



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**MODÜLASYON KATKILI GaInNAs/GaAs KUANTUM
KUYUSU YAPILARIN OPTİK VE ELEKTRİKSEL
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

**Fahrettin SARCAN
Fizik Anabilim Dalı
Katıhal Fiziği Programı**

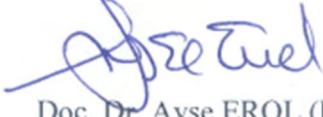
**Danışman
Doç. Dr. Ayşe EROL**

Aralık, 2012

İSTANBUL

Bu çalışma 12/12/2012 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Katıhal Fiziği programında Yüksek lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

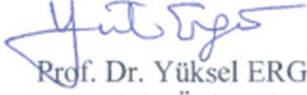
Tez Jürisi



Doç. Dr. Ayşe EROL (Danışman)
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Prof. Dr. M. Çetin ARIKAN
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Prof. Dr. Yüksel ERGÜN
Anadolu Üniversitesi
Fen Fakültesi



Prof. Dr. Gürkan ÇELEBİ
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Doç. Dr. Elif AKALIN
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Bu çalışma İstanbul Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Yürütücü Sekreterliğinin 20932 numaralı projesi ile desteklenmiştir. Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) 110T874 numaralı ve COST Action MP0805 numaralı projeler ile de desteklenmiştir.

ÖNSÖZ

Yüksek lisans çalışmam süresince bilgi ve tecrübeleriyle yol gösterici, hissettirdikleri güven duygusuyla cesaretlendirici olan değerli hocalarım Doç. Dr. Ayşe EROL ve Prof. Dr. Çetin ARIKAN'a en içten teşekkürlerimi sunuyorum.

Yüksek lisansa başladığım ilk günden itibaren, bazen bir hoca bazen de bir arkadaş olarak yardım ve desteklerini eksik etmeyen başta Araş. Gör. Ömer DÖNMEZ olmak üzere, Dr. Mustafa GÜNEŞ, Araş. Gör. Ferhat NUTKU ve Leyla Başak BÜKLÜ'ye, ayrıca çalışma arkadaşlarım Mesut BALABAN ve Hassan Al HAMMADA'ya teşekkürü bir borç bilirim.

Çalışmada incelenen örnekleri büyüten Tampere Teknoloji Üniversitesi Optoelektronik Araştırma Merkezi'ne teşekkür ederim.

Bu çalışma, İstanbul Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi (Proje no: 20932) ve TÜBİTAK (Proje no: 110T874) tarafından desteklenmiştir. Tüm deneysel çalışmalar İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Nano-Optoelektronik Araştırma Laboratuvarının olanakları kullanılarak yapılmıştır. Destekleyen kurumlara ve Nano-Optoelektronik Araştırma Laboratuvarının tüm çalışanlarına teşekkür ederim.

Tüm hayatım boyunca verdiğim kararlara saygı duyarak beni destekleyen ve bana güvenen anne ve babama, lisans yıllarımdan bugüne kadar hoşgörüsü ve güler yüzüyle yanımda olan Leyla ÇOBAN'a sonsuz teşekkürler.

Aralık, 2012

Fahrettin SARCAN

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ	I
İÇİNDEKİLER	II
ŞEKİL LİSTESİ	IV
TABLO LİSTESİ	VI
SEMBOL LİSTESİ	VII
ÖZET	X
SUMMARY	XI
1. GİRİŞ	1
2. GENEL KISIMLAR.....	4
2.1. SEYRELTİK AZOTLU YAPILAR.....	4
2.1.1. Bant Anticrossing Modeli.....	6
2.1.2. Seyrelik Azotlu Yapılarda Kusurlar.....	8
2.1.2.1. Isıl İşlem.....	9
2.2. ELEKTRONİK TRANSPORT.....	11
2.2.1. Elektrik Alan İçerisindeki Elektronun Hareketi.....	12
2.2.2. Saçılma Merkezleri.....	14
2.2.2.1. İyonize Katkı Atomları Saçılması.....	14
2.2.2.2. Uzak İyonize Katkı Atomları Saçılması.....	15
2.2.2.3. Polar Optik Fonon Saçılması	17
2.2.2.4. Akustik Fonon Saçılması	17
2.2.2.5. Arayüzey Pürüzlülüğü Saçılması	19
2.2.2.6. Alaşım Düzensizliği Saçılması.....	20
2.3. MAGNETOTRANSPORT.....	23
2.3.1. Landau Kuantizasyonu	23
2.3.1.1. Landau Seviyelerinin Genişlemesi.....	25
2.3.2. Shubnikov-de Haas Osilasyonları	26
2.3.3. Sıcak Elektron Kavramı.....	27
2.3.4. Sıcak Elektronların Soğurma Mekanizmaları	28

3. MALZEME VE YÖNTEM.....	32
3.1. ÖRNEK FABRİKASYONU	32
3.2. ÖRNEKLERİN YAPISI	37
3.3. FOTOLÜMİNESANS	39
3.4. HALL OLAYI	40
3.5. MAGNETOTRANSPORT VERİLERİNİN ANALİZİ	44
4. BULGULAR	49
4.1. FOTOLÜMİNESANS ÖLÇÜM SONUÇLARI	49
4.2. HALL ÖLÇÜMÜ	57
4.3. TAŞIYICI MOBİLİTESİNİN ANALİTİK OLARAK İNCELENMESİ	62
4.4. MAGNETOTRANSPORT ÖLÇÜMLERİ.....	69
4.4.1. Elektron Sıcaklığının Elektrik Alanın Fonksiyonu Olarak Belirlenmesi.....	74
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	80
KAYNAKLAR.....	84
ÖZGEÇMİŞ.....	90

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1 : III-V grubu alaşımların Sanal Kristal Yaklaşıklığına göre belirlenmiş örgü sabitine bağlı bant aralığı değerleri.	5
Şekil 2.2 : Azot konsantrasyonuna bağlı tabakalar arası gerilme	6
Şekil 2.3 : BAC modeline göre $Ga_{1-x}In_xNyAs_{1-y}$ 'in iletkenlik bandı profili.	7
Şekil 2.4 : $Ga_{0.67}In_{0.33}N_{0.02}As_{0.98}$ alaşım yarıiletkenin a) ısıtım uygulanmadan önceki, b) 700°C de 10 dakika ısıtım işlem uygulandıktan sonraki TEM görüntüsü.	10
Şekil 2.5 : Sabit elektrik alan altındaki elektronun hız değişiminin şematik gösterimi. ..	12
Şekil 2.6 : Modülasyon katkılama.	16
Şekil 2.7 : Enerji seviyelerine karşı, a) $B > 0T$, b) $B > 0T$ ve saçılmalar varlığında ve c) $B \gg 0T$ ve saçılmaların varlığında durum yoğunluğu.	24
Şekil 2.8 : $B > 0T$ ve saçılmaların varlığında enerji değerine karşı durum yoğunluğu. ...	25
Şekil 3.1 : Hall bar geometrisi.	32
Şekil 3.2 : Örneğin uygun boyutlarda kesilmesi.	32
Şekil 3.3 : Döndürme işlemi yardımı ile örneğin üzerine fotodirenç kaplanması.	33
Şekil 3.4 : Hall Bar şeklinde oluşturulmuş maske.	33
Şekil 3.5 : Fotodirenç kaplanmış yüzeyin UV ışınlarına maruz bırakılması.	34
Şekil 3.6 : Aşındırma sonrası örneğin şekli.	35
Şekil 3.7 : Hall Bar şeklinde oluşturulmuş kontak maskesi.	35
Şekil 3.8 : Metalizasyon sonrası örneğin şekli.	36
Şekil 3.9 : $Ga_{0.68}In_{0.32}As/GaAs$ örneklerinin yapısı.	37
Şekil 3.10 : $Ga_{0.68}In_{0.32}NyAs_{1-y}/GaAs$ örneklerinin yapısı.	37
Şekil 3.11 : Yarıiletkenlerde olası optik geçişler.	39
Şekil 3.12 : Fotoluminesans deney düzeneği.	40
Şekil 3.13 : Standart Hall bar geometrisi.	41
Şekil 3.14 : Hall ölçüm düzeneği.	44
Şekil 3.15 : SdH osilasyon pik numarasına karşı $1/B$	46
Şekil 3.16 : $GaInAs/InAlAs$ heteroeklem yarıiletken sisteminde kuantum mobilitesinin elde edilmesi.	47
Şekil 4.1 : TP09 kodlu örneğin 77K'de PL pik enerjisinin uyarım kaynağının şiddetine bağlılığı.	49
Şekil 4.2 : p-tipi örneklerin azot konsantrasyonu ve ısıtım süresine göre oda sıcaklığında PL pik enerjisi değişimi.	50
Şekil 4.3 : Isıtım uygulanmayan p-tipi örneklerin FWHM değerlerinin sıcaklığa bağlılığı.	51
Şekil 4.4 : p-tipi örneklerin bant aralığının sıcaklığa bağlı değişimi ve Varshni fitleri	54
Şekil 4.5 : p-tipi örneklerin azot konsantrasyonuna ve ısıtım süresine bağlı α ve β değişimi.	55

Şekil 4.6 : p-tipi örneklerin azot konsantrasyonuna ve ısıtım işlem süresine bağımlı birim sıcaklık başına bant aralığı enerjisi değişimi.	56
Şekil 4.7 : TP09 örneğinin oda sıcaklığındaki akım-voltaj eğrisi.	58
Şekil 4.8 : Isıtım işlem uygulanmamış örneklerin sıcaklığa bağımlı taşıyıcı konsantrasyonları.	58
Şekil 4.9 : Isıtım işlem uygulanmamış örneklerin mobilitelerinin sıcaklığa bağımlılığı.	59
Şekil 4.10 : Sıcaklığa bağımlı taşıyıcı mobilitesi.	61
Şekil 4.11 : p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ örneklerde sıcaklığa bağımlı mobilitelerinin analitik hesabı.	63
Şekil 4.12 : p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ örneklerinin sıcaklığa bağımlı mobilitelerinin analitik hesabı.	65
Şekil 4.13 : n-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ örneklerinin sıcaklığa bağımlı mobilitelerinin analitik hesabı.	66
Şekil 4.14 : n-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_{0.009}\text{As}_{0.991}$ örneklerinin sıcaklığa bağımlı mobilitelerinin analitik hesabı.	68
Şekil 4.15 : TP09'un a) farklı sıcaklıklardaki ve b) farklı elektrik alan altındaki magnetodirenç değişimi.	69
Şekil 4.16 : TPR, TP09 ve TP12 örneklerinin SdH osilasyonları.	70
Şekil 4.17 : TPR, TP09 ve TP12 örneklerinin SdH osilasyonlarının periyodunun belirlenmesi.	71
Şekil 4.18 : TPR, TP09 ve TP12 örneklerinin kuantum mobilitelerinin belirlenmesi (Dingle çizimleri).	72
Şekil 4.19 : Boşluğun etkin kütlelerinin taşıyıcı konsantrasyonuna bağımlı değişimi.	74
Şekil 4.20 : TP09 ve TP12 örneklerinde SdH osilasyonlarının genliğinin elektrik alana bağımlı değişimi.	75
Şekil 4.21 : Karşılaştırma yöntemi ile elektrik alanının bir fonksiyonu olarak elektron sıcaklığının belirlenmesi.	76
Şekil 4.22 : TP09 ve TP12 örneklerinde elektrik alanının fonksiyonu olarak taşıyıcı sıcaklıkları.	77
Şekil 4.23 : TP09 ve TP12 örneklerinde taşıyıcı sıcaklığının fonksiyonu olarak enerji kaybı.	78

TABLO LİSTESİ

Tablo 2.1 : III. ve V. Grup elementlerin bazı temel özellikleri.	5
Tablo 2.2 : Tabakalar arası gerilmenin azotun bağ yapısına bağlı değişimi.	11
Tablo 2.3 : III-V grubu bazı yarıiletkenlerin valans bandı süreksizlikleri.	23
Tablo 2.4 : γ 'nın alabileceği değerlere göre enerji durum mekanizmaları	31
Tablo 3.1 : Örneklerin isimlendirilmesi.	38
Tablo 4.1 : İncelenen örneklerin oda sıcaklığındaki (300 K) PL pik enerjileri, maviye kayma miktarları ve FWHM değerleri.	52
Tablo 4.2 : Bazı ikili bileşiklerin Debye sıcaklıkları.	53
Tablo 4.3 : Varshni fitlerinden elde edilen parametreler ve $\Delta E/\Delta T$ değerleri.	57
Tablo 4.4 : Değişken parametreleri.	62
Tablo 4.5 : p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ örnekleri için korelasyon uzunlukları ve alaşım potansiyelleri.	64
Tablo 4.6 : p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ örnekleri için korelasyon uzunlukları.	66
Tablo 4.7 : p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ örnekleri için korelasyon uzunlukları ve alaşım potansiyelleri.	67
Tablo 4.8 : n-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_{0.009}\text{As}_{0.991}$ örnekleri için korelasyon uzunlukları.	68
Tablo 4.9 : TPR, TP09 ve TP12 örnekleri için SdH osilasyonlarından elde edilen bazı parametreler.	73

SEMBOL LİSTESİ

A	: Genlik
a_0	: Örgü sabiti
α	: Termal genleşme katsayısı
B	: Manyetik Alan
b	: Fang-Hovard ifadesi
β	: Debye sıcaklığı
C_{NM}	: İletkenlik bandı-azotun enerji seviyesi arasındaki etkileşim parametresi
c_{LA}	: Boyuna ortalama elastiklik sabiti
c_{TA}	: Enine ortalama elastiklik sabiti
d	: Hall bar şeklinin ana kol kalınlığı
d_1	: Katkı atomları ile kuantum kuyusu arasındaki mesafe
δE	: Landau seviyelerinin yarı yüksekliklerindeki maksimum genişlik
E	: Enerji
$\vec{E}$	: Elektrik alan
E_c	: İletkenlik bandının enerjisi
E_D	: Donor seviye enerjisi
E_F	: Fermi seviyesi
E_G	: Bant aralığı
E_i	: i. enerji seviyesi
E_M	: Evsahibi yarıiletkenin iletkenlik bandı enerjisi
E_N	: Azotun lokalize enerji seviyesi
E_V	: Valans bandının enerjisi
e	: Elektronun yükü
ϵ_0	: Boşluğun dielektrik geçirgenlik sabiti
ϵ_s	: Düşük frekanstaki dielektrik sabiti
ϵ_∞	: Yüksek frekanstaki dielektrik sabiti
ϵ_{LA}	: Boyuna etkin piezoelektrik katsayısı
ϵ_{TA}	: Enine etkin piezoelektrik katsayısı
F	: Kuvvet
$F(q)$	: Fang-Hovard form faktörü
g	: Durum yoğunluğu
g_{2D}	: 2 boyutta durum yoğunluğu
h	: Planck sabiti
$\hbar$	: İndirgenmiş Planck sabiti
$J_{dp}(k)$	: Deformasyon potansiyeli integrali
J_{pe}	: Piezoelektrik potansiyeli integrali

K	: Elektromekaniksel çiftlenim
k	: Dalga vektörü
k_B	: Boltzmann sabiti
k_F	: Fermi dalga vektörü
k_x	: x doğrultusundaki dalga vektörü
k_y	: y doğrultusundaki dalga vektörü
k_z	: z doğrultusundaki dalga vektörü
L	: Kuantum kuyu genişliği
L_D	: Debye uzunluğu
l	: Hall bar ana kol uzunluğu
M_{11}	: Saçılma matrisi
m_0	: elektronun boşluktaki kütlesi
m^*	: Etkin taşıyıcı kütlesi
m_e^*	: Etkin elektron kütlesi
m_{hh}^*	: Etkin ağır boşluk kütlesi
m_{lh}^*	: Etkin hafif boşluk kütlesi
μ_B	: Bohr magnetonu
μ_H	: Hall mobilitesi
μ_q	: Kuantum mobilitesi
N_i	: İyonize katkı atomlarının konsantrasyonu
n	: Üç boyutta taşıyıcı konsantrasyonu
n_s	: İki boyutta taşıyıcı konsantrasyonu
P	: Güç kaybı
ρ	: Kristal yoğunluğu
R	: Direnç
R_H	: Hall katsayısı
r	: İyonize katkı atomları ile elektronlar arasındaki uzaklık
S_0	: Perdeleme sabiti
T	: Sıcaklık
T_e	: Taşıyıcı sıcaklığı
T_L	: Örgü sıcaklığı
T_D	: Dingle sıcaklığı
t	: Zaman
τ	: Relaksasyon, saçılma zamanı
τ_m	: Momentum relaksasyon zamanı
τ_q	: Kuantum ömrü
U_{Al}	: Alaşım potansiyeli
$U_s(r)$	: Perdelenmiş Cloumb potansiyeli
V	: Voltaj
V_{NM}	: Matris elementi çiftlenimi
V_{xy}	: Hall voltajı
V_{xx}	: Örnek voltajı
v_d	: Sürüklenme hızı
v_L	: Boyuna akustik fonon hızı
w	: Hall bar anakol genişliği
w_{po}	: Polar optik fonon frekansı

w_q	: Akustik fonon frekansı
ω_c	: Siklotron frekansı
γ	: Etkileşim sabiti
$\bar{\epsilon}$	: Deformasyon potansiyeli
Δ	: Arayüzey bozukluğunun yanıl uzunluğu
Λ	: Korelasyon uzunluğu
Ω_0	: Birim hücre hacmi

ÖZET

MODÜLASYON KATKILI GaInNAs/GaAs KUANTUM KUYUSU YAPILARIN OPTİK VE ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Bu çalışmada, n- ve p- tipi modülasyon katkılı $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ tek kuantum kuyulu yapıların optik ve elektriksel özellikleri, alaşım içerisindeki azot oranına, büyütme sonrası ısıtılma süresine ve örgü sıcaklığına bağlı olarak incelendi.

Optik özelliklerin belirlenmesi için 30 ile 300K sıcaklık aralığında fotoluminesans ölçümleri yapıldı. Alaşım içerisindeki azot konsantrasyonuna ve büyütme sonrası ısıtılma süresine bağlı olarak bant aralıklarının sıcaklığa bağlı değişimleri deneysel olarak gözlemlendi ve sıcaklığa bağlı bant aralığı değişimlerine Varshni fitleri yapılarak termal genişleme katsayıları, Debye sıcaklıkları ve 0K'deki bant aralıkları belirlendi.

Elektriksel karakterizasyon için 10 ile 300K sıcaklık aralığında klasik Hall ölçümleri yapılarak taşıyıcı konsantrasyonu ve taşıyıcı mobilitesi belirlendi. Seyreltik azotlu III-V grubu alaşım yarıiletkenlerdeki en yüksek boşluk mobilitesi elde edildi. p-tipi örneklerde literatürde ilk kez olmak üzere tüm örneklerin sıcaklığa bağlı mobilite değişimleri analitik hesaplarla fit edilerek hangi sıcaklık bölgesinde hangi saçılma olaylarının baskın olduğu ve alaşım içerisindeki azotun taşıyıcı transportuna etkisi incelendi.

p-tipi örneklerde 6.1 ile 16K sıcaklık aralığında magnetotransport ölçümleri yapılarak Shubnikov-de Haas osilasyonları gözlemlendi. SdH osilasyonlarının genliklerinin örgü sıcaklığıyla değişimleri incelenerek, etkin boşluk kütleleri, kuantum mobiliteleri, kuantum yaşam ömürleri ve Dingle sıcaklıkları belirlendi. Ayrıca SdH osilasyonlarının genliklerinin örgü sıcaklığıyla ve uygulanan elektrik alanla değişimleri karşılaştırılarak, uygulanan elektrik alanın fonksiyonu olarak taşıyıcı sıcaklıkları belirlendi.

Elde edilen tüm deneysel ve analitik bulgular literatürle karşılaştırılarak yorumlandı.

SUMMARY

INVESTIGATION of OPTICAL and ELECTRICAL PROPERTIES of MODULATION DOPED GaInNAs/GaAs QUANTUM WELL STRUCTURES

The main purpose of this study is to investigate optical and electrical properties of n- and p-type modulation doped $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ QWs depending on nitrogen content in the alloy composition, thermal annealing time and lattice temperature.

The optical properties of the samples were investigated using photoluminescence technique at temperatures between 30K and 300K. The shift in the band gap of the samples with increasing temperature were experimentally observed as a function of nitrogen content of alloy and thermal annealing time. The temperature dependent PL emission energy was fitted with Varshni equation in order to determine some physical parameters such as thermal expansion coefficient, Debye temperature and the band gap of the samples at 0K.

The electrical properties, such as carrier concentration and Hall mobility, were determined by Hall measurements at temperatures between 10K and 300K. The highest hole mobility was reported on the literature of dilute III-V materials. The results of the temperature dependence of Hall mobility coupled with theory to determine the dominant scattering mechanisms at low, intermediate and high temperatures in n- and p-type $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$. This is the first and unique study on determination of scattering mechanisms of p-type samples that was performed in reported studies literature. The effect of the nitrogen content on transport properties was also deeply investigated.

The magnetotransport measurements were carried out at temperatures between 6.1K and 16K. Electronic transport such as quantum mobility, quantum lifetimes (τ_q), Dingle temperature, effective mass of holes in p-type modulation-doped $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ quantum well are calculated by analyzing the change of amplitudes of Shubnikov-de Haas oscillation with lattice temperature. The electron temperature was found by analyzing the change in amplitudes of Shubnikov-de Haas oscillation with different lattice temperature and applied electric field.

All of the obtained experimental and analytical findings were analyzed and compared with the literature.

1. GİRİŞ

Son onbeş yılda, gerek farklı fiziksel özellikleri gerekse optoelektronik cihazlardaki kullanım potansiyelleri sayesinde seyreltik azotlu alaşım yarıiletkenlerden olan $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ materyal sistemine olan ilgi giderek artmıştır [1, 2]. $Ga_{1-x}In_xAs$ içerisine seyreltik oranda ilave edilen azot, örgü içerisinde arsenik atomlarının yerine geçer ve evsahibi $Ga_{1-x}In_xAs$ yarıiletkeninin örgü sabiti küçülür. Sanal Kristal Yaklaşıklığı ile ifade edilen bant aralığı örgü sabiti ilişkisine göre $Ga_{1-x}In_xAs$ içerisine azot ilavesi ile bant aralığında artış beklenmektedir. Fakat Sanal Kristal Yaklaşıklığının ancak yüksek bükülme (bowing) etkisi ile açıklayabildiği bir daralma gözlenmiştir. Bu beklenmeyen etki dar bant aralıklı yarıiletken tabanlı optoelektronik aygıtlar için önemli bir gelişmedir.

$Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ alaşım yarıiletkeni içerisindeki atomların yüzde konsantrasyonları değiştirilerek, bant aralığı ve örgü sabiti belirli sınırlar içerisinde istenilen değerlere değiştirilebilir. Teoride değişen azot miktarına bağlı olarak $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ alaşım yarıiletkeninin bant aralığının 0.6-1.42 eV arasında değişebileceği öngörülmektedir [3]. Bu özelliği sayesinde kayıpların ve dispersiyonun en az olduğu 1.2-1.6 μm aralığındaki optik haberleşme penceresinde çalışabilen optoelektronik aygıtların geliştirilmesinde kullanılabilir.

90'lı yılların sonunda Kondow'un $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ ile ilgili ilk çalışmasının yayınlanmasının ardından bu yapılar, günümüz fiber optik iletişim teknolojisinin temelini oluşturan InP tabanlı III-V grubu yarıiletken sistemlerine alternatif olarak düşünülmeye başlanmıştır [4].

InP tabanlı III-V grubu alaşım yarıiletkenlerin fabrikasyonu sonucu elde edilen lazer, dedektör ve optik yükselteç gibi optoelektronik aygıtların yüksek üretim maliyeti, iletkenlik bant süreksizliğinin küçük olması sonucu ortaya çıkan sıcaklığa duyarlılıkları

ve üretim zorlukları gibi eksiklikleri bulunmaktadır. GaAs tabanlı $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ alaşım yarıiletkenlerinde, tabakalar arasındaki örgü uyumunun daha iyi olması ve iletkenlik bant süreksizliklerinin InP tabanlı yapılara göre daha büyük olması sayesinde bu problemler nispeten aşılmış durumdadır [5, 6, 7].

Bu malzemeler, optik haberleşmede kullanılma potansiyellerinin yanı sıra 1 eV civarındaki bant aralıkları ve örgü sabitindeki esneklikleri sayesinde çok katmanlı güneş hücrelerinde de verimi arttırmaya yönelik kullanılma potansiyeline sahiptirler [8].

Her ne kadar kristal içerisinde azotun varlığı, bant aralığını daraltarak optik haberleşmenin gereksinim duyduğu bölgelerde çalışabilen optoelektronik aygıtların yapımına olanak sağlasa da, örgüde ekstra kusurlar oluşturmaktadır. Yarıiletken içerisinde iletkenlik bandı civarına yerleşmiş olan, özellikle azota bağlı bu kusurlar, bantlar arası geçiş prensibine ve bant içi transporta dayalı aygıtların performansını olumsuz etkilemektedir. Ayrıca azotun varlığında iletkenlik bant parabolikliğinin azalması sonucu elektron etkin kütlesi artmakta ve elektron mobilitesi azalmaktadır.

Teorik hesaplarda, azotun sadece iletkenlik bandına etki ederken valans bandına etki etmediği dolayısıyla boşluk mobilitesinin elektron mobilitesinden daha yüksek olması gerektiği öngörülmektedir. *Sun ve arkadaşları* tarafından tek kuantum kuyulu n- ve p-tipi $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ üzerinde yapılan teorik ve deneysel çalışmalar ile bu öngörü desteklenmeye çalışılmıştır [9]. Ancak literatürde farklı azot konsantrasyonuna sahip p-tipi örneklerde azotun varlığının incelenmesine yönelik sistematik bir çalışma bulunmamaktadır.

Yarıiletken tabanlı bir aygıtta performansın artırılması için kristal içerisindeki kusurların en aza indirilmesi gerekmektedir. Literatürdeki pek çok çalışmada, büyütme sonrası belirli sıcaklık ve sürelerde uygulanan ısıtma işlemi sayesinde hem kristal kalitesinin arttığı hem de kusurların nispeten azaldığı görülmektedir [6, 10, 11].

$Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ tabanlı bir aygıtın performansının artırılabilmesi için yapı içerisindeki kusurların, düzensizliklerin, mobilitayı sınırlandıran saçılma merkezlerinin ve azotun etkilerinin iyi anlaşılması gerekmektedir. Ayrıca ısıtma işlem sonrası kristal içerisinde ne gibi fiziksel değişiklikler olduğunun da bilinmesi yarıiletken tabanlı aygıt uygulamaları için önem arz etmektedir.

Bu çalışmada n- ve p-tipi modülasyon katkılı $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ tek kuantum kuyulu alaşım yarıiletkeninin optik ve elektriksel özelliklerinin malzemenin katkı tipine, azot miktarına, büyütme sonrası ısıtma işlem süresine ve örgü sıcaklığına bağlılığı deneysel olarak incelenmiştir. p-tipi seyreltik azotlu III-V grubu alaşım yarıiletkenlerde literatürdeki en yüksek boşluk mobilitesi gözlenmiştir.

p-tipi modülasyon katkılı $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ tek kuantum kuyulu alaşım yarıiletkeninin mobilitasının sıcaklıkla değişimi ilk kez analitik olarak incelenerek transporta etki eden saçılma olayları belirlenmiştir. Elde edilen sonuçlar n-tipi malzemeler ile karşılaştırılarak azotun iletkenlik ve valans bandının elektronik yapısına etkileri incelenmiştir.

Literatürde bu malzemelerin etkin boşluk kütlelerinin alaşım içerisindeki azot konsantrasyonuna bağlı değişiminin deneysel olarak incelendiği bir çalışma yoktur. Bu çalışmada magnetotransport ölçümleri yapılarak ölçümlerde gözlenen Shubnikov-de Haas (SdH) osilasyonlarının analizlerinden, azot konsantrasyonuna bağlı olarak etkin boşluk kütleleri, taşıyıcı kuantum yaşam ömrü ve kuantum mobilitesi belirlenmiştir. Ayrıca sıcak elektron (boşluk) kavramı incelenerek, elektrik alanın fonksiyonu olarak elektron sıcaklıkları, elektron sıcaklığının fonksiyonu olarak da bir elektron başına soğurma miktarı (Güç kaybı, P) belirlenmiştir.

2. GENEL KISIMLAR

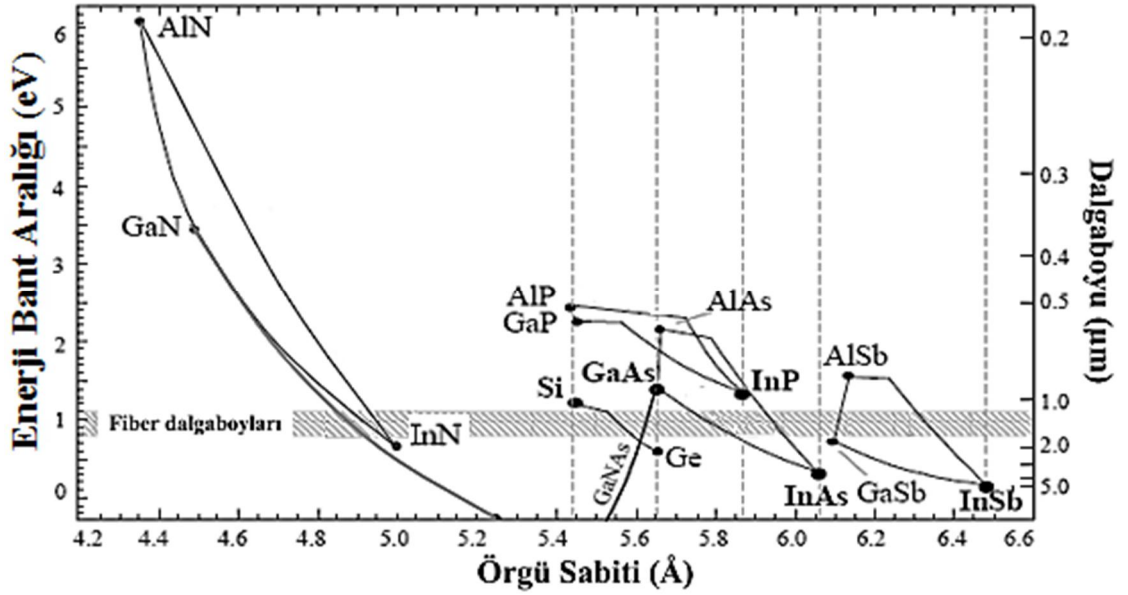
2.1. SEYRELTİK AZOTLU YAPILAR

III-V grubu alaşım yarıiletken sisteminin örgüsüne en fazla %2 oranında azot (N) katılmasıyla elde edilen yarıiletkenler *seyrelik azotlu yarıiletkenler* olarak adlandırılır. Bu yarıiletkenlerin ilk örnekleri GaN_yAs_{1-y} ve $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ alaşımlarıdır. Bu alaşımların büyütülmesindeki ilk motivasyon, bant aralığı GaAs'den (1.42 eV) GaN'a (3.4 eV) değişen alaşım yarıiletkenler elde etmektir. Ancak ilk deneysel bulgular ortaya koymuştur ki III-V grubu evsahibi örgü içerisine katılan azot bant aralığı enerjisini küçültmüştür. Birçok III-V grubu alaşım yarıiletkenlerin bant aralığını belirlemek için kullanılan Sanal Kristal Yaklaşıklığı, bu yarıiletken sınıfının bant aralığı değişimini ancak çok yüksek bir bükülme (bowing) parametresi ile açıklayabilmiştir. Şekil 2.1'de gösterilen örgü sabitine bağlı enerji bant aralığı değişimi grafiğinde gösterilen, GaN ile GaAs'i birleştiren çizgiye bakıldığında GaN_yAs_{1-y} 'in belirli bir azot konsantrasyonundan sonra ($y > 0.4$) negatif bant aralığına sahip olacağı öngörülür. Ancak bu yarıiletken sınıfında bu kadar yüksek azot konsantrasyonlarına ulaşmak mümkün olmamıştır. Çünkü artan azot miktarı optik ve yapısal kaliteyi çok fazla olumsuz yönde etkilemektedir. $Al_xGa_{1-x}As$ gibi III-V grubu yarıiletkenlerde alaşıma %1 oranda katılan Al bant aralığında 12 meV kadar değişime yol açar iken, yine %1 oranında ilave edilen azot, bant aralığında yaklaşık olarak 180 meV daralmaya neden olmaktadır [4, 12]. Benzer etki GaNP, InNP ve InNSb gibi diğer seyreltik azotlu yapılarda da gözlenmiştir [13].

Ga ve As atomuna göre daha küçük atomik yarıçapa sahip olan azot, katıldığı evsahibi yarıiletkenin örgü sabitini küçültür (Şekil 2.1). Bu etkiyi telafi etmek için de azottan daha büyük atomik yarıçapa sahip olan In veya Sb örgüye eklenebilir (Tablo 2.1). Bu sayede GaAs veya InP üzerine örgü uyumlu olarak büyütülebilen $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ veya $GaSb_xN_yAs_{1-x-y}$ dörtlü alaşım yarıiletkenleri elde edilebilir.

