

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

AlGaIn/GaN HETEROEKLEMLERDE SICAK ELEKTRON GÜÇ KAYBI MEKANİZMALARI

Özlem ÇELİK

Anadolu Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
İleri Teknolojiler Anabilim Dalı
Danışman: Doç. Dr. Engin TIRAŞ
2011, 67 sayfa

Metalorganic chemical vapor deposition (MOCVD) tekniğiyle büyütülmüş AlGaIn/GaN heteroeklemlerde klasik Hall olayı ölçümleri sabit manyetik alan altında 1,8 - 275 K aralığında sıcaklığın fonksiyonu olarak yapıldı. Elde edilen deneysel verilerden boyuna optik (LO) fonon enerjisini hesaplandı.

Sıcaklığın fonksiyonu olarak ölçülen Hall mobiliteleri literatürde verilen kuramsal saçılma mekanizmalarının sonuçlarıyla karşılaştırıldı. Kuramsal mobilite hesaplamalarında polar optik fonon saçılması, iyonize safsızlık saçılması, arka-plan (background) safsızlık saçılması, arayüzey pürüzlülüğü saçılması, piezoelektrik saçılma, akustik fonon saçılması, dislokasyon ve alaşım düzensizliği saçılması hesaba katıldı. Elde edilen verilerden düşük sıcaklıklarda alaşım düzensizliği saçılmasının, yüksek sıcaklıkta ise polar optik fonon saçılmasının başat saçılma mekanizması olduğu sonucuna varıldı.

AlGaIn/GaN heteroeklemdeki iki boyutlu (2D) elektronların transport özellikleri ve güç kaybı mekanizmaları Shubnikov-de Haas (SdH) osilasyonları ölçümleriyle incelendi. SdH osilasyonlarını elde etmek için ölçülen magnetorezistans $R_{xx}(B)$ verilerinin ikinci türevi alındı. SdH osilasyonları periyodundan 2D elektron yoğunluğu ve Fermi enerjisi ($E_F - E_1$) belirlendi. SdH osilasyonları genliğinin sıcaklık ve manyetik alanla değişiminden 2D elektronların düzlem-içi etkin kütlesi (m^*) ve kuantum ömrü (τ_q) elde edildi.

Anahtar Kelimeler: AlGaIn/GaN heteroeklem, elektron saçılma süreçleri, Shubnikov de Haas osilasyonları, sıcak elektronlar, güç kaybı mekanizmaları

ABSTRACT

Master of Science Thesis

HOT ELECTRON POWER LOSS MECHANISMS IN AlGa_N/Ga_N HETEROJUNCTIONS

Özlem ÇELİK

Anadolu University
Graduated School of Science
Department of Advanced Technologies
Supervisor: Assoc. Prof. Engin TIRAŞ
2011, 67 pages

Hall effect measurements on AlGa_N/Ga_N heterojunctions grown by a metalorganic chemical vapor deposition (MOCVD) technique have been carried out as a function of temperature in the range between 1.8 and 275 K at a fixed magnetic field. The experimental data have been used to calculate the longitudinal optical (LO) phonon energy.

The experimental data for the temperature dependence of Hall mobility were compared with the theoretical formula for scattering mechanisms taken from the literature. In the numerical calculations, polar optical phonon scattering, ionized impurity scattering, background impurity scattering, interface roughness scattering, piezoelectric scattering, acoustic phonon scattering, dislocation and alloy disorder scattering were taken into account. It is concluded that alloy disorder scattering is the dominant scattering mechanism at low temperatures and polar optical phonon scattering is dominant at high temperatures.

Shubnikov–de Haas (SdH) oscillations have been used to investigate the electronic transport properties and power loss mechanisms of two-dimensional (2D) electrons in AlGa_N/Ga_N heterojunctions. The SdH oscillations were obtained from the measured magnetoresistance $R_{xx}(B)$ by taking the second derivative of the raw experimental data. The 2D carrier density and the Fermi energy with respect to subband energy ($E_F - E_1$) have been determined from the period of the SdH oscillations. The in-plane effective mass (m^*) and the quantum lifetime (τ_q) of 2D electrons have been obtained from the temperature and magnetic field dependences of the SdH oscillation amplitude, respectively.

Key Words: AlGa_N/Ga_N heterojunction, electron scattering mechanisms, Subnikov de Haas oscillations, hot electrons, power loss mechanisms

TEŞEKKÜR

Bu çalışmanın gerçekleşmesinde çok değerli yardımları ve sürekli desteği için tez danışmanım **Doç. Dr. Engin TIRAŞ**'a teşekkür ederim.

Çalışmada kullanılan örnekleri sağlayan **Prof. Dr. Ekmel ÖZBAY** (Bilkent Üniversitesi) ve **Yrd. Doç. Dr. Sefer Bora LİŞESİVDİN** 'e (Gazi Üniversitesi) teşekkür ederim.

Raman saçılması ölçümleri sırasında yardımlarını esirgemeyen **Uzm. Yük. Müh. Tülay Tıraş**' a teşekkür ederim.

Yardımlarını gördüğüm çalışma arkadaşlarım **Şükrü ARDALI**, **Selman MUTLU** ve **Esra YAZICI**'ya teşekkür ederim.

Çalışma süresince beni her konuda destekleyen annem **Sibel ÇELİK** ve babam **Ekrem ÇELİK**'e teşekkür ederim.

Bu çalışma **Türkiye Bilimsel ve Teknik Araştırma Kurumu** (TÜBİTAK) tarafından (Proje No:110T377) ve **Anadolu Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri** tarafından (Proje No:1001F99) desteklenmiştir.

Özlem ÇELİK

Ağustos 2011

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

| | <u>Sayfa</u> |
|---|---------------------|
| ÖZET | i |
| ABSTRACT | ii |
| TEŞEKKÜR | iii |
| İÇİNDEKİLER DİZİNİ | iv |
| ŞEKİLLER DİZİNİ | vii |
| ÇİZELGELER DİZİNİ | x |
| SİMGELER VE KISALTMALAR | xi |
| 1. GİRİŞ | 1 |
| 2. GENEL BİLGİLER | 3 |
| 2.1. III-N Yarıiletkenlerin Kristal Yapısı | 3 |
| 2.2. AlGaIn/GaN Heteroeklemlerde İki Boyutlu Elektron Gazı (2DEG) | 4 |
| 2.2.1. 2DEG’nda Yük Taşıyıcı Yoğunluğu..... | 6 |
| 2.3. GaN Yapılarda Kutuplanma | 7 |
| 2.4. Elektron Saçılma Süreçleri | 8 |
| 2.4.1 Polar Optik Fonon Saçılması | 9 |
| 2.4.2 Akustik Fonon Saçılması..... | 10 |
| 2.4.3. Alaşım Düzensizliği Saçılması | 11 |
| 2.4.4. Arka-plan (Background) Safsızlık Saçılması | 11 |
| 2.4.5. Dislokasyon Saçılması | 12 |
| 2.4.6. İyonize Safsızlık Saçılması..... | 12 |
| 2.4.7. Arayüzey Pürüzlülüğü Saçılması | 13 |
| 2.5. Magnetorezistans | 13 |
| 2.5.1. Landau Kuantizasyonu | 14 |

| | |
|---|-----------|
| 2.5.2. Shubnikov-de Haas Osilasyonları..... | 17 |
| 2.5.3. Sıcak Elektronlar..... | 20 |
| 2.5.4. Akustik Fonon Elektron Etkileşmeleri..... | 21 |
| 2.5.5. SdH Osilasyonları Yöntemiyle Sıcak Elektronların Güç Kaybının Ölçülmesi | 25 |
| 3. DENEYSEL YÖNTEMLER | 29 |
| 3.1. AlGaIn/GaN Heteroeklem Örnekler..... | 29 |
| 3.2. Magnetotransport Deney Düzenegi | 30 |
| 3.3. Veri Toplama ve Değerlendirme Programlar | 34 |
| 4. KLASİK MAGNETOTRANSPORT SONUÇLARI | 36 |
| 4.1. Elektriksel Direnç ve Hall Direncinin Sıcaklıkla Değişimi | 36 |
| 4.2. Hall Taşıyıcı Yoğunluğu ve Hall Mobilitesinin Sıcaklıkla Değişimi | 38 |
| 5. YÜKSEK MAGNETİK ALANDA MAGNETOTRANSPORT ÖLÇÜMLERİ VE SONUÇLAR | 43 |
| 5.1. Magnetorezistansın Sıcaklık ve Uygulanan Elektriksel Alanın Fonksiyonu Olarak Değişimi..... | 43 |
| 5.2. Deneysel $R_{xx}(B)$ Verilerinden SdH Osilasyonlarının Elde Edilmesi | 45 |
| 5.3. SdH Osilasyonları Genliğinin Sıcaklıkla Değişiminden Etkin Kütlenin Elde Edilmesi..... | 47 |
| 5.4. SdH Osilasyonları Genliğinin Magnetik Alanla Değişiminden 2D Elektronların Kuantum Ömrünün Elde Edilmesi | 49 |
| 5.5. SdH Osilasyonları Genliğinin Elektrik Alana Bağlı Değişimi | 50 |
| 5.6. SdH Osilasyonları Ölçümlerinden İki-Boyutlu Elektron Yoğunluğu ve Fermi Enerjisi'nin Elde Edilmesi | 51 |
| 6. GÜÇ KAYBI MEKANİZMALARI | 54 |

| | |
|---------------------|----|
| 7. SONUÇLAR | 59 |
| 8. KAYNAKLAR | 61 |

ŞEKİLLER DİZİNİ

| | |
|---|----|
| 2.1. AlN/GaN wurtzite yapı [29]..... | 4 |
| 2.2. Bazı III-N yarıiletken bileşiklerin yasak enerji aralığının örgü parametresine bağlı değişimi [33] | 5 |
| 2.3. Isısal dengede AlGaIn/GaN heteroeklemin enerji band diyagramı. E_F Fermi enerjisi, E_1 ve E_2 sırasıyla birinci ve ikinci altband enerjileri, V_0 engel yüksekliği, 0-(-d) aralığı ayırıcı tabaka genişliği ve (-L)-(-d) aralığı iyonize donörlerin bulunduğu bölgedir. Kapalı daireler iyonlaşmamış donörleri ifade etmektedir [34]. | 6 |
| 2.4. İki-boyutlu (2D) ve üç-boyutlu (3D) elektron gazında durum yoğunluklarının karşılaştırılması. E_1 , E_2 , E_3 ve E_4 kuantize olmuş enerji seviyeleridir [36]..... | 7 |
| 2.5. Ga ve N polaritesi [38]..... | 8 |
| 2.6. (a) Sıfır magnetik alanda ve (b) 2DEG düzlemine dik olarak magnetik alan uygulandığında durum yoğunluğunun enerjiyle değişimi. Düşey kesikli çizgiler δ -fonsiyonu tipi Landau düzeylerini göstermektedir. Gaussian eğriler ise çarpışmalar nedeniyle genişlemiş Landau düzeylerini göstermektedir E_1 ve E_2 altband enerjileri, E_F Fermi enerjisi ve Γ_0 Landau düzeyinin yarı yüksekliğindeki tam genişliğidir [58]..... | 16 |
| 2.7. (a) Fonon soğurulması ve (b) fonon yayımlanması süreçlerinin şematik gösterimi. | 23 |
| 3.1. Ölçümlerde kullanılan AlGaIn/GaN heteroeklem örneğinin tabaka yapısı | 29 |
| 3.2. Van der Pauw yöntemi kullanılarak öz direnç (a) ve Hall direnci (b) ölçümleri için şematik gösterim. 1,2,3 ve 4 kontak noktaları, d örneğinin boyu, simetrik durumda $R_{xx} = R_A = R_B$ boyuna elektriksel direnç, I_{12} ve I_{23} boyuna akım, V_{43} ve V_{14} boyuna gerilim, I_{13} enine akım ve $V_{24P} = V_H$ Hall gerilimidir. | 31 |
| 3.3. Deney düzeneğinin blok diyagramı | 33 |

- 4.1. (a) Boyuna elektriksel direnç (R_{xx}) ve (b) Hall direncinin (R_{xy}) sıcaklıkla değişimi ($I=100 \mu\text{A}$, $B=1 \text{ T}$).....37
- 4.2. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örneklerde Hall taşıyıcı yoğunluğu ve Hall mobilitesinin sıcaklıkla değişimi.38
- 4.3. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örneği için $\ln(1/\mu_{\text{tot}} - 1/\mu_0)=f(1000/T)$ grafiği. Deneysel verilere en iyi uyan doğrunun eğiminden elde edilen LO fonon enerjisi $\hbar\omega_{LO} = 89 \text{ meV}$ 'dir. Sürekli çizgi deneysel veriye teorik uyum eğrisi, içi boş daireler ise deneysel verilerdir.40
- 4.4. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örneğe 1.0T manyetik alan uygulanarak ölçülen Hall mobilitesinin (μ_H) sıcaklıkla değişimi ve hesaplanan mobiliteler: alaşım düzensizliği saçılması mobilitesi (μ_A), akustik fonon saçılması mobilitesi (μ_{AC}), arayüzey pürüzlülüğü saçılması mobilitesi (μ_{IFR}), polar optik fonon saçılması mobilitesi (μ_{PO}), diskolasyon saçılması mobilitesi (μ_{DIS}), toplam mobilite (μ_{tot}). Hesaplanan arkaplan safsızlık saçılması mobilitesi (μ_{BI}) burada gösterilmemiştir, çünkü diğer saçılma mekanizmaları ilişkin mobiliteler ile karşılaştırıldığında μ_{BI} çok büyüktür. Deneysel veriler içi dolu daireler ile gösterilmiştir.....42
- 5.1. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örneklerde üç farklı örgü sıcaklığında ölçülen magnetorezistans $R_{xx}(B)$ verileri. Örneğe uygulanan elektrik alan (F_0) 2D elektronları ısıtmayacak kadar düşük seçilmiştir.44
- 5.2. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örnekte üç farklı elektrik alanda ölçülen $R_{xx}(B)$ verileri. $T_{LO}=1,8 \text{ K}$ en düşük örgü sıcaklığıdır.45
- 5.3. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örnekte magnetorezistans (R_{xx}) verileri46
- 5.4. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örneğe ait SdH osilasyonları.47
- 5.5. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örnekte ölçülen SdH osilasyonları bağıl genliğinin sıcaklıkla değişimi48

| | |
|---|----|
| 5.6. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örneklerde 2D elektron etkin kütlelerinin magnetik alanla değişimi. | 49 |
| 5.7. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örnekte 2D elektron kuantum ömrünün elde edilmesi (Dingle çizimleri). | 50 |
| 5.8. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örnekte SdH osilasyonları bağlı genliğinin elektrik alanla değişimi. Sürekli çizgi göze kılavuzdur. | 51 |
| 5.9. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örnekte SdH osilasyonları periyodunun elde edilmesi. | 52 |
| 5.10. Deneysel $R_{xx}(B)$ verilerine FFT uygulanarak elde edilen Fourier spektrumu | 53 |
| 6.1. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örnekte 2D elektron sıcaklığı (T_e)'nin elektrik alanın fonksiyonu olarak elde edilmesi. Sürekli çizgi deneysel verilere en iyi uyan eğridir. | 54 |
| 6.2. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örneklerde farklı magnetik alanlarda (B_n) gözlenen SdH osilasyonları piklerinden elde edilen $T_e(F)$ grafikleri | 55 |
| 6.3. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örnekte 2D elektron güç kaybının elektron sıcaklığı ile değişimi. T_{L0} en düşük örgü sıcaklığıdır. | 56 |
| 6.4. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örnekte deneysel $P(T_e)$ verilerinin Eş. 2.69'da tanımlanan kuramsal bağıntı ile karşılaştırılması. | 57 |
| 6.5. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örnekte deneysel $P(T_e)$ verilerinin ara sıcaklık bölgesinde 2D güç kaybı bağıntısıyla (Eş. 2.64) ile karşılaştırılması..... | 58 |
| 6.6. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örneklerde 2D elektronların enerji durulma zamanının elektron sıcaklığı ile değişimi. | 59 |

ÇİZELGELER DİZİNİ

| | |
|--|----|
| 2.1. Eş. 2.71’de tanımlanan γ ’nın alabileceği kuramsal değerler ve karşı gelen enerji durulma mekanizmaları..... | 39 |
| 4.1. AlGaN/GaN heteroeklem için hesaplamalarda kullanılan materyal parametreleri..... | 53 |

SİMGELER VE KISALTMALAR

| | |
|-------------|--|
| B | Magnetik alan şiddeti |
| e | Elektron yükü ($1,602 \times 10^{-19}$ C) |
| E_g | Yasak enerji aralığı |
| h_{14} | Piezoelektrik sabiti |
| h | Planck sabiti ($6,626 \times 10^{-34}$ J.s) |
| \hbar | $h/2\pi$ |
| HEMT | Yüksek elektron mobiliteli transistör |
| k_B | Boltzmann Sabiti ($1,38 \times 10^{-23}$ J/K) |
| m^* | Etkin kütle |
| m_0 | Serbest elektron kütlesi ($9,109 \times 10^{-31}$ kg) |
| MOCVD | Metal organic chemical vapor deposition |
| μ_{BI} | Arkaplan safsızlık saçılma mobilitesi |
| μ_A | Alaşım düzensizliği saçılma mobilitesi |
| μ_I | İyonize safsızlık saçılma mobilitesi |
| μ_{POP} | Optik fonon saçılma mobilitelesi |
| μ_{DP} | Deformasyon potansiyeli saçılma mobilitesi |
| μ_{PE} | Piezoelektrik saçılma mobilitesi |
| μ_{dis} | Dislokasyon saçılma mobilitesi |
| μ_{IFR} | Arayüzey pürüzlülüğü saçılma mobilitesi |
| μ_{tot} | Toplam kuramsal mobilite |
| μ_H | Hall mobilitesi |

| | |
|----------|---------------------------|
| N_H | Hall taşıyıcı yoğunluğu |
| R_{xx} | Boyuna elektriksel direnç |
| R_{xy} | Hall direnci |

1. GİRİŞ

III-N ve III-V-N yarıiletkenler geniş band aralığına sahip olduğundan ve alaşım yoğunluklarına bağlı olarak bu band aralıklarının değiştirilebilmesinden dolayı mavi/yeşil ışık yayan aygıtlar için uygun malzemelerdir [1, 2]. Bu yarıiletken malzemeler yüksek güç, frekans ve sıcaklıkta çalışan elektronik aygıt uygulamaları için de uygundur [3]. Özellikle geniş band aralığı ve ısıl özelliklerinden dolayı AlGaIn/GaN heteroeklem yapılar yüksek elektron mobiliteli transistör (HEMT) olarak kullanılmaktadır [4, 5]. Bu tip aygıtların geliştirilmesindeki ilerlemeye rağmen, birçok malzeme parametreleri halen tam olarak anlaşılmamıştır. Elektron saçılma mekanizmalarının ve elektron etkin kütlesi gibi parametrelerin kesin olarak bilinmesi, bu malzeme sisteminin araştırılması ve iyileştirilmesi aygıt uygulamaları için önemlidir.

AlGaIn/GaN heteroeklemlerin elektronik transport özelliklerinin incelenmesinde yaygın olarak üç temel teknik kullanılmaktadır. Bunlar: magnetotransport, yüksek manyetik alan altında siklotron rezonans absorpsiyonu ve Raman spektroskopisidir. Bu yapılarda elektron etkin kütlesinin magnetotransport [2, 6-15], siklotron rezonans [16-18] ölçümlerinden ve her iki yöntemin de kullanıldığı deneylerden [19-21] elde edildiği bilinmektedir. Düşük elektron mobilitelerinden dolayı magnetorezistans ölçümlerinden elektron etkin kütlesini elde etmek zordur. Farklı alaşım yoğunlukları kullanılarak üretilen AlGaIn/GaN heteroeklemlerin arayüzeyinde oluşan iki-boyutlu (2D) elektron gazında elektron etkin kütlesi *Kurakin et al* [2] tarafından elde edilmiştir. Yapılan benzer çalışmalarda AlGaIn/GaN heteroeklemlerde elektron etkin kütlesinin elektron yoğunluğundan bağımsız olduğu ve hacimli GaN yapılarda elektron etkin kütlesi ile uyumlu olduğu gözlenmiştir [2]. Bu sonuç GaN'ın iletim bandında enerji dispersiyon bağıntısının esas olarak parabolik olduğunun ve elektron dalga fonksiyonunun AlGaIn bariyer/ayırıcı katmanına nüfuz etmesinin, 2D elektronların etkin kütlesine kayda değer bir etkisi olmadığını göstermektedir.

AlGaIn/GaN heteroeklemlerde iki boyutlu elektron gazı (2DEG) GaN ve AlGaIn arayüzeyinde oluşur [22]. Arayüzeyde oluşan bu 2D elektronların

mobiliteleri aygıt performansı için çok önemlidir [23], çünkü elektron mobilitesi saçılma mekanizmaları tarafından belirlenir [24]. AlGaN/GaN HEMT'lerde oda sıcaklığında elektron mobilitesi polar optik fononlar tarafından belirlenmektedir [25]. Düşük sıcaklıklarda ise alaşım düzensizliği saçılma mekanizması başat saçılma mekanizmasıdır [23, 26]. Bu tez çalışması kapsamında AlGaN/GaN heteroeklem örneklerde elektron mobilitelerini etkileyen saçılma mekanizmalarını incelemek amacıyla, Hall taşıyıcı yoğunluğu ve Hall mobilitesi 1,8-275 K aralığında sıcaklığın fonksiyonu olarak ölçüldü.

AlGaN/GaN heteroeklemlerde, elektronların boyuna optik (LO) fononlardan saçılmasının baskın olduğu yüksek sıcaklıklarda, bu aygıtların nasıl çalıştığını anlamak için optik fonon enerjisi ve elektron-LO fonon saçılma mekanizmalarının araştırılması çok önemlidir. Bu tez çalışmasında LO fonon enerjisi sıcaklığa bağlı Hall olayı ölçümlerinden elde edildi.

İki-boyutlu yarıiletkenlerde sıcak elektron iletimi yaklaşık otuz yıldır incelenmektedir [27]. Araştırmacıların bu konuya eğilmesindeki en büyük etken, 2D yarıiletken aygıtların çok çeşitli uygulama alanları bulmasıdır. Yarıiletken aygıtların boyutlarının sınırlanması ve kuantum mekaniksel etkenlerin sıcak elektron iletimini nasıl etkilediği başlıca araştırma konuları arasındadır. Sıcak elektron oluşturmak için örneğe gerekli büyüklükte elektrik alan uygulandığında, hacimli (bulk) yarıiletkenlerin hemen ısınması (Joule heating) nedeniyle, 3D yarıiletkenlerde sıcak elektron deneyleri yapmak çok zordur [40]. İki-boyutlu yarıiletkenlerde ise, 2D elektronların iletim mobilitesi çok yüksek olduğundan, sıcak elektron oluşturmak için gerekli olan elektrik alan şiddeti daha küçüktür [27].

Bu tez çalışmasında $Al_{0,25}Ga_{0,75}N/GaN$ heteroeklem örneklerin elektronik transport özellikleri ile sıcak 2D elektronların güç kaybı mekanizmalarının klasik magnetotransport (elektriksel direnç (R_{xx}) ve zayıf magnetik alan Hall direnci (R_{xy})) ve Shubnikov-de Haas (SdH) osilasyonları ölçümleriyle incelenmesi amaçlanmıştır.

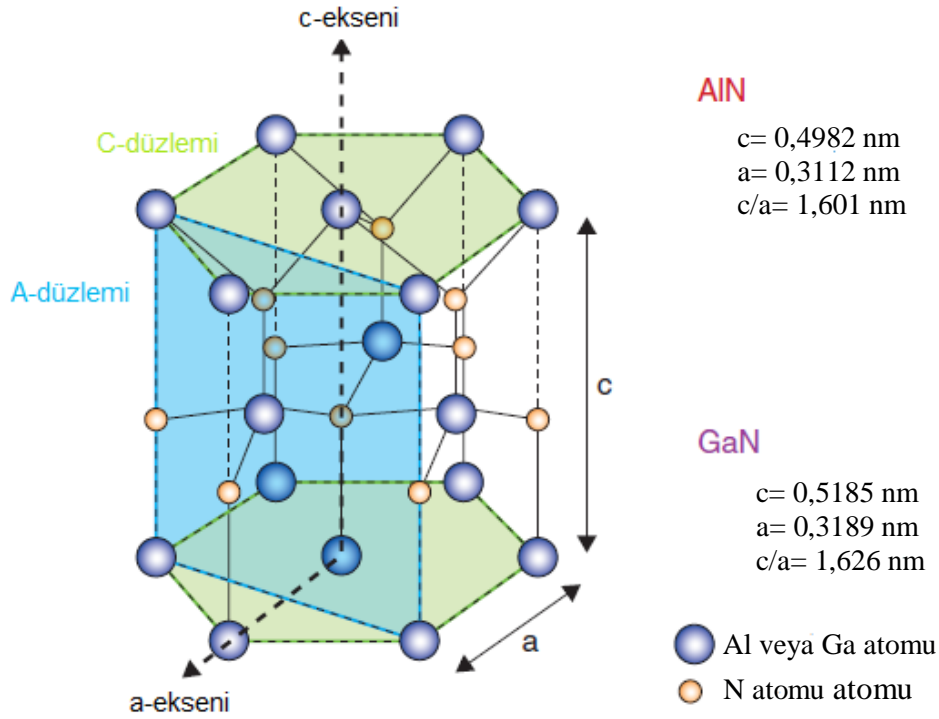
Bu amaçla, zayıf magnetik alan altında ölçülen magnetorezistans ve SdH osilasyonları verileri değerlendirilerek, AlGaIn/GaN heteroeklem örneklerde 2D elektronların taşıyıcı yoğunluğu, etkin kütlesi, transport mobilitesi, kuantum mobilitesi, Fermi enerjisi elde edildi. Ayrıca, SdH osilasyonları genliğinin örgü sıcaklığı ($1,8 \leq T_L \leq 16$ K) ve uygulanan elektrik alanla ($F < 60$ V/m) değişimleri ölçülerek, elektron sıcaklığı (T_e) ve sıcak elektronların güç kaybı (P) elektron sıcaklığının fonksiyonu olarak elde edildi. Deneysel $P(T_e)$ verileri dejenere yarıiletkenlerde akustik fonon bölgesi için geliştirilen kuramsal 2D güç kaybı modelleri ile karşılaştırılarak sıcak elektronların güç kaybı mekanizmaları tartışıldı.

2. GENEL BİLGİLER

2.1. III-N Yarıiletkenlerin Kristal Yapısı

III-N grubu bileşikler genelde wurtzite, zinc blende veya kaya tuzu kristal yapılarında kristalleşirler [28]. Normal şartlar altında, hacimli AlN, GaN ve InN için termodinamik olarak en kararlı olan yapı wurtzite yapıdır. Zinc blende yapı ise Si, SiC, MgO ve GaAs gibi (011) düzlemlili kübik alttaşlar üzerine büyütülen GaN ve InN ince filmleri için kararlıdır. Kaya tuzu formu ise ancak çok yüksek basınçlar altında mümkündür [28].

Şekil 2.1’de wurtzite kristal yapı ve örgü sabitleri görülmektedir [29]. Wurtzite yapının birim hücresi hekzagonal olduğundan, a ve c olmak üzere iki örgü sabiti vardır. Birim hücresinde her atomdan altışar tane bulunur. Wurtzite yapı iki tane iç içe geçmiş hekzagonal sıkı paketlenmiş (hcp) alt örgüden oluşur. Her bir alt örgüde tek tip atom bulunur ve atomlar hücre yüksekliği $5c/8$ olacak şekilde c -ekseni boyunca yerleşmişlerdir. Wurtzite yapı için (0001) düzleminin $\langle 0001 \rangle$ yönündeki istif düzeni ABABAB’dır [28].



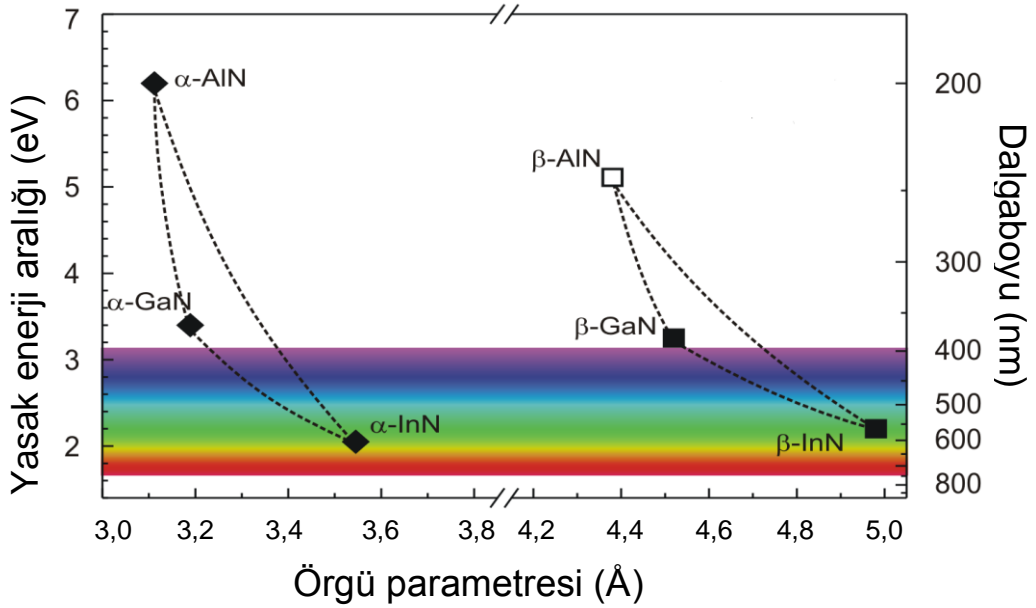
Şekil.2. 1. AlN/GaN wurtzite yapı [29]

2.2. AlGa_{0,25}GaN/GaN Heteroeklemlerde İki Boyutlu Elektron Gazı (2DEG)

Yasak enerji aralığı farklı olan yarıiletkenlerin katmanlar halinde üst üste büyütülmesiyle elde edilen yapılara heteroeklem yapılar denir. Böyle yapılar üretebilmek için örgü sabiti birbirine yakın olan yarıiletkenler kullanılır. Bu yapıları belirleyebilmek için III-V ve II-VI bileşiklerinin yasak enerji aralığının örgü parametresine bağlı değişimini veren çizelge veya grafiklerden yararlanılır (Şekil 2.2). Yarıiletken bileşenlerin yasak enerji aralıkları, yaklaşık aynı örgü sabitine karşı gelecek şekilde seçilir. Büyütülecek tabakaların alaşım olması durumunda, konsantrasyon ayarlanarak aynı örgü parametresi elde edilir. Bu çalışmada kullanılan GaN üzerine büyütülmüş Al_{0,25}Ga_{0,75}N heteroeklem ve Belusov [30] tarafından kullanılan Al_{0,86}Ga_{0,14}N heteroyapı buna örnek olarak verilebilir.

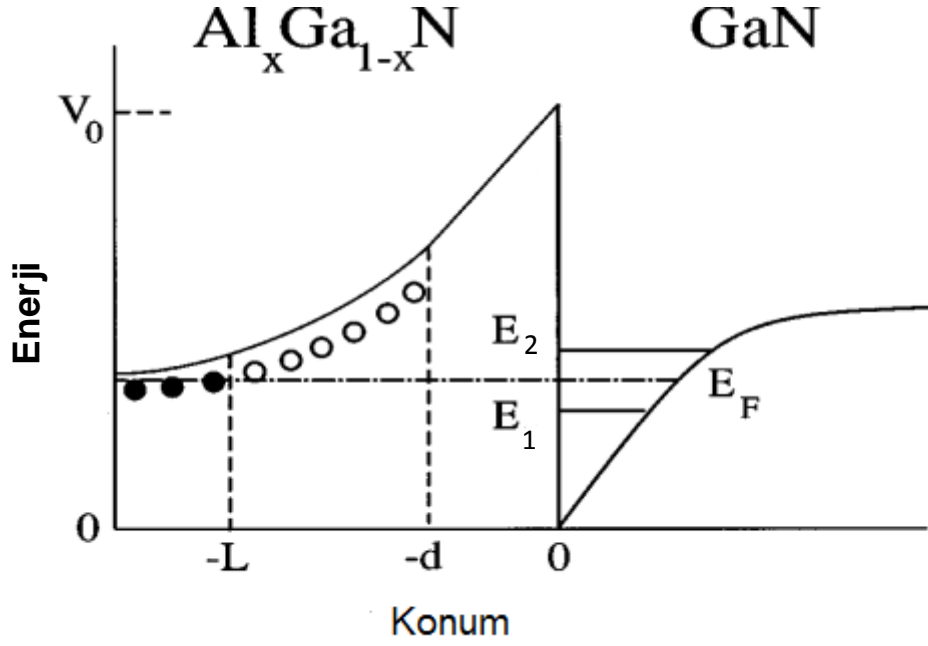
Heteroeklemlerin kullanıldığı aygıtlarda yüksek performans için arayüzeyi mükemmel olan heteroeklem yapılar hazırlanmalıdır. Arayüzeyi düzgün olmayan heteroeklem yapılarda yük taşıyıcıların kusurlar tarafından saçılması artar ve bu nedenle aygıtın performansı düşer. Tabakalarda kusurların meydana gelmesinin bir sebebi de zorlanmadır (*strain*). Zorlanmanın olmaması için örgü sabiti birbirine yakın yarıiletken malzemeler tercih edilir [31].

Bu tez çalışmasında kullanılan AlGaIn/GaN heteroeklemlerde iki-boyutlu (2D) elektron gazı yasak enerji aralığı daha düşük olan yarıiletken tabaka içinde ve eklem arayüzeyine yakın oluşur. Kristal büyütme sırasında elektronlar daha yüksek affiniteye sahip ve daha düşük enerji seviyeleri bulunan yarıiletkene geçiş yaparlar. Bu geçiş iki yarıiletken katmanın Fermi enerji seviyeleri eşitleninceye kadar devam eder. Bu sırada, katmanlı yapının enerji band diyagramında, iletkenlik ve valans bandı kenarlarında basamak şeklinde süreksizlikler oluşmaktadır. Bu basamakların yükseklikleri "iletkenlik bandı süreksizliği" (conduction band discontinuity) ΔE_c ve "valans bandı süreksizliği" (valance band discontinuity) ΔE_v olarak adlandırılır. Heteroeklem yapılarda ΔE_c ve ΔE_v nicelikleri fotolüminesans ölçümleriyle deneysel olarak elde edilebilmektedir [32].



Şekil.2. 2. Bazı III-N yarıiletken bileşiklerin yasak enerji aralığının örgü parametresine bağlı değişimi [33]

Kuantum kuyusu ve heteroeklemler gibi iki-boyutlu elektron gazı sistemlerinde yüklerin uzaysal olarak ayrılmış olması, enerji bandlarında bükülmelere neden olur. Bu nedenle heteroeklemlerde oluşan kuantum kuyusu üçgen biçimindedir (Şekil 2.3).



Şekil.2. 3. Isısal dengede AlGaN/GaN heteroeklemin enerji band diyagramı. E_F Fermi enerjisi, E_1 ve E_2 sırasıyla birinci ve ikinci altban enerjileri, V_0 engel yüksekliği, 0-(-d) aralığı ayırıcı tabaka genişliği ve (-L)-(-d) aralığı iyonize donörlerin bulunduğu bölgedir. Kapalı daireler iyonlaşmamış donörleri ifade etmektedir [34].

2.2.1. 2DEG’nda Yük Taşıyıcı Yoğunluğu

İki-boyutlu elektron gazında durum yoğunluğu (birim alan ve birim enerji aralığı başına düşen izinli durum sayısı), parabolik band yaklaşımında, enerjiden bağımsızdır [35] ve

$$g_{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \quad (2.1)$$

ifadesiyle verilir (Şekil 2.4). Burada m^* elektron etkin kütlesi ve \hbar Planck sabitidir. 2D elektron yoğunluğu (birim hacimdeki elektron sayısı)

$$N_{2D} = \int_0^{\infty} g_{2D}(E) f(E) dE \quad (2.2)$$

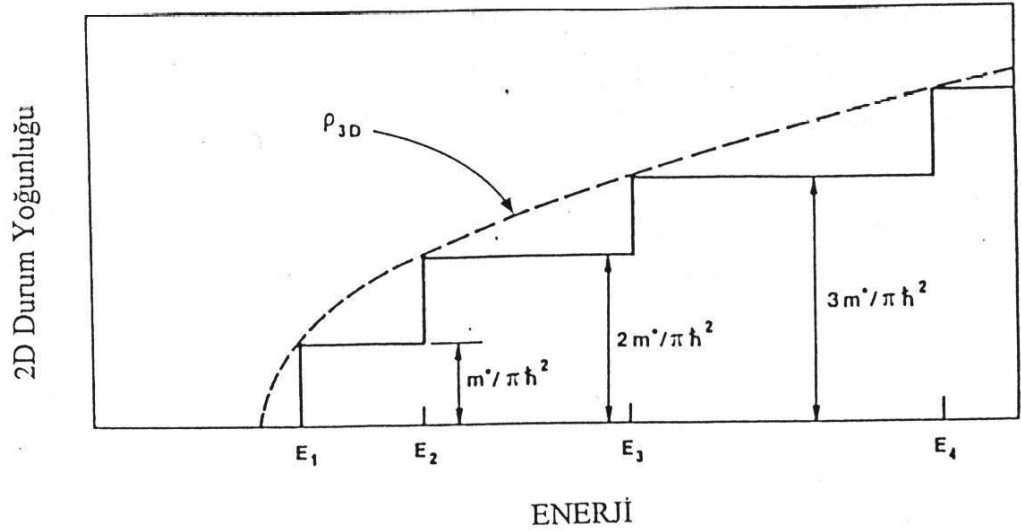
bağıntısından hesaplanabilir. Burada

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right) + 1} \quad (2.3)$$

Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu, k_B Boltzmann sabiti ve T mutlak sıcaklıktır. Mutlak sıfır sıcaklıkta ($T=0$ K'de) birinci altbandda 2D elektron yoğunluğu için

$$N_{2D} = \frac{m^*(E_F - E_1)}{\pi \hbar^2} \quad (2.4)$$

elde edilir.

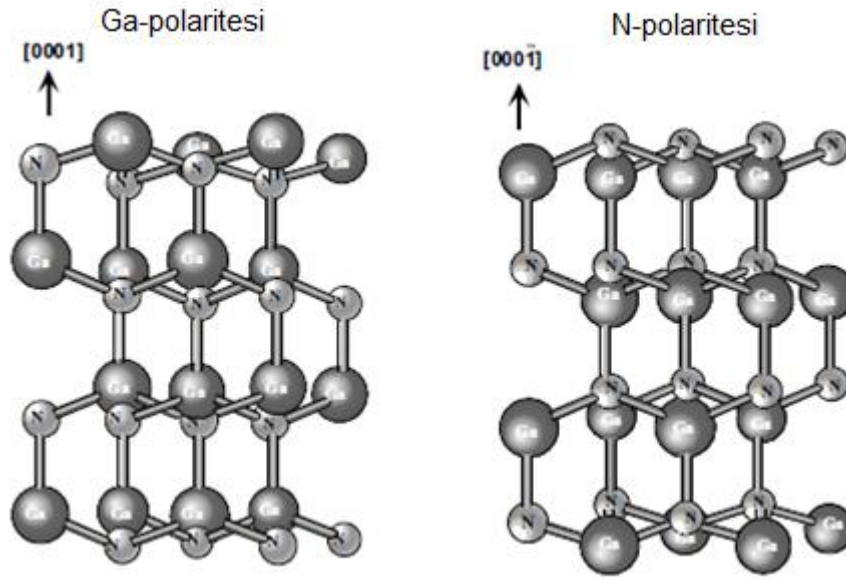


Şekil.2.4. İki-boyutlu (2D) ve üç-boyutlu (3D) elektron gazında durum yoğunluklarının karşılaştırılması. E_1, E_2, E_3 ve E_4 kuantize olmuş enerji seviyeleridir [36].

2.3. GaN Yapılarda Kutuplanma

GaN, c ekseninde terslenim simetrisine sahip olmadığından, safir alttaş üzerine [0001] yönünde büyütülen kristaller iki şekilde büyüyebilir [37]. Bu iki kristal Ga-yüzlü ve N-yüzlü olarak adlandırılırlar (Şekil 2.5). Eğer bir GaN üzerine AlGaN tabakası büyütülürse, bu iki tabaka arasındaki arayüzeyde kuvvetli

kutuplanma nedeniyle iki-boyutlu bir yük birikimi oluşur. Bu olay, kristal katkısız olsa bile gerçekleşir ki, diğer III-V grubu heteroeklem yapılarda bu olay görülmemektedir. Benzer 2Dyük birikimleri diğer III-V grubu heteroeklemlerde ancak modülasyon katkılama yöntemiyle sağlanabilmektedir [38]. AlGaIn/GaN heteroeklem yapılarda bu yüklerin kaynağı tam olarak bilinmemekle birlikte, arayüzeydeki tuzaklanmış yüzey yüklerinin kristal tarafından soğurulmasından kaynakladığı düşünülmektedir [39].



Şekil.2. 5. Ga ve N polaritesi [38]

2.4 Elektron Saçılma Süreçleri

III-V heteroeklemlerde iki-boyutlu (2D) taşıyıcıların saçılma mekanizmaları oldukça iyi tanımlanmıştır [23, 25, 26, 40-45]. AlGaIn/GaN heteroeklemlerde kullanılan saçılma mekanizmaları: polar optik fonon saçılması, deformasyon potansiyeli akustik fonon saçılması, piezoelektrik akustik fonon saçılması, alaşım düzensizliği saçılması, arka-plan (background) safsızlık saçılması, dislokasyon saçılması ve arayüzey pürüzlülüğü saçılmasıdır. Toplam kuramsal mobilite (μ_{tot})

Matthiessen kuralı gereğince mobilitiyi limitleyen saçılma mekanizmaları kullanılarak hesaplanabilir:

$$\frac{1}{\mu_{tot}} = \sum \frac{1}{\mu_j} \quad (2.5)$$

$$\mu_j = \frac{e\tau_j}{m^*} \quad (2.6)$$

Burada e elektron yükünün büyüklüğü, τ_j her saçılma süreci için tanımlanan durulma zamanıdır.

Yukarıda bahsedilen saçılma mekanizmalarının analitik ifadeleri aşağıda kısaca özetlenmiştir.

2.4.1 Polar Optik Fonon Saçılması

Optik fonon enerjisinin büyük olmasından dolayı, elektronlar ile optik fononlar arasındaki saçılma inelastiktir [25, 42]. GaN oldukça kutuplu bir yapı oluşturduğundan, polar optik fonon saçılması yüksek sıcaklıklarda daha başatır [14]. Polar optik fonon saçılması tarafından belirlenen mobilité (μ_{pop})

$$\mu_{pop} = \frac{2^{9/2} \pi^{1/2} \hbar^2 (k_B T)^{1/2} (e^{\theta_{LO}/T} - 1) \chi(\theta_{LO}/T)}{3e(m^*)^{3/2} (k_B \theta_{LO}) (\epsilon_\infty^{-1} - \epsilon_S^{-1})} \quad (2.7)$$

ifadesiyle verilmektedir [56]. Burada

$$\chi\left(\frac{\theta_{LO}}{T}\right) = \frac{3\sqrt{\pi}}{8} \left(\frac{\theta_{LO}}{T}\right)^{1/2}, \quad T \leq 220 \text{ K için} \quad (2.8a)$$

$$\chi\left(\frac{\theta_{LO}}{T}\right) = 1 - 0,5841 \frac{\theta_{LO}}{T} + 0,292 \left(\frac{\theta_{LO}}{T}\right)^2 - 0,037164 \left(\frac{\theta_{LO}}{T}\right)^3 + 0,0012 \left(\frac{\theta_{LO}}{T}\right)^4, \quad T \geq 220 \text{ K için} \quad (2.8b)$$

Bu bağıntılarda $\theta_{LO} = (\hbar\omega_{LO}/k_B)$, T mutlak sıcaklık, $\hbar\omega_{LO}$ boyuna optik fonon enerjisi, ϵ_∞ ve ϵ_S sırayla yüksek frekans ve statik dielektrik sabitleridir.

2.4.2 Akustik Fonon Saçılması

Yüksek sıcaklıklarda AlGaIn/GaN'larda 2D elektron mobilitesi akustik fonon saçılmasına da bağlıdır. Akustik fonon saçılması deformasyon potansiyeli ve piezoelektrik saçılmayı içerir.

Deformasyon potansiyeli saçılmasına ilişkin mobilite ifadesi [42]:

$$\mu_{DP} = \frac{e\hbar^3 \rho b' u_l^2}{m^{*2} E_A k_B T I_A(\gamma_l)} \quad (2.9)$$

Burada ρ GaN'in kütle yoğunluğu, b' heteroeklemdeki 2D tabakanın etkin kalınlığı, u_l boyuna akustik fonon hızı, E_A akustik deformasyon potansiyeli,

$$I_A(\gamma_l) = \left[\left(\frac{4\gamma_l}{3\pi} \right)^2 + 1 \right]^{1/2}, \quad (2.10)$$

$$\gamma_l = \frac{2\hbar u_l k_F}{k_B T}, \quad (2.11)$$

$k_F = \sqrt{2\pi N_{2D}}$ birinci altbanddaki 2D elektronların Fermi dalgaboyudur.

GaN gibi kutuplu malzemelerde, piezoelektrik saçılmanın elastik bir süreç olması nedeniyle, piezoelektrik saçılma tarafından sınırlandırılan elektron mobilitesi durulma zamanı yaklaşımından hesaplanabilir. Bir 2D elektron gazında akustik deformasyon potansiyeli saçılması durulma zamanının (τ_{DP}) piezoelektrik saçılma durulma zamanına oranı [42]:

$$\frac{\tau_{DP}}{\tau_{PE}} = \frac{b'}{\pi k_F} \left[\frac{9}{32} + \frac{13}{32} \left(\frac{u_l}{u_t} \right)^2 \frac{I_A(\gamma_t)}{I_A(\gamma_l)} \right] \frac{e\hbar_{14}^2}{E_A} \quad (2.12)$$

bağıntısıyla verilir. Burada h_{14} piezoelektrik sabiti, u_t enine akustik fonon hızı,

$$I_A(\gamma_t) = \left[\left(\frac{4\gamma_t}{3\pi} \right)^2 + 1 \right]^{1/2}, \quad (2.13)$$

$$\gamma_t = \frac{2\hbar u_t k_F}{k_B T} \quad (2.14)$$

olarak tanımlanan ifadelerdir. Piezoelektrik saçılma tarafından belirlenen mobilite için

$$\mu_{PE} = \mu_{DP} \frac{\tau_{PE}}{\tau_{DP}} \quad (2.15)$$

bağıntısı verilmektedir [42].

2.4.3. Alaşım Düzensizliği Saçılması

Elektronların iletim bandı düzensizliğinden saçılması alaşım düzensizliği saçılması olarak adlandırılır [23]. Alaşım düzensizliği saçılması tarafından belirlenen mobilite ifadesi aşağıdaki şekilde elde edilebilir [46]

$$\mu_A = \frac{16}{3b} \frac{e\hbar^3}{x(1-x)m^{*2} \Omega_0 U_{AL}^2} \quad (2.16)$$

Burada Ω_0 AlGaN alaşımının birim hücresinin hacmi, x AlGaN alaşımındaki Al'in molar kesri, U_{AL} alaşım potansiyeli ve b aşağıdaki gibi verilen dalga fonksiyonu parametresidir [47]

$$b = \left[\left(\frac{12m^*e^2}{\epsilon_s \hbar^2} \right) \left(N_{dep} + \frac{11N_{2D}}{32} \right) \right]^{1/3} \quad (2.17)$$

$$N_{dep} = \left[\frac{2\epsilon_s V_b (N_d - N_a)}{e} \right]^{1/2} \quad (2.18)$$

Burada N_d verici (donor) konsantrasyonu, N_a alıcı (akseptör) konsantrasyonu ve V_b GaN ve AlGaN bariyeri arasındaki band süreksizliğidir. Eşitlik 2.16'daki mobilite ifadesi sıcaklıktan bağımsız ve b niceliğinden dolayı 2D elektron yoğunluğuna bağlıdır.

2.4.4. Arka-plan (Background) Safsızlık Saçılması

Arka-plan (background) safsızlık saçılması tarafından belirlenen mobilite aşağıdaki eşitlikten elde edilebilir [48]

$$\mu_{BI} = \frac{8\pi\hbar^3 \epsilon_s^2 k_F^2 I_B(\beta)}{e^3 m^{*2} N_{BI}} \quad (2.19)$$

Burada N_{BI} potansiyel kuyusu içindeki arka plan (background) safsızlıklarına ve/veya arayüzey yüküne bağlı olan 2D safsızlık yoğunluğudur ve θ saçılma açısı olmak üzere

$$I_B(\beta) = \int_0^\pi \frac{\sin^2 \theta d\theta}{(\sin \theta + \beta)^2} , \quad (2.20)$$

$$\beta = \frac{2e^2 m^*}{8k_F \pi \epsilon_s \hbar^2} . \quad (2.21)$$

2.4.5. Dislokasyon Saçılması

Dejenere 2DEG için dislokasyon saçılması tarafından sınırlandırılan mobilite ifadesi aşağıdaki eşitlikten elde edilebilir [49]

$$\mu_{dis} = \frac{16\pi k_F^4 \hbar^3 \epsilon_s^2 c^2}{N_{dis} m^{*2} e^3 I_t} . \quad (2.22)$$

Burada N_{dis} yük dislokasyon yoğunluğu, c wurtzite GaN için (0001) yönündeki örgü sabiti,

$$I_t = \frac{1}{2} \xi^2 \int_0^1 \frac{du}{(1 + \xi^2 u^2) \sqrt{1 - u^2}} , \quad (2.23)$$

$\xi = 2k_F/q_{TF}$, $q_{TF} = 2/a_B$ 2D Thomas Fermi dalga vektörü ve a_B etkin Bohr yarıçapıdır.

2.4.6. İyonize Safsızlık Saçılması

İyonize safsızlık saçılmasına bağlı mobilite için

$$\mu_I = \frac{24\pi^3 \epsilon_s^2 \hbar^3 N_{3D}}{e^3 m^{*2} N_{ion} [\ln(1+y) - y/(1+y)]} \quad (2.24)$$

bağıntısı türetilmiştir [50]. Burada

$$y = \frac{2\pi^{8/3} 3^{1/3} \hbar^2 \epsilon_s (N_{3D})^{1/3}}{e^2 m^*} , \quad (2.25)$$

N_{ion} iyonize safsızlık yoğunluğu ve N_{3D} üç boyutlu elektron yoğunluğudur.

2.4.7. Arayüzey Pürüzlülüğü Saçılması

Üst üste büyütülen iki farklı tabakanın arayüzeyindeki pürüzlülük, yanal boyutu (Λ) ve genişliği (Δ) olan bir Gauss dağılımı formundadır. Arayüzey pürüzlülüğü (IFR) saçılması tarafından sınırlandırılmış mobilite ifadesi aşağıdaki eşitlik kullanılarak hesaplanabilir [42]

$$\mu_{IFR} = \frac{e}{m^*} \left[\left(\frac{e^2 N_{2D} \Lambda \Delta}{2 \epsilon_s} \right)^2 \frac{m^*}{\hbar^3} J(k) \right]^{-1}. \quad (2.26)$$

Burada

$$J(k) = \int_0^{2k} \frac{\exp(-q^2 \Lambda^2 / 4)}{2k^3 (q + q_s)^2 \sqrt{1 - (q/2k)^2}} q^4 dq, \quad (2.27)$$

$q=2k \sin(\theta/2)$, k elektron dalga vektörü ve

$$q_s = \frac{e^2 m^*}{2\pi \epsilon_s \hbar^2} F(q) \quad (2.28)$$

perdeleme sabiti olup $F(q)$ form faktörü

$$F(q) = \int_0^\infty \int_0^\infty [\psi(z) \psi(z')]^2 e^{-q|z-z'|} dz' dz \quad (2.29)$$

olarak verilir. Burada $\psi(z)$ Fang-Howard değişken dalga fonksiyonudur [51].

2.5. Magnetorezistans

İki-boyutlu elektron gazı sistemlerinde, elektronların 2DEG düzlemine (xy-düzlemi) dik doğrultudaki (z-ekseni) hareketlerinin enerjisi kuantalıdır: elektronlar altband (subband) olarak bilinen ayırık enerji düzeylerinde bulunurlar ve 2DEG düzlemi içinde serbestçe hareket edebilirler. Elektron yoğunluğu yeterince düşük olan 2DEG'da, düşük sıcaklıklarda, sadece ilk altband doludur. Elektron yoğunluğu yüksek olan örneklerde ikinci ve/veya daha üstteki altbandlar kısmen de olsa dolabilir. Enerjisi E_i olan bir altbandda bulunan bir elektronun enerjisi

$$E(k_x, k_y, i) = \left(\frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} \right) + E_i \quad (2.30)$$

ifadesiyle verilir [52]. Bu eşitliğin sağ tarafındaki ilk terim elektronun 2DEG düzlemindeki hareketine karşılık gelir.

2.5.1. Landau Kuantizasyonu

İki-boyutlu elektron gazına (xy-düzlemine) dik bir magnetik alan ($\vec{B} = B\hat{z}$; \hat{z} , z-ekseni yönünde birim vektördür) uygulandığında elektronun enerjisi Landau düzeylerine yarılır. Bu durumda elektronun enerjisi,

$$E(n, i) = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c + E_i \quad (2.31)$$

bağıntısıyla verilir. Burada n ($=0, 1, 2, 3, \dots$) Landau kuantum sayısı ve $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$ siklotron frekansıdır. Ardışık Landau düzeyleri birbirlerinden $\hbar \omega_c$ kadar ayrılmıştır.

Her Landau düzeyi elektronların spini nedeniyle ikiye yarılır. Bu düzeylerin enerjisi $E_s = sg\mu_B B$ ifadesiyle verilir [36]. Burada s ($=\pm 1/2$) spin quantum sayısı, μ_B Bohr magnetonu ve g "etkin g-faktörü"dür. Spin yarılmaması da hesaba katıldığında, 2DEG düzlemine dik olarak uygulanmış magnetik alan altında, enerjisi E_i olan bir altbandda bulunan elektronun enerjisi

$$E(n, i, s) = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c + E_i + E_s \quad (2.32)$$

bağıntısıyla verilir. Zayıf magnetik alanlarda, spin yarılmaması Landau düzeylerinin genişlemesinden çok küçüktür. Dolayısıyla, spin yarılmamasının deneysel olarak gözlenmesi için yüksek magnetik alana ihtiyaç vardır. Landau kuantizasyonu, 2DEG'da durum yoğunluğu fonksiyonunu sürekli halden, aralarındaki mesafeler aynı olan, bir dizi δ -fonksiyonuna dönüştürür (Şekil 2.6). Sıfır magnetik alanda homojen dağılmış olan izinli durumlar bu Landau düzeyleri üzerinde yığılırlar.

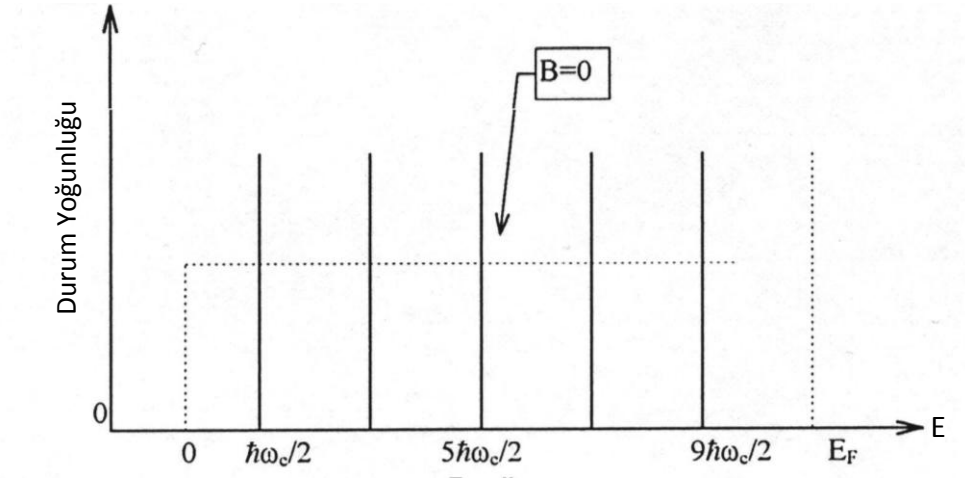
Dolayısıyla, her Landau düzeyi $p = \frac{eB}{\pi \hbar}$ kadar dejeneredir [36]. Görüldüğü gibi hem Landau düzeyleri arasındaki mesafe hem de Landau düzeylerinin dejenereliği 2DEG'na dik uygulanan magnetik alanla orantılıdır. Magnetik alan arttıkça, Landau düzeyleri arasındaki mesafe artar ve Landau düzeyleri sırasıyla Fermi düzeyinden geçerler. Böylece, Fermi düzeyindeki durum yoğunluğunda magnetik alanın tersi ile periyodik değişimler (osilasyonlar) olur. Bu osilasyonlar, durum yoğunluğuna bağlı fiziksel niceliklerde deneysel olarak gözlenebilir. Örneğin magnetizasyon ve magnetorezistansda magnetik alanın tersi ile periyodik değişimler olur [53].

Yukarıdaki tartışma $T=0$ K'de ve δ -fonksiyonu şeklinde Landau düzeyleri varsayılarak yapılmıştır. Gerçekte ise elektronların saçılması (elektron ortalama serbest yolunun sonlu olması) nedeniyle Landau düzeyleri genişlemiştir (Şekil 2.6.b). Ardışık iki saçılma arasında elektronların ortalama serbest zamanı kuantum ömrü (quantum lifetime, τ_q) olarak tanımlanır. Landau düzeylerinin çarpışma genişlemesi (collision broadening) ile kuantum ömrü arasındaki ilişki, Heisenberg belirsizlik ilkesi uyarınca,

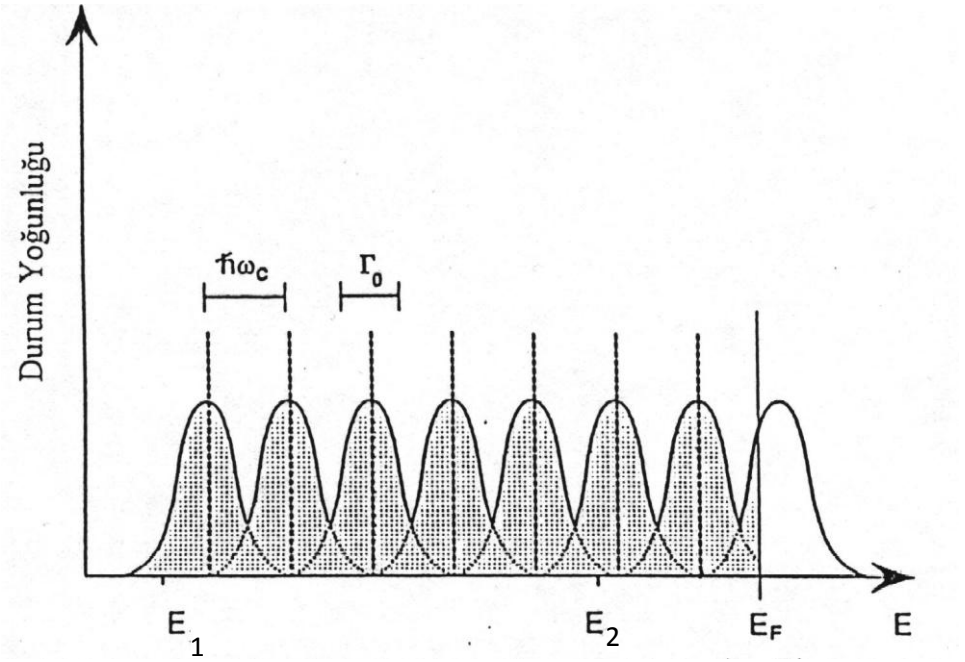
$$\Gamma \geq \frac{\hbar}{\tau_q} \quad (2.33)$$

olarak yazılabilir [47, 54]. Burada Γ Landau düzeyinin yarı-yüksekliğindeki tam genişliğidir. Landau yarılaşmasının ($\hbar\omega_c$) Landau düzeylerinin genişlemesinden (\hbar/τ_q) küçük olduğu, yani $\omega_c\tau_q < 1$ koşulunun sağlandığı magnetik alanlarda, Landau düzeyleri Gaussian veya Lorentzian tipi fonksiyonlarla oldukça iyi temsil edilebilirler [37, 55, 56]. 2DEG düzlemine dik olarak uygulanmış yeterince zayıf magnetik alan altında, $g(E,B)$ durum yoğunluğu fonksiyonu için çok kullanılan bir yaklaşım, eşit aralıklı (ardışık iki Landau düzeyi arasındaki mesafe $\hbar\omega_c$) ve genişliği \hbar/τ_q olan Lorentzian şeklinde bir dizi Landau düzeyleri üzerine kurulmuştur [57]. Bu yaklaşımda, $T=0$ K'de,

a)



b)



Şekil.2.6. (a) Sıfır magnetik alanda ve (b) 2DEG düzlemine dik olarak magnetik alan uygulandığında durum yoğunluğunun enerjiyle değişimi. Düşey kesikli çizgiler δ -fonsiyonu tipi Landau düzeylerini göstermektedir. Gaussian eğriler ise çarpışmalar nedeniyle genişlemiş Landau düzeylerini göstermektedir E_1 ve E_2 altband enerjileri, E_F Fermi enerjisi ve Γ_0 Landau düzeyinin yarı yüksekliğindeki tam genişliğidir [58].

$$\frac{\Delta g(E, B)}{g_0} = \frac{g(E, B) - g_0}{g_0} = 2 \sum_{r=1}^{\infty} \exp\left(\frac{-\pi r}{\mu_q B}\right) \cos\left[\frac{2\pi r(E_F - E_i)}{\hbar\omega_c} - \pi r\right] \quad (2.34)$$

yazılabilir [36, 57]. Burada, g_0 sıfır magnetik alanda durum yoğunluğu, r harmonik numarası ve

$$\mu_q = \frac{e\tau_q}{m^*} \quad (2.35)$$

elektronların kuantum mobilitesidir. Landau düzeylerinin saçılmalar nedeniyle genişlemesi Fermi düzeyindeki durum yoğunluğunda, δ -fonksiyonlarına kıyasla, daha az belirgin olan osilasyonlara neden olur.

2.5.2. Shubnikov-de Haas Osilasyonları

Ardışık iki Landau düzeyi arasındaki enerji farkı 2DEG düzlemine dik olarak uygulanan magnetik alanla orantılı olduğundan, magnetik alan sürekli olarak artırılınca, Landau düzeyleri sırayla Fermi düzeyinden geçerler ve Fermi düzeyindeki durum yoğunluğunda osilasyon meydana gelir. Landau düzeylerinin Fermi düzeyi ile çakıştığı her magnetik alan değerinde magnetorezistansda bir minimum gözlenir. Magnetorezistansın osilasyonlu davranış gösteren kısmına Shubnikov-de Haas (SdH) olayı denir. İki-boyutlu elektron gazında ölçülen boyuna magnetorezistans

$$R_{xx}(B) = R_M(B) + R_{osc}(B) \quad (2.36)$$

olarak yazılabilir. Sağ taraftaki ilk terim magnetorezistansın monotonik (osilasyon yapmayan) kısmını, ikinci terim ise SdH osilasyonlarını temsil eder.

Sonlu sıcaklıklarda ($k_B T \ll E_F$) Fermi düzeyinde $\sim k_B T$ kadar belirsizlik vardır. Elektronların saçılması nedeniyle oluşan Landau düzeyi genişlemesi (\hbar/τ_q) ile sonlu sıcaklıkta Fermi düzeyindeki yayılma ve spin yarılmaları hesaba katılarak, sadece ilk altbandı dolu olan 2DEG'da SdH osilasyonları için

$$\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho_0} = b \cos\left[\frac{2\pi(E_F - E_1)}{\hbar\omega_c} - \pi\right] \quad (2.37)$$

bağıntısı türetilmiştir [56,57,59-61]. Burada r harmonik numarası, E_F Fermi enerjisi, E_1 birinci altband enerjisi, ρ_0 sıfır magnetik alandaki öz direç ve

$$b = D(\chi) \exp\left(\frac{-\pi}{\mu_q B}\right) \cos(\pi\nu) \quad (2.38)$$

fonksiyonu SdH osilasyonlarının zarfını belirler [55, 57]. Eş. 2.38'deki

$$D(\chi) = \frac{\chi}{\sinh(\chi)}, \quad \chi = \frac{2\pi k_B T}{\hbar\omega_c} \quad (2.39)$$

çarpanı Fermi düzeyindeki sıcaklık genişlemesinin,

$$\exp\left(\frac{-\pi}{\mu_q B}\right) \quad (2.40)$$

çarpanı Landau düzeylerinin çarpışma genişlemesinin, $\cos(\pi\nu)$ çarpanı ise spin yarıllmasının SdH osilasyonlarının çizgi şekline (line shape) etkisini ifade etmektedir [54, 62, 63].

Eş. 2.37'de kosinüs fonksiyonunun argümanı incelenerek, parabolik band yaklaşımında, i. altbanddaki 2D elektronlardan kaynaklanan SdH osilasyonları periyodu için

$$\Delta_i\left(\frac{1}{B}\right) = \frac{e\hbar}{m^*(E_F - E_1)} \quad (2.41)$$

ifadesi bulunur. Eş. 2.4'te verilen taşıyıcı yoğunluğu ifadesi Eş. 2.41'de kullanılarak

$$N_{2D} = \frac{e}{\pi\hbar\Delta(1/B)} \quad (2.42)$$

olarak elde edilir. Bu bağıntılardan görüldüğü gibi, SdH osