T, Teraguchi N, Suzuki A, Araki T and Nanishi Y, *Phys. Status Solidi b* **234** 796, 2002b.
- [30] Swartz C. H, Tomkins R. P, Myers T. H, Lu H. and Schaff W. J., *Phys. Status Solidi c* **2** 2250, 2005.
- [31] Wu J, Walukiewicz W, Yu K M, Ager J W III, Haller E E, Lu H, Schaff W J, Saito Y and Nanishi Y., *Appl. Phys. Lett.* **80** 3967, 2002.
- [32] Nanishi Y., Saito Y. and Yamaguchi T., *Japan J. Appl. Phys.* **42** 2549, 2003.

- [33] Harris J J, Pals J A, Woltjer R, “Electronic transport in low dimensional structures” *Rep. Prog. Phys* **52** 1217-1265, 1989.
- [34] Look D. C., “Electrical characterization of GaAs Materials and devices”, John Wiley and Sons Ltd. Great Britain, 1989.
- [35] H. Morkoc, “Nitride semiconductors and devices”, 2nd Edition, Springer 2006.
- [36] Wolfe C. M., Holonyak N., Stillman G. E., ”Physical Properties of Semiconductors”, Prentice-Hall, Inc., USA, 1989.
- [37] A. K. Saxena, “Electron mobility in $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ alloys”, *Phys. Rev. B*, **24**, 6, 15 1981.
- [38] L. M. Falicov and M. Cuevas, *Phys. Rev.*, **164**, 1025, 1967.
- [39] C. Erginsoy, *Phys. Rev.*, **79**, 1013 1950.
- [40] T. C. McGill and R. Baron, “Neutral impurity in semiconductors”, *Phys. Rev.*, **11** 12, 1975.
- [41] Walukiewicz W, Ruda H E, Lagowski J, Gatos H C, “Electron mobility in modulation-doped heterostructures”, *Phys. Rev. B*, **30** 8 4571-4582, 1984.
- [42] Lin B J F, Tsui D C, Paalonen M A, Gossard A C, “Mobility of the two dimensional electron gas in $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterostructures”, *Appl. Phys. Lett.* **45** 6 695-697, 1984.
- [43] Hirakawa K and Sasaki H 1986, “Mobility of two-dimensional electron gas at selectively doped n-type $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/GaAs}$ heterojunctions with controlled electron concentrations”, *Phys. Rev. B*, **33**, 12, 8291-8303
- [44] A. H. Ropper “Semiconductor heterojunctions and nanostructures”, OH, USA, 2005.
- [45] Hess K, “Impurity and phonon scattering in layered structures”, *Appl. Phys. Lett.* **35**, 7, 484-486, 1979.
- [46] J. J. Harris, J. A. Pals, R. Wolter, *Journal of Applied Physics*, 1989.
- [47] H. J. Lee, L. Y. Juravel, J. C. Woolley, “Electron transport and band structure of $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ alloys”, *Phys. Rev. B*, **21**, 2, 1983.
- [48] Bastard G, “Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures, monographies de Physique”, Avenue du Hoggar, Zone Industrielle de Courtaboeuf, B. P. 112, 91944 Les Ulis Cedex, France, 1992.

- [49] Takeda Y and Persall T P, “Failure of Matthiessen’s rule in the calculation of carrier mobility and alloy scattering effects in $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ ”, *Electron Lett* **17** 16 573-574, 1981.
- [50] Basu P K and Nag B R., “Estimation of alloy scattering potential in ternaries from the study of two dimensional electron transport,” *Appl. Phys.*, **19**, L173-L175, 1983.
- [51] Y. Takeda and A. Sasaki, *Japan. Journal Applied Physics*, v. 24 1307 1985.
- [52] Basu P P, Chattopadhyay D, Sarkar C K, “The alloy scattering potential from mobility analysis in $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ ”, *J. Phys. C: Solid State Phys. Lett.*, **19** L173-L175, 1986.
- [53] Matsuoka T, Tanaka H and Katsui A Int. Symp. On GaAs and Related Compounds(Karuizawa, 1989)(Ins. Phy. Conf. Series vol 106) p 141,1990.
- [54] V. L. Bonch-Bruevich, V. B Glasko, *Fiz. Tverd. Tela* **3**, 36, 1966.
- [55] B. Pödör, *Phys. Status Solidi* **16**, K167, 1966.
- [56] D. C. Look, J. R. Sizelove, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1237, 1999.
- [57] D. Jena, A. C. Gossard, U. K. Mishra, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 1707, 2000.
- [58] Lange W de, Intersubband Scattering in $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ Heterostructures, Ph.D. Thesis Dept. Of Physics, Eindhoven University of Technology 1993.
- [59] Weisbunch C and Vinter B, Quantum Semiconductor Structures, Academic Press, Inc., 38p, 1991.
- [60] Snyder, R. L., Characterisation of Materials, VCH Publishers, NewYork, A.B.D., 251-356, 1992.
- [61] Durlu, T.N., Katıhal Fiziğine Giriş, Bilim yayınları, Ankara, 1992.
- [62] Messaoudi, C., Sayah, D. ve Lefdil, M.A., “Tansparent Conducting Undoped and Indium-Doped Zinc Oxide Films Properties of Fluorine-doped ZnO Thin Films Prepared by Spray Pyrolysis”, *Thin Solid Films*, **333**, 196-202, 1998.
- [63] T. Inushima *et al.*, *J. Cryst. Growth* **227-228**, 481, 2001.
- [64] T. Inushima *et al.*, *Phys. Status Solidi b* **228**, 9, 2001.
- [65] T. Inushima *et al.*, *Phys. Status Solidi c* **2**, 2271, 2005.
- [66] T. Inushima *et al.*, *Phys. Status Solidi b* **243**, 1679, 2006.
- [67] T. Inushima *et al.*, *Sci. Technol. Adv. Mater.* **7**, S112, 2006.