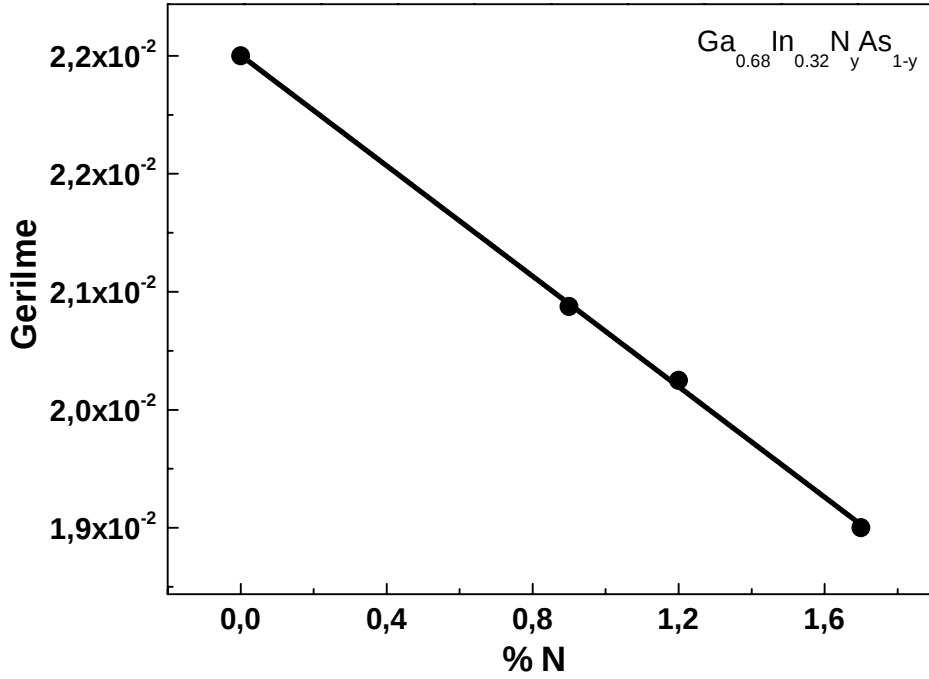
Tablo 2.1 : III. ve V. Grup elementlerin bazı temel özellikleri.

Element	Grup	Atom Numarası	Elektronegatiflik (eV)	Atomik Yarıçap (Å)
Alüminyum	III	13	1,61	1,25
Galyum	III	31	1,81	1,30
İndiyum	III	49	1,78	1,55
Azot	V	7	3,04	0,65
Fosfor	V	15	2,19	1,00
Arsenik	V	33	2,18	1,15



Şekil 2.1: III-V grubu alaşımların Sanal Kristal Yaklaşıklığına göre belirlenmiş örgü sabitine bağlı bant aralığı değerleri.

Alaşım içerisindeki elementlerin yüzde konsantrasyonları değiştirilerek örgü uyumu sağlanabilir, dolayısıyla tabakalar arasındaki gerilme (strain) azaltılabilir (Şekil 2.2). a_s alt tabakanın a_L üst tabakanın örgü sabitini temsil ettiği durumda tabakalar arası gerilme, $(a_s - a_L)/a_L$ bağıntısıyla hesaplanır.



Şekil 2.2: Azot konsantrasyonuna bağlı tabakalar arası gerilme [14].

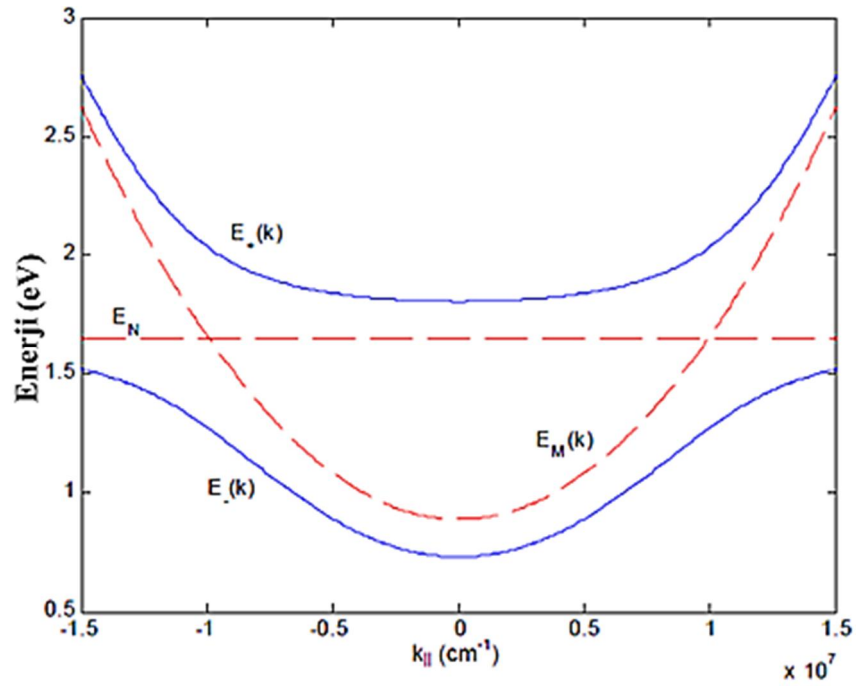
Azotun varlığında oluşan yeni bant yapısı, atomik çapı, elektronegatifliği ve iyonlaşma enerjisi gibi parametreleri birbirine yakın olan diğer atomların oluşturduğu III-V grubu alaşım yarıiletkenlerin bant yapısını açıklamak için kullanılan Sanal Kristal Yaklaşıklığı ile açıklanamaz [1]. Azotun atomik çapı ve elektronegatifliği diğer III-V grubu elementlerden çok farklıdır. Bu nedenle seyreltik azotlu III-V yarıiletken alaşım sınıfı oldukça uyumsuz alaşımlar (Highly Mismatched Alloy, HMA) olarak adlandırılırlar. HMA yarıiletkenlerin bant yapısı, örgüde yer alan azotun evsahibi yarıiletkenin iletkenlik bandı ile rezonansta olan lokalize seviyesinin, evsahibi yarıiletkenin iletkenlik bandına etkileri göz önüne alınarak açıklanabilmektedir.

2.1.1. Bant Anticrossing Modeli

Bant Anticrossing (BAC) modeli, seyreltik azotlu yapılarda azotun, evsahibi yarıiletkeninin elektronik bant yapısına olan etkilerini açıklamak için kullanılan en yaygın ve en uygun modeldir. İlk olarak Shan tarafından ileri sürülmüştür [15]. Daha sonra, O'Reilly ve Lindsay tarafından Sıkı-Bağlanma Yöntemi (Tight-Binding Method) [16], Wu tarafından Tutarlı Potansiyel Yaklaşıklığı kullanılarak yapılan hesaplarla BAC

modelinin uygunluğu desteklenmiştir [17]. BAC modeli HMA yarıiletkenlerin, bant yapıları, geçiş enerjileri, taşıyıcı etkin kütleleri ve taşıyıcı konsantrasyonları hakkında bilgi vermektedir.

BAC modeline göre $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ alaşımına katılan azotun lokalize enerji seviyesi, $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ 'in iletkenlik bandı ile rezonanstadır. Lokalize azot seviyesi ve iletkenlik bandı arasındaki etkileşim, Şekil 2.3'te görüldüğü gibi evsahibi yarıiletkenin iletkenlik bandını ikiye ayırır: E_- ve E_+ .



Şekil 2.3: BAC modeline göre $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ 'in iletkenlik bandı profili [18].

$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ yarıiletkeninin iletkenlik bandı ile lokalize azot seviyesinin etkileşimi, birinci mertebeden pertürbasyon teorisi ile çözülebilir. Azotun enerji seviyesindeki genişlemenin sıfıra eşit olduğu varsayılarak, birinci mertebeden pertürbasyon teorisinde bu enerji değerleri için özdeğerler,

$$\begin{vmatrix} E - E_M & V_{NM} \\ V_{NM} & E - E_N \end{vmatrix} \quad (2.1)$$

şeklinde yazılabilir. Burada E_M evsahibi yarıiletkenin ($\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$) iletkenlik bandı kenarı enerjisini, E_N lokalize azot seviyesinin enerjisini ve V_{NM} ise matris elementi çiftlenimini temsil etmektedir. Bu etkileşim sonucu oluşan iki bandın enerjileri için,

$$E_{\pm} = \frac{(E_N + E_M) \pm \sqrt{(E_N - E_M)^2 + 4V_{NM}^2}}{2} \quad (2.2)$$

ifadesi elde edilir.

Yukarıda verilen matris elemanları V_{NM} ve E_N 'nin değerleri, alaşıma katılan azot miktarına bağlıdır:

$$V_{NM} = -C_{NM} \sqrt{y} \quad (2.3)$$

$$E_N = E_N^0 - \gamma y \quad (2.4)$$

Burada y , alaşımdaki azot konsantrasyonunu temsil etmektedir. C_{NM} parametresi ev sahibi yarıiletkenin iletkenlik bandı enerjisi ile lokalize azot seviyesi arasındaki etkileşimi temsil ederken, γ In oranına bağlı çarpan sabitidir. In oranı %32 olan $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ alaşım yarıiletkeni için, $E_N^0=1.67\text{eV}$, $C_{NM}=2.4\text{ eV}$ ve $\gamma=0.56\text{ eV}$ olarak alınır [19]. Bu model çerçevesinde elektronların etkin kütlesi $E_-(k)$ dispersiyon eğrisinden,

$$m_e^*(E) = m_e^*(\text{GaInAs}) \left[1 + \left(\frac{V_{NM}}{E_N - E} \right)^2 \right] \quad (2.5)$$

formalizasyonu yardımı ile hesaplanabilir. Burada E , elektronun enerjisi ve m_e^* ($\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$) ise $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ yarıiletkeninin elektron etkin kütlesidir. Düşük azot konsantrasyonları için Denklem (2.5)'te verilen formalizasyondan elde edilen etkin kütle sonuçları deneysel verilerle iyi eşleşmektedir [20].

2.1.2. Seyreltik Azotlu Yapılarda Kusurlar

Doğada bulunan veya laboratuvar ortamında büyütülen tüm yarıiletken kristaller içerisinde kusurlar bulunmaktadır. Fakat bu kusurların miktarı ve etkisi kristalden kristale değişmektedir. Seyreltik azotlu III-V grubu alaşım yarıiletkenlerde, diğer III-V

grubu alaşım yarıiletkenlerde bulunan kusurlara ek olarak azotun varlığında oluşan kusurlar bulunmaktadır [1, 22].

Azot bir araya gelerek alaşım oluşturduğu diğer III-V grubu atomlara göre daha küçük yarıçapa sahiptir ve büyütme sırasında yüzey mobilitesi daha yüksektir. Azotun büyütme sırasındaki hareketliğini azaltmak için düşük sıcaklıklarda büyütmenin yapıldığı durumlarda, alaşım içerisindeki diğer atomların olmaları gereken yerde olmadıkları, dolayısıyla nokta kusurların yoğunluğunun yüksek olduğu belirlenmiştir [22, 23].

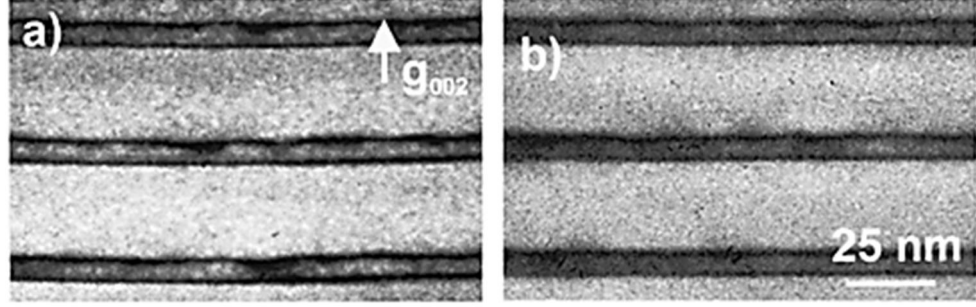
Yapı içerisinde farklı boyutlara ve farklı termal özelliklere sahip atomlar büyütme sıcaklığının düşük olması nedeniyle farklı kinetik enerjilere sahip olurlar. Daha hareketli olan atomlar kristal içerisinde olmamaları gereken yerlere doğru hareket ederek gerisinde boşluk bırakabilir veya farklı atomlarla bağ yapabilir. Bu durum, yapıyı bir iki birim hücre kadar bozabilecek nokta kusurlara (V_{Ga} , As_{Ga}) neden olur [23]. Ayrıca azotun yapı içerisinde homojen bir dağılım oluşurmaması ve büyütme sırasında diğer azot atomları ile bağ yapma eğilimi, N-N ve N-As iftlenimleri, N-kümelenmeleri, As_{Ga} - N_{As} kompleksleri gibi kusurların da oluşmasına neden olmaktadır [1, 24, 25]. Böylece, kristal içerisinde alaşım düzensizlikleri ve sonucunda iletkenlik bandı civarında potansiyel dalgalanmalar oluşmaktadır.

Kusurların varlığın aygıtların performanslarına etki ettiğinden, bu kusurların iyi analiz edilerek anlaşılması ve minimize edilme yollarının araştırılması gerekmektedir. Literatürde seyreltik azotlu alaşım yarıiletkenlerdeki bu kusurların en aza indirilmesi için ısııl işlem ve hidrojenizasyon (hidrojen iyonları bombardımanı) yöntemleri kullanılmaktadır [22, 25]. Bu alışma kapsamındaki örneklerde ısııl işlem ile iyileştirme yolları incelendiği için burada sadece ısııl işlem etkilerinden söz edilecektir.

2.1.2.1. Isıl İşlem

Isıl işlem, yaklaşık birkaç dakika süren hızlı ısııl işlem (Rapid Thermal Annealing, RTA) ve yaklaşık olarak birkaç saat süren yavaş ısııl işlem (Slow Thermal Annealing, STA) olmak üzere ikiye ayrılır. Malzemenin bytldğu sıcaklıklarda (600-700°C) yapılan ısııl işlem, çoğu zaman kristal kalitesini arttırmanın (şekil 2.4) [26, 27] yanı sıra, optik

ve elektronik kalitede de artış sağlamaktadır [11, 19, 28] . Fakat çok daha yüksek sıcaklıklarda yapılan ısıt işlem kristal yapısında ve bant profilinde bozulmalara neden olmaktadır.



Şekil 2.4: $\text{Ga}_{0.67}\text{In}_{0.33}\text{N}_{0.02}\text{As}_{0.98}$ alaşım yarıiletkenin a) ısıt işlem uygulanmadan önceki, b) 700°C de 10 dakika ısıt işlem uygulandıktan sonraki TEM görüntüsü [27].

$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ kuantum kuyulu yapılarda, GaAs'in ideal büyütme sıcaklığına yakın sıcaklıklarda yapılan ısıt işlem sırasında yapı içerisinde temelde iki fiziksel olay gerçekleşir. Bunlar, tabakalar arası difüzyon (interdiffusion) ve azotun en yakın komşu konfigürasyonunun değişimidir [19, 29].

Tabakalar arası difüzyon, kuantum kuyusu ve bariyer arasında atomların difüzyonuna dayalı bir süreçtir. Kuantum kuyusu ve bariyer arasındaki difüzyonun, V. grup (N ve As) bağları kuvvetli olduğu için daha çok III. grup elementleri arasında gerçekleştiği düşünülür [29]. Kuantum kuyusunda konsantrasyonu fazla olan In ile bariyerde konsantrasyonu fazla olan Ga atomları termal işlem süresince difüzyona uğrarlar. Kuantum kuyusundaki In oranının azalması ile bant aralığı enerjisi ve iletkenlik bandının parabolikliği artar [27, 30].

Termal işlem sırasında gerçekleşebilecek diğer bir fiziksel olay olan azotun en yakın komşu konfigürasyonun değişimi de bant aralığı enerjisinin artmasına neden olur. Büyütme sırasında Ga-N bağının oluşması In-N bağından daha olasıdır. Fakat ısıt işlem süresine ve sıcaklığına bağlı olarak In-N bağı daha olası hale gelmektedir. Isıt işlem süresince, azotun en yakın komşu konfigürasyonu beş farklı şekilde ($\text{Ga}_4\text{NIn}_0 - \text{Ga}_3\text{NIn}_1 - \text{Ga}_2\text{NIn}_2 - \text{Ga}_1\text{NIn}_3 - \text{Ga}_0\text{NIn}_4$) değişebilir. Bu değişimlerin sonunda bant

aralığı 200 meV kadar artabilir [19]. Bir diğer etki ise ısı işlem sonrası oluşan In-N bağı ile tabakalar arası gerilmenin azalmasıdır. *Volz ve arkadaşları* tarafından yapılan çalışmada azotun bağ yapısı Ga_3NIn_1 'dan Ga_0NIn_4 'a değiştikçe tabakalar arası gerilme dört kata kadar azalmaktadır. *Volz ve arkadaşlarının* $\text{Ga}_{0.92}\text{In}_{0.08}\text{N}_{0.028}\text{As}_{0.972}/\text{GaAs}$ çoklu kuantum kuyulu yapılarda farklı ısı işlem sürelerinde ve sıcaklıklarında yaptıkları deneylerde elde ettikleri sonuçlar Tablo 2.2'de verilmektedir [31].

Tablo 2.2 : Tabakalar arası gerilmenin azotun bağ yapısına bağlı değişimi [31].

Bağ konfigürasyonu	Gerilme
Ga_3NIn_1	1.44
Ga_2NIn_2	1.00
Ga_1NIn_3	0.64
Ga_0NIn_4	0.40

Dixit ve arkadaşları, farklı sıcaklıklarda ısı işlem uygulanmış örneklerin maviye kayma miktarını inceleyerek, kısa süreli ($t_{RTA} < 100s$) ısı işlemlerde azotun en yakın komşu konfigürasyonu değişiminin, daha uzun süreli ($200s < t_{RTA}$) ısı işlemlerde ise tabakalar arası difüzyonun gerçekleştiğini öne sürmüştür [28].

Isı işlem sonrası kristal kalitesinde ve bant yapısında meydana gelen değişiklikler yarıiletkenin optik ve elektriksel özelliklerini de etkilemektedir. Bu nedenle ısı işlemin iyi anlaşılması yarıiletken kalitesinin artırılması için çok önemlidir.

2.2. ELEKTRONİK TRANSPORT

İletken veya yarıiletken bir malzemeye elektrik alan uygulandığında, malzeme içerisindeki taşıyıcılar hareket etmeye başlar ve karşılarına herhangi bir engel (saçılma merkezleri) çıkıncaya kadar doğrusal olarak hareketlerine devam ederler. Yapı içerisinde bir engelle karşılaştıklarında ise doğrultuları ve hızları değişebilir. Bu bölümde yarıiletkenlerde taşıyıcı transportu ve bu transporta etki eden saçılma mekanizmaları üzerinde durulacaktır.

2.2.1. Elektrik Alan İçerisindeki Elektronun Hareketi

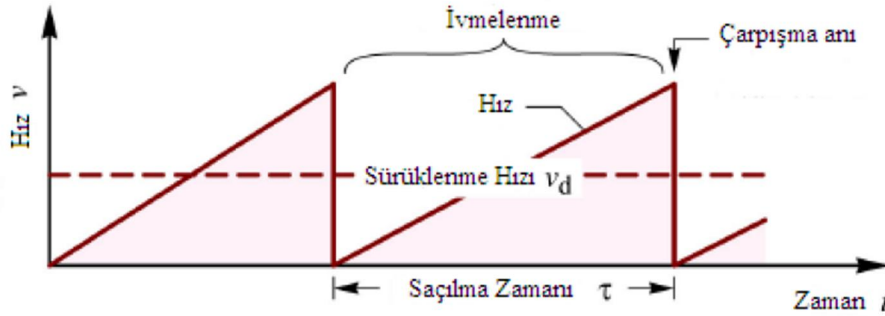
Elektrik alan altında kütlesi m_e^* olan negatif yüklü ($-e$) bir elektron düşünelim. Elektronun elektrik alandan dolayı hissedeceği elektriksel kuvvet,

$$\vec{F} = -e\vec{E} \quad (2.6)$$

şeklindedir. Elektrik alandan kaynaklanan birim zamandaki momentum değişimi,

$$m_e^* \frac{d\vec{v}_d}{dt} = -e\vec{E} \quad (2.7)$$

şeklinde ifade edilir. Burada v_d elektrik alan altındaki sürüklenme hızıdır. Denklem (2.7)'ye göre ideal bir kristalde elektronlar elektrik alan arttıkça elektrik alana zıt yönde hızlanırlar. Gerçekte elektronlar kristal içerisinde çarpışmalara (örgü atomları, katkı atomları, fononlar vb.) uğrayarak yavaşlar. Elektronun katı içerisinde hızının zamanla değişimi Şekil 2.5'te şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 2.5: Sabit elektrik alan altındaki elektronun hız değişiminin şematik gösterimi [32].

Şekil 2.5'te görüldüğü gibi kristal içerisinde elektronlar, sabit elektrik alan altında ivmelenir ve örgü içerisindeki çarpışmaların bir sonucu olarak sabit bir hızla sürüklenirler. Bu çarpışmaların varlığında gerçekleşen momentum değişimi,

$$m_e^* \frac{\vec{v}_d}{\tau} \quad (2.8)$$

ifadesi ile verilir. Burada τ saçılma zamanını temsil etmektedir. Ayrıca, saçılma olaylarından kaynaklanan momentum değerleri rastgele değerler aldığı için burada τ momentum relaksasyon zamanı τ_m 'ye eşittir. Denge durumunda elektriksel kuvvetten

dolayı gerçekleşen momentum değişimi ile saçılmalardan kaynaklanan momentum değişimleri birbirlerine eşit olacaktır. Denklem (2.6) ile (2.7) birbirlerine eşitlenirse,

$$m_e^* \frac{d\vec{v}_d}{dt} = m_e^* \frac{\vec{v}_d}{\tau} = -e\vec{E} \quad (2.9)$$

veya

$$m_e^* \frac{\vec{v}_d}{\tau} = -e\vec{E} \quad (2.10)$$

ifadeleri elde edilir. Gerekli düzenlemeler yapıldığında sürüklenme hızı ile elektrik alan arasındaki bağıntı,

$$\vec{v}_d = -\frac{e\tau}{m_e^*} \vec{E} \quad (2.11)$$

şeklini alır. Denklem (2.9)'da sürüklenme hızı ile elektrik alanı birbirine bağlayan orantı, taşıyıcı hareketliliğini (mobilité) temsil etmektedir. Mobilité ve relaksasyon zamanı arasındaki ilişki,

$$\mu_e = \frac{e\tau}{m_e^*} \quad (2.12)$$

şeklinindedir [33]. Mobilité birim elektrik alan altında taşıyıcıların sürüklenme hızı olup, taşıyıcının elektrik alan altında hareket edebilirliğinin bir ölçüsüdür. Denklem (2.12)'de görüldüğü gibi taşıyıcıların etkin kütleleri ne kadar küçük ve saçılma zamanları ne kadar uzun ise mobiliteleri de o kadar yüksektir.

Yapı içerisinde birçok saçılma merkezleri vardır. Yapı içerisindeki toplam mobilité, her bir saçılma olayını bağımsız kabul ederek hepsinin toplamı şeklinde ifade eden Matthiessen kuralı tarafından belirlenir [34].

$$\mu_{toplam} = \left(\sum_i \frac{1}{\mu_i} \right)^{-1} \quad (2.13)$$

2.2.2. Saçılma Merkezleri

Bu bölümde, kristal içerisinde elektronik transport süresince gerçekleşebilecek olası saçılma olayları incelenecektir.

2.2.2.1. İyonize Katkı Atomu Saçılması

Taşıyıcı yükü ve yüklü iyonize katkı atomları arasındaki Coulomb etkileşimi sonucu gerçekleşen saçılma olayıdır. İyonize katkı atomlarından kaynaklanan saçılmalar, Rutherford saçılmaları ile aynı fiziksel prensibe dayanır. İki durumda da yüklü bir parçacığın yörüngesi, diğer yüklü bir parçacık ile Coulomb etkileşimi sonucu değişir. Bu saçılma olayının etkisi, taşıyıcı ve iyonize katkı atomları arasındaki mesafeye ve taşıyıcıların hızına bağlıdır. Mesafe ne kadar uzak ve taşıyıcılar ne kadar hızlı ise bu saçılma mekanizması o kadar az baskın olacaktır. Dolayısıyla iyonize katkı atomlarından kaynaklanan saçılma olayı, katkı atomları ile iletme katkı sağlayan taşıyıcıların aynı uzayda bulunduğu külçe (3 boyutlu) yapılarda daha baskındır [32].

Dejenere olmayan bir yarıiletken için perdelenmiş Coulomb potansiyeli,

$$U_s(r) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_s\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{L_D}\right) \quad (2.14)$$

şeklinde ifade edilir. Burada ϵ_s , ϵ_0 ve r sırası ile yarıiletkenin statik dielektrik sabitini, boşluğun dielektrik sabitini ve iyonize katkı atomu ile elektron arasındaki uzaklığı temsil etmektedir. L_D Debye uzunluğu olup,

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_s\epsilon_0 k_B T}{ne^2}} \quad (2.15)$$

ifadesi ile tanımlanır. T örgü sıcaklığı, k_B Boltzmann sabiti ve n üç boyutta taşıyıcı konsantrasyonudur.

Brooks ve Herrings' in dejenere olmayan durumlar için yaptıkları yaklaşıklıkla iyonize katkı atomları için relaksasyon zamanı,

$$\tau_{ii} = \frac{16\pi\sqrt{2m^*}\epsilon_s^2\epsilon_0^2(k_B T)^{3/2}}{N_i e^4} \left[\ln(1 + \beta_{BH}^2) - \frac{\beta_{BH}^2}{1 + \beta_{BH}^2} \right]^{-1} \quad (2.16)$$

şeklinde ifade edilir. Burada N_i iyonize katkı atomlarının konsantrasyonu ve m^* taşıyıcı (elektron veya boşluk) etkin kütesidir. β_{BH} ise,

$$\beta_{BH} = \sqrt{\frac{8m^*EL_D^2}{\hbar^2}} \quad (2.17)$$

şeklinde tanımlanabilir. Denklem (2.16)'dan iyonize katkı atomlarından kaynaklanan mobiliteye geçilebilir.

$$\mu_{ii} = \frac{16\pi\sqrt{2}\varepsilon_s^2\varepsilon_0^2(k_BT)^{\frac{3}{2}}}{N_ie^3\sqrt{m^*}[\ln(1+\beta_{BH}^2)-\beta_{BH}^2/(1+\beta_{BH}^2)]} \quad (2.18)$$

Denklem (2.18)'den de anlaşılacağı gibi yüksek sıcaklıklarda taşıyıcıların sahip olacağı kinetik enerji fazla olduğu için iyonize katkı atomlarında kaynaklanan saçılmalar daha az baskın olacaktır.

Öte yandan p-n eklem ara yüzeyinde oluşan arınmış bölge gibi düşük perdeleme etkisinin gözlemlendiği sistemlerde Conwell-Weisskopf yaklaşımı kullanılmaktadır. Bu yaklaşıma göre taşıyıcı konsantrasyonu az olduğu için minimum saçılma açısı beklenir. Bu durumlarda Coulomb potansiyeli perdelenmez ($L_D \rightarrow \infty$). Conwell-Weisskopf yaklaşıklığı çerçevesinde iyonize katkı atomlarından kaynaklanan mobilité;

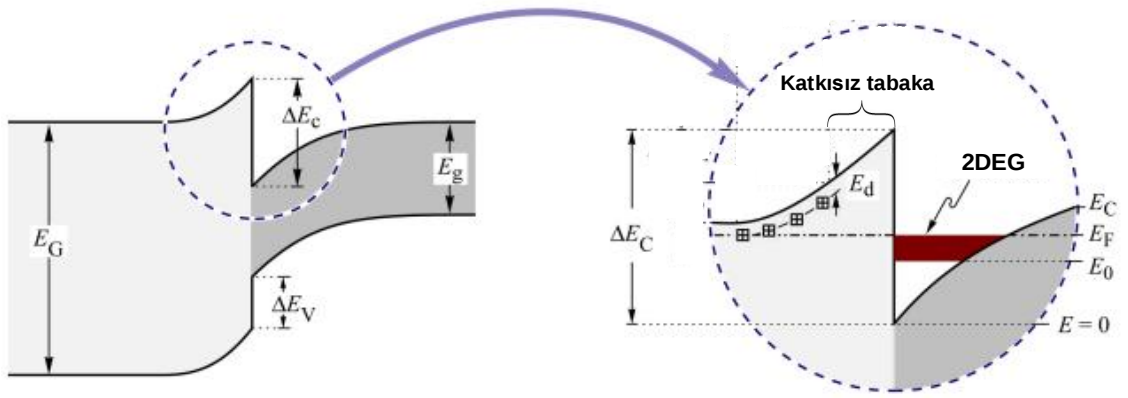
$$\mu_{ii} = \frac{128\sqrt{2}\pi\varepsilon_s^2\varepsilon_0^2(k_BT)^{3/2}}{N_ie^3\sqrt{m^*}} \left[\ln \left(1 + \left(\frac{12\pi\varepsilon_s\varepsilon_0k_BT}{e^2N_i^{\frac{1}{3}}} \right)^2 \right) \right]^{-1} \quad (2.19)$$

ifadesi ile verilir [35]. Bu çalışmada incelenen tüm örnekler yüksek taşıyıcı konsantrasyonuna (10^{12}cm^{-2}) sahip olduğu için iyonize katkı atomlarından kaynaklanan saçılma olayları incelenirken Denklem (2.18)'de verilen hareketlilik ifadesi kullanılmıştır.

2.2.2.2. Uzak İyonize Katkı Atomu Saçılması

Katkı atomlarının ve taşıyıcıların birbirinden uzaysal olarak ayrıldığı modülasyon katkılı yapılarda iyonize katkı atomlarından kaynaklanan saçılmaların etkisi daha azdır.

Modülasyon katkılama, katkı atomlarının bulunduğu bariyer tabakası ile transportun gerçekleştiği kuantum kuyusu tabakası arasına katkısız bir tabaka büyütülerek elde edilir (Şekil 2.6). Bu tabaka, bariyerdeki iyonize katkı atomlarından gelen serbest taşıyıcıların kuantum kuyusuna geçebileceği kadar ince, iyonize katkı atomlarından kaynaklanan saçılmaları en aza indirebilecek kadar da kalın olmalıdır. Taşıyıcılar ve iyonize katkı atomları arasındaki mesafe yeterince uzak olmadığı için etkileşim devam edebilir. İyonize katkı atomları ile taşıyıcılar arasındaki bu uzak Coulomb etkileşimine *uzak iyonize katkı atomu saçılması* denir.



Şekil 2.6: Modülasyon katkılama [32].

Uzak iyonize katkı atomları saçılması ile sınırlandırılan mobilité,

$$\mu_{RI} = \frac{64\pi\hbar\epsilon_s S_0^2 (2\pi n_s)^{3/2}}{e^3 m^*} \left[\frac{1}{L^2} - \frac{1}{(d_1 + L)^2} \right]^{-1} \quad (2.20)$$

olarak ifade edilir [36]. Burada n_s iki boyutta taşıyıcı konsantrasyonu, d_1 katkı atomları ile kuantum kuyusu arasındaki mesafe, L kuantum kuyusu genişliği ve S_0 perdeleme sabitidir. Perdeleme sabiti dejenere olan ve olmayan durumlar için iki farklı ifade ile tanımlanır. Dejenere olmayan durumlar için,

$$S_0 = \frac{e^2 n}{2\epsilon k_B T} \quad (2.21)$$

ve dejenere olan durumlar için,

$$S_0 = \frac{e^2 m^*}{2\pi \epsilon \hbar^2} \quad (2.22)$$

dir. Denklem (2.21)'de verilen n , üç boyutta taşıyıcı konsantrasyonudur.

2.2.2.3. Polar Optik Fonon Saçılması

Bir örgüde farklı elektronegatifliğe sahip atomlar, örgü titreşimlerinin optik modlarıyla etkileşerek farklı yönler yönlenirler (titreşirler). Bu farklı yönlerdeki titreşimlere *optik fonon titreşimi* adı verilir. Kristal içerisindeki taşıyıcılar bu titreşimler ile etkileşerek saçılırlar. Kristal içerisinde taşıyıcıların bu optik modlardan kaynaklanan saçılma olayına *optik fonon saçılması* denir. Yüksek sıcaklıklarda kristal içerisinde örgü titreşimleri artacağı için polar optik fonon saçılması daha baskın hale gelecektir. Polar optik fonon saçılması ile sınırlandırılan mobiliteye ait analitik çözüm Ridley tarafından yapılmıştır [37].

$$\mu_{po} = \frac{4\pi \epsilon_0 \epsilon_p \hbar^2}{e \omega_{po} m^{*2} L} \left[\exp\left(\frac{\hbar \omega_{po}}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (2.23)$$

Burada, ϵ_p ,

$$\epsilon_p = \left[\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \right]^{-1} \quad (2.24)$$

şeklinde tanımlanır. Bu Denklem (2.23)'de $\hbar \omega_{po}$ polar optik fonon enerjisi, ϵ_s ve ϵ_∞ sırasıyla statik ve yüksek frekans dielektrik sabitleridir.

2.2.2.4. Akustik Fonon Saçılması

Kristal içerisindeki atomların grup halinde ses dalgalarının ortamda iletilmesi durumundaki gibi titreşimleri sonucu meydana gelen saçılmalara *akustik fonon saçılması* denir. Atomların enine ve boyuna salınımlarına bağlı olarak enine akustik fonon ve boyuna akustik fonon olmak üzere ikiye ayrılır. Bu saçılma mekanizmaları, orta sıcaklık bölgesi olarak adlandırılan 100 – 200K sıcaklık aralığında daha baskındır. Bu çalışma kapsamında akustik fonon saçılması için *Ridley ve arkadaşlarının* analitik çözümleri kullanılmıştır [38]. Akustik fonon saçılmaları, deformasyon potansiyeli ve piezoelektrik saçılmaları olmak üzere iki farklı saçılma mekanizmasının ayrı ayrı analitik çözümleri şeklinde hesaplanmaktadır. Deformasyon potansiyeline ait mobilitte ifadesi,

$$\mu_{dp} = \frac{16\rho e v_L^2 \hbar^3}{3\varepsilon^2 k_B T m^{*2} b} \frac{1}{J_{dp}(k)} \quad (2.25)$$

şeklindedir [38]. Burada ρ kristal yoğunluğu, v_L boyuna akustik fonon hızı ve ε deformasyon potansiyeldir. b Fang-Hovard ifadesidir ve

$$b = \left(\frac{33^2 e^2 m^* n_s}{8 \varepsilon_0 \varepsilon_s \hbar^2} \right)^{1/3} \quad (2.26)$$

şeklinde tanımlanır [39]. Ayrıca $J_{dp}(k)$ ifadesi,

$$J_{dp}(k) = \int_0^{2k} \frac{1}{2\pi k^3 (q + q_s)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{q}{2k}\right)^2}} q^4 dq \quad (2.27)$$

integraliyle verilir. Burada q_s iki boyutlu ters perdeleme uzunluğu olup,

$$q_s = \frac{e^2 m^*}{2\pi \varepsilon_0 \varepsilon_s \hbar^2} F_{11} f(0) \quad (2.28)$$

şeklindedir. F_{11} temel durumlar için Fang-Howard dalga fonksiyonlarının form faktörüdür [39].

Piezoelektrik saçılma mekanizması ile sınırlı mobilite,

$$\mu_{pe} = \frac{\pi \varepsilon_0 \varepsilon_s \hbar^3 k}{e K^2 k_B T m^{*2}} \frac{1}{J_{pe}(k)} \quad (2.29)$$

şeklinde ifade edilir. Burada K elektromekaniksel çiftlenim katsayısı, c_{LA} - c_{TA} ortalama elastiklik sabitleri ve ε_{LA} - ε_{TA} boyuna-enine etkin piezoelektrik katsayıları cinsinden [40],

$$K^2 = \frac{\varepsilon_{LA}^2}{\varepsilon_s c_{LA}} - \frac{\varepsilon_{TA}^2}{\varepsilon_s c_{TA}} \quad (2.30)$$

şeklindedir. Denklem (2.29)'da verilen J_{pe} ise;

$$J_{pe}(k) = \int_0^{2k} \frac{F_{11}(q)}{4k^2(q + q_s)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{q}{2k}\right)^2}} q^3 dq \quad (2.31)$$

integrali ile tanımlanmaktadır.

2.2.2.5. Arayüzey Pürüzlülüğü Saçılması

Günümüzde tabakasal yarıiletken büyütme teknolojilerindeki gelişmeler sayesinde son derece düzgün katmanlar üst üste büyütülebilmektedir. Tabakalar kendi içlerinde iyi kristaller oluşturmalarına rağmen, gerek tabakalar arası örgü uyumsuzluğu gerekse atomların yüzeye tutunmasının farklılık göstermesinden dolayı tabakalar arasında bazı arayüzey pürüzleri oluşmaktadır. Arayüzey pürüzlülüğü, özellikle transportun belirli bir tabakadan gerçekleştiği ve paralel transportun olası olduğu sistemlerde saçılma merkezi gibi davranmaktadır. *Zanato ve arkadaşları*, arayüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan gelişmiş güzel potansiyel dağılımını Gaussian olarak düşünerek arayüzey pürüzlülüğü saçılması ile sınırlı mobilite denklemini,

$$\mu_{ap} = \left(\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s}{n_s\Delta\Lambda} \right)^2 \frac{\hbar^3}{e^3 m_e^{*2} J_{ap}} \quad (2.32)$$

şeklinde tanımlamışlardır [41]. Burada n_s iki boyutta taşıyıcı konsatrasyonunu, Λ korelasyon uzunluğunu, Δ bozukluğun yanal uzunluğunu temsil etmektedir. İntegral $J_{ab}(k)$ ise,

$$J_{ab}(k) = \int_0^{2k} \frac{e^{-q^2\Lambda^2/4}}{2k^3(q + q_s)^2} q^4 dq \quad (2.33)$$

ifadesi ile tanımlanmaktadır. Denklem (2.33)'te verilen q_s , perdeleme sabiti olup,

$$q_s = \frac{e^2 m^*}{2\pi\hbar^2\varepsilon_0\varepsilon_s} F(q) \quad (2.34)$$

şeklinde ifade edilmektedir. Burada $F(q)$ form faktörü temsil etmektedir.

$$F(q) = \int_0^\infty dz \int_0^\infty dz' [f(z)]^2 [f(z')]^2 e^{-q|z-z'|} \quad (2.35)$$

2.2.2.6. Alaşım Düzensizliği Saçılması

Alaşım düzensizliği saçılması, alaşımı meydana getiren atomların kristal içerisinde rastgele dağılması sonucu oluşan potansiyel dalgalanmalarından kaynaklanmaktadır. Element yarıiletkenlerde (Si, Ge) ve ikili bileşik yarıiletkenlerde (GaAs vs.) alaşım düzensizliği saçılması gözlenmezken, $Ga_{1-x}In_xAs$ ve $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ gibi üçlü ve dörtlü alaşım yarıiletkenlerde transporta etki eden baskın saçılma mekanizmalarındandır. Alaşım düzensizliği saçılması mobilite denklemi üçlü ve dörtlü alaşımlar için farklı ifade edilmektedir.

Üçlü alaşımlar için, *Kearley ve Horrell* perdeleme etkisini ihmal ederek alaşım düzensizliği saçılması ile sınırlı mobilitayı,

$$\mu_{al_3} = \frac{16}{3b} \frac{e\hbar^3}{x(1-x)m^{*2}\Omega_0 U_{Al_3}^2} \quad (2.36)$$

ifadesi ile tanımlamışlardır [42]. Burada Ω_0 birim hücre hacmini, x alaşım oranını ve U_{AL_3} üçlü alaşımlar için alaşım potansiyelini temsil etmektedir. b ise *Fang-Hovard* ifadesidir ve Denklem (2.26)'da verilmektedir.

Dörtlü alaşım düzensizliği saçılması, Sanal Kristal Yaklaşıklığına uyan malzemeler için *Littlejohn ve arkadaşları* tarafından tanımlanmıştır [43]. Fakat bu çalışma kapsamında incelenen dörtlü alaşım yarıiletkenler ($Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$) Sanal Kristal Yaklaşıklığına uymamaktadır. Dolayısıyla daha farklı bir model gerekmektedir. Yapı içerisine katılan azot, ev sahibi yarıiletken iletkenlik bandına etki ederken valans bandına etki etmemektedir. Dolayısıyla elektron ve boşluk transportları için aynı formalizasyonu kullanmak doğru değildir.

n-tipi $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs$ kuantum kuyulu yapılar için BAC modelinin yaklaşımları çerçevesinde, elektronun sadece iletkenlik bandı kenarındaki lokalize azot seviyesinden saçılmasının göz önüne alınarak *Fahy ve O'Reilly* tarafından geliştirilen, N-kaynaklı alaşım düzensizliği saçılması ile sınırlı mobilite denklemi,

$$\mu_{al_{4n}} = \frac{4\pi}{\sqrt{3}} \frac{e\hbar^4}{m_e^{*2}(k_B T)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{dE}{dy}\right)^2 a_0^3 x} \quad (2.37)$$

şeklinde [44]. Burada a_0 örgü sabitidir. dE/dy türevi,

$$\frac{dE}{dy} = -\frac{1}{2} \left\{ \alpha + \frac{\alpha(E_N - E_M) + 2V_{NM}^2}{[(E_N - E_M)^2 + 4V_{NM}^2 y]^{1/2}} \right\} \quad (2.38)$$

şeklinde ifade edilir. α evsahibi yarıiletkenin iletkenlik bandı kenarında alaşım etkisinden kaynaklanan kaymayı temsil eder. In konsantrasyonu %30 veya daha fazla olan alaşımlarda $\alpha=1.45$ eV alınmaktadır [45].

Fahy ve arkadaşları, lokalize azot seviyesinden kaynaklanan kusurların yanı sıra, N-N çiftlenimlerinin ve N-kümelenmelerinin de hesaba katıldığı daha kapsamlı N-kaynaklı alaşım düzensizliği saçılması mobilite ifadesini tanımlamışlardır [46]. Tüm etkileşimlerin göz önüne alındığı alaşım düzensizliği saçılması ile sınırlandırılan mobilite,

$$\mu_{al_{4n}} = \frac{16eL\hbar^3}{3m_e^{*2}a_0^3} \int_0^\infty \frac{e^{-u}u^3 du}{M_{QW}} \quad (2.39)$$

şeklinde [44]. Burada L kuantum kuyusu genişliği u integral değişkeni, m_e^* elektronun etkin kütlesi ve a_0 örgü sabitidir. M_{QW} ise,

$$M_{QW} = \frac{C_{NM}^4 y}{(E_c + k_B T u^2 - E_N)^2 + (\Gamma_{av}/2)^2} \quad (2.40)$$

ifadesi ile tanımlanmaktadır. Denklem (2.40)'ta verilen y alaşım içerisindeki azot konsantrasyonu, E_c evsahibi yarıiletkenin iletkenlik bandı kenarı enerjisi, E_N azotun lokalize enerji seviyesi, Γ_{av} enerji genişlemesi ve C_{NM} parametresi ev sahibi yarıiletkenin iletkenlik bandı enerjisi ile lokalize azot seviyesi arasındaki etkileşimi temsil etmektedir. Γ_{av} enerji genişlemesi,

$$\Gamma_{av} = \sqrt{6} C_{NM}^2 \frac{a_0^3 m_e^*}{8L\hbar^2} \quad (2.41)$$

şeklinde ifade edilir.

p-tipi $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ kuantum kuyulu yapılar için Vaughan tarafından geliştirilen alaşım düzensizliği saçılmasından kaynaklanan hareketlilik denklemi,

$$\mu_{al_{4p}} = \frac{4e^2\hbar^3 L}{3\pi a_0^3} \frac{\left[(m_{hh}^*)^{-\frac{1}{2}} + (m_{lh}^*)^{-\frac{1}{2}}\right]}{\left[(m_{hh}^*)^{\frac{3}{2}} + (m_{lh}^*)^{\frac{3}{2}}\right]} |M_{11}|^{-2} \quad (2.42)$$

şeklinde. Bu denklemde L kuantum kuyusu genişliğini, a_0 örgü sabitini, m_{hh}^* ağır boşlukların, m_{lh}^* ise hafif boşlukların etkin kütesini ifade etmektedir. M_{11} dördümlü alaşım düzensizliği saçılması için saçılma matrisinin karesidir ve

$$|M_{11}|^2 = y^2 x (1-x) |\Delta_{1,x}|^2 + x (1-y)^2 (1-x) |\Delta_{0,x}|^2 + y x^2 (1-x) |\Delta_{y,1}|^2 + y (1-x) (1-x)^2 |\Delta_{x,0}|^2 + \frac{1}{2} x y (1-y) (1-x) \left[|\Delta_{y,0}|^2 + |\Delta_{y,1}|^2 + |\Delta_{0,x}|^2 + |\Delta_{1,x}|^2 + 2\Delta_{y,0}\Delta_{y,1} + 2\Delta_{0,x}\Delta_{1,x} \right] \quad (2.43)$$

şeklinde. Saçılma potansiyelleri, alaşımlar üçlü üçlü alınarak, konsantrasyona bağlı olarak valans bandı kenarının enerji değişimlerinin fonksiyonu olarak tanımlanmaktadır.

$$\Delta_{y,0} = \frac{dE_v}{dy} (\text{GaAs}_{1-y}\text{N}_y) \quad (2.44)$$

$$\Delta_{y,1} = \frac{dE_v}{dy} (\text{InAs}_{1-y}\text{N}_y) \quad (2.45)$$

$$\Delta_{0,x} = \frac{dE_v}{dy} (\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}) \quad (2.46)$$

$$\Delta_{1,x} = \frac{dE_v}{dy} (\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}) \quad (2.47)$$

Valans bandı enerjisinin konsantrasyona göre türevleri valans bandı süreksizlikleri (Valance band offset, VBO) kullanılarak,

$$\frac{dE_v}{dy} (\text{GaAs}_{1-y}\text{N}) = \text{VBO}(\text{GaN}) - \text{VBO}(\text{GaAs}) \quad (2.48)$$

şeklinde hesaplanabilmektedir. Bazı III-V grubu ikili yarıiletkenlerin valans bandı süreksizlikleri Tablo 2.3'te verilmektedir.

Tablo 2.3 : III-V grubu bazı yarıiletkenlerin valans bandı süreksizlikleri.

	GaAs [47]	InAs [47]	GaN [48]	InN [48]
VBO (eV)	-0.8	-0.59	-2.64	-2.34

2.3. MAGNETOTRANSPORT

Manyetik alan varlığında yapılan elektriksel ölçümler, yarıiletkenin elektronik bant yapısı ve elektriksel özellikleriyle ilgili önemli bilgiler vermektedir. Örneğin düşük manyetik alan altında yapılan Hall ölçümleri, yarıiletken taşıyıcı tipi, taşıyıcı konsantrasyonu ve mobilitesi hakkında bilgi verirken, daha yüksek manyetik alan değerlerine doğru gidildikçe (malzemeye bağlı) magnetodirenç osilasyonlarının değişimi incelenerek taşıyıcı konsantrasyonu, etkin kütlesi, kuantum mobilitesi ve Fermi seviyesi hakkında önemli bilgiler elde edilebilmektedir [49].

Ayrıca SdH osilasyonlarının genliklerinin, uygulanan elektrik alanla ve örgü sıcaklığı ile değişimleri karşılaştırılarak, uygulanan elektrik alanın fonksiyonu olarak taşıyıcı sıcaklığı ve taşıyıcı sıcaklığının fonksiyonu olarak da elektron başına güç kaybı değişimi elde edilebilir.

2.3.1. Landau Kuantizasyonu

İki boyutlu sistemlerde (2 Dimensional Electron Gas, 2DEG), taşıyıcıların hareketi yarıiletken yapının büyütme doğrultusunda, dar bant aralıklı yarıiletken tabakada sınırlandırılmıştır. Taşıyıcılar büyütme doğrultusuna dik düzlemde (xy) hareketleri ise serbesttir. Taşıyıcılar bant aralığı dar olan yarıiletkenin oluşturduğu kuyuda ayrık enerji düzeylerinde bulunurlar. Bu enerji düzeyleri altbant olarak adlandırılır. Enerjisi E_i olan bir altbantta bulunan bir taşıyıcının enerjisi,

$$E(k_x, k_y, i) = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} + E_i \quad (2.49)$$

şeklinindedir. Eşitliğin sağ tarafındaki ilk iki terim elektronun 2DEG düzlemindeki hareketini temsil etmektedir.

2DEG sistemine dik doğrultuda manyetik alan (B_z) uygulandığında elektronların enerji seviyeleri Landau seviyelerine yarılır. Ardışık Landau seviyeleri arasındaki fark, $\hbar\omega_c$ kadardır. ω_c siklotron frekansıdır ve manyetik alanın büyüklüğü ile arasındaki ilişki,

$$\omega_c = \frac{eB}{m^*} \quad (2.50)$$

şeklindedir. Böylece manyetik alan varlığında taşıyıcının enerjisi,

$$E(n, i) = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2}\right) + E_i \quad (2.51)$$

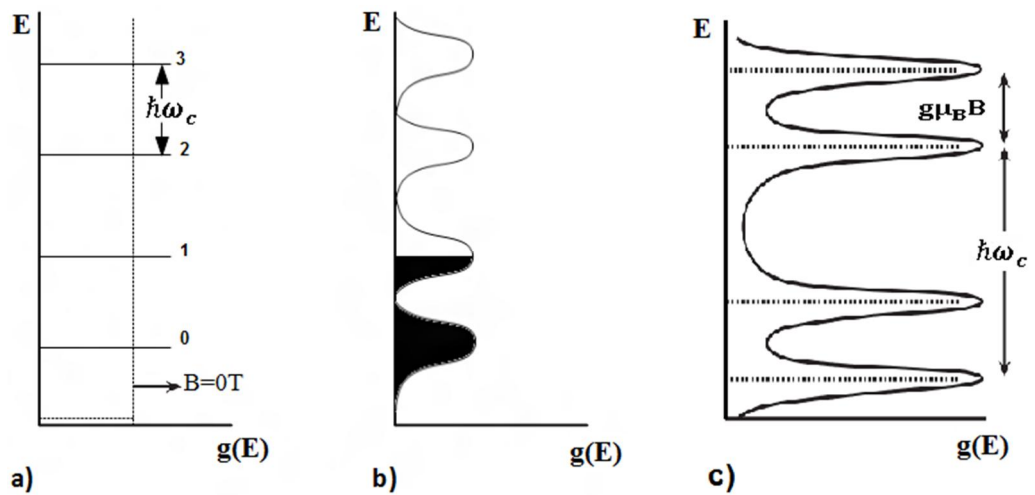
şeklini alır. Her bir Landau seviyesi elektronların spini ($\pm 1/2$) nedeniyle ikiye yarılır. Bu düzeylerin enerjileri,

$$E_s = sg\mu_B B \quad (2.52)$$

şeklindedir [50]. Bu denklemde, μ_B Bohr magnetonunu temsil ederken, g etkin g -faktörünü temsil etmektedir ve manyetik alanın büyüklüğüne bağlıdır. Spin yarılmalarının da hesaba katıldığı durumlarda elektronların enerjisi,

$$E(n, i, s) = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2}\right) + E_i \pm \frac{1}{2}g\mu_B B_z \quad (2.53)$$

şeklini alır. Denklem (2.50)'de görüldüğü gibi manyetik alanın değeri arttıkça siklotron frekansı, bunun sonucu olarak da Landau seviyeleri arasındaki fark artmaktadır.



Şekil 2.7: Enerji seviyelerine karşı, a) $B>0T$, b) $B>0T$ ve saçılmalar varlığında ve c) $B \gg 0T$ ve saçılmaların varlığında durum yoğunluğu [34, 50].

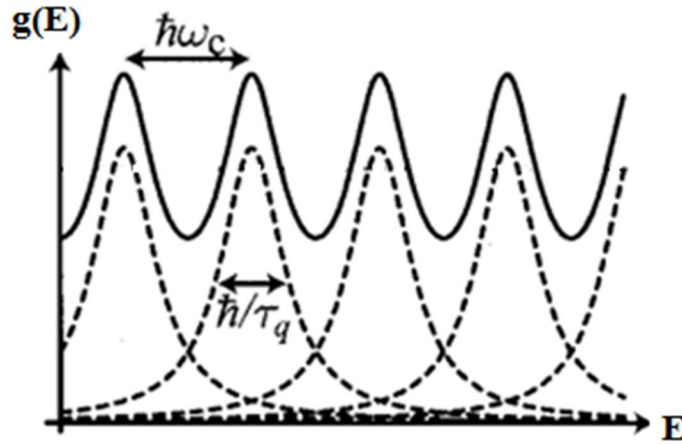
Manyetik alan sıfır iken homojen dağılmış olan izinli durumlar, manyetik alan arttıkça sürekli halden aralarındaki uzaklık ($\hbar\omega_c$) aynı olan bir dizi δ -fonksiyonuna dönüşür (Şekil 2.7.a).

2.3.1.1. Landau Seviyelerinin Genişlemesi (Broadening)

Landau seviyelerinin Şekil 2.7.a'daki gibi keskin olması ancak ideal durumlar için söz konusudur. Fakat gerçek malzemelerde, safsızlık atomlarının rastgele yerleşmesi sonucu uzaysal potansiyelde dalgalanmalar oluşur. Bu durum elektronların saçılmasına neden olmaktadır. Elektronların ortalama serbest yollarının sonlu olması nedeniyle Landau seviyelerinde dejenerasyon meydana gelir ve Şekil 2.7.b'de gösterildiği gibi seviyeler genişler (broadening) [50]. Ardışık iki saçılma arası, elektronların ortalama serbest zamanı, kuantum ömrü (τ_q , Quantum lifetime) olarak tanımlanır. Kuantum ömrü ile Landau düzeylerinin genişlemesi arasındaki ilişki,

$$\delta E \approx \frac{\hbar}{\tau_q} \quad (2.54)$$

şeklindedir (Şekil 2.8). Burada δE Landau seviyesinin yarı yüksekliğinin maksimum genişliğidir (FWHM).



Şekil 2.8: $B>0T$ ve saçılmaların varlığında enerji değerine karşı durum yoğunluğu [50].

Şekil 2.8'de düz çizgi saçılmaların varlığında iç içe geçen Landau seviyelerinin (kesikli çizgi) toplamıdır. İki Landau seviyesi arasındaki farkın, her bir Landau seviyesinin yarı yüksekliğindeki maksimum genişlikten (FWHM) ($\hbar/\tau_q$) küçük olduğu, yani $\omega_c\tau_q < 1$

koşulunun sağlandığı manyetik alan değerlerinde Landau seviyeleri, Gaussian veya Lorenzian fonksiyonlarla iyi temsil edilebilirler [49]. Bu koşul çerçevesinde, $T=0K$ 'de $g(E,B)$ durum yoğunluğu fonksiyonu,

$$\frac{\Delta g(E,B)}{g_0} = \frac{g(E,B-g_0)}{g_0} = 2 \sum_{r=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\pi r}{\mu_q B}\right) \cos\left[\frac{2\pi(E_F-E_i)}{\hbar\omega_c} - \pi r\right] \quad (2.55)$$

şeklinde ifade edilebilir [49, 51, 52]. Denklemden g_0 $B=0T$ 'daki durum yoğunluğu, r harmonik numarası ve μ_q kuantum mobilitesidir. Kuantum mobilitesi ile kuantum ömrü arasındaki ilişki;

$$\mu_q = \frac{e\tau_q}{m^*} \quad (2.56)$$

şekildedir.

2.3.2. Shubnikov-de Haas Osilasyonları

Yarıiletken üzerine uygulanan manyetik alan değeri arttıkça, ardışık iki Landau seviyesi arasındaki enerji farkı artar ($\hbar eB/m^*$) ve Landau seviyeleri sırası ile Fermi seviyesinden geçer. Bunun sonucu olarak Fermi seviyesindeki durum yoğunluğunda osilasyonlar meydana gelir ve bu osilasyonlara Shubnikov-de Haas (SdH) osilasyonları denir. Bu osilasyonlar ilk olarak 1930 yılında, L. Shubnikov ve W. J. De Haas tarafından külçe bizmut (Bi) örneklerinde gözlenmiştir [53].

Shubnikov-de Haas osilasyonlarının düşük sıcaklık bölgesinde yapılan boyuna ve enine iletkenlik ve direnç hesaplamaları oldukça komplekstir [52][54]. *Ando ve arkadaşları*, *Isihara ve Smrcka*, durum yoğunluğunun manyetik alana bağlı osilasyonlarından (Denklemin (2.55)), Fermi düzeyindeki yayılmaları ve spin yarılmalarını da hesaba katarak, sadece bir alt bandın dolu olduğu ($i=1$) durumlar için,

$$\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho_0} = \sum_{r=1}^{\infty} D(r\chi) \exp\left(-\frac{r\pi}{\mu_q B}\right) \cos(r\pi\nu) \cos\left[\frac{2\pi(E_F-E_1)}{\hbar\omega_c} - r\pi\right] \quad (2.57)$$

bağıntısını türetmişlerdir. Denklemin sağ tarafındaki ilk terim Fermi düzeyindeki sıcaklık genişlemesini temsil etmektedir [49] ve

$$D(r\chi) = \frac{r\chi}{\sinh(r\chi)}, \chi = \frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar\omega_c} \quad (2.58)$$

şeklinde ifade edilmektedir. Denklem (2.57)'deki sağ taraftaki eksponansiyel ifade Landau düzeylerinin çarpışma genişlemesinin etkisini ifade ederken, denklemdeki $\cos(r\pi v)$ çarpanı SdH osilasyonlarının çizgi genişliğine etkisini ifade etmektedir [49].

Etkin kütle ve kuantum ömrünün her altbant için farklı olabileceği dikkate alınarak, $r=1$ için SdH osilasyonları,

$$\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho_0} \propto \sum_{r=1}^{\infty} D(i, \chi) \exp\left(-\frac{i\pi}{\omega_c i \tau_{q,i}}\right) \cos\left[\frac{2i\pi(E_F - E_1)}{\hbar\omega_{c,i}} - i\pi\right] \quad (2.59)$$

şeklinde yazılabilir [49, 50, 55].

2.3.3. Sıcak Elektron Kavramı

Denge durumundaki bir sisteme elektrik alan uygulandığında taşıyıcılar momentum kazanır ve enerjileri artar. Uygulanan elektrik alan arttıkça taşıyıcıların kazanacağı termal enerji artacaktır. Böylece kristal örgü ile termal olarak dengede olmayan taşıyıcılar oluşur ve bunlar sıcak elektronlar olarak isimlendirilir [49, 56].

Taşıyıcılar kazandıkları bu termal enerjiyi, elektron-elektron ve elektron-fonon (akustik veya optik) gibi etkileşimler sonucu kristal örgüye aktararak soğurlar (energy relaxation). III-V grubu alaşım yarıiletkenlerde, yüksek örgü sıcaklığı ($T_L > 40$ K) veya yüksek elektrik alanlarda sıcak elektronlar optik fononlarla elastik olmayan saçılmalar yapar ve sıcak elektronlardan kristal örgüye enerji aktarılır [49, 55, 56]. Düşük sıcaklık bölgesinde ($T_L < 35$ K) ve nispeten daha zayıf elektrik alanlarda optik fonon sayısı ve elektron sıcaklığı daha azdır. Bu sıcaklık bölgelerinde enerji durulması sıcak elektronlar ile akustik fononların etkileşimi sonucu gerçekleşir. Ayrıca taşıyıcı momentumunu belirleyen alaşım düzensizliği saçılması, arayüzey pürüzlülüğü saçılması, katkı atomları saçılması gibi saçılma olayları da olasıdır. Fakat bu saçılma olayları esnek saçılma olduğu için, bu sıcaklık bölgesinde enerji soğurulma mekanizmalarının başında gelen mekanizma elektron-fonon etkileşimidir [49].

Literatürde, elektron sıcaklığını belirlemek için kullanılan SdH osilasyonlarının genliklerini karşılaştırma yöntemi, mobilitelerin karşılaştırması yöntemi ve optik yöntemler gibi pek çok deneysel teknik bulunmaktadır. Bölüm 3'te SdH

osilasyonlarının genliklerinin örgü sıcaklığıyla ve uygulanan elektrik alanla değişimlerinin karşılaştırılması yöntemiyle elektron sıcaklığının nasıl belirleneceğinden bahsedilecektir.

2.3.4. Sıcak Elektronların Soğurulma Mekanizmaları

Boyutları çok küçük olan bir yarıiletken düşük bir potansiyel fark uygulanmasına rağmen yüksek elektrik alanlara neden olabilir. Bu durum göz önüne alındığında nano boyuttaki yarıiletken aygıtların performanslarının iyileştirilmesi için enerji soğurulma mekanizmalarının iyi anlaşılması gerekmektedir.

Yarıiletken malzemelerin elektron enerjisi soğurulma mekanizmalarını incelemeye yönelik pek çok deneysel ve teorik çalışma mevcuttur [49, 52, 55, 57]. Yapılan bu araştırmalar göstermektedir ki, iyonize katkı atomları saçılması, alaşım düzensizliği saçılması, arayüzey pürüzlülüğü saçılması gibi elastik saçılmaların, sıcak elektronların enerji durulmasına etkileri çok azdır. Enerji alış verişine olanak sağlayacak elektron-fonon saçılması gibi elastik olmayan saçılmalar daha baskın mekanizmalardır. Düşük sıcaklık bölgelerinde ($T_L < 35K$) optik fonon popülasyonu düşük olduğu için bu sıcaklık bölgesindeki enerji durulması akustik fononlarla etkileşim sonucu gerçekleşir [56].

Elektronların akustik fononlarla etkileşimi sonucu meydana gelen enerji soğurulması, pek çok grup tarafından iki farklı sıcaklık bölgesi için hesaplanmıştır [52, 56, 57]. Fonon saçılmalarının azaldığı düşük sıcaklık bölgesi için ($n(\omega_q) \ll 1$) fononların dağılımını,

$$n(\omega_q) = \frac{1}{\exp(\hbar\omega_q/k_B T) - 1} \cong \exp(-\frac{\hbar\omega_q}{k_B T}) \ll 1 \quad (2.60)$$

ifadesiyle Maxwell-Boltzmann istatistiğine dönüşür. $\hbar\omega_q/k_B T \ll 1$ şartının sağlandığı sıcaklık bölgesine geçildiğinde fonon popülasyonu için eşbölüşüm varsayımı yapılarak Maxwell-Boltzman istatistiğine geçilir [49]. Yüksek sıcaklık bölgesinde $\hbar\omega_q/k_B T \ll 1$ fonon dağılımı yaklaşık olarak,

$$n(\omega_q) = \frac{1}{\exp(\hbar\omega_q/k_B T) - 1} \approx \frac{k_B T}{\hbar\omega_q} \quad (2.61)$$

ifadesi ile verilir. Denklem (2.60) ve (2.61)'de $\hbar\omega_q$ akustik fonon enerjisini, ω_q ise akustik fonon frekansını temsil etmektedir [56].

İki boyutlu yarıiletkenler için yapılan güç kaybı hesaplarında, sonsuz derinlikteki kuantum kuyu yaklaşımı ve külçe (bulk) yapılarda oluşan fononlar kullanılmaktadır. Bir elektronun, akustik fonon yayarak bantlar arası geçişi sırasında momentumu değişir ve kristal örgüye enerji aktarır. Düşük sıcaklıklarda, altbantlar arası geçiş olabilmesi için fonon enerjisinin $k_B T$ 'ye eşit veya daha büyük olması gerekmektedir ve bu geçişler Pauli dışarlama ilkesiyle sınırlandırılmıştır [49, 56, 58]. Pauli dışarlama ilkesinin getirdiği sınırlar ve düşük sıcaklıklarda fonon sayısının az olması, altbantlar arası geçişleri daha az olası hale getirmektedir. Bu durum göz önüne alındığında enerji durulmasının sadece altbantlar içinde ve küçük açılı çarpışmalar sonucu gerçekleştiği düşünülmektedir [58, 59]. Düşük sıcaklık bölgelerinde, perdelenmemiş deformasyon potansiyeli saçılması için güç kaybı, $P_{np} \propto (T_e^5 - T_L^5)$ bağıntısıyla ve perdelenmemiş piezoelektrik saçılması için güç kaybı, $P_p \propto (T_e^3 - T_L^3)$ bağıntısı ile verilmektedir.

Düşük sıcaklık bölgesinde, iki boyutlu sistemler için elektron başına güç kaybı;

$$P = P_{np} + P_p = C_{np}[(k_B T_e)^5 - (k_B T_L)^5] + C_p[(k_B T_e)^3 - (k_B T_L)^3] \quad (2.62)$$

ifadesiyle verilir. Denklemde C_{np} ve C_p sırasıyla, polar olmayan akustik potansiyeli etkileşme ve polar akustik etkileşme şiddetinin büyüklüğünün fonksiyonudur ve iki boyutlu sistemler için,

$$C_{np}^{2D} = \frac{6\Xi^2 m^{*2} L}{\pi^3 \rho \hbar^7 v_L^4 N_{2D}} \quad (2.63)$$

$$C_p^{2D} = \frac{e^2 K^2 m^{*2}}{2\pi^2 \epsilon \hbar^5 k_F N_{2D}} \quad (2.64)$$

şeklinde ifade edilebilirler [55-57]. Denklem (2.63)'te verilen Ξ deformasyon potansiyeli, ρ kristal yoğunluğu ve v_L boyuna akustik fonon hızıdır. Denklem (2.64)'te verilen K elektromekaniksel çiftlenim, ϵ malzemenin dielektrik sabiti ve k_F Fermi dalga vektörüdür. İki boyutlu yapılarda perdeleme etkisi de hesaba katıldığı takdirde, T_e^γ ve T_L^γ terimlerindeki üssü ifadesi 2 artar [49, 56, 57].

Yüksek sıcaklık bölgesinde, sonsuz kuantum kuyusu yaklaşıklığı altında sıcaklığa bağlı enerji kaybı,

$$P = (C_{np} + C_p)(k_B T_e - k_B T_L) \quad (2.65)$$

bağıntısıyla ifade edilebilir [49, 55, 57]. Denklem (2.65)'deki C_{np} ve C_p nicelikleri iki boyutlu sistemler için,

$$C_{np}^{2D} = \frac{3\Xi^2 m^{*2}}{2\rho\hbar^3 L} \quad (2.66)$$

$$C_p^{2D} = \frac{3e^2 K^2 m^{*2} V_L^2}{4\pi^2 \epsilon \hbar^3 L N_{2D}} \quad (2.67)$$

ifadeleriyle verilir [49, 57].

Orta sıcaklık bölgesi olarak isimlendirilen 2-20K sıcaklık aralığı için güç kaybı,

$$P = f(T_e, T_L)(C_{np} + C_p)(k_B T_e - k_B T_L) \quad (2.68)$$

ifadesi ile verilmektedir ve buradaki C_{np} ve C_p nicelikleri sırasıyla yüksek sıcaklık rejimindeki Denklem (2.66) ve (2.67)'deki gibi ifade edilmektedir. Denklem (2.68)'de verilen T_e ve T_L değişkenleri sırasıyla elektron ve örgü sıcaklığını temsil etmektedir. Denklem (2.68)'de, sağ taraftaki ilk terim,

$$f(T_e, T_L) = \frac{\sinh(x_L - x_e)}{\sinh x_L \sinh x_e} \left[\frac{x_L x_e}{x_L - x_e} \right] \quad (2.69)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $x_L = \frac{\langle \hbar\omega \rangle}{2k_B T_L}$, $x_e = \frac{\langle \hbar\omega \rangle}{2k_B T_e}$ ifadeleri ile tanımlanırken $\langle \hbar\omega \rangle = \sqrt{2}\hbar v_L k_F$ de ortalama fonon enerjisini temsil eder [49, 57]. v_L ifadesi boyuna akustik fonon hızını temsil etmektedir.

Deneysel olarak ölçülen enerji kaybetme hızının hangi sıcaklık bölgesinde daha iyi uyum gösterdiğini belirlemek için, deneysel güç kaybı-elektron sıcaklığı verilerine,

$$P = A(T_e^\gamma - T_e^\gamma) \quad (2.70)$$

bağıntısı ile fit yapılır. Bu bağıntıdaki üssü ifade hangi sıcaklık bölgesinin ve hangi saçılma olaylarının baskın olduğunu belirler. A orantı katsayısıdır ve çiftlenim sabitlerine ve 2D taşıyıcı yoğunluğuna bağlıdır. Sadece bir altbandın dolu olduğu iki boyutlu sistemler için güç kaybı hesaplarında γ 'nın alabileceği değerlerin etkileşim mekanizmaları ile olan ilişkisi *Tıraş* tarafından özetlenmektedir ve Tablo 2.4 verilmektedir [49].

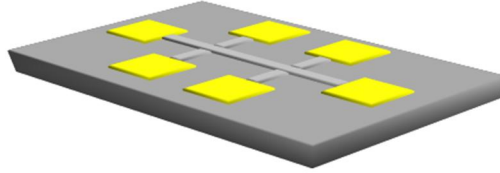
Tablo 2.4 : γ 'nın alabileceği değerlere göre enerji soğurulma mekanizmaları [49].

Sıcaklık Bölgesi	γ	Etkileşim Mekanizması
Yüksek Sıcaklık	1	Maxwell-Boltzmann istatistiği ve eşbölüşüm geçerli
Düşük Sıcaklık	3	Perdelenmemiş piezoelektrik saçılması
	5	Perdelenmemiş deformasyon potansiyeli saçılması ve aşırı perdelenmiş piezoelektrik saçılması
	7	Aşırı perdelenmiş deformasyon potansiyeli saçılması

3. MALZEME VE YÖNTEM

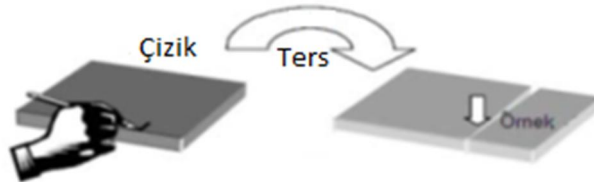
3.1. ÖRNEK FABRİKASYONU

Fotolitografi, yarıiletken malzemelerin fabrikasyonunda kullanılan en yaygın litografik tekniklerden birisidir. Temelde maske üzerinde hazırlanmış geometrik şeklin yarıiletken yüzeyine geçirilmesi işlemidir. Bu çalışmada incelenen örnekler fotolitografi ile Hall bar geometrisinde üretilmiştir (Şekil 3.1). *Fotolitografi* işleminin adımları III-V grubu yarıiletkenler için maddeler halinde aşağıda verilmektedir.



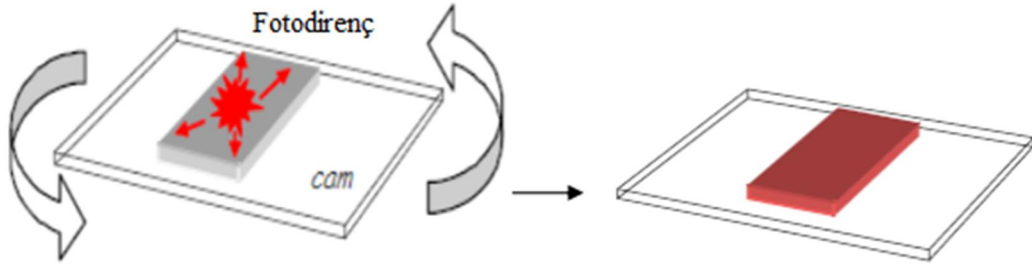
Şekil 3.1: Hall bar geometrisi.

- Yonga halinde büyütülen yarıiletkenlerin, istenilen boyutlara getirilebilmesi için Şekil 3.2’de gösterildiği gibi yarıiletken üzerine sivri uçlu bir elmas yardımıyla çizik atılır. Arka yüzeyinde bu çizik olduğu doğrultuya uygulanan kuvvet yardımıyla malzeme atomik doğrultu boyunca kırılır. Bu aşamada önemli olan, atılan çizik tek ve düz olmasıdır.



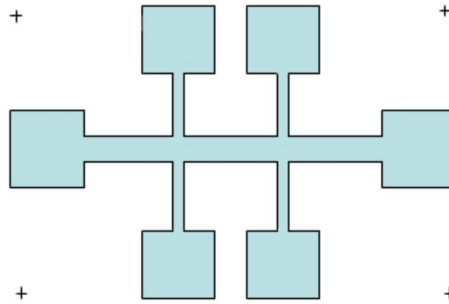
Şekil 3.2: Örneğin uygun boyutlarda kesilmesi.

- Boyutları hazırlanan ve aseton, alkol ve deiyonize su ile temizliği yapılan örneklerin yüzeylerinde nem kalmaması için 100°C 'de 2-3dk kadar ısıtılır.
- Temizlenen yüzeyin tümüne homojen olarak fotodirenç (AZ5214E) kaplamak için döndürerek kaplama yöntemi (spin coater) kullanılır. Tüm örneği kaplayacak şekilde damlatılan fotodirenç, elde edilmek istenilen fotodirenç kalınlığına bağlı olarak farklı döndürme hızlarında kaplanabilir (Şekil 3.3).



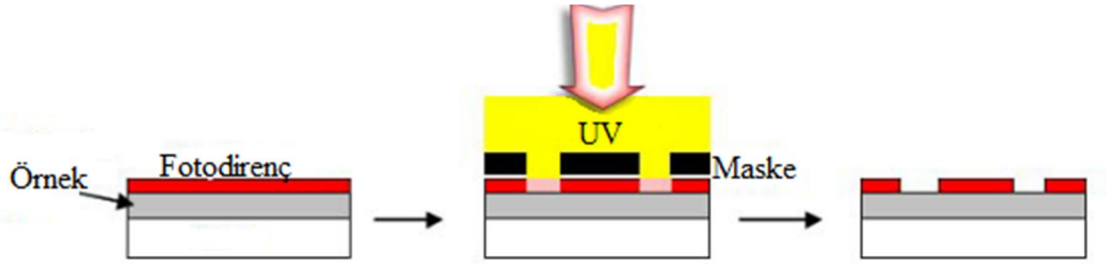
Şekil 3.3: Döndürme işlemi yardımı ile örneğin üzerine fotodirenç kaplanması.

- Malzeme yüzeyine homojen olarak kaplanan fotodirenç çözeltisi içerisinde bulunan çözücünün buharlaşması ve fotodirencin örnek yüzeyine daha iyi tutunması için malzeme 110°C 'de 1dk kadar ısıtılır.
- Cam üzerine UV ışınını geçirmeyen krom kaplanarak elde edilen maske (Şekil 3.4), maske hizalayıcıda örnek üzerine dokundurulacak kadar yaklaştırılır. Burada önemli olan örnek ile maske arasında boşluk kalmamasıdır. Böylece küçük boyuttaki şekillerde girişim desenleri oluşmaz, daha kesin şekiller elde edilir.



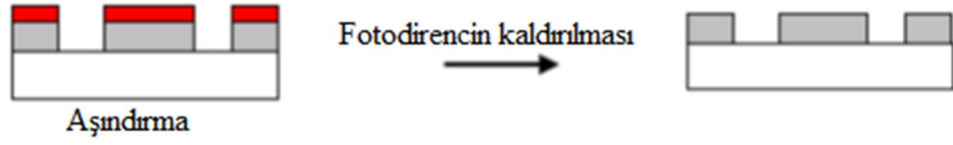
Şekil 3.4: Hall Bar şeklinde oluşturulmuş maske.

- Hizalama tamamlandıktan sonra örnekler 140-150s Şekil 3.5'te gösterildiği gibi UV ışınına maruz bırakılır. UV ışını, maskede kromla kaplı olmayan bölgelerdeki fotodirencin yapısını bozar. Bağları zayıflayan kısımlar hazırlanan başka bir çözelti (Developer (AZ400K) : saf su, 1: 4) yardımı ile temizlenir. Saf su ile durulanır ve azot gazı yardımıyla kurutulur. Bu sayede örnek üzerinde sadece maskedeki kromlu kısım, yani istenilen şekil elde edilmiş olur.



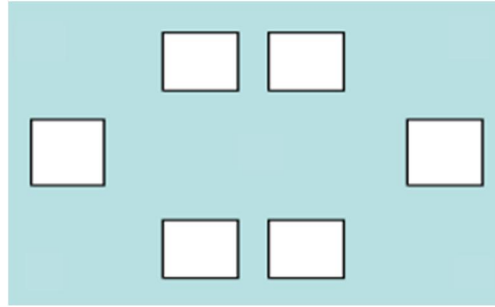
Şekil 3.5: Fotodirenc kaplanmış yüzeyin UV ışınlarına maruz bırakılması.

- Örnek tekrar fotodirencin yapısındaki sıvının buharlaştırılması, fotodirencin örnek yüzeyine daha iyi tutunması ve dayanıklılığının artırılması için 120-130°C'de 10 dk. boyunca ısıtılır.
- Derin aşındırma yapılmadan önce, kaplanan fotodirenc miktarı profilmetre yardımı ile ölçülür. Bu sayede aşındırma işleminden sonra yapılacak olan kalınlık ölçümü ile aşınma miktarı belirlenmiş olur.
- Aşındırma işlemi $H_2SO_4 - H_2O_2 - H_2O$ (1:8:80) çözeltisi ile gerçekleştirilir. Bu çözelti yardımı ile GaAs, $Ga_{1-x}In_xAs$ ve $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ gibi alaşım yarıiletkenler 1 dakikada yüzeyden ortalama 500 nm derinliğe kadar aşındırılabilir.
- Derin aşındırmadan sonra kalınlık tekrar ölçülür, elde edilen derinlik yeterli değil ise aynı çözelti ile aşındırma sürdürülür.
- Aşındırma işleminin tamamlanmasının ardından, Hall bar şeklinde kalan fotodirenc aseton yardımı ile temizlenir. Saf su ile durulanır ve azot gazı ile kurutulur.



Şekil 3.6: Aşındırma sonrası örneğin şekli.

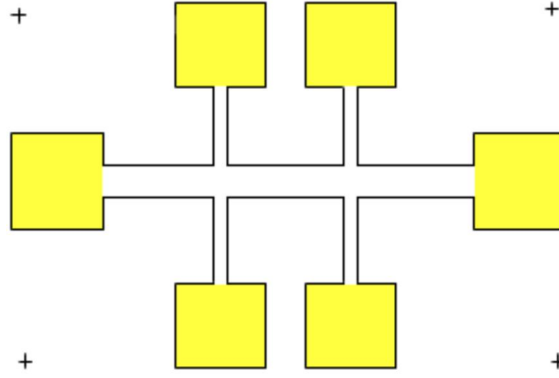
- Örneğin tüm yüzeyi tekrar fotodirenç ile kaplanır.
- Malzeme yüzeyine homojen olarak kaplanan fotodirenç çözeltisi içerisinde bulunan sıvının buharlaşması ve fotodirencin örnek yüzeyine daha iyi tutunması için malzeme 110°C 'de 1 dakika kadar ısıtılır.
- Kontak maskesi (Şekil 3.7) sadece kontak yapılacak olan yerlerden UV geçecek şekilde tasarlanmıştır. Örnek üzerinde aşındırma sonrası elde edilen şeklin tam üzerine gelecek şekilde yerleştirilir. Maske ile örnek yeteri kadar birbirine yaklaştırılır ve 140-150s UV'ye maruz bırakılır.



Şekil 3.7: Hall Bar şeklinde oluşturulmuş kontak maskesi.

- UV ışınına maruz kalarak bozulan metalizasyon yapılacak bölgedeki fotodirenç, daha önce de kullanılan çözelti (developer) ile kaldırılır. Su ile durulanır ve azot gazı ile kurutulur.
- Metalizasyon aşamasına geçilmeden önce örnek üzerindeki fotodirencin yapısının biraz bozulması için maskesiz olarak UV ışınına maruz bırakılır. Bu işlem metalizasyon sonrasında üzeri kaplanan fotodirencin daha iyi temizlenebilmesi için önemlidir.

- Metalizasyon işlemi için kaplanmak istenen metallerin miktarı kaplama kalınlığına ve alaşımlama oranına göre belirlenir. Metalizasyon işlemi yüksek vakum ortamında gerçekleştirilir.
- n-tipi GaAs, $Ga_{1-x}In_xAs$ ve $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}$ gibi III-V grubu bileşik ve alaşımlarda ohmik kontak elde etmek için öncelikle altın ve germanyum, daha sonra nikel ve altın (Au/Ge/Ni/Au) kaplanır. p-tipi malzemeler için aynı anda altın ve titanyum (Au/Ti) veya altın ve çinko (Au/Zn) kaplanır.
- Kaplama işleminden sonra örnek üzerindeki foto direnç, üzerine kaplanan altınla birlikte aseton yardımıyla temizlenir. Saf su ile durulanır ve azot gazı ile kurutulur.



Şekil 3.8: Metalizasyon sonrası örneğin şekli.

- Kaplanan malzemelerin yarıiletken yapı içerisine tabakalar boyunca difüzyonunun sağlanması için örnek $420^{\circ}C$ 'de 25-30s. kadar azot gazı bulunan bir ortamda (oksitlenmeyi önlemek amacıyla) ısıtılır. Böylece kaplanan malzemelerin tüm tabaklara difüzyonu sağlanmış olur.
- Son olarak da örnekler seramik altlıklara yapıştırılır. Örneğin metalizasyon yapılmış kısmından altlıkların altın kaplı kısımlarına altın teller yardımı ile bağlantı yapılarak elektriksel ölçümlere hazır hale getirilir.

3.2. ÖRNEKLERİN YAPISI

Bu çalışmada, n- ve p-tipi modülasyon katkılı $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}/\text{GaAs}$ ve $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ tek kuantum kuyulu heteroeklem yarıiletken sistemlerin optik ve elektriksel özellikleri incelenmiştir. Bazı örnekler, büyütme sonrası ısıtılmanın ve bu ısıtılmanın süresinin yapıya etkilerinin incelenmesi için 700°C 'de 60 ve 600s ısıtılma işlemine maruz bırakılmıştır. $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}/\text{GaAs}$ örneklerinin yapısı Şekil 3.9'da, $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ örneklerinin yapısı da Şekil 3.10'da verilmektedir.



Şekil 3.9: $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}/\text{GaAs}$ örneklerinin yapısı.



Şekil 3.10: $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ örneklerinin yapısı.

Şekil 3.9 ve Şekil 3.10’da görüldüğü gibi örnekler, tabakalar arası örgü uyumunu sağlayabilmek için yarıyalıtkan (Semi-insulating, SI) GaAs alttaş üzerine büyütülmüştür. Katkılı GaAs bariyerler ve kuantum kuyusunu oluşturacak olan katkısız $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ ve $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_{0.009}\text{As}_{0.991}$ tabakalarından oluşmaktadır. Bariyerdeki iyonlaşmış katkı atomları ile bariyerden kuantum kuyusuna geçen taşıyıcıları uzaysal olarak ayırıp birbirleri arasındaki Coulomb etkileşimini zayıflatmak için bariyer ile kuantum kuyusu arasına katkısız 50Å kalınlığında GaAs tabakası büyütülerek modülasyon katkılama elde edilmiştir. GaAs tabakaları 580°C’de büyütülürken, kuantum kuyularını oluşturan $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ ve $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ tabakaları sırasıyla 540°C ve 475°C’de büyütülmüştür.

Örneklerin isimlendirilmesi Tablo 3.1’de verilmektedir. İsimlendirmelerde, “T” harfi örneklerin büyütüldüğü Tampere Teknoloji Üniversitesi’ni, “N ve P” harfleri sırasıyla n- veya p-tipi katkılama oluşunu, “09, 12 ve 17” sayıları yapı içerisindeki binde azot oranını, “R” örneğin referans örneği ($\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$) olduğunu ve “A ve B” harfleri de sırasıyla 60 ve 600s ısıtım işlem uygulanmış olduğunu nitelendirmektedir.

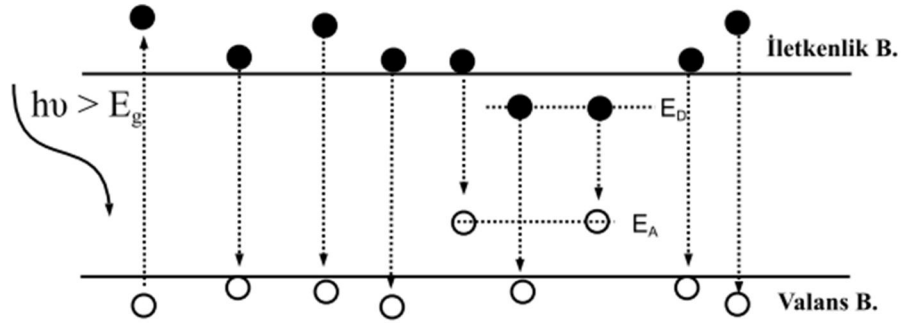
Tablo 3.1 : Örneklerin isimlendirilmesi.

Örnek	Katkı Tipi	% N	Isıl İşlem Süresi (s)		
			0	60	600
$\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$	n	0	TNR	TNRA	TNRB
		0.9	TN09	TN09A	TN09B
	p	0	TPR	TPRA	TPRB
		0.9	TP09	TP09A	TP09B
		1.2	TP12	TP12A	TP12B
		1.7	TP17	TP17A	TP17B

3.3. FOTOLÜMİNESANS

Yarıiletkenlerin optik karakterizasyonu için kullanılan standart deneysel tekniklerden biri olan fotolüminesans, örneğin bant aralığı ve tuzak seviyeleri hakkında bilgi verir. Lüminesansın gözlenebilmesi için temel prensip, örnek üzerine düşürülen fotonun enerjisinin örneğin bant aralığından daha büyük olmasıdır.

Örnek üzerine, örneğin bant aralığından daha büyük enerjili bir foton düşürüldüğünde, valans bandından bir elektron iletkenlik bandının üst seviyelerine doğru çıkar. Üst seviyelere çıkan elektron, sahip olduğu enerjinin bir kısmını fonon yayarak iletkenlik bandının en alt seviyesine kadar iner. Oradan da fazla enerjisini foton olarak yayınlayıp valans bandına iner. Eğer bant aralığı içerisinde tuzak seviyeleri varsa elektron valans bandına inerken fonon etkileşimleri ya da fonon+foton etkileşimi ile fazla enerjisini harcar.

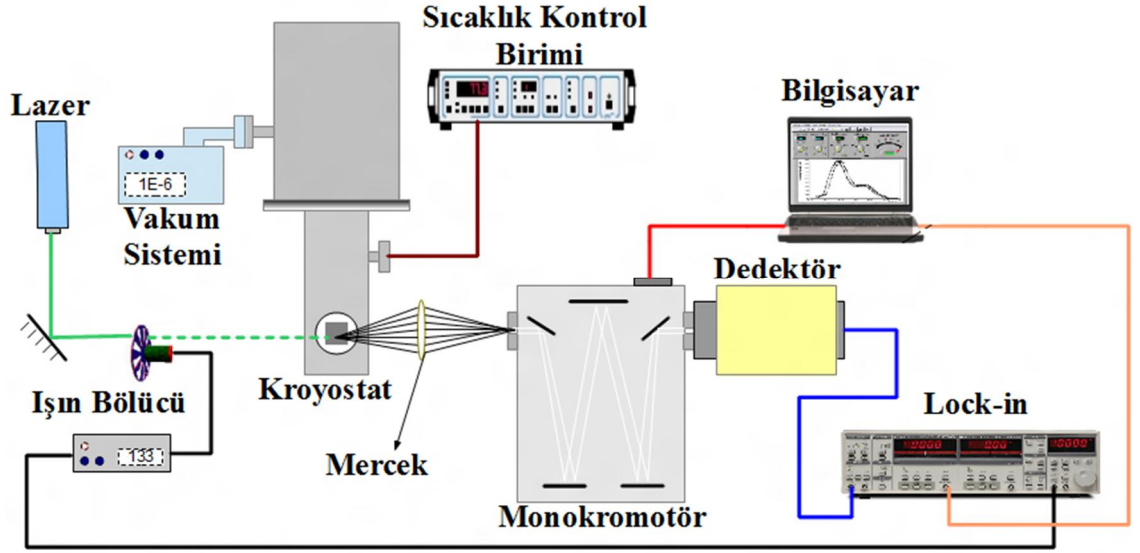


Şekil 3.11: Yarıiletkenlerde olası optik geçişler.

Şekil 3.11’de görüldüğü gibi yapı içerisinde geçişler; banttan banda olabileceği gibi, iletkenlik bandındaki seviyelerden akseptör seviyesine veya derin tuzak seviyelerine, derin tuzak seviyelerinden veya donör seviyesinden valans bandının enerji seviyelerine ışımalı ya da ışımasız olarak gerçekleşebilir.

Bu çalışmada kullanılan fotolüminesans deney düzeneği Şekil 3.12’de verilmektedir. 514 nm’de ışıma yapan Argon Ion lazerden (Coherent Inova 70) çıkan fotonlar ışın bölücü yardımı ile belirli bir frekansta modüle edilir. Modüle edilen lazer ışını kroyostat içerisinde bulunan örnek üzerine, örnek yüzeyinden tam yansıma yapacak şekilde

gönderilir. Örnekten farklı yönlerde ve farklı dalgalıboylarında çıkan ışınlar ince kenarlı mercek yardımı ile tekbir noktaya, monokromatörün (Acton 2500i) giriş bölmesine gönderilir. Monokromatör yardımı ile ışın dalgalıboyı taranır ve monokromatörün çıkış bölmesinden dedektöre (Newport 71893, GaInAs) gönderilir. Dedektörde elde edilen elektrik sinyali, ışın bölücü bölücünün frekansına kitlenen Lock-in yükseltecine (Stanford Research Systems SR530) gönderilerek sadece o frekanstaki sinyal yükseltilerek bilgisayara gönderilir. Monokromatörde belirlenen her bir enerji adımına karşın elde edilen sinyal, bilgisayarda Labview gibi programlar yardımı ile eşzamanlı olarak elde edilir.



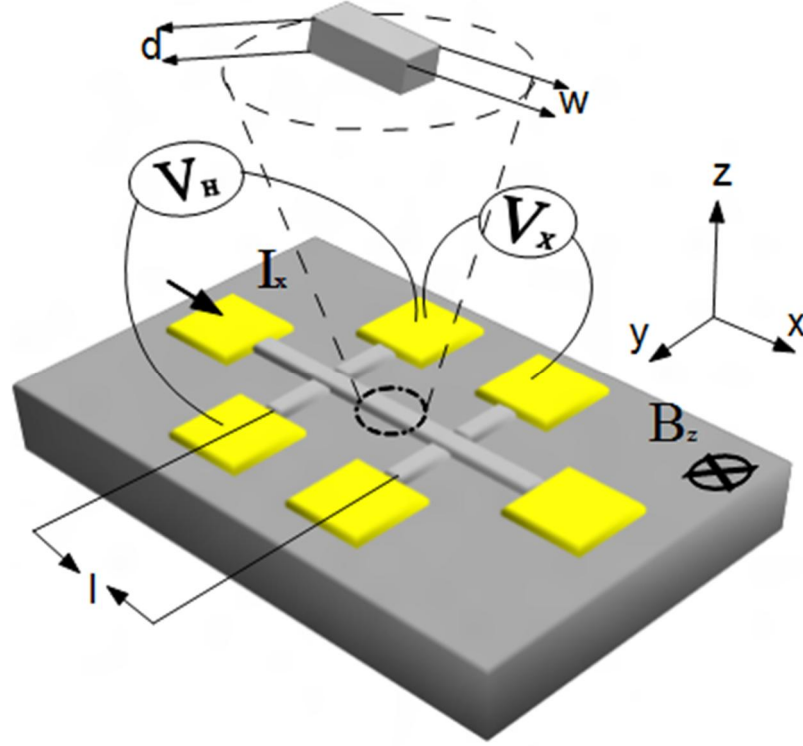
Şekil 3.12: Fotoluminesans deney düzeneği.

3.4. HALL OLAYI

İlk olarak 1879'da Edwin Herbert Hall tarafından metallerde gözlenen Hall olayı sayesinde uygulanan elektrik ve manyetik alandan bağımsız olarak malzemenin taşıyıcı konsantrasyonu ve taşıyıcı mobilitesi belirlenebilir. Yarıiletkenlerde elektronlar ve boşluklar olmak üzere farklı iki tip taşıyıcı olduğu için, Hall olayı sayesinde yarıiletkenin tipi (n- veya p-tipi) de belirlenebilir.

Hall ölçümlerinin yapılabilmesi için elektrik alanın uygulanacağı ve Hall potansiyelinin ölçüleceği dört kontağa gereksinim vardır. Ayrıca eğer magnetotransport ölçümlerinde

Hall direnci ve örnek direnci eşzamanlı olarak ölçülecekse altı kontak gereklidir. Bu altı kontaklı özel geometrik şekle *Hall bar geometrisi* (Şekil 3.13) denir. Bölüm 3.1’de örneklerin nasıl Hall bar geometrisi şeklinde oluşturulduğu anlatılmıştır.



Şekil 3.13: Standart Hall bar geometrisi

w örneğin genişliği, d kalınlığı ve l uzunluğu olmak üzere, elektrik alan $+x$ doğrultusunda uygulandığında taşıyıcılar anakol boyunca v_x sürüklenme hızı ile hareket etmeye başlar. Elektrik alan yönüne dik $+z$ doğrultusunda manyetik alan uygulandığında, taşıyıcılar oluşan Lorentz kuvvetinin (F_L) etkisi ile hareket doğrultusuna ve manyetik alana dik yönde y doğrultusunda bir elektrik alan, Hall alanı oluştururlar. Kararlı durumda, bu elektrik alanın oluşturduğu elektriksel kuvvet ile Lorentz kuvveti birbirine eşittir.

$$F_L = ev_x \times B_z = eE_H \quad (3.1)$$

Örneğe $+x$ doğrultusunda uygulanan akım,

$$i_x = \sigma E_x w d \quad (3.2)$$

şeklinde ifade edilir. Burada E_x elektrik alanını, σ iletkenliği, w ve d sırası ile örneğin genişliği ve kalınlığını temsil etmektedir. İletkenlik,

$$\sigma = ne\mu_H + pe\mu_H \quad (3.3)$$

şeklinde tanımlanır. Yarıiletken n-tipi olduğu göz önüne alındığında iletkenlik $\sigma = ne\mu_H$ şeklinde olur. Denklem (3.3)'te n ve p sırası ile n-tipi ve p-tipi malzemelerin taşıyıcı konsantrasyonunu, μ_H ise Hall mobilitelerini temsil etmektedir. Hall mobilitesi, Denklem (3.4)'te görüldüğü gibi birim elektrik alan altındaki sürüklenme hızıdır.

$$\mu_H = \frac{v_x}{E_x} \quad (3.4)$$

Denklem (3.3)'teki iletkenlik ve Denklem (3.4)'te verilen Hall mobilitelerini Denklem (3.2)'de yerine yazdığımızda, uygulanan akım değeri,

$$i_x = ne\mu_H E_x wd = nev_x wd \quad (3.5)$$

şeklinde elde edilir. Denklem (3.5)'te hızı çekip, Denklem (3.1)'de yerine yazdığımızda,

$$eE_H = \frac{i_x B_z}{nwd} \quad (3.6)$$

eşitliği elde edilir. Hall elektrik alanı, y doğrultusunda kontaklar arasında oluşan ve *Hall potansiyeli* (V_H) olarak isimlendirilen potansiyel fark cinsinden Denklem (3.6)'da yerine yazıldığında,

$$\frac{i_x B_z}{nwd} = e \frac{V_H}{w} \quad (3.7)$$

ifadesi elde edilir. Denklem (3.7)'de gerekli düzenlemeler yapılarak Hall potansiyeli yalnız bırakılırsa,

$$V_H = \frac{1}{ne d} i_x B_z \quad (3.8)$$

denklemini elde edilir. Denklem (3.8)'deki $1/ne$ değeri R_H , *Hall sabiti* olarak bilinmektedir. Denklem (3.8)'de n yalnız bırakılarak, üç boyutta taşıyıcı konsantrasyonu,

$$n = \frac{i_x B_z}{edV_H} \quad (3.9)$$

şeklinde edilir. Örneğin düşük boyutlu olduğu göz önüne alındığında d kalınlığı ihmal edilerek iki boyutta taşıyıcı konsantrasyonu elde edilir.

Denklem (3.9)'da görüldüğü gibi anakol üzerinden uygulanan akım ve manyetik alan değerleri ile oluşan Hall voltajı ölçülerek örneğin taşıyıcı konsantrasyonu belirlenebilir. Denklem (3.3)'teki iletkenlik ifadesi Denklem (3.2)'de yerine yazılıp, taşıyıcı konsantrasyonu çekilerek Denklem (3.9)'da yerine yazıldığında,

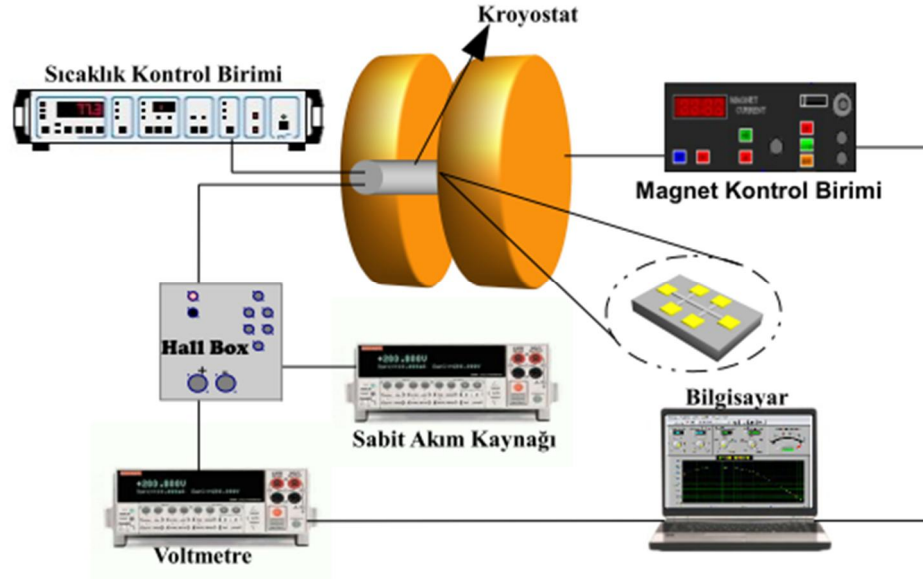
$$\frac{i_x B_z}{edV_H} = \frac{i_x}{wdeE_x\mu_H} \quad (3.10)$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitlikte elektrik alanın potansiyel fark cinsinden değeri yerine yazılarak gerekli düzenlemeler yapıp μ_H yalnız bırakıldığında Hall mobilitesi,

$$\mu_H = \frac{V_H l}{B_z V_x w} \quad (3.11)$$

şeklinde elde edilir. Burada V_x , x eksenini boyunca sabit bir akım geçirilebilmesi sonucu oluşan potansiyel farkı, l ise anakol uzunluğunu temsil etmektedir. Denklem (3.11)'de görüldüğü gibi uygulanan manyetik alan, oluşan Hall ve örnek potansiyelleri bilindiği takdirde taşıyıcıların Hall mobilitesi belirlenebilir.

Bu çalışmada kullanılan Hall ölçüm düzeneği Şekil 3.14'te verilmektedir. Örnek iki sargı (coil) (Bruker Magnet) arasında bulunan kroyostata manyetik alan çizgileri örnek yüzeyine dik gelecek şekilde yerleştirilir ve belirli büyüklükte bir manyetik alan uygulanır. Hall bar şeklindeki örneğin altı kolundan alınan kontaklar Hall kutusuna gönderilir. Örneğe anakoldan sabit akım kaynağıyla (KEITLEY 2400 Sourcemeter) akım sürülerek elektrik alan oluşturulur. Diğer kollardan alınan kontaklar yardımı ile manyetik alan varlığında oluşan Hall voltajı (KEITLEY 199) ve manyetik alan yokken elde edilen örnek voltajları bilgisayara gönderilir. Gerekli hesaplamalar yapılarak taşıyıcı konsantrasyonu ve mobilite belirlenir.



Şekil 3.14: Hall ölçüm düzeneği.

3.5. MAGNETOTRANSPORT VERİLERİNİN ANALİZİ

Elektrik ve manyetik alan varlığında yapılan bir diğer karakterizasyon tekniği olan magnetotransport ölçümleri sayesinde, taşıyıcı konsantrasyonu, taşıyıcı etkin kütlesi, kuantum mobilitesi, kuantum ömrü ve Fermi enerji seviyesi belirlenebilir. Ayrıca manyetik alan altında farklı elektrik alan ve sıcaklık değerlerinde gözlenen SdH osilasyonlarının farklı elektrik alan ve farklı sıcaklık değerlerinde genlik değişimlerinin oranlarından elektron sıcaklığı ve bir elektron başına güç kaybı hesaplanabilir.

Osilasyon genliklerinin uygulanan elektrik alana bağlı değişimi incelenerek elektron sıcaklığı ve elektron sıcaklığının bir fonksiyonu olarak bir elektron başına güç kaybı hesaplanabilir.

Magnetotransport ölçümlerinde, Hall bar şeklinde hazırlanan örnek, süperiletken bobinler arasında bulunan kroyostata (Oxford Instruments MM3, 7T) manyetik alan çizgileri dik olacak şekilde yerleştirilmiştir. Örneğin anakolundan elektrik alan uygulanmış (KEITLEY 2635) ve aynı anda yan kollardan örnek ve Hall voltajları (KEITLEY 2700) okunmuştur. Tüm ölçümlerde manyetik alan 0-7 T aralığında sabit hızla süpürülmüştür.

Manyetik alan kontrol biriminden ve multimetreden alınan değerler bilgisayara gönderilerek analiz edilmiştir.

Denklem (2.57) ve (2.59)'da kosinüs fonksiyonlarının argümanları incelenerek, SdH osilasyonlarının periyodu, etkin kütle ve Fermi enerji seviyesi ile i . enerji seviyesinin bir fonksiyonu olarak,

$$\Delta_i \left(\frac{1}{B} \right) = \frac{e\hbar}{m_i^* (E_F - E_i)} \quad (3.12)$$

şeklinde ifade edilebilir [49].

İki boyutlu sistemlerde durum yoğunluğu, parabolik bant yaklaşıklığı çerçevesinde, enerjiden bağımsızdır ve

$$g_{2D} = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} n \quad (3.13)$$

şeklinde ifade edilir. Denklemde n , enerji seviyesi sayısıdır.

İki boyutlu bir sistemlerde taşıyıcı konsantrasyonu,

$$N_{2D} = \int_0^\infty g_{2D} f(E) dE \quad (3.14)$$

şeklindedir. Denklemde verilen $f(E)$ ifadesi Fermi-Dirac dağılım fonksiyonudur.

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right) + 1} \cong \exp\left[-\frac{E - E_F}{k_B T}\right] = \exp\left[\frac{E_F - E}{k_B T}\right] \quad (3.15)$$

Mutlak sıfır sıcaklıkta ($T = 0K$ 'de) Denklem (3.14)'te her bir altbant için taşıyıcı konsantrasyonu,

$$N_{2D}^{(i)} = \frac{m^* (E_F - E)}{\pi \hbar^2} \quad (3.16)$$

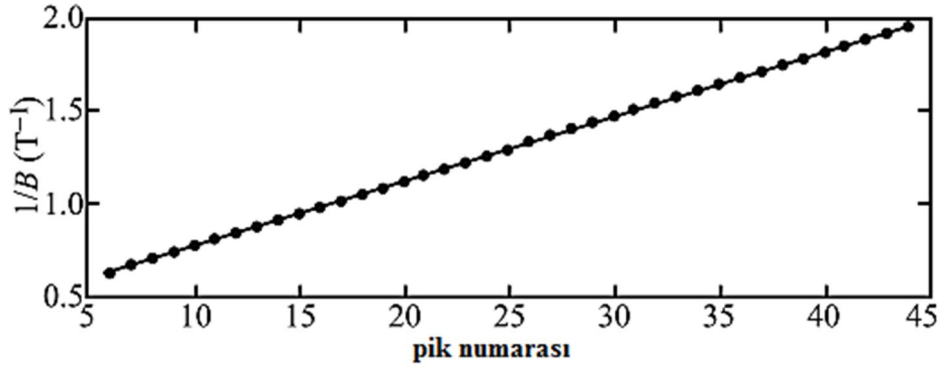
şeklinde elde edilir. Denklem (3.12)'de etkin kütle ifadesi çekilerek Denklem (3.16)'da yerine yazılırsa manyetik alan varlığında her bir altbant için taşıyıcı konsantrasyonu

$$N_{2D}^{(i)} = \frac{e}{\pi \hbar \Delta_i (1/B)} \quad (3.17)$$

şeklinde elde edilir. İki boyutlu bir sistemde toplam taşıyıcı yoğunluğu, her bir altbanttaki taşıyıcıların toplamı şeklinde ifade edilebilir.

$$N_{2D} = \sum_i N_{2D}^{(i)} \quad (3.18)$$

Denklem (3.12) ve (3.17) yardımıyla, iki boyutlu sistemlerde Fermi enerji seviyesi ile altbantlar arasındaki enerji farkı ve taşıyıcı konsantrasyonu, SdH osilasyonlarının periyodu belirlenerek elde edilebilir.



Şekil 3.15: SdH osilasyon pik numarasına karşı $1/B$ [50].

SdH osilasyonlarının periyodunu belirlemek için, deneysel olarak elde edilen $R_{xx}(B)$ osilasyon pikleri sırasıyla numaralandırılır. Her bir pikin numarası (Landau kuantum sayısı), pikin maksimum noktasındaki manyetik alan değerinin tersine ($1/B_n$) karşı çizilir (Şekil 3.15). Bu grafiğin eğimi, SdH osilasyonlarının periyoduna eşittir.

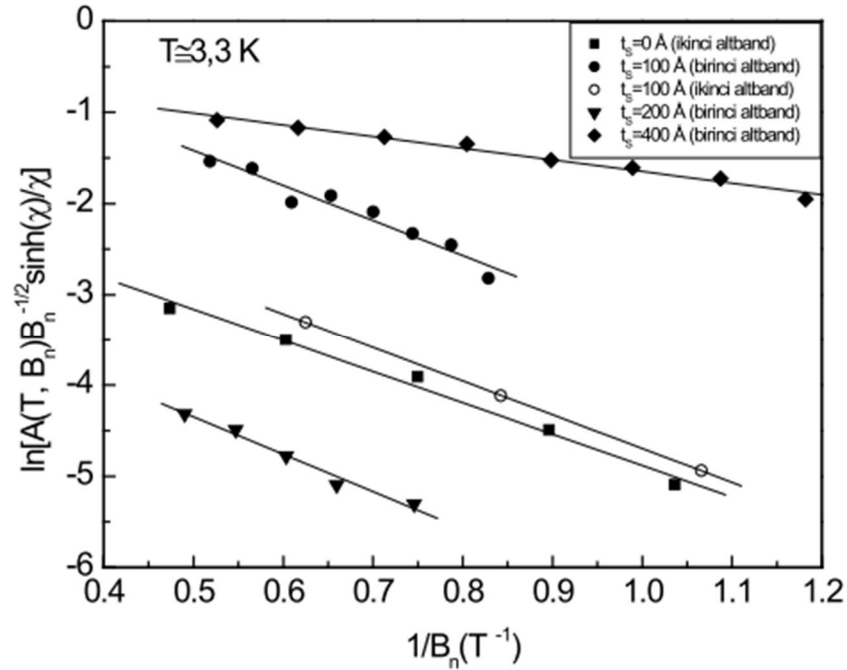
SdH osilasyonlarının genliğinin, örgü sıcaklığına bağlı değişiminden taşıyıcı etkin kütlesi elde edilebilir [49, 50, 56]. Taşıyıcıların kuantum ömrünün sıcaklıktan bağımsız olduğu düşünülürse, SdH osilasyonlarının genliği ($A(T, B_n)$), örgü sıcaklığının, taşıyıcı etkin kütlesinin ve piklerin meydana geldiği manyetik alan değerlerinin ($B=B_n$) fonksiyonu olarak,

$$A(T, B_n) = (\text{sabit}) \frac{2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c}{\sinh(2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c)} \quad (3.19)$$

şeklinde yazılabilir. Böylece, farklı iki örgü sıcaklığında elde edilen osilasyonların, belirli bir manyetik alan değerindeki genlikleri oranlanırsa, taşıyıcı etkin kütlesi yüksek doğrulukla elde edilebilir [56].

$$\frac{A(T, B_n)}{A(T_0, B_n)} = \frac{T \sinh(2\pi^2 k_B T_0 m^* / \hbar e B)}{T_0 \sinh(2\pi^2 k_B T m^* / \hbar e B)} \quad (3.20)$$

Denklemden T_0 düşük örgü sıcaklığını temsil etmektedir. Elektronların kuantum ömrü τ_q ve kuantum mobilitesi μ_q , SdH osilasyonlarının genliğinin manyetik alanla değişiminden bulunabilir [49]. SdH osilasyonlarının gözlenebileceği bir sıcaklık değerinde, elektronları ısıtmayacak kadar düşük elektrik alan altında gözlenen SdH osilasyonlarında pikler sırasıyla numaralandırılarak pik genişliği ve her bir pikin meydana geldiği manyetik alan değeri belirlenir. $1/B_n$ 'ye karşı $\ln(A(T, B_n) \cdot B_n^{-1/2} \sinh \chi / \chi)$ niceliğinin grafiği (Şekil 3.16) çizilir. Belirli manyetik alan değerine karşı gelen noktaların ortasında geçecek olan doğrunun eğimi kuantum mobilitesini verir [49].



Şekil 3.16: GaInAs/InAlAs heteroeklem yarıiletken sisteminde kuantum mobilitesinin elde edilmesi [49].

Kuantum ömrü ile kuantum mobilitesi arasındaki,

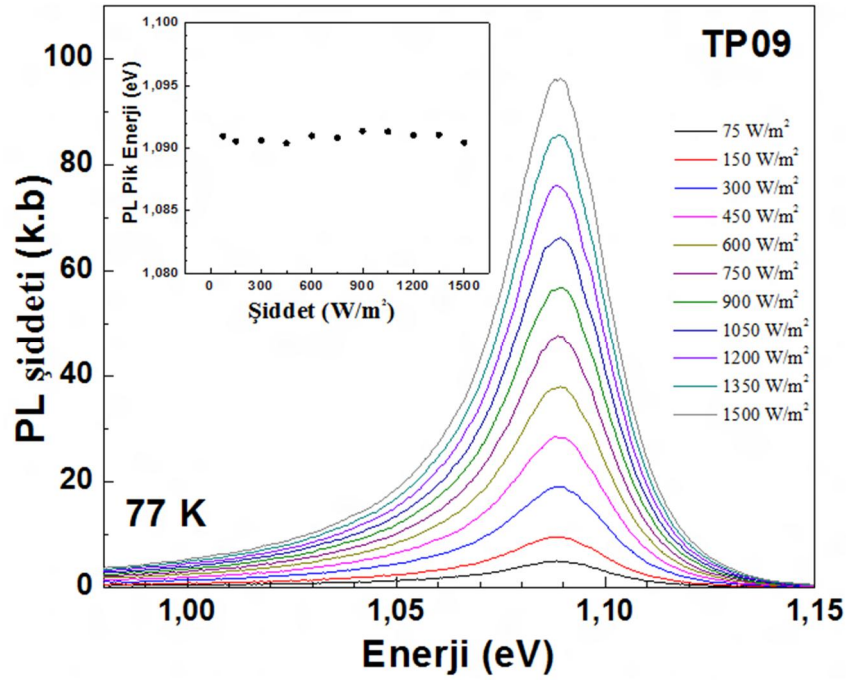
$$\mu_q = \frac{e\tau_q}{m^*} \quad (3.21)$$

ilişki yardımı ile kuantum ömrü belirlenir.

4. BULGULAR

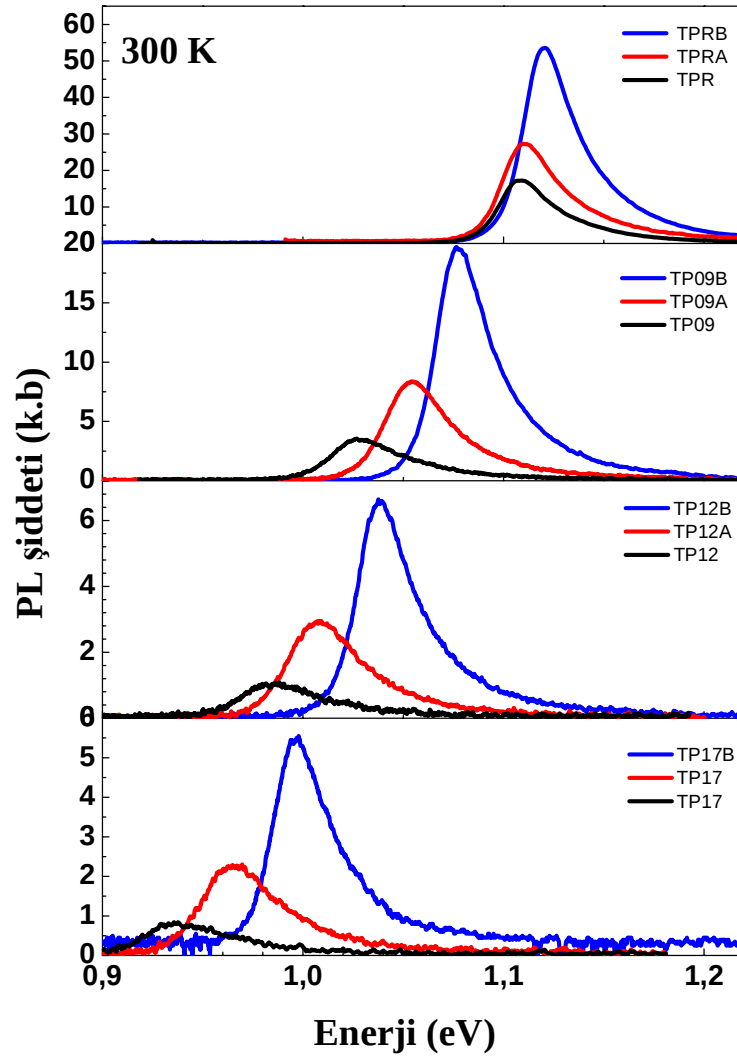
4.1. FOTOLÜMİNESANS ÖLÇÜM SONUÇLARI

Fotoluminesans ölçümlerinde lazer gücünün ışıma dalga boyuna etkisi incelendi ve tüm ölçümler örneğin ışıma dalga boyunun, uyarım kaynağının şiddetine bağlılığının olmadığı şiddette (70 mW) uyarılarak tamamlandı. Bütün ölçümler, etkin bant aralığının sıcaklığa bağlılığını belirlemek için 30 ile 300K sıcaklık aralığında yapıldı.



Şekil 4.1: TP09 kodlu örneğin 77K de PL pik enerjisinin uyarım kaynağının şiddetine bağlılığı.

Şekil 4.1’de küçük grafikte görüldüğü gibi PL pik enerjisinin, uyarım kaynağının şiddetine bağlılığı yoktur. Fakat uyarım kaynağının şiddeti arttıkça birim yüzeye düşen foton sayısı artar. Dolayısıyla PL şiddeti artar. Bu nedenle tüm ölçümlerde uyarım kaynağının şiddeti sabit tutulmuştur.

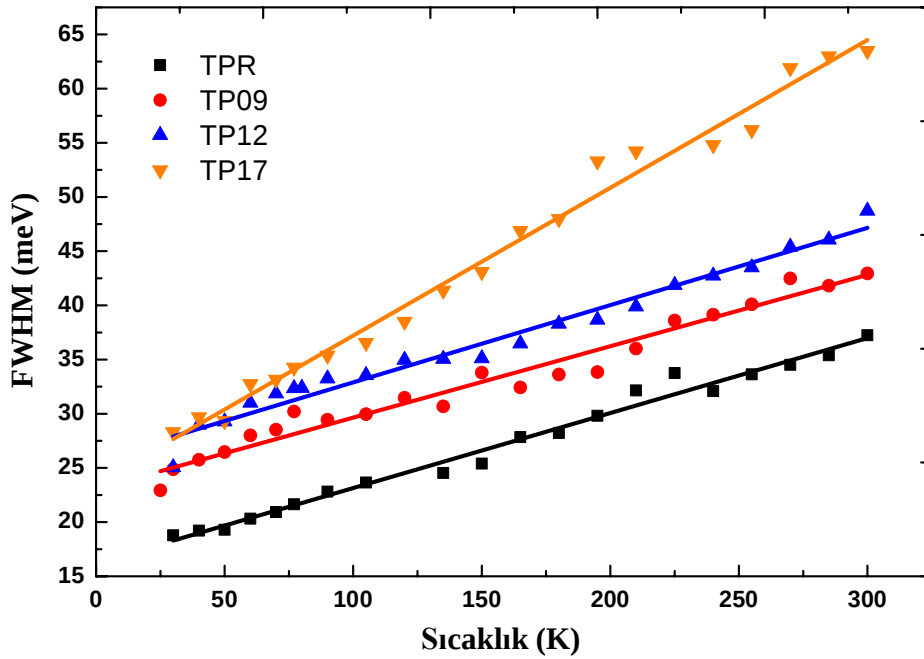


Şekil 4.2: p-tipi örneklerin azot konsantrasyonuyla ve ısıtılma süresine göre oda sıcaklığında PL pik enerjisi değişimi.

Şekil 4.2’de görüldüğü gibi alaşım içerisindeki azot oranı (% 0, 0.9, 1.2, 1.7) arttıkça, genel kısımlarda bahsedildiği gibi PL pik enerjisi azalmaktadır. Azot oranı arttıkça iletkenlik bandı kenarında oluşan kusurların sayısı artacağı için ışımasız geçiş merkezlerinin sayısı artmakta ve PL şiddetinde azalma görülmektedir. Ayrıca azot oranı arttıkça iletkenlik bandının altında alaşım düzensizliği nedeniyle lokalize seviyeler oluştuğu için düşük enerji kuyruğu ile yüksek enerji kuyruğu davranışı farklılaşır ve asimetric PL pikleri gözlenir. İletkenlik bandın altında durumlar oluştuğunda (DOS kuyruğu) PL bu seviyelerden itibaren valans bandına geçen elektronlardan kaynaklanır. Oda sıcaklığında bu seviyelerde lokalize olan taşıyıcılar termalize olarak iletkenlik

bandına geçeceğinden yüksek sıcaklıklarda düşük enerji kuyruğu gözlenmez (Şekil 4.2). Yüksek enerji kuyruğu ise iletkenlik bandının üstlerine ulaşan elektronların valans bandına geçişiyle ilgilidir.

Azot oranı arttıkça bir diğer öne çıkan değişim de PL piklerinin yarı yüksekliklerinin maksimum genişliklerinin artmasıdır (Şekil 4.3). Bunun temel nedeni azot oranı arttıkça iletkenlik bandı kenarında oluşacak olan potansiyel dalgalanmalardır. Şekil 4.3'te görüldüğü gibi azot oranı arttıkça FWHM değerlerinin sıcaklığa bağlılığı artmaktadır.



Şekil 4.3: Isıl işlem uygulanmayan p-tipi örneklerin FWHM değerlerinin sıcaklığa bağlılığı.

Büyütme sonrası ısıtıl işlem uygulanan örneklerde, ısıtıl işlem sonrasında PL pik enerjisinde artma, maviye kayma (blue-shift) gözlenmiştir. Genel bilgiler kısmında bu olayı açıklayan iki fiziksel mekanizmadan (en yakın komşu konfigürasyonu değişimi ve tabakalar arası difüzyon) bahsedilmiştir. Kısa süreli ısıtıl işlemlerde (60s), bu iki mekanizmadan, azotun en yakın komşu konfigürasyonunu değiştirmesi olayının diğer mekanizmaya göre daha olası olduğu literatürde yer almaktadır. Şekil 4.2'de görüldüğü gibi azot oranının artmasıyla maviye kayma miktarının artıyor olması bu düşüncüyü desteklemektedir. $Ga_{1-x}In_xAs$ örneklerine bakıldığında 60s ısıtıl işlem sonrasında

maviye kayma azot içeren örneklerle oranla çok küçüktür, fakat 600s ısıtma işlem sonrasında daha büyük maviye kayma gözlenmektedir. Isıtma işlem süresince $Ga_{1-x}In_xAs$ örneklerinde maviye kaymaya neden olabilecek tek mekanizma, tabakalar arası In-Ga difüzyonudur. Bu durum da yukarıda bahsedilen düşünceyi destekler niteliktedir.

Şekil 4.2’de görüldüğü gibi ısıtma işlem sonrasında, kusurlar azaldığı için ışımasız geçiş merkezlerinin sayısı azalmakta ve PL şiddeti artmaktadır. Ayrıca iletkenlik bandı kenarındaki potansiyel dalgalanmalar azaldığı için FWHM azalmaktadır.

p-tipi örneklerin sonuçları gösterilerek ifade edilen tüm durumlar, n-tipi örneklerde de gözlenmiştir. Azot miktarına ve ısıtma işlem süresine bağlı olarak değişen oda sıcaklığında PL pik enerjileri ve FWHM değerleri Tablo 4.1’de verilmektedir.

Tablo 4.1 : İncelenen örneklerin oda sıcaklığındaki (300 K) PL pik enerjileri, maviye kayma miktarları ve FWHM değerleri.

Örnek	PL Pik Enerjisi (eV)			Maviye Kayma (meV)		FWHM (meV)		
	0 s	60 s	600 s	60 s	600 s	0 s	60 s	600 s
TNR	1.107	1.116	1.125	9	18	73	69	66
TN09	1.059	1.066	1.074	7	15	82	78	72
TPR	1.108	1.111	1.121	3	13	33	32	32
TP09	1.028	1.054	1.076	26	49	42	39	34
TP12	0.984	1.011	1.034	27	50	48	43	33
TP17	0.935	0.969	0.997	34	62	63	45	33

Tablo 4.1’de görüldüğü gibi n-tipi $Ga_{0.68}In_{0.32}N_{0.009}As_{0.991}$ örneğinin etkin bant aralığı enerjisi p-tipi $Ga_{0.68}In_{0.32}N_{0.009}As_{0.991}$ ’in etkin bant aralığı enerjisinden yaklaşık olarak 30 meV fazladır. Her iki malzemenin de katkı konsantrasyonları aynıdır. n-tipi örneklerde çoğunluk taşıyıcılar iletkenlik bandında iken p-tipi malzemelerde çoğunluk taşıyıcılar valans bandındadır. Bu 30 meV’luk farkın nedeni; iletkenlik bandı valans bandından daha parabolik olduğu için PL daha üst seviyelerden gerçekleşmesi olabilir.

İncelenen örneklerin bant aralığının sıcaklığa bağlı değişimi tipik yarıiletken davranışı göstermektedir. Sıcaklık arttıkça atomlar arasındaki uzaklığın artması kristal içerisinde elektronların etkilendiği potansiyel alanın azalmasına neden olur ve bant aralığının

azalması ile sonuçlanır. Bant aralığının sıcaklığa bağlı davranışı yarı-deneysel Varshni bağıntısıyla fit edilmiştir. Varshni bağıntısı,

$$E_G(T) = E_G(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (4.1)$$

şeklindedir. Denklemde $E_G(0)$ 0K'deki bant aralığı, β Debye sıcaklığı ve α termal genleşme katsayısıdır. İkili bileşikler için literatürden alınan Debye sıcaklıkları (Tablo 4.2), Vegard yasası (Denklem (4.2)) yardımıyla $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ için y konsantrasyonuna bağlı olarak hesaplanmıştır.

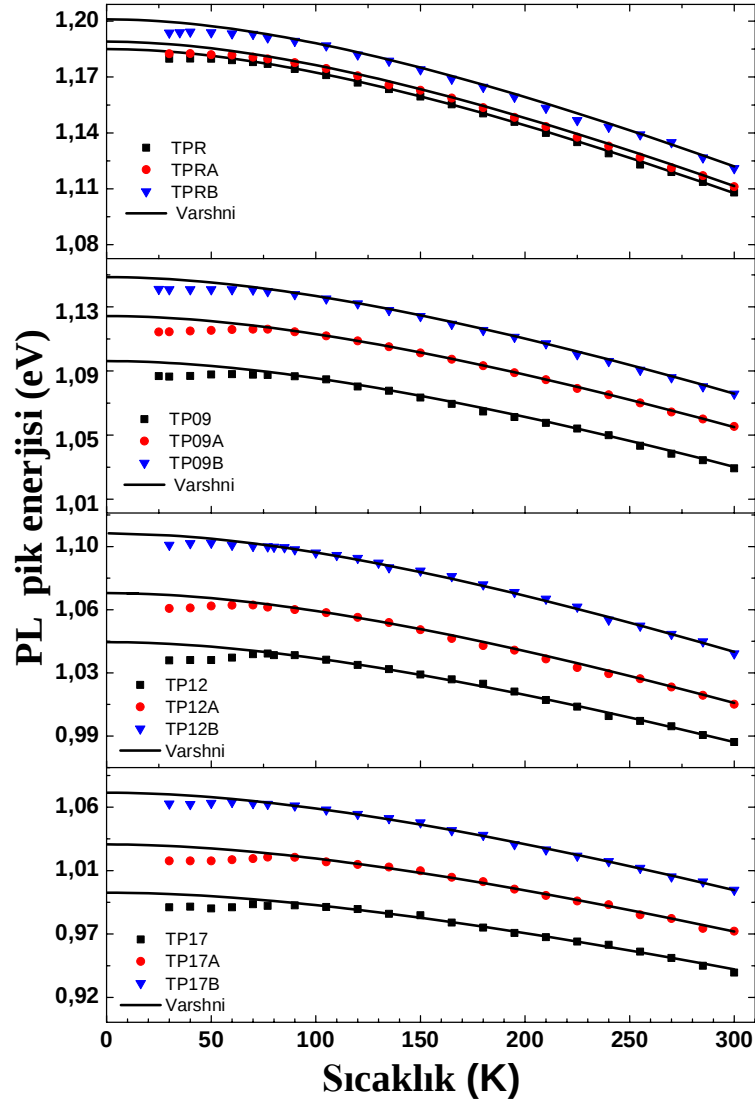
$$\beta_{\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}} = xy(\beta_{\text{InN}}) + x(1-y)(\beta_{\text{InAs}}) + (1-x)y(\beta_{\text{GaN}}) + (1-x)(1-y)(\beta_{\text{GaAs}}) \quad (4.2)$$

Tablo 4.2 : Bazı ikili bileşiklerin Debye sıcaklıkları [60].

Bileşik	GaAs	InAs	GaN	InN
Debye sıcaklığı (K)	360	262	870	700

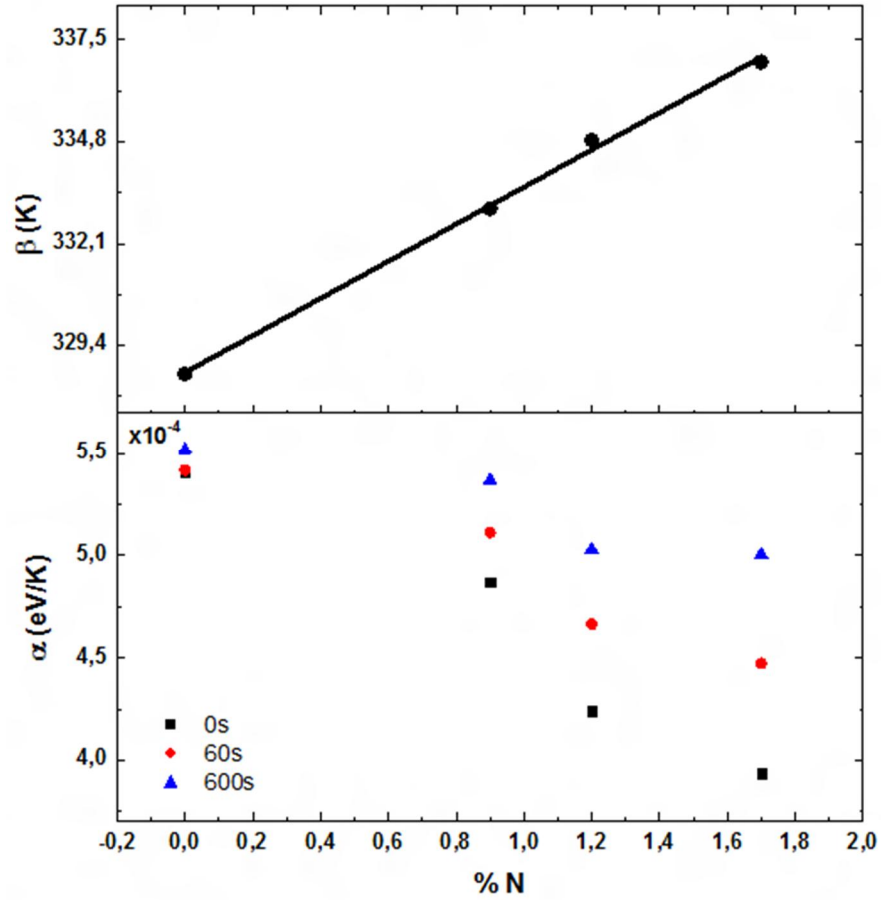
Çalışma kapsamında incelenen tüm p-tipi örneklerin bant aralığının sıcaklığa bağlı değişimi ve bu değişimi ifade eden Varshni fitleri Şekil 4.4'te verilmektedir. Hesaplanan Debye sıcaklıkları ve fitler sonucu elde edilen $E_G(0)$ ile fit parametresi olarak alınan termal genleşme katsayısının değerleri Tablo 4.3'te verilmektedir.

Şekil 4.4'te düşük sıcaklıklarda (<40 K) deneysel sonuçlarla Varshni fitlerinin tam oturmadığı görülmektedir. Bunun nedeni düşük sıcaklıklarda geçişlerin valans bandı ile iletkenlik bandı kenarındaki lokalize seviyelerden gerçekleşmesi olabilir. Her bir örnek için düşük sıcaklık bölgesindeki Varshni fitlerinden maksimum sapma lokalizasyon enerjisinin büyüklüğünü verir. Bu değerler Tablo 4.3'te verilmektedir.



Şekil 4.4: p-tipi örneklerin bant aralığının sıcaklığa bağlı değişimi ve Varshni fitleri.

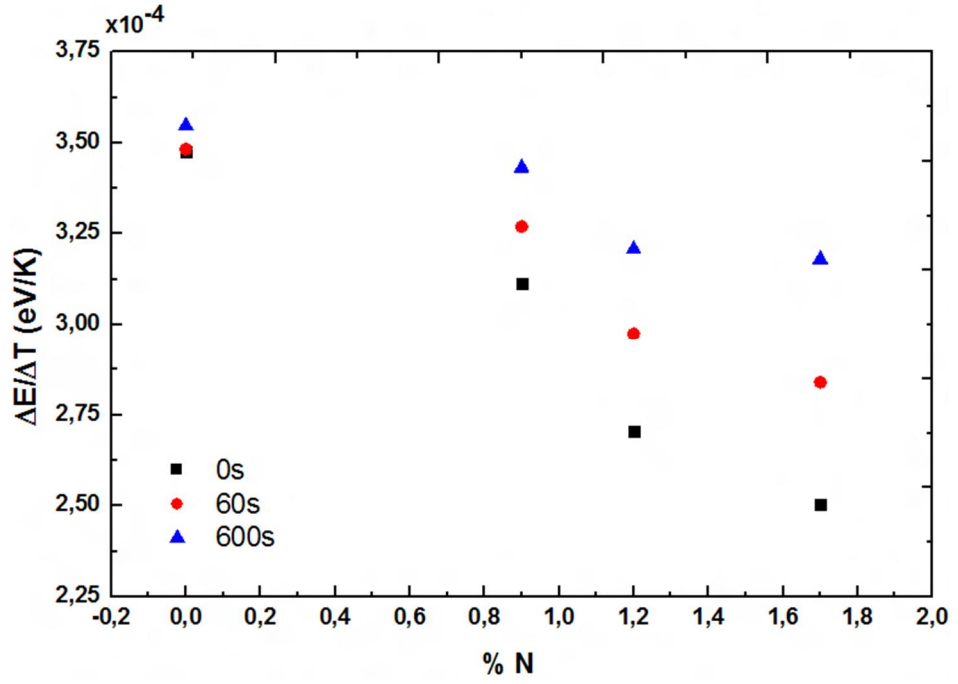
Şekil 4.5'te görüldüğü gibi azot oranı arttıkça örgü sabiti küçüldüğü için termal genleşme katsayısı küçülmekte ve Debye sıcaklığı artmaktadır. Isıl işlem süresine bağlı olarak ise Debye sıcaklığının değişmediği kabul edilmiştir. Isıl işlem sonrası bant aralığı artmaktadır ve *Lennard-Johns* potansiyeline göre bant aralığı arttıkça örgü sabiti de artmaktadır dolayısıyla termal genleşme katsayısı artmaktadır.



Şekil 4.5: p-tipi örneklerin azot konsantrasyonuna ve ısıtım süresine bağlı α ve β değişimi.

p-tipi örneklerin bant aralığının sıcaklığa bağlı değişimlerinden birim sıcaklık başına enerji miktarının, azot konsantrasyonuna ve ısıtım süresine bağlı değişimi Şekil 4.6'da verilmektedir. Azot konsantrasyonu arttıkça bant aralığının sıcaklığa bağlılığı azalmaktadır. Isıtım sonrası bant aralığı arttığı için birim sıcaklık başına bant aralığı enerjisi değişimi artmaktadır.

Şekil 4.5'te termal genleşme katsayısının ve Şekil 4.6'da birim sıcaklık başına bant aralığı enerjisi değişiminin, ısıtım süresine bağlı değişim oranları azot konsantrasyonu arttıkça artmaktadır. Bunun nedeni, azot konsantrasyonu arttıkça ısıtım sonrası azotun en yakın komşu konfigürasyonu değişimi artacağı için bant aralığı enerjisindeki değişimin daha fazla olmasıdır.



Şekil 4.6: p-tipi örneklerin azot konsantrasyonuna ve ısıtılma süresine bağlı birim sıcaklık başına bant aralığı enerjisi değişimi.

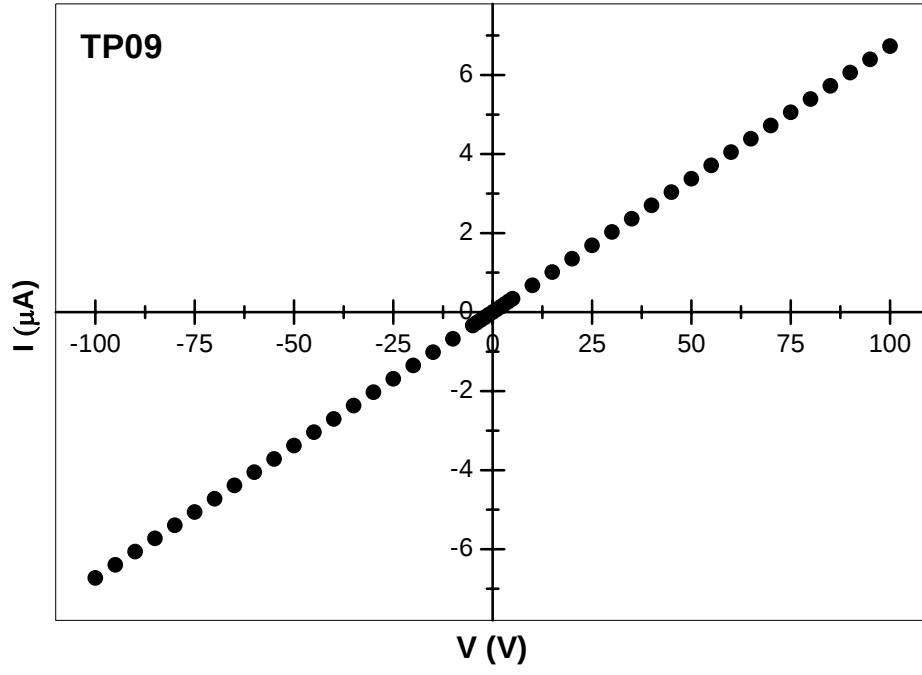
Tablo 4.3'te verilen p-tipi örneklerin lokalizasyon enerjisi değişimine bakıldığında, azot konsantrasyonu arttıkça artarken, ısıtılma süresine bağlı olarak azalmaktadır. Bunun nedeni, azot konsantrasyonu arttıkça iletkenlik bandı altındaki lokalize azot kusurlarının artması, ısıtılma sonrasında ise bu kusurların azalması olabilir.

Tablo 4.3 : Varshni fitlerinden elde edilen parametreler ve $\Delta E/\Delta T$ değerleri.

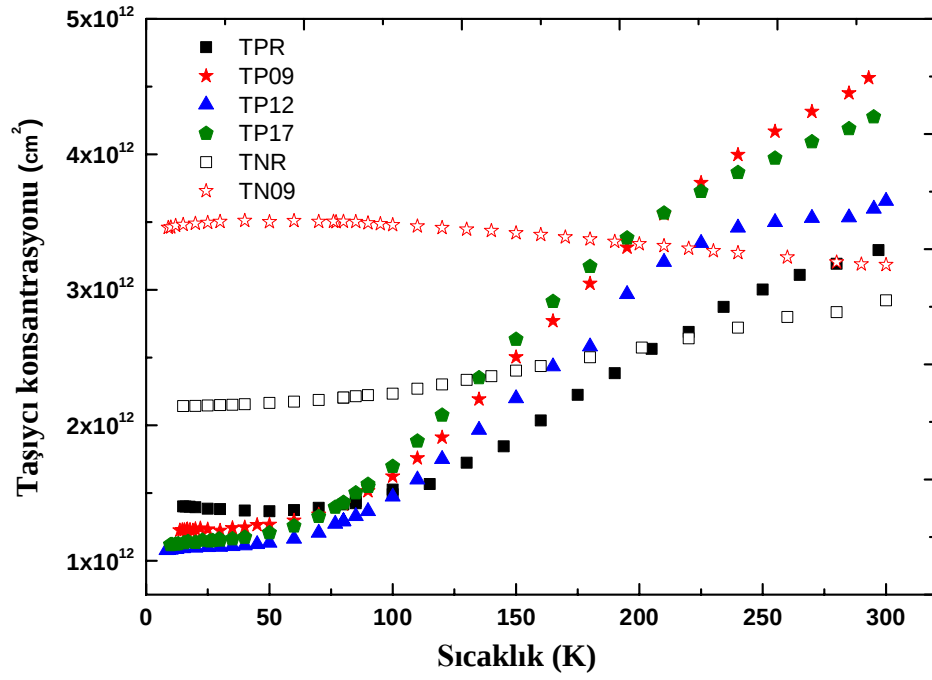
Örnek	$E_G(0)$ (eV)	β (K)	α (eV/K) $\times 10^{-4}$	ΔE_{Local} (meV)	$\Delta E/\Delta T$ (eV/K) $\times 10^{-4}$
TNR	1.177	328,64	4.936	4.6	3.067
TNRA	1.189	328,64	4.996	5	3.118
TNRB	1.199	328,64	5.119	6	3.139
TN09	1.126	333,02	4.942	6.6	2.827
TN09A	1.132	333,02	4.557	4.5	2.911
TN09B	1.142	333,02	4.906	5.5	2.921
TPR	1.185	328,64	5.407	5.2	3.476
TPRA	1.189	328,64	5.417	6.5	3.483
TPRB	1.201	328,64	5.518	4.8	3.547
TP09	1.098	333,02	4.872	10.2	3.114
TP09A	1.128	333,02	5.117	10	3.271
TP09B	1.153	333,02	5.368	8.1	3.431
TP12	1.044	334,48	4.242	11.1	2.706
TP12A	1.074	334,48	4.664	9.3	2.975
TP12B	1.110	334,48	5.029	7.1	3.208
TP17	0.996	336,91	3.938	11	2.540
TP17A	1.031	336,91	4.473	13	2.842
TP17B	1.068	336,91	5.004	8	3.181

4.2. HALL ÖLÇÜMÜ

Hall ölçümleri sabit manyetik alan altında, 10 ile 300K sıcaklık aralığında, direncin lineer olduğu (Şekil 4.7) düşük akım değerleri ($I < 100\mu A$) uygulanarak yapıldı. İki boyutlu taşıyıcı konsantrasyonu ve taşıyıcı mobiliteleri, uygulanan elektrik ve manyetik alandan bağımsız olarak bulundu.



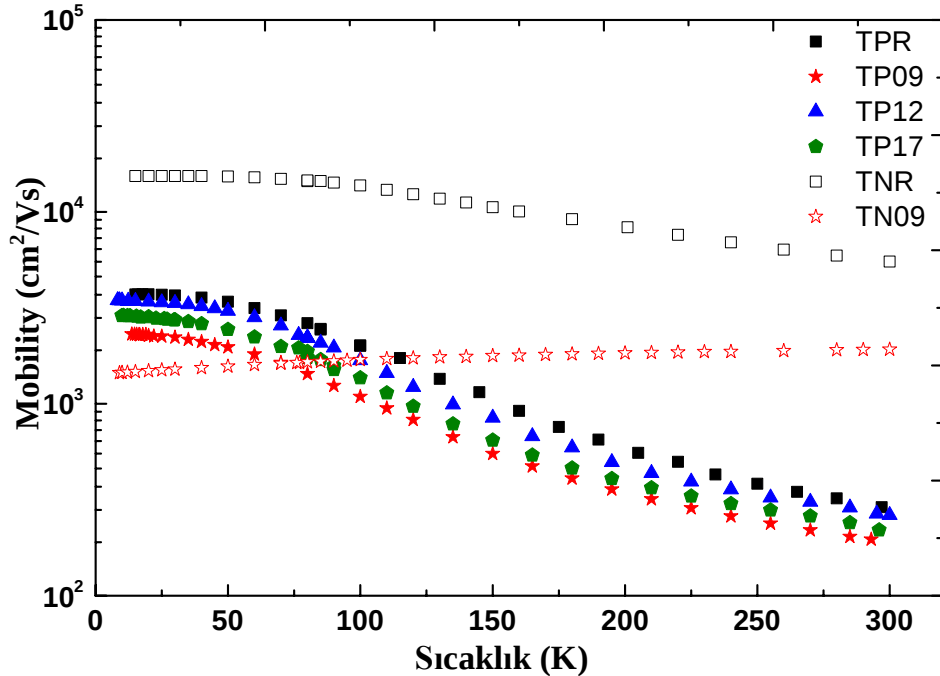
Şekil 4.7: TP09 örneğinin oda sıcaklığındaki akım-voltaj eğrisi.



Şekil 4.8: Isıl işlem uygulanmamış örneklerin sıcaklığa bağlı taşıyıcı konsantrasyonları.

Şekil 4.8’de ısıtım işlem uygulanmamış örneklerin sıcaklığa bağlı taşıyıcı konsantrasyonu değişimi verilmektedir. Transportun elektronlar tarafından gerçekleştiği n-tipi örnekler bakıldığında, azot ilavesi ile taşıyıcı konsantrasyonunda artış gözlenmektedir. Bunun nedeni, azotun yapı içerisinde N-N çiftleri oluşturarak yapması gereken bağı yapamaması olabilir. Böylece açıkta kalan bağlar donör gibi davranabilir ve taşıyıcı konsantrasyonun artmasına neden olabilir. TNR kodlu örneğin taşıyıcı konsantrasyonu, sıcaklık arttıkça termal iyonizasyondan dolayı artarken, TN09 kodlu örneğin taşıyıcı konsantrasyonunun azaldığı görülmektedir. Bu durumun nedeni, sıcaklık arttıkça ev sahibi yarıiletkenin bant aralığı daraldığı için iletkenlik bandı lokalize azot seviyesine daha da yaklaşması sonucu N-kaynaklı kusurların etkisinin artması olabilir.

Şekil 4.8’de p-tipi örnekler bakıldığında, azot valans bandına etki etmediği için taşıyıcı konsantrasyonunda azot miktarına bağlı sistematik bir değişim olmadığı görülmektedir ve sıcaklığa bağlı davranışları aynıdır. Sıcaklık arttıkça katkı atomları termal iyonizasyonla taşıyıcı üretiyor ve/veya düşük sıcaklıklarda tuzaklanmış taşıyıcılar termal enerji ile serbest hale gelerek iletme katkı sağlıyor olabilir.



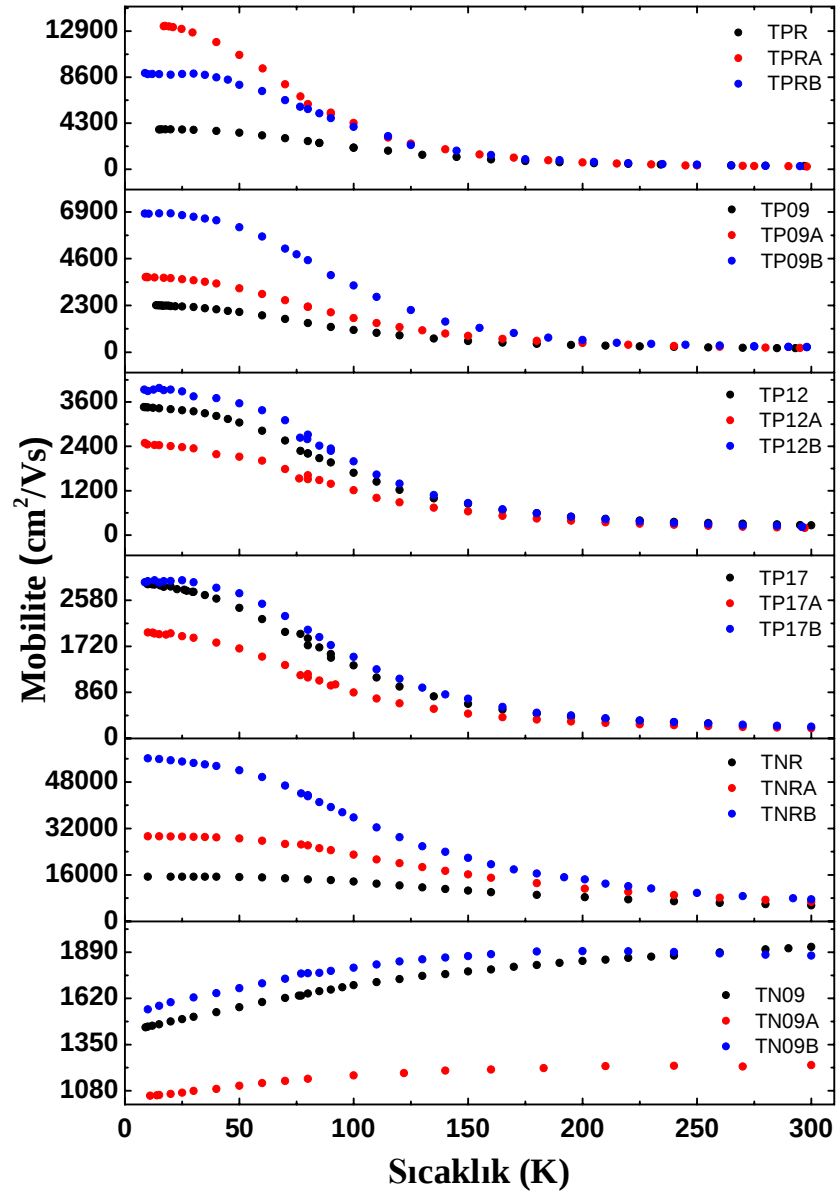
Şekil 4.9: Isıtım işlem uygulanmamış örneklerin mobilitelerinin sıcaklığa bağlılığı.

Şekil 4.9'da ısıtma işlemi uygulanmamış örneklerin mobilitelerinin sıcaklığa bağlılığı verilmektedir. $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ yarıiletkenin iletkenlik bandı valans bandına göre daha paraboliktir ve etkin kütlesi daha küçüktür. Bu nedenle n-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ (TNR) örneğinin mobilitesi p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ (TPR) mobilitelerinden daha büyüktür. Fakat n-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ alaşımına ilave edilen azot, mobiliteleri şiddetli bir şekilde düşürmektedir. Bunun temel nedeni azot ilavesiyle iletkenlik bandının parabolikliğinin azalması, buna bağlı olarak da elektron etkin kütlesinin artması ve iletkenlik bandı kenarında N-kaynaklı kusurların oluşmasıdır. p-tipi örneklerin mobilitelerinde, n-tipi örneklerde olduğu gibi şiddetli bir düşüş gözlenmemesine rağmen azot konsantrasyonuna sistematik olarak bağlı olmayan küçük değişimler gözlenmektedir. Bu küçük değişimlerin nedeni azotun varlığında alaşım düzensizliği potansiyelinin ve arayüzey saçılmalarının değişmesi olabilir.

Çalışma kapsamında incelenen tüm örneklerin sıcaklığa bağlı mobiliteleri Şekil 4.10'de verilmektedir. Burada azot konsantrasyonları aynı, fakat ısıtma süreleri farklı örnekler ayrı ayrı gruplandırılmıştır. Isıtma işlemi uygulanmamış örnekler için, 700°C 'de 60s ısıtma işlemi uygulanan örneklerin mobilitelerinde sistematik bir değişim gözlenmemiştir. Bazı örneklerin mobilitesi artarken bazılarının azalmaktadır. Fakat aynı sıcaklıkta 600s ısıtma işlemine maruz bırakılan p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ hariç tüm örneklerin mobilitesi artmaktadır. Genel kısımlarda ısıtma işleminin etkileri açıklanırken ifade edildiği gibi büyüme sonrası uygulanan ısıtma işleminin kristal kalitesini arttırmış olması beklenen bir sonuçtur. 700°C 'de 600s ısıtma işlemi uygulanmış p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_{0.009}\text{As}_{0.991}$ (TP09B) yarıiletkenin düşük sıcaklıktaki boşluk mobilitesi, literatürde p-tipi seyreltik azotlu III-V grubu alaşım yarıiletkenler için elde edilen en yüksek mobiliteler ($6900 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) değeridir.

Ayrıca p-tipi örnekler için bakıldığında, ısıtma işlemi uygulanmamış örneklerin düşük sıcaklık mobiliteleri azot konsantrasyonuna bağımlılık göstermezken ısıtma işlemi sonrasında sistematik olarak değişmektedir. Isıtma işlemi uygulanmış örneklerde azot konsantrasyonu arttıkça mobiliteler düzenli bir şekilde azalmaktadır. Bu durum, ısıtma işlemi sonrasında daha düzenli bir kristal yapısının oluşması ve arayüzey gerilmelerinin azalmasıyla alaşım düzensizliği saçılmasının mobiliteleri belirleyen başat saçılma mekanizması haline

gelmesinden kaynaklanıyor olabilir. Bu yapıların valans bant süreksizlikleri küçük olduğu için yüksek sıcaklıklara doğru gidildikçe taşıyıcıların kazandıkları termal enerji ile kuantum kuyusundan bariyere geçtiği düşünülmektedir. Böylece bariyer bölgesi olan GaAs ve kuantum kuyusundan paralel transport gerçekleştiği düşünülmektedir. Yüksek sıcaklık bölgesinde mobilitenin azot konsantrasyonuna ve ısıtılma bağlılık göstermemesinin nedeni paralel transport olabilir.



Şekil 4.10: Sıcaklığa bağlı taşıyıcı mobilitesi.

4.3. TAŞIYICI MOBİLİTESİNİN ANALİTİK OLARAK İNCELENMESİ

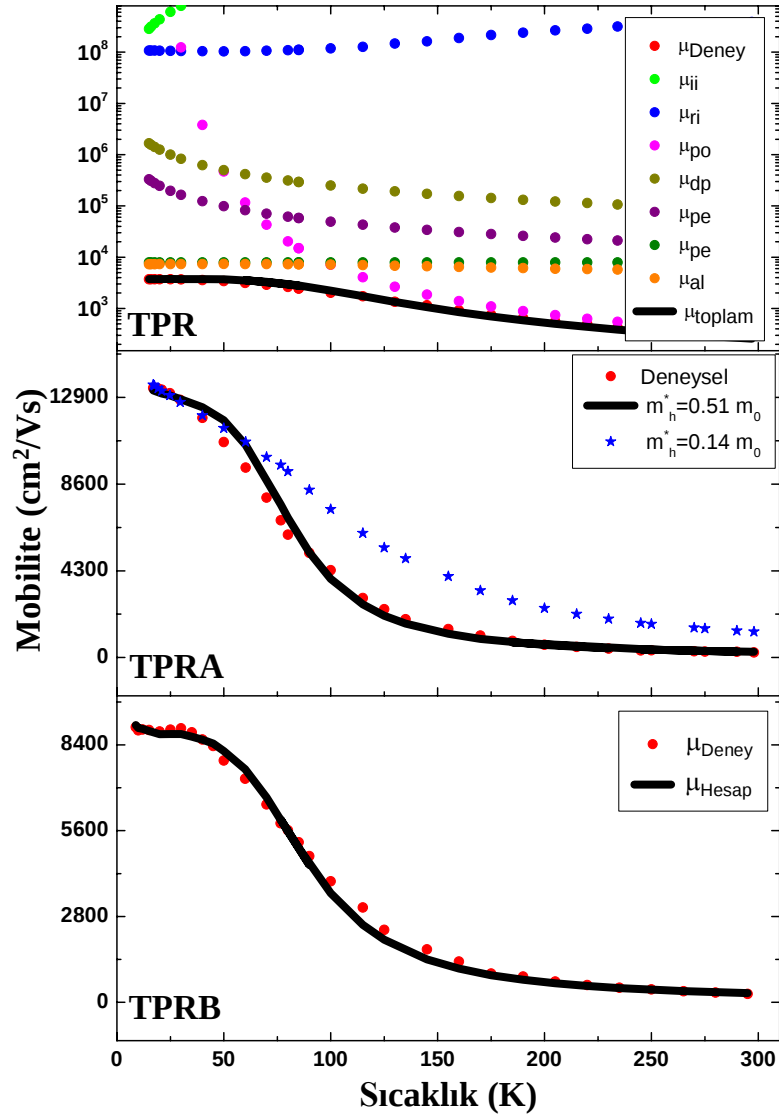
Tüm örneklerde elektronik transporta etki eden saçılma olaylarının, azotun ve büyüme sonrası ısıtıl işlemin taşıyıcı transportuna etkilerinin daha iyi anlaşılabilmesi için örneklerin mobilitelerinin sıcaklığa bağlı davranışları analitik olarak incelenmiştir.

Yarıiletkenlerde taşıyıcı transportuna etki eden belli başlı saçılma olaylarından genel bilgiler kısmında bahsedilmektedir. Bu kısımda, Bölüm 2.2’de verilen formalizasyonlar kullanılarak her bir örneğin mobilitelerinin sıcaklığa bağlı davranışı incelendi. Mobiliteleri hangi sıcaklık bölgesinde hangi saçılma olaylarının etkilediği belirlendi. Hesaplamalarda kullanılan tüm parametreler Tablo 4.4’te verilmektedir. Bazı parametreler azot konsantrasyonuna göre değişirken bazıları sabit alınmaktadır. Tablo 4.4’te verilen etkin kütle değerleri deneysel olarak SdH osilasyonlarından yararlanılarak hesaplanmıştır (Bölüm 4.4).

Tablo 4.4 : Değişken parametreleri [9, 40, 43, 47, 61]

Parametreler	Ga _{0.68} In _{0.32} N _y As _{1-y}		
	y =0	y = 0.009	y = 0.012
Örgü sabiti, <i>a</i> ₀ (Å)	5.7827	5.7727	5.7693
Ağır boşlukların etkin kütlesi, <i>m</i> _{hh} [*] (<i>m</i> ₀)	0.140	0.086	0.107
Elektron etkin kütlesi, <i>m</i> _{<i>e</i>} [*] (<i>m</i> ₀)	0.042	0.055	0.067
Optik fonon enerjisi, ħω _{po} (meV)	34	36	
Alaşım potansiyeli, <i>U</i> _{al} (eV)	0.537	-	
Hafif boşlukların etkin kütlesi, <i>m</i> _{ll} [*] (<i>m</i> ₀)	0.0202		
Yüksek frekans dielektrik sabiti, ε _∞ (ε ₀)	11.11		
Statik dielektrik sabiti, ε _s (ε ₀)	13.9		
Elektromekanik çiftlenim, <i>K</i> ²	0.03		
Kuantum kuyusu genişliği, <i>L</i> (Å)	75		
Boyuna akustik fonon hızı, ν _{<i>L</i>} (ms ⁻¹)	5087		
Deformasyon potansiyeli, Ξ (eV)	7.32		

p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ örneklerinin sıcaklığa bağlı mobilitelerinin analitik hesabı Şekil 4.11’de verilmektedir. III-V grubu alaşım yarıiletkenlerdeki olası tüm saçılma mekanizmalarının sıcaklığa bağlı davranışları Şekil 4.11’de en üst grafikte verilmektedir. Matthiessen kuralıyla tüm saçılma hesaplarının toplamı alınarak ve arayüzey pürüzlülüğü saçılma mobilitesi denklemindeki korelasyon uzunluğu fit parametresi olarak kullanılarak deneysel sonuçlara karşılaştırılmıştır.



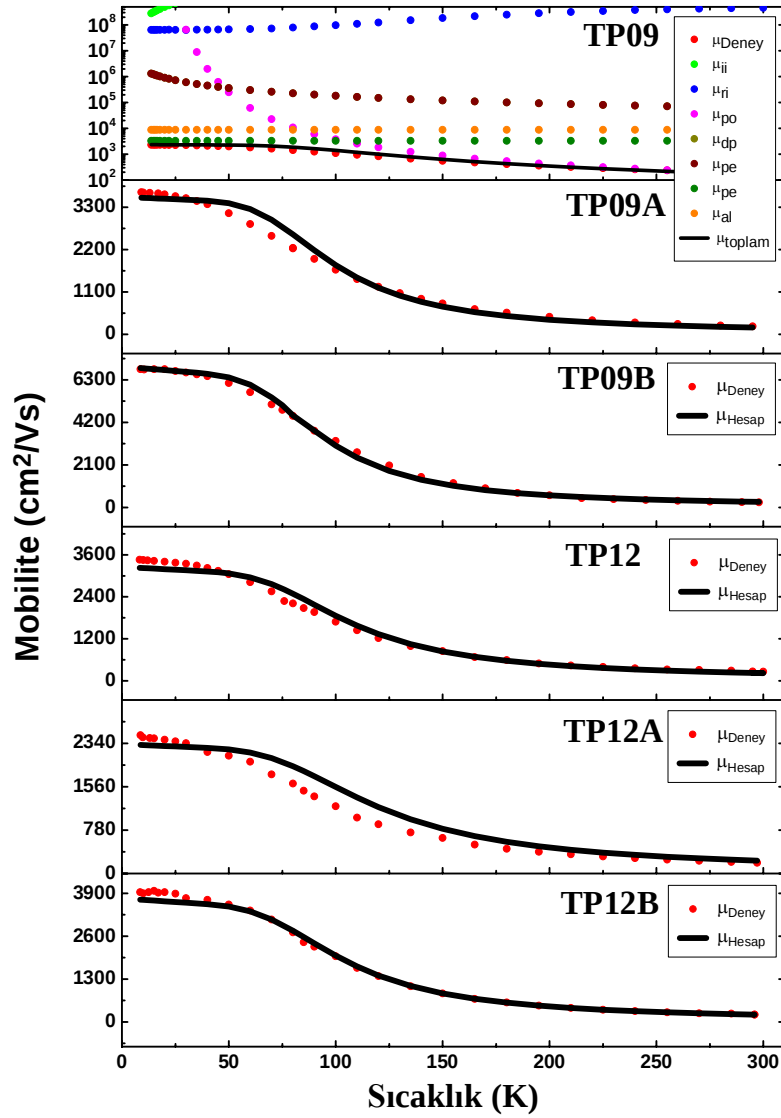
Şekil 4.11: p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ örneklerde sıcaklığa bağlı mobilitelerinin analitik hesabı.

Elde edilen verilere göre p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ örneklerinde düşük sıcaklık bölgesinde arayüzey pürüzlülüğü ve alaşım düzensizliği saçılması baskın iken yüksek sıcaklık bölgesinde (>100 K) optik fonon saçılmaları baskın hale gelmektedir. Ayrıca bu yapıların valans bandı süreksizlikleri küçük olduğu için yüksek sıcaklıklara doğru gidildikçe kuantum kuyusundaki taşıyıcılar kazandıkların termal enerji ile kuantum kuyusundan bariyere geçtikleri ve paralel transportun gerçekleştiği düşünülmektedir [9]. Bu düşünce saçılma hesaplarında da dikkate alınarak yüksek sıcaklık bölgelerinde baskın olan optik fonon saçılmaları hesaplanırken GaAs (bariyer) yarıiletkenin etkin boşluk kütlesi ($0.51m_0$) kullanılmıştır. Fakat karşılaştırmak amacı ile sadece TPRA örneği için her iki etkin kütle değeri kullanılarak yapılan hesaplar birlikte verilmektedir. Tüm p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ örneklerde aynı saçılma hesapları kullanılırken arayüzey pürüzlülüğü ile sınırlı mobilite denklemindeki korelasyon uzunluğu (Λ) tüm örnekler için, alaşım düzensizliği potansiyeli (U_{Al}) ise sadece ısıtılma işlem uygulanmış örnekler için fit parametresi olarak alınmıştır. Elde edilen Λ ve U_{Al} değerleri Tablo 4.5'te verilmektedir. p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ örneğinde 60s ısıtılma işlem uygulandığında en yüksek mobilite değeri elde edilmiştir. Fakat ısıtılma işlem süresi arttıkça mobilite azalmaktadır. Bu durum uzun süreli ısıtılma işlemin kristal yapısını bozmaya başlamasından kaynaklanıyor olabilir. Isıtılma işlem süresine bağlı olarak değiştirilen fit parametrelerinde de bu durum gözlenmektedir.

Tablo 4.5 : p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ örnekleri için korelasyon uzunlukları ve alaşım potansiyelleri.

	TPR	TPRA	TPRB
Λ (a_0)	1.4	0.4	0.5
U_{Al} (eV)	0.537	0.429	0.483

Şekil 4.12'de p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ ($y= 0.009, 0.012$) örneklerinin sıcaklığa bağlı mobilite değişimleri ve bu değişimler için elde edilen analitik hesapların sonuçları gösterilmektedir. Alaşım potansiyeli saçılması hariç diğer tüm saçılma hesapları p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ örnekleri için kullanılan hesapların aynısıdır.



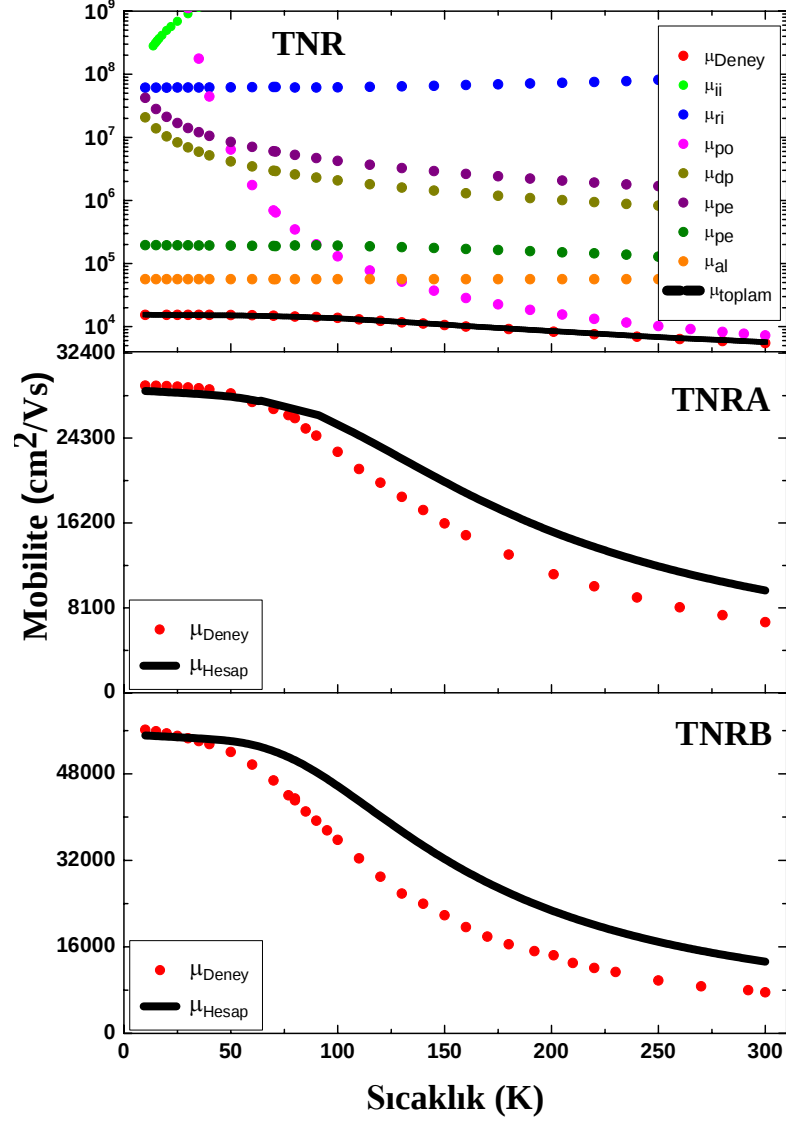
Şekil 4.12: p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ örneklerinin sıcaklığa bağlı mobilitelerinin analitik hesabı.

Alaşım içerisine katılan azot sadece iletkenlik bandına etki ederek valans bandının elektronik yapısına etkisi ihmal edilecek kadar az olduğu için, azotlu p-tipi örneklerde mobilitenin sıcaklığa bağlılığı azot içermeyen örneklerle aynıdır. Düşük sıcaklık bölgesinde alaşım düzensizliği saçılması ve arayüzey pürüzlülüğü saçılması baskın iken yüksek sıcaklık bölgesinde optik fonon saçılmaları baskın hale gelmektedir. Azot içeren örneklerin valans bant süreksizlik değerlerinde azotsuz örneklere göre bir değişim olmadığı düşünüldüğü için paralel transport düşüncesi azot içeren örnekler için de geçerlidir. p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ örneklerinde olduğu gibi burada da arayüzey

pürüzlülüğü hareket denklemindeki korelasyon uzunluğu fit parametresi olarak alınmıştır ve Tablo 4.6’da verilmektedir.

Tablo 4.6 : p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ örnekleri için korelasyon uzunlukları.

	TP09	TP09A	TP09B	TP12	TP12A	TP12B
Λ (a_0)	2.2	1.65	0.6	1.15	1.7	0.9



Şekil 4.13: n-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ örneklerinin sıcaklığa bağlı mobilitelerinin analitik hesabı.

n-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ örneklerinin sıcaklığa bağlı mobilitelerinin analitik hesapları Şekil 4.13’te verilmektedir. p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ örneklerinde olduğu gibi

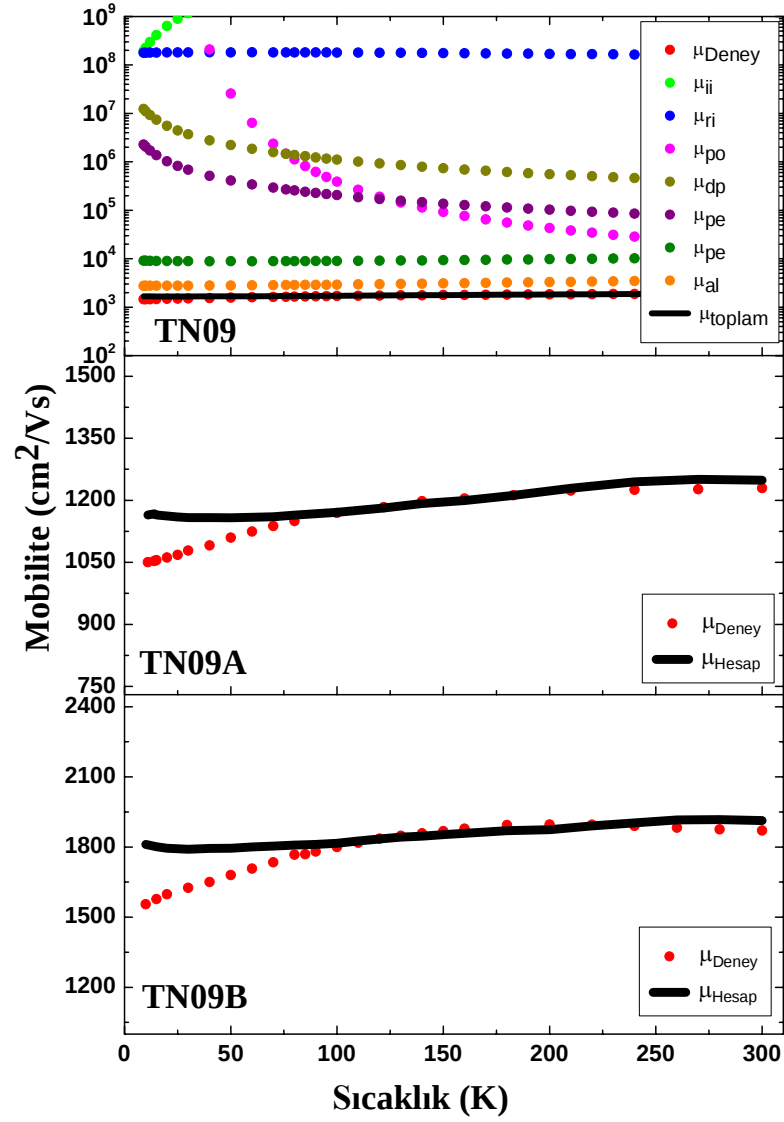
düşük sıcaklık bölgesinde alaşım düzensizliği saçılması ve arayüzey pürüzlülüğü saçılması baskın iken, yüksek sıcaklık bölgesinde optik fononlardan kaynaklanan saçılmalar mobilitayı sınırlandırmaktadır.

Isıl işlem uygulanan örneklerin sıcaklığa bağlı mobilita değişimleri incelenirken, etkin kütle de dahil olmak üzere pek çok parametrenin değişmediği kabul edildi. Fakat elektronik transporta ısıl işlemin etkisi en çok n-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ örneklerinde görülmektedir. Mobilitenin sıcaklığa bağlılığı artmaktadır. Isıl işlem süresine bağlı olarak düşük sıcaklık mobilitesi yaklaşık 4 kata kadar artarken yüksek sıcaklık mobilitesi 1.5 kat artmaktadır. Bu nedenle n-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ örneklerinde ısıl işlem süresi arttıkça yüksek sıcaklık bölgesinde deneysel sonuçlar ile analitik sonuçlar arasındaki uyumsuzluk artmaktadır. Tüm hesaplamalarda arayüzey pürüzlülüğü hareket denklemindeki korelasyon uzunluğu fit parametresi olarak alınmıştır. Elde edilen değerler Tablo 4.7’de verilmektedir.

Tablo 4.7 : p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ örnekleri için korelasyon uzunlukları ve alaşım potansiyelleri.

	TNR	TNRA	TNRB
Λ (a₀)	1.18	0.82	0.5
U_{Al} (eV)	537	483	429

Şekil 4.14’te n-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ ($y= 0.009, 0.012$) örneklerinin sıcaklığa bağlı mobilita değişimlerinin deneysel sonuçları ve teorik mobilita analizi gösterilmektedir. n-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ örnekler için alaşım potansiyeli saçılması yerine, azotun iletkenlik bandı ile etkileşiminin büyüklüğüne bağlı, N-kaynaklı saçılma olayları için *Fahy ve arkadaşları* tarafından geliştirilen formalizasyon (Denklem 2.39) kullanılmaktadır. Tüm sıcaklık bölgesinde arayüzey pürüzlülüğü ve N-kaynaklı alaşım düzensizliği saçılması mobilitayı sınırlandırmaktadır. Düşük sıcaklık bölgesinde deneysel sonuçlar ile teorik mobilita analizleri farklılık göstermektedir. Bu farklılığın nedeni 70K’in altında taşıyıcı konsantrasyonunun sıcaklık azaldıkça davranış değiştirerek azalmasından kaynaklanabilir. Taşıyıcı konsantrasyonunun azalmasının nedeni de N-kaynaklı saçılma merkezlerinin düşük sıcaklıklarda daha aktif olması olabilir.



Şekil 4.14: n-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_{0.009}\text{As}_{0.991}$ örneklerinin sıcaklığa bağlı mobilitelerinin analitik hesabı.

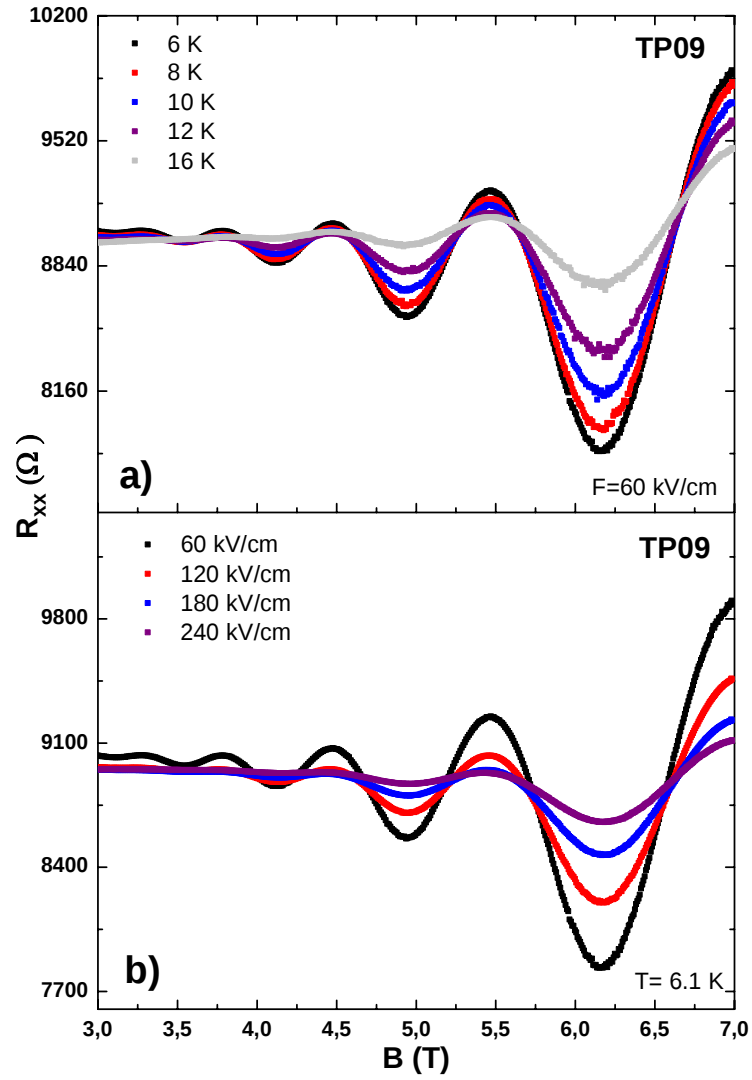
n-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_{0.009}\text{As}_{0.991}$ için yapılan tüm analitik hesaplarda arayüzey pürüzlülüğü hareket denklemindeki korelasyon uzunluğu fit parametresi olarak alınmıştır. Elde edilen değerler Tablo 4.8’de verilmektedir.

Tablo 4.8 : n-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_{0.009}\text{As}_{0.991}$ örnekleri için korelasyon uzunlukları.

	TN09	TN09A	TN09B
$\Lambda (a_0)$	1.82	1.7	1.2

4.4. MAGNETOTRANSPORT ÖLÇÜMLERİ

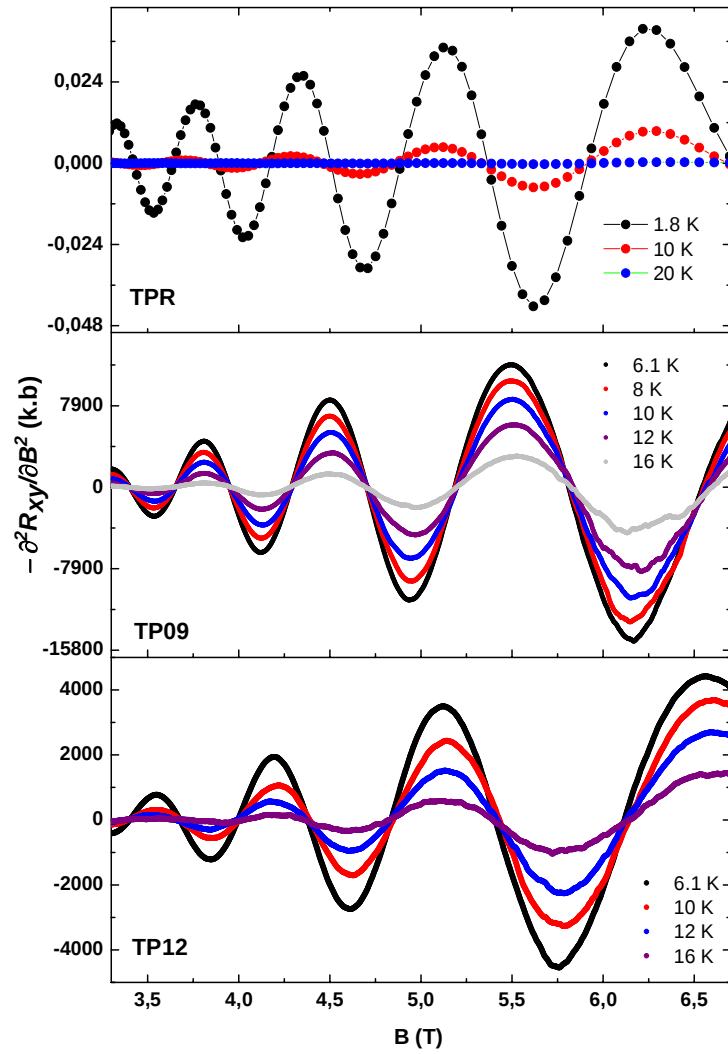
p-tipi örneklerde azot konsantrasyonuna bağlı olarak etkin boşluk kütleleri, taşıyıcı kuantum yaşam ömrü ve kuantum mobilitelerini deneysel olarak belirlenmek 6.1 ile 16K sıcaklık aralığında magnetotransport ölçümleri yapıldı. Ayrıca sıcak elektron (boşluk) kavramı incelenerek, elektrik alanın fonksiyonu olarak elektron sıcaklıkları, elektron sıcaklığının fonksiyonu olarak da bir elektron başına soğurma miktarı (Güç kaybı, P) belirlendi. Isıl işlem uygulanmamış p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ ve $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ ($y=0.009, 0.012$) örneklerinde, sıcaklığın ve elektrik alanın fonksiyonu olmak üzere iki tip magnetotransport ölçümü yapıldı.



Şekil 4.15: TP09'un a) farklı sıcaklıklardaki ve b) farklı elektrik alan altındaki magnetodirenç değişimi.

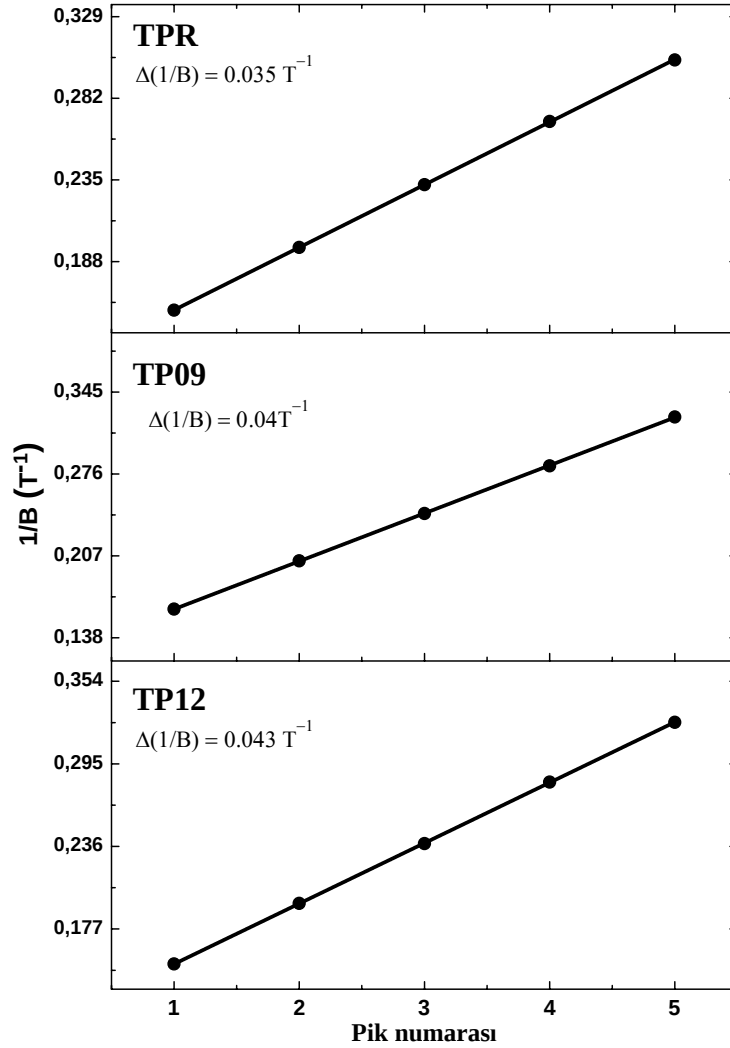
TP09 kodlu örnekte farklı sıcaklıklarda ve farklı elektrik alanlar altında ölçülen, manyetik alana bağlı magnetodirenç sonuçları Şekil 4.15'te verilmektedir. Şekil 4.15'te görüldüğü gibi sıcaklık arttıkça osilasyonların genliği azalmaktadır. Örgü sıcaklığı sabit tutularak uygulanan elektrik alanın büyüklüğü değiştirildiğinde de benzer durum gözlenmektedir. Her ne kadar örgü sıcaklığı sabit tutulsa da elektrik alan arttıkça taşıyıcılar ısınmakta ve SdH osilasyonlarının genliği azalmaktadır.

Deneysel olarak gözlenen magnetodirenç osilasyonları klasik magnetodirenç ve SdH osilasyonlarının toplamı şeklindedir. Klasik magnetodirenç manyetik alana bağlı olarak monotonik bir değişim göstermektedir. Deneysel $R_{xx}(B)$ verilerinin manyetik alana göre ikinci türevinin negatifi alınarak bu monotonik terimin etkisi yok edildi (Şekil 4.16).



Şekil 4.16: TPR, TP09 ve TP12 örneklerinin SdH osilasyonları.

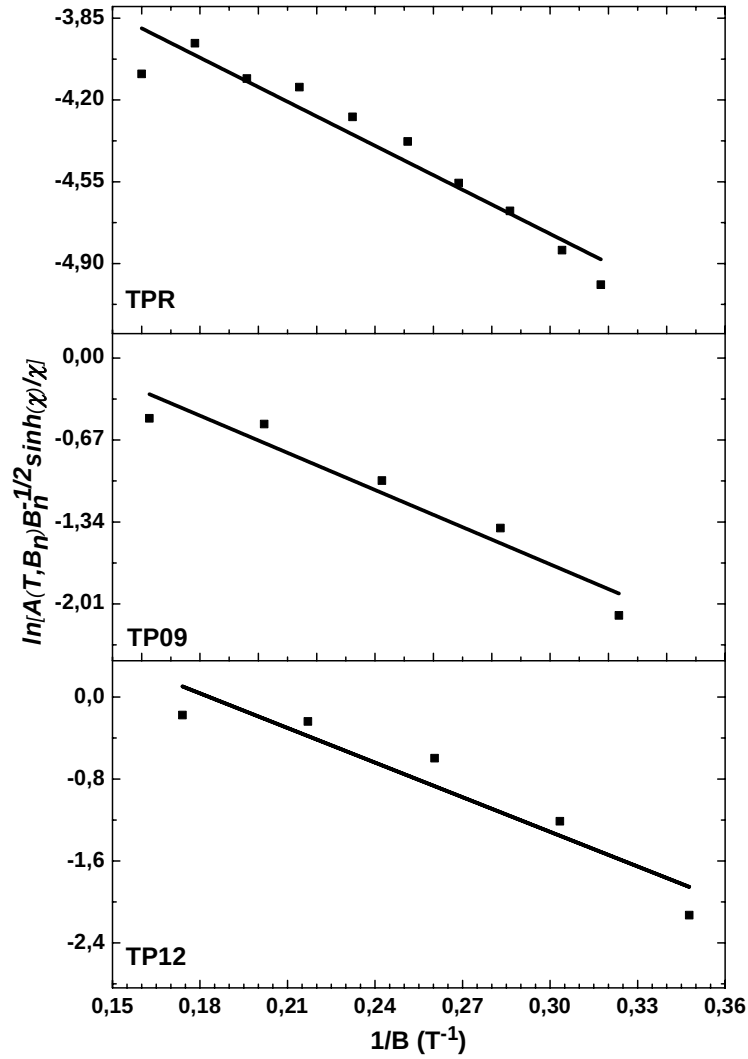
Şekil 4.16’da verilen SdH osilasyonlarının belirli bir manyetik alan değerindeki genlikleri oranlanılarak (Denklem 3.20) grafikte verilen üç örnek için etkin kütle değerleri elde edildi. Elde edilen etkin kütle değerleri Tablo 4.9’da verilmektedir. Bölüm 3’te anlatıldığı gibi SdH osilasyonlarından, Denklem (3.12) ve (3.17) yardımıyla Fermi enerji seviyesiyle birinci altbant enerji seviyesi arasındaki enerji farkı ($E_F - E_1$) ve iki boyutlu taşıyıcı konsantrasyonu belirlendi. Bunun için öncelikle herhangi bir örgü sıcaklığında elde edilen, her bir osilasyon piki numaralandırıldı. Bu pik noktalarına karşılık gelen manyetik alan değeri B_n belirlendi. $1/B_n$ ’ye karşılık pik numaraları grafiği çizilerek (Şekil 4.17) bu grafiğin eğiminden SdH osilasyonlarının periyodu elde edildi.



Şekil 4.17: TPR, TP09 ve TP12 örneklerinin SdH osilasyonlarının periyodunun belirlenmesi.

Elde edilen periyot ifadesi Denklem (3.12)'de yerine konularak E_F-E_1 ve Denklem (3.17)'de yerine konularak iki boyutta taşıyıcısı konsantrasyonları belirlendi. Her bir örnek için elde edilen taşıyıcı konsantrasyonları ve E_F-E_1 değerleri Tablo 4.9'da verilmektedir.

Belirli bir örgü sıcaklığı için gözlemlenen her bir SdH osilasyon pikine karşılık gelen manyetik alan değerinin tersine karşı $\ln(A(T,B_n).B_n^{-1/2} \sinh \chi / \chi)$ grafiği çizildi (Şekil 4.18). Elde edilen noktalardan geçen doğrunun eğiminden kuantum mobilitesi elde edildi.



Şekil 4.18: TPR, TP09 ve TP12 örneklerinin kuantum mobilitesinin belirlenmesi (Dingle çizimleri).

Her bir örnek için belirlenen kuantum mobilitesi Denklem (2.56)'da yerine yazılarak kuantum ömrü, kuantum ömrü de $T_D = \hbar / (2k_B \pi \tau_q)$ bağıntısında yerine yazılarak Dingle sıcaklığı belirlendi (Tablo 4.9).

Tablo 4.9 : TPR, TP09 ve TP12 örnekleri için SdH osilasyonlarından elde edilen bazı parametreler.

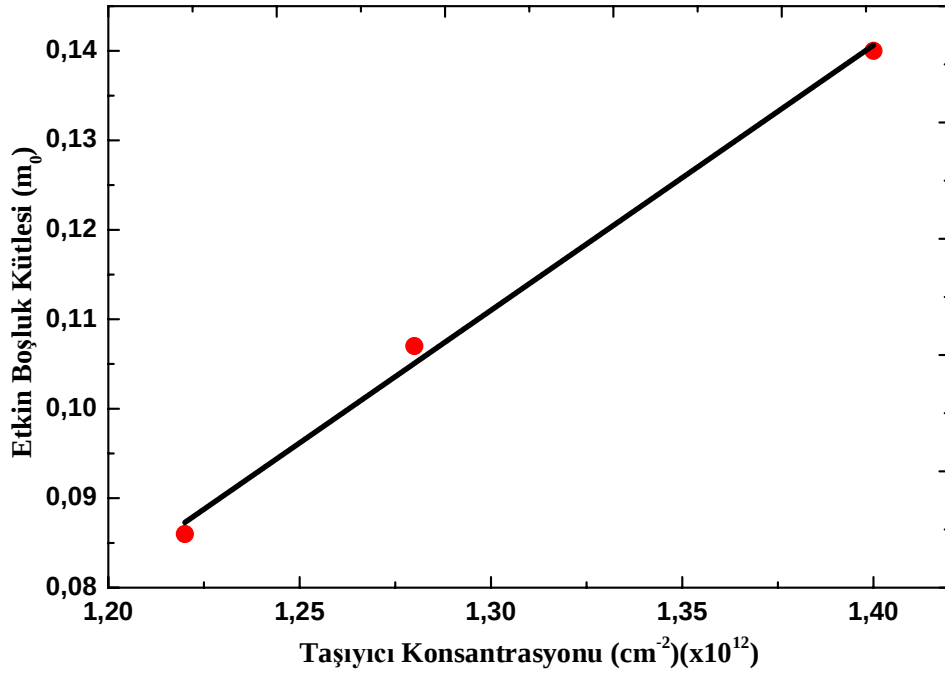
Parametreler	TPR	TP09	TP12
Etkin kütle (m_0)	0.14	0.086	0.107
$E_F - E_1$ (meV)	23	33	25
Taşıyıcı kons. (Hall) (cm^{-2}) (10 K)	1.4×10^{12}	1.22×10^{12}	1.28×10^{12}
Taşıyıcı kons. (Mag. trans.) (cm^{-2}) (6 K)	1.38×10^{12}	1.18×10^{12}	1.2×10^{12}
Hall mobilitesi (10 K) (cm^2/Vs)	3713	2306	3452
Kuantum mobilitesi (cm^2/Vs)	5000	3070	2860
Transport ömrü (ps)	0.29	0.11	0.21
Kuantum ömrü (ps)	0.37	0.15	0.17
Dingle Sıcaklığı (K)	3.3	8.1	7.15

Tablo 4.9'a bakıldığında transport ve kuantum yaşam ömrünün azot içermeyen yapıdan azotlu yapılara geçildikçe azaldığı görülmektedir. Azotlu yapılara geçildikçe alaşım düzensizliği arttığı için, bu değişimin alaşım düzensizliği saçılmasının başat saçılma mekanizması olmasından kaynaklandığı düşünülmektedir.

Hesaplanan etkin kütle değerlerine bakıldığında boşluğun etkin kütlesi alaşım içerisindeki azot miktarına sistematik bir bağlılık göstermemektedir. Literatürde, azotun valans bandının elektronik yapısına etki etmediği düşünülmekte, dolayısıyla da etkin kütle azot konsantrasyonuna bağlılık göstermemesi yani değişmemesi beklenmektedir [62, 63]. Fakat bilindiği kadarıyla literatürde etkin kütle azot konsantrasyonuna bağlılığının incelendiği deneysel bir çalışma yoktur.

Bu çalışmada da boşluk etkin kütle azot konsantrasyonuna bağlılık göstermediği fakat yapıdaki tabakalar arası gerilmenin etkisi ile taşıyıcı konsantrasyonuna bağlılık gösterdiği düşünülmektedir. Literatürde bu gibi tabakalar arası örgü uyumsuzluğu olan (strainli) yapılarda boşluk mobilitesinin taşıyıcı konsantrasyonuna bağlılığının deneysel

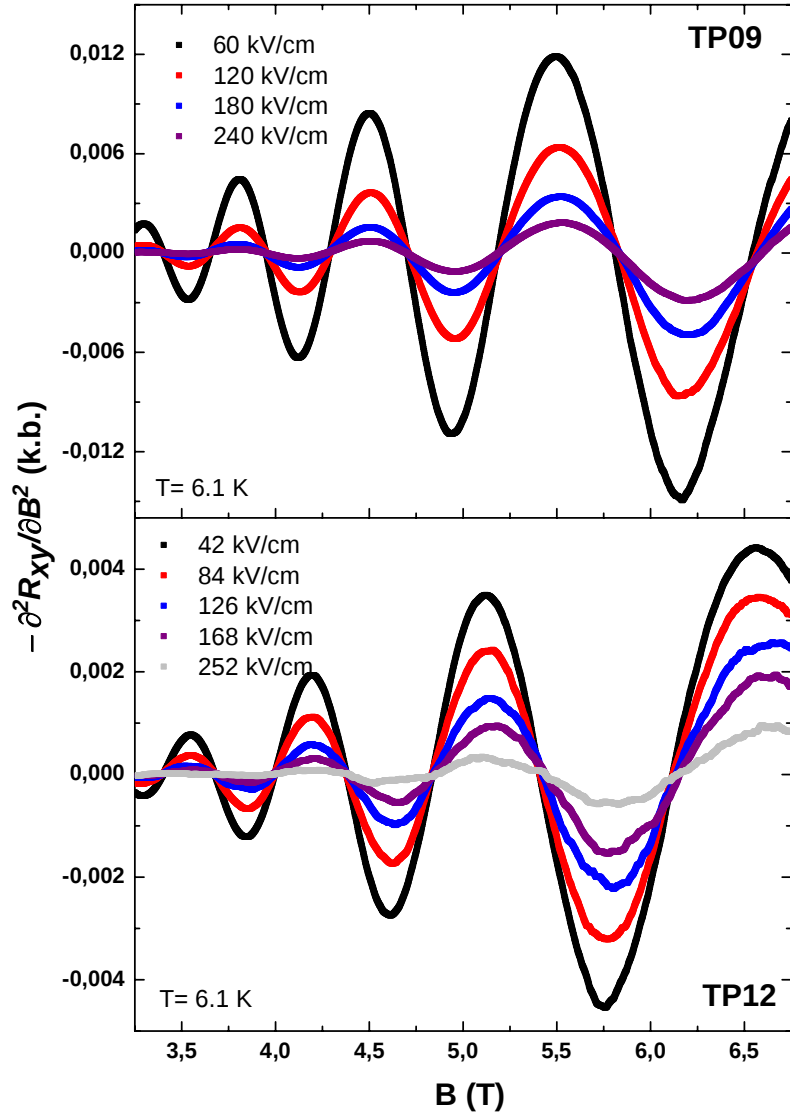
olarak incelendiği pek çok çalışma mevcuttur [64-67]. Çalışmalardaki ortak olgu, tabakalar arası gerilmenin etkisiyle valans bandının Γ 'ya göre simetrikliğinin bozulduğu ve bunun sonucu olarak etkin kütlenin taşıyıcı konsantrasyonuna bağlılığının arttığı yönündedir. Literatürdeki teorik sonuçlarda olduğu gibi azotun etkin boşluk kütlesine etkisinin olmadığı düşünüldüğünde, etkin kütlenin taşıyıcı konsantrasyonuna bağlılığı öne çıkmaktadır (Şekil 4.19).



Şekil 4.19: Boşluğun etkin kütlesinin taşıyıcı konsantrasyonuna bağlı değişimi.

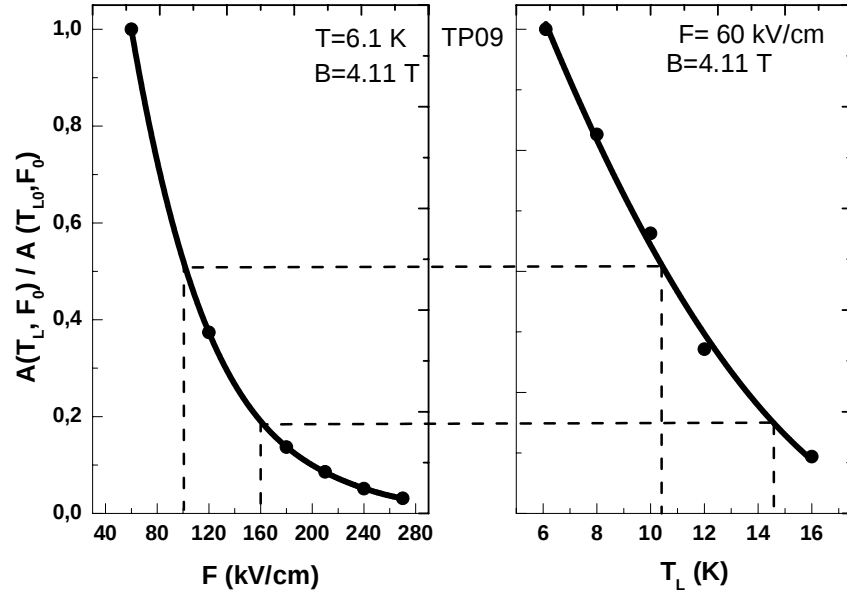
4.4.1. Elektron Sıcaklığının Elektrik Alanın Fonksiyonu Olarak Belirlenmesi

SdH osilasyonlarının genliklerinin, uygulanan elektrik alana bağlı değişimleri sadece TP09 ve TP12 kodlu örnekler için incelendi. Bu örnekler için elde edilen SdH osilasyonları Şekil 4.20'de verilmektedir.



Şekil 4.20: TP09 ve TP12 örneklerinde SdH osilasyonlarının genliğinin elektrik alana bağlı değişimi.

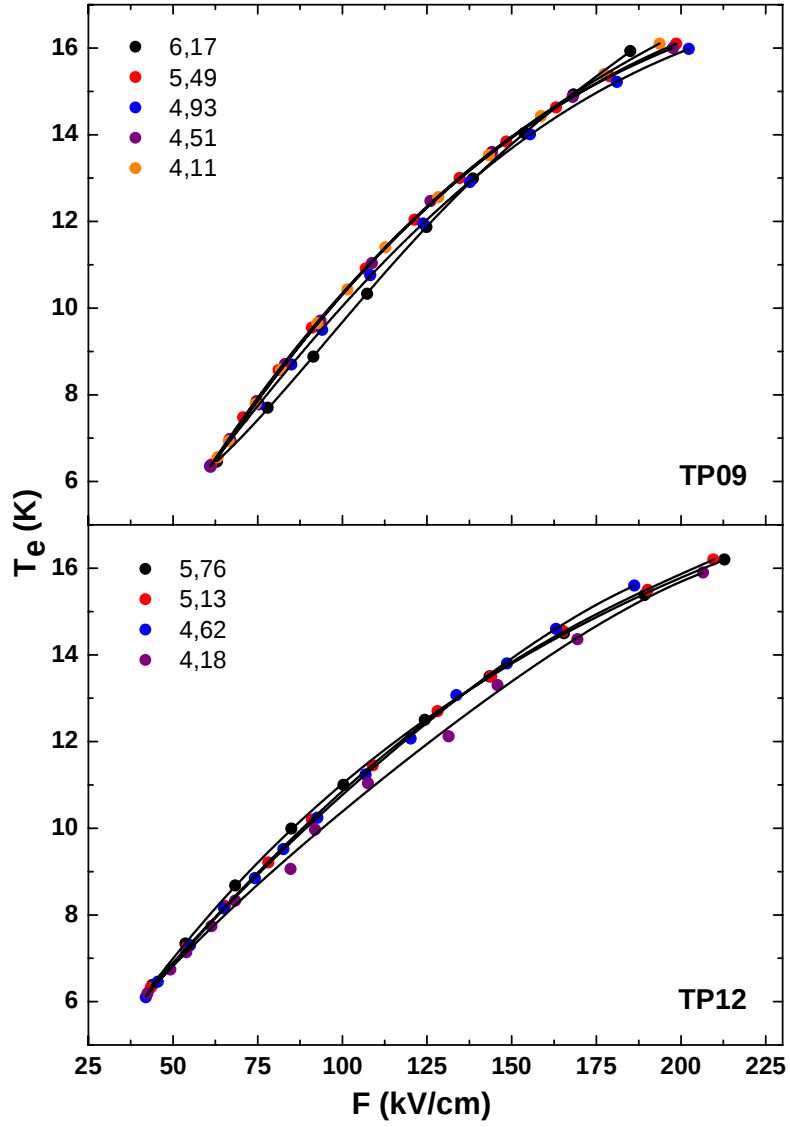
SdH osilasyonlarının genliklerinin sıcaklık ve elektrik alanla değişimleri karşılaştırılarak elektrik alanın fonksiyonu olarak taşıyıcı sıcaklıkları elde edildi. Karşılaştırma yöntemi, belirli bir manyetik alan değerindeki SdH osilasyonunun genliğinin (normalize edilmiş), sabit bir elektrik alan altında farklı sıcaklıklarda ve deneysel olarak inilebilen en düşük sıcaklık değerinde farklı elektrik alanlar altında değişiminin karşılaştırılmasıdır. Karşılaştırma yöntemine örnek olması adına, TP09 örneği için yapılan karşılaştırma Şekil 4.21’de verilmektedir.



Şekil 4.21: Karşılaştırma yöntemi ile elektrik alanın bir fonksiyonu olarak elektron sıcaklığının belirlenmesi.

TP09 ve TP12 örneklerinde her pikin meydana geldiği manyetik alan değerleri için ayrı ayrı hesaplanan taşıyıcı sıcaklıkları elektrik alanın bir fonksiyonu olarak Şekil 4.22’de verilmektedir. Literatürde bazı yüksek mobiliteli ($7.5-10 \times 10^5$ cm²/Vs) örneklerde elektron sıcaklığının manyetik alanın büyüklüğü ile sistematik değiştiği, buna karşın düşük mobiliteli örneklerde manyetik alana bağlı olmadığı gözlenmektedir. Burada da farklı manyetik alanlardaki pikler için yapılan karşılaştırmalarda taşıyıcı sıcaklığının manyetik alana bağlı olmadığı gözlenmektedir.

Kuramsal öngörülerde olduğu gibi elektrik alan arttıkça taşıyıcı sıcaklıkları artmaktadır. İki örnek birbiri ile kıyaslandığında mobiliteleri ve dirençleri kıyaslanabilecek mertebelerde olduğu için elektrik alana bağlı taşıyıcı sıcaklıkları değişimleri aynıdır.



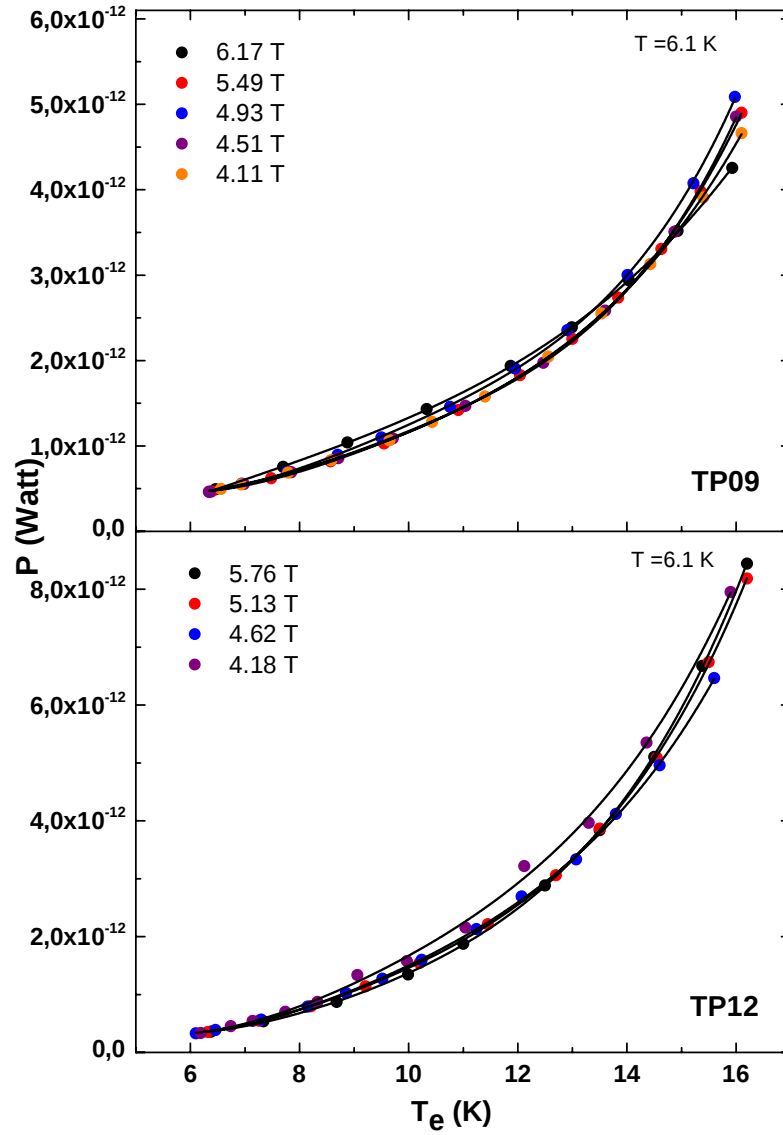
Şekil 4.22: TP09 ve TP12 örneklerinde elektrik alanının fonksiyonu olarak taşıyıcı sıcaklıkları.

Düşük sıcaklıklarda, yüksek elektrik alanlara doğru gidildikçe ısınan taşıyıcılar kazandıkları enerjiyi akustik fononlarla, alaşım düzensizliği ve arayüzey pürüzlülüğü saçılmaları ile kaybederler. Kararlı durumlarda, elektron başına güç kaybı giriş gücüne eşittir. Giriş gücü (P), elektronların elektrik alandan birim zamanda kazandıkları enerjidir ve

$$P = e\mu F^2 \quad (4.3)$$

şeklinde ifade edilebilir [56].

İncelenen örneklerin, çalışılan manyetik ve elektrik alan aralığında ve düşük sıcaklık ($T < 30$) bölgesinde transport mobiliteleri değişmemektedir. Bu nedenle giriş gücü hesabında Hall olayı ölçümlerinden elde edilen transport mobiliteleri kullanıldı. Deneysel olarak elde edilen güç kaybı, taşıyıcı sıcaklığının bir fonksiyonu olarak Şekil 4.23'te gösterilmektedir.



Şekil 4.23: TP09 ve TP12 örneklerinde taşıyıcı sıcaklığının fonksiyonu olarak enerji kaybı.

Literatürde, deneysel güç kaybı verilerinin, Bölüm 2’de anlatılan kuramsal modellerle karşılaştırılarak, sıcak elektronların enerjilerini hangi saçılma olayları ile kaybettiklerini belirlemeye yönelik pek çok çalışma mevcuttur [49, 66]. Bu çalışmada, örgü sıcaklığı, dolayısıyla taşıyıcı sıcaklıkları 6.1K’in daha altına indirilemediği için deneysel güç kaybı verileri kuramsal verilerle kıyaslanmadı.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Çalışma kapsamında, büyütme sonrası ısıtma işlemi uygulanmış (700°C 'de 60 ve 600s) ve uygulanmamış, n- ve p- tipi modülasyon katkılı $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ tek kuantum kuyulu yarıiletken sistemlerinin optik ve elektriksel özellikleri incelendi. Optik özelliklerinin belirlenmesi için 30 ile 300K sıcaklık aralığında fotoluminesans ölçümleri, elektriksel özelliklerin incelenmesi için de 10 ile 300K sıcaklık aralığında klasik Hall olayı ölçümleri yapıldı. p-tipi örneklerde ilk kez olmak üzere tüm örneklerin sıcaklığa bağlı mobilite değişimleri analitik yöntemlerle fit edilerek transporta etki eden saçılma olayları belirlendi. Ayrıca p-tipi örneklerde 6.1-16K sıcaklık aralığında magnetotransport ölçümleri yapılarak SdH osilasyonları gözlemlendi. SdH osilasyonlarının genliğinin sıcaklıkla ve elektrik alanla değişimleri incelenerek malzemeye özgü etkin kütle, kuantum mobilitesi, kuantum ömrü gibi temel parametreler belirlendi.

Fotoluminesans sonuçlarına bakıldığında, literatürde teorik ve deneysel olarak elde edilen verilerde olduğu gibi alaşımdaki azot konsantrasyonu arttıkça, bant aralığının daraldığı, FWHM'un arttığı, fotoluminesans şiddetinin ve bant aralığının sıcaklığa bağlılığının azaldığı gözlemlendi [67]. Büyütme sonrası uygulanan ısıtma işlemi sonrasında bant aralığının maviye kaydığı, FWHM'un azaldığı ve fotoluminesans şiddeti arttığı gözlemlendi [11, 19, 29].

Hall ölçüm sonuçlarında azot ilavesi ile elektron mobilitesi şiddetli bir şekilde değişirken, boşluk mobilitesinin neredeyse değişmediği gözlemlenmiştir. 60s ısıtma işlemi uygulanmış örneklerin mobilitesinde sistematik bir değişim olmazken, 600s ısıtma işlemi sonrasında TPR örneği hariç tüm örneklerin mobiliteleri artmaktadır. 600s ısıtma işlemi sonrasında ise p-tipi seyreltik azotlu III-V grubu alaşım yarıiletkenlerinde literatürdeki en yüksek düşük sıcaklık boşluk mobilitesi ($6900\text{ cm}^2/\text{Vs}$) elde edilmiştir [14].

Teorik mobilite analizi n- ve p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ örneklerinin mobilitelerinin düşük sıcaklıkta alaşım düzensizliği ve ara yüzey pürüzlülüğü saçılması ile yüksek sıcaklık bölgelerinde ise optik fonon saçılmaları ile sınırlandırıldığını ortaya koymuştur. Ayrıca p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}$ örneklerinin valans bandı süreksizlikleri küçük olduğu için, yüksek sıcaklık bölgelerinde taşıyıcıların, kazandıkları termal enerji ile kuantum kuyusundan bariyere geçerek paralel transporta neden olduğu düşünülmektedir. Benzer sonuçlar *Sun ve arkadaşları* tarafından da öngörülmüştür [9].

n-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_{0.009}\text{As}_{0.991}$ örneklerinde tüm sıcaklık bölgelerinde N-kaynaklı alaşım düzensizliği saçılması ve arayüzey pürüzlülüğü saçılması baskındır. p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ örneklerinde ise düşük sıcaklık bölgelerinde alaşım düzensizliği saçılması ve arayüzey pürüzlülüğü saçılması baskın iken yüksek sıcaklık bölgesinde optik fonon saçılmaları mobilitayı sınırlandırmaktadır. Ayrıca p-tipi $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ örneklerinde yüksek sıcaklık bölgesinde $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}/\text{GaAs}$ de olduğu gibi paralel transport gerçekleştiği düşünülmektedir.

Magnetotransport ölçümlerinde gözlenen SdH osilasyonlarının analizlerinden p-tipi örneklerin etkin boşluk kütleleri, kuantum mobiliteleri, kuantum ömürleri ve Dingle sıcaklıkları belirlendi. Azot oranı %0.9 ve %1.2 olan örneklerde, uygulanan elektrik alanının fonksiyonu olarak taşıyıcı sıcaklığının değişimi belirlendi. Elektrik alan arttıkça örgü sıcaklığından bağımsız olarak taşıyıcı sıcaklığının arttığı ve bu artışın her iki örnekte de benzer davranışı izlediği gözlemlendi.

Teorik ve deneysel sonuçlar azot ilavesi ile elektron etkin kütlelerinin arttığını göstermiştir [14]. Literatürde azot konsantrasyonunun etkin boşluk kütlelerine etkilerinin incelendiği bir çalışma yoktur. Bu çalışmada %0, 0.9 ve 1.2 oranında azot içeren örneklerin etkin boşluk kütleleri belirlendi ve azot konsantrasyonuna bağlı sistematik bir değişim gözlenmedi. Teorik sonuçlar göz önüne alındığında ve azot konsantrasyonuna bağlı olarak etkin boşluk kütlelerinin değişmediği düşünüldüğünde, etkin boşluk kütlelerinin taşıyıcı konsantrasyonuna bağlılığı öne çıkmaktadır. Literatürde bu düşüncüyü destekleyen pek çok çalışma mevcuttur. Çalışmalardaki ortak düşünce, tabakalar arası örgü uyumsuz yapılarda valans bandı profili değişerek, valans bant

eğriliğinin Γ noktasına göre simetrikliği azaldığı için etkin kütlelerin taşıyıcı konsantrasyonuna bağlı olarak artmakta olduğudur [64, 65, 68].

Bu çalışmada seyreltik azotlu III-V grubu alaşım yarıiletkenlerden n- ve p-tipi modülasyon katkılı $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ tek kuantum kuyulu yarıiletken sisteminin, yapı içerisindeki azot miktarına ve büyütme sonrası ısıtma işlem süresine bağlı olarak optik ve elektriksel özellikleri incelenmiştir. Transport mobilitelerinin hem n- hem de p-tipi örnekleri için alaşım konsantrasyonuna ve örgü sıcaklığına bağlı değişimleri teorik mobilite analizleri yapılarak incelenmiştir. p-tipi örneklerde etkin boşluk kütlelerinin azot konsantrasyonuna bağlı değişimi deneysel olarak incelenerek literatüre katkı sağlanmıştır.

Çalışmada, büyütme sonrası ısıtma işlem uygulanmış örnekler incelenirken, ısıtma işlem sonrasında azotun en yakın komşu konfigürasyonun değişmesi ve tabakalar arası In-Ga difüzyonu gibi fiziksel olayların gerçekleşebileceği üzerine literatüre dayalı yorumlar yapılmıştır. Fakat bu yorumları desteklemek için Raman spektroskopisi ile azotun bağ konfigürasyonunun ve X-ışını Kırınım Analizleri (X-Ray Diffraction, XRD) yapılarak da tabakalardaki her bir elementin yüzde miktarının belirlenmesi önemlidir.

Teorik mobilite analizlerinde, Literatürde Taramalı Elektron Mikroskobu (Transmission Electron Microscopy, TEM) ölçümleri ile arayüzey değişimlerinin incelendiği çalışmalar göz önüne alınarak ısıtma işlem ile arayüzey pürüzlülüğünün azaldığı yönünde yorumlar yapıldı. Benzer çalışmalar tez kapsamındaki örneklerde de yapılarak bu yorumlar desteklenebilir.

p-tipi örneklerin etkin boşluk kütlelerinin, azot miktarına bağlı olmadığı ve taşıyıcı konsantrasyonuna bağlı olduğu düşünülmektedir. Bu düşünceyi desteklemek için farklı azot konsantrasyonuna sahip örneklerin de etkin boşluk kütlelerini belirlemek önemlidir. Etkin boşluk kütlelerinin taşıyıcı konsantrasyonuna bağlılığın daha iyi analizi için aynı örneklerde magnetofotoluminesans ölçümleri de yapılabilir. Ayrıca etkin kütlelerin sıcaklığa bağlılığının farklı yöntemlerle belirlenmesi (Raman,

Magnetofotoluminesans) seyreltik azotlu yarıiletkenler için literatürde yer alan bir boşluğu dolduracaktır.

Literatürde azot miktarına ve ısıtım süresine bağı olarak yapı içerisindeki kusurların değişiminin incelendiği pek çok çalışma mevcuttur. Çalışma kapsamında, kusurların varlığı azot konsantrasyonuna ve ısıtım süresine bağı değişimleri literatürde bu yöndeki çalışmalar göz önüne alınarak yorumlandı. Bu malzemelerde de kusur seviyelerinin belirlenmesi yorumları destekleme adına önemlidir.

Gelecekte bu malzemelerde, Işıklı Uyarım Geçiş Spektroskopisi (Photo Induced Transient Spectroscopy, PITS) ölçümleri ile tuzak seviyelerinin, Magnetofotoluminesans ve Raman ölçümleri ile etkin kütle değişimlerinin, azot konsantrasyonuna, ısıtım süresine ve örgü sıcaklığına bağılılığı incelenerek, bu çalışmanın desteklenmesi ve literatüre katkı sağlanması hedeflenmektedir.

KAYNAKLAR

- [1] Erol, A. (Editör), 2008, *Dilute III-V Nitride Semiconductor and Material Systems*. Springer, Berlin, 978-3-540-74528-0.
- [2] Henini, M. (Editör), 2005, *Dilute Nitride Semiconductor*, Elsevier, Amsterdam, Netherlands 0-08-044502-0.
- [3] Polimeni, A., 2000, "Effect of Temperature on The Optical Properties on (InGa)(AsN)/GaAs single quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, 77, 2870.
- [4] Kondow, M., Uomi K., Hosomi K., and Mozume T., 1994, "Gas-Source Molecular Beam Epitaxy of $\text{GaN}_x\text{As}_{1-x}$ Using a N Radical as the N Source," *Jpn. J. Appl. Phys.*, 33, 1056.
- [5] Bisping, D., Ho, S., Pucicki, D., Fischer, M., and Forchel, A., 2008, "Room-temperature singlemode continuous-wave operation of distributed feedback GaInNAs laser diodes at 1.5 μm ," *Electron. Lett.*, 44, 6–7.
- [6] Ma, B. S., Fan, W. J., Dang, Y. X., Cheah, W. K., and Yoon, S. F., 2007 "Annealing effects on the optical properties of a GaInNAs double barrier quantum well infrared photodetector", *Appl. Phys. Lett.*, 91, 041905.
- [7] Chaqmaqchee, F. A. I., Mazzucato, S., Oduncuoglu, M., Balkan, N., Sun, Y., Gunes, M., Hugues, M., and Hopkinson, M., 2011, "GaInNAs-based Hellish-vertical cavity semiconductor optical amplifier for 1.3 μm operation," *Nanoscale Res. Lett.*, 6, 104.
- [8] Royall, B., ve Balkan, N., 2009, "Simulation of dilute nitride GaInNAs doping superlattice solar cells," *IEE Proc-J*, 3, 296.
- [9] Sun, Y., Balkan, N., Aslan, M., Lisesivdin, S. B., Carrere, H., Arikan, M. C., ve Marie, X., 2009, "Electronic transport in n- and p-type modulation doped $\text{Ga}(x)\text{In}(1-x)\text{N}(y)\text{As}(1-y)/\text{GaAs}$ quantum wells," *J. Phys.: Condens. Matter*, 21, 174210.
- [10] Kaplar, R. J., Arehart, R., Ringel, S. A., Allerman, A. A., Sieg, R. M., Kurtz, S. R., 2001, "Deep levels and their impact on generation current in Sn-doped InGaAsN," *J. Appl. Phys.*, 90, 3405.

- [11] Hierro, A., Ulloa, J.-M., Chauveau, J-M, Trampert, A., Pinault, M. A., Tournié, E., Guzmán, A., Sánchez-Rojas, J. L., Calleja, E., 2003, “Annealing effects on the crystal structure of GaInNAs quantum wells with large In and N content grown by molecular beam epitaxy,” *J. Appl. Phys.*, 94, 2319.
- [12] Wei S., ve Zunger, A., 1996 “Giant and composition-dependent optical bowing coefficient in GaAsN alloys.,” *Phys. Rev. Lett.*, 76, 664–667.
- [13] T. C. W., Bi, W.G., 1996 “N incorporation in GaP and band gap bowing of GaNP,” *Appl. Phys. Lett.*, 69, 3710.
- [14] Sarcan, F., Donmez, O., Gunes, M., Erol, A., Arikan, M. C., Puustinen, J., ve Guina, M., 2012, “An analysis of Hall mobility in as-grown and annealed n- and p-type modulation-doped GaInNAs/GaAs quantum wells,” *Nanoscale Res. Lett.*, 7, 529.
- [15] Shan, W., Walukiewicz, W., Ager, J. W., Haller, E. E., Geisz, J. F., Friedman, D. J., Olson, J. M., ve Kurtz, S. R., 1999, “Effect of nitrogen on the band structure of GaInNAs alloys,” *J. Appl. Phys.*, 86, 2349.
- [16] O'Reilly, E. P., Lindsay, A., ve Fahy, S., 2004, “Theory of the electronic structure of dilute nitride alloys: beyond the band-anti-crossing model,” *J. Phys.: Condens. Matter*, 16, 3276.
- [17] Wu, J., Walukiewicz, W., ve Haller, E., 2002, “Band structure of highly mismatched semiconductor alloys: Coherent potential approximation,” *Phys. Rev. B*, 65, 1.
- [18] Alexandropoulos, D., 2003, “Theoretical Studies of GaInNAs for Optoelectronic Device Applications,” Doktora tezi. University of Essex.
- [19] Klar, P., Grüning, H., Koch, J., Schäfer, S., Volz, K., Stolz, W., Heimbrodt, W., Saadi, A., Lindsay, A., ve O'Reilly, E., 2001, “(Ga, In)(N, As)-fine structure of the band gap due to nearest-neighbor configurations of the isovalent nitrogen,” *Phys. Rev. B*, 64,1.
- [20] Tiras, E., Balkan, N., Ardali, S., Gunes, M., Fontaine, C., Arnoult, A., 2011, “Quantum lifetimes and momentum relaxation of electrons and holes in $\text{Ga}_{0.7}\text{In}_{0.3}\text{N}_{0.015}\text{As}_{0.985}$ /GaAs quantum wells,” *Philos. Mag.*, 91, 628.
- [21] Loke, W. K., Yoon, S. F., Wicaksono, S., Tan, K. H. ve Lew, K. L., 2007, “Defect-induced trap-assisted tunneling current in GaInNAs grown on GaAs substrate,” *J. Appl. Phys.*, 102, 54501.
- [22] Krispin, P., Gambin, V., Harris, J. S., ve Ploog, K. H., 2003, “Nitrogen-related electron traps in Ga(As,N) layers ($\leq 3\%$ N),” *J. Appl. Phys.*, 93, 10.

- [23] Buyanova, I. A., Chen, W. M., ve Tu, C. W., 2004, "Defects in dilute nitrides," *J. Phys.: Condens. Matter*, 16, 3027.
- [24] Miyashita, N., Shimizu, Y., ve Okada, Y., 2007, "Carrier mobility characteristics in GaInNAs dilute nitride films grown by atomic hydrogen-assisted molecular beam epitaxy," *J. Appl. Phys.*, 102, 44904.
- [25] Liverini, V., Rutz, A., Keller, U., ve Schön, S., 2006, "Effects of rapid thermal annealing conditions on GaInNAs band gap blueshift and photoluminescence intensity Effects of rapid thermal annealing conditions on GaInNAs band gap blueshift and photoluminescence intensity," *J. Appl. Phys.*, 99, 113103.
- [26] Kong, X., Trampert, A., ve Ploog, K. H., 2008, "Composition fluctuations and clustering in (Ga,In)(N,As)/GaAs (001) heterostructures studied by analytical transmission electron microscopy," *J. Phys. Chem. Solids*, 69, 335.
- [27] Albrecht, M., Grillo, V., Remmele, T., Strunk, H. P., Egorov, A. Y., Dumitras, G., Riechert, H., Kaschner, A., Heitz, R., ve Hoffmann, A., 2002, "Effect of annealing on the In and N distribution in InGaAsN quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, 81, 2719.
- [28] Dixit, V., Liu, H. F., ve Xiang, N., 2008, "Analysing the thermal-annealing-induced photoluminescence blueshifts for GaInNAs/GaAs quantum wells: a genetic algorithm based approach," *J. Phys. D Appl. Phys.*, 41, 115103.
- [29] Chan, M., Surya, C., ve Wai, P. K. A., 2001, "The effects of interdiffusion on the subbands in GaInNAs/GaAs quantum well for 1.3 and 1.55 μm operation wavelengths," *J. Appl. Phys.*, 90, 1.
- [30] Liverini, V., Rutz, A., Keller, U., ve Schön, S., 2006, "Effects of rapid thermal annealing conditions on GaInNAs band gap blueshift and photoluminescence intensity," *J. Appl. Phys.*, 99, 113103.
- [31] Volz, K., Torunski, T., Kunert, B., Rubel, O., Nau, S., Reinhard, S., and Stolz, W., 2004, "Specific structural and compositional properties of (GaIn)(NAs) and their influence on optoelectronic device performance," *J. Cryst. Growth*, 272, 739.
- [32] Schubert, E. F., 2009, *Physical Foundations of Solid-State Devices*, <http://homepages.rpi.edu/~schubert/>, [Ziyaret tarihi: 4 Kasım 2010]
- [33] Seeger, K., 2004, *Semiconductor Physics*, Springer. Berlin, Heidelberg, 3-540-21957-9.
- [34] Singleton, J., 2012, *Band Theory and Electronic Properties of Solid*. Oxford University Press, 978-0-19-850644.

- [35] Conwell E., ve Weisskopp, V. F., 1950, "Theory of Impurity Scattering in Semiconductors," *Phys. Rev.*, 77, 388.
- [36] Hess, K., 1979, "Impurity and phonon scattering in layered structures," *Appl. Phys. Lett.*, 35, 484.
- [37] Ridley, B. K., 1982, "The electron-phonon interaction in quasi-two- dimensional semiconductor quantum-well structures," *J. Phys. C Solid State*, 5899, 5899.
- [38] Ridley, B. K., Foutz, B. E., ve Eastman, L. F., 2000, "Mobility of electrons in bulk GaN and AlGaN/GaN heterostructures," *Phys. Rev. B*, 61, 16862.
- [39] Fang F. F., ve Howard, E., 1966, "Negative Field-Effect Mobility On (100) Si Surfaces," *Phys. Rev. Lett.*, 16, 797.
- [40] Ridley, B. K., 1999, *Quantum Process in Semiconductors*. Oxford University Press, 0-19-580-580-9.
- [41] Zanato, D., Gokden, S., Balkan, N., Ridley, B. K., ve Schaff, W. J., 2004, "The effect of interface-roughness and dislocation scattering on low temperature mobility of 2D electron gas in GaN/AlGaN," *Semicond. Sci. Tech.*, 19, 427.
- [42] Kearney M. J., ve Horrell, A. I., 1998, "The effect of alloy scattering on the mobility of holes in a SiGe quantum well," *Semicond. Sci. Technol.*, 13, 174.
- [43] Littlejohn, M. A., Hauser, J. R., Glisson, T. H., Ferry, D. K., ve Harrison, J. W., 1978, "Alloy scattering and high field transport in ternary and quaternary iii-v semiconductor," *Solid State Electron*, 21, 107.
- [44] Fahy, S., 2003, "Intrinsic limits on electron mobility in dilute nitride semiconductors," *Appl. Phys. Lett.*, 83, 3731.
- [45] Sun, Y., Balkan, N., Erol, A., ve Arikan, M. C., 2009, "Electronic transport in n- and p-type modulation-doped GaInNAs/GaAs quantum wells," *Microelectron J.*, 40, 403.
- [46] Fahy, S., Lindsay, A., Ouerdane, H., and O'Reilly, E. P., 2006, "Alloy scattering of n-type carriers in GaNAs," *Phys. Rev. B*, 74, 035203.
- [47] Vurgaftman, I., ve Meyer, J. R., 2001, "Band parameters for III – V compound semiconductors and their alloys," *J. Appl. Phys.*, 89, 11.
- [48] Vurgaftman, I., ve Meyer, J. R., 2003 "Band parameters for nitrogen-containing semiconductors," *J. Appl. Phys.*, 94, 3675.

- [49] Tiras, E., 2002, "In(0.53)Ga(0.47)As/In(0.52)Al(0.48)As Heteroeklemlerin Elektronik Transport Özellikleri ve İki- Boyutlu Elektronların Güç Kaybı Mekanizmalarının Shubnikov-De Haas Osilasyonları Yöntemiyle Araştırılması," Doktora Tezi, Anadolu Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü.
- [50] Ihn, T., 2011, *Semiconductor Nanostructures: Quantum states and Electronic transport*. New York: Oxford University Press, 978-0-19-953443-2.
- [51] Ando, T., 1974, "Theory of Quantum Transport in a Two-Dimensional Electron System under Magnetic Fields. IV. Oscillatory Conductivity," *J. Phys. Soc. Jpn.*, 37, 1233.
- [52] Ando, T., 1982, "Self-Consistent Results for a GaAs/Al_xGa_{1-x}As Heterojunction. II. Low Temperature Mobility," *J. Phys. Soc. Jpn.*, 51, 3900.
- [53] Shubnikov L. W., ve de Haas, W. J., 1930, *Proc. R. Neth. Acad. Arts Sci*, 33, 130.
- [54] Isihara A., Smrcka, L., 1986, "Density and magnetic field dependences of the conductivity of two-dimensional electron systems," *J. Phys. C Solid State*, 19, 34.
- [55] Balkan, N., Çelik, H., Vickers, A. J., ve Cankurtaran, M., 1995, "Warm-electron power loss in GaAs/Ga(1-x)Al(x)As multiple quantum wells: Well-width dependence," *Phys. Rev. B*, 52, 210.
- [56] Balkan N., ve Patanè, A., 2012, *Semiconductor Research: Experimental techniques*, Springer Berlin Heidelberg, 978-3-642-23351-7.
- [57] Ridley, B. K., 1991, "Hot electrons in low-dimensional structures," *Rep. Prog. Phys.*, 54, 169.
- [58] Milsom P. K., ve Butcher, P. N., 1986, "Phonon-scattering limitation of the metallic conductivity of a quasi-two-dimensional semiconductor structure," *Semicond. Sci. Tech.*, 1, 58.
- [59] Tiras, E., Cankurtaran, M., Çelik, H., Thomas, A. B., ve Balkan, N., 2001, "Magnetotransport in modulation-doped InGaAs/InAlAs heterojunctions: in-plane effective mass, quantum and transport mobilities of 2D electrons," *Superlattice. Microst.*, 29, 147.
- [60] Passler, R., 1999, "Parameter Sets Due to Fittings of the Temperature Dependencies of Fundamental Bandgaps in Semiconductors," *Phys. Stat. Sol. B*, 975, 975.
- [61] Xu, L., Patel, D., Menoni, C. S., Yeh, J. F., Mawst, L. J., Tansu, N., 2006 "Optical determination of the electron effective mass of strain compensated InGaAs/GaAs single quantum well," *Appl. Phys. Lett.*, 89, 171112.

- [62] Wartak M. S., ve Weetman, P., 2007, "The effect of well coupling on effective masses in the InGaAsN material system," *J. Phys.: Condens. Matter*, 19, 276202.
- [63] Wartak M. S., ve Weetman, P., 2005, "Numerical analysis of the effective masses in InGaAsN quantum-well structures with self-consistent effects," *J. Phys.: Condens. Matter*, 17, 6539.
- [64] Irisawa, T., Myronov, M., Mironov, O. A., Parker, E. H. C., Nakagawa, K., Murata, M., Koh, S., ve Shiraki, Y., 2003, "Hole density dependence of effective mass, mobility and transport time in strained Ge channel modulation-doped heterostructures," *Appl. Phys. Lett.*, 82, 1425.
- [65] Sawano, K., Toyama, K., Masutomi, R., Okamoto, T., Usami, N., Arimoto, K., Nakagawa, K., ve Shiraki, Y., 2009, "Strain dependence of hole effective mass and scattering mechanism in strained Ge channel structures," *Appl. Phys. Lett.* 95, 122109.
- [66] Tiras E., ve Ardali, S., 2012, "Electron and hole energy relaxation rates in GaInNAs/GaAs quantum wells via deformation potential and piezoelectric scattering," *Phys. Status Solidi B*, 13, 1.
- [67] Balkan, N., Mazzucato, S., Erol, A., Hepburn, C. J., Potter, R. J., Vickers, A. J., ve Chalker, P. R., 2004, "Effect of fast thermal annealing on the optical spectroscopy in MBE- and CBE-grown GaInNAs/GaAs QWs : blue shift versus red shift," *IEE Proc-J*, 151, 5.
- [68] Rößner, B., Isella, G., ve Känel, H. V., 2003, "Effective mass in remotely doped Ge quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, 82, 754.

ÖZGEÇMİŞ

GENEL

Adı Soyadı: Fahrettin SARCAN

Uyruğu: T.C.

Yabancı Dili: İngilizce

EĞİTİM

Lisans

2006 – 2010, İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü

Lise

2002 – 2005, Samsun Namık Kemal Lisesi

YAYINLAR

- F. Sarcan, O. Donmez, M. Gunes, A. Erol, M.C. Arikan, J. Puustinen, M. Guina, “An Analysis of Hall Mobility in As-Grown and Annealed n- and p-type Modulation-Doped GaInNAs/GaAs Quantum Wells” Nanoscale Research Letter, 7, 529, 2012.
- A. Erol, E. Akalin, F. Sarcan, O. Donmez, S. Akyuz, M. C. Arikan, J. Puustinen, M.Guina, “Excitation Energy-Dependent Nature of Raman Spectra in GaInNAs/GaAs Quantum Well”, Nanoscale Research Letter, 7, 656, 2012.

BİLDİRİLER

Sözlü

- An Analysis of Scattering Mechanisms in As-Grown and Annealed n- and p-type Modulation Doped GaInNAs/GaAs Quantum Wells, “Turkish Physical Society, 29th International Physics Congress”, 05-08 Eylül 2012, Muğla, Türkiye.

Poster

- An Analysis of Hall Mobility in As-Grown and Annealed n- and p-type Modulation-Doped GaInNAs/GaAs Quantum Wells, “International Conference on Superlattices, Nanostructures and Nanodevices”, 22-27 Temmuz 2012, Dresden, Almanya.
- A comprehensive study of optical characterization of n- and p- type as-grown and annealed modulation doped GaAs/GaInNAs QW structures, “International

Conference on Superlattices, Nanostructures and Nanodevices”, 22-27 Temmuz 2012, Dresden, Almanya.

- Characterization of as-grown and annealed modulation doped $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ quantum well structures using Infrared spectroscopy and Raman scattering, “International Conference on Superlattices, Nanostructures and Nanodevices”, 22-27 Temmuz 2012, Dresden, Almanya.
- Effects of thermal annealing on optical and electronic transport properties in n- and p-type Modulation Doped $\text{GaInNAs}/\text{GaAs}$ Quantum Wells, “European Material Research Society Spring Meeting”, 14-18 Mayıs 2012, Strasbourg, Fransa.
- A comparative study on electronic transport properties of n- and p- modulation doped $\text{GaInAs}/\text{GaAs}$ and dilute nitride $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_{0.17}\text{As}_{0.83}/\text{GaAs}$ Quantum Well, “European Material Research Society Spring Meeting”, 14-18 Mayıs 2012, Strasbourg, Fransa.
- Electronic transport properties of the $\text{GaInNAs}/\text{GaAs}$ p-type as-grown and annealed modulation doped quantum well structures, “13th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)”, 26-30 Haziran, Stockholm, İsveç.

SERTİFİKALAR-KURSLAR

- 6th International Summer School, New Frontiers in Optical Technologies, 08-12 Ağustos 2011, Tampere, Finlandiya.
- Cost Action MP0805 Izmir Meeting and Training School, 12-14 Nisan 2011, İzmir, Türkiye.
- T.C. Cumhuriyet Üniversitesi “Güneş Gözelerinin Fiziği ve Teknolojisi Lisansüstü Yaz Okulu”, 17-21 Mayıs 2010, Sivas, Türkiye.