- [68] T. Inushima, N. Kato, T. Takenobu, M. Motokawa, M. Higashiwaki and T. Matsui, *J. Phys.: Conference Series* **51**, 279-282, 2006.
- [69] T. Inushima, M. Higashiwaki, T. Matsui, T. Takenobu, M. Motokawa, *Phys. Rev. B* **72**, 085210, 2005.
- [70] D. C. Ling *et al.*, *Phys. Status Solidi b* **244**, 4594 (2007)
- [71] A. Kadir *et al.*, *Solid State Comm.* **146**, 361 (2008)
- [72] L. F. J. Piper, T. D. Veal, I. Mahboob, C. F. McConville, H. Lu, W. J. Schaff, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 252109 9, 2006.
- [73] T. Inushima, M. Higashiwaki, T. Matsui, *Phys. Rev. B* **68**, 235204, 2003.
- [74] Hai Lu, William J. Schaff and Lester F. Eastman *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **693**, 2002
- [75] A. G. Kontos, Y. S. Raptis, N. T. Pelekanos, A. Georgakilas, E. Bellet-Amalric, G. Jalabert, *Phys. Rev. B* **72**, 155336, 2005.
- [76] V. Yu. Davydov, A. A. Klochikhin, M. B. Smirnov, A. N. Smirnov, I. N. Goncharuk, D. A. Kurdyukov, Hai Lu, W. J. Schaff, H.-M. Lee, H.-W. Lin, S. Gwo, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 111917, 2007.
- [77] V. Yu. Davydov, V. V. Emtsev, I. N. Goncharuk, A. N. Smirnov, V. D. Petrikov, V. V. Mamutin, V. A. Vekshin, S. V. Ivanov, M. B. Smirnov, T. Inushima, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 3297, 1999.
- [78] V. V. Mamutin, V. A. Vekshin, V. Yu. Davydov, V. V. Ratnikov, Yu. A. Kudriavtsev, B. Ya. Ber, V. V. Emtsev, S. V. Ivanov, *Phys. Status Solidi A* **176**, 37,3, 1999.
- [79] M. R. Correia, S. Pereira, E. Pereira, J. Frandon, E. Alves, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 4761, 2003.
- [80] T. Sugiura, Y. Kawaguchi, T. Tsukamoto, H. Andoh, M. Yamaguchi, K. Hiramatsu, N. Sawaki, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 1* **40**, 5955, 2001.
- [81] D. Alexson *et al.*, *J. Appl. Phys.* **89**, 798, 2001.
- [82] Hernandez *et al.*, *J. Appl. Phys.* **98**, 013511, 2005.
- [83] J. W. Ager, W. Walukiewicz, W. Shan, K.M. Yu, S.X. Li, E. E. Haller, H. Lu, W.J. Schaff, *Phys. Rev. B* **72**, 155204, 2005.

- [84] D. Zanato, E. Tiras, N. Balkan, A. Boland-Thoms, J. Y. Wah, G. Hill, *Phys. Status Solidi C* **2**, 3077, 2005.
- [85] N. Balkan, R. Gupta, M. E. Daniels, B. K. Ridley, M. Emeny, *Semicond. Sci. Technol.* **5**, 986, 1990.
- [86] M. Kubal *et al.*, *J. Cryst. Growth* **269**, 59, 2004.
- [87] A. Kasic, M. Schubert, Y. Saito, Y. Nanishi, G. Wagner, *Phys. Rev. B* **65**, 115206, 2002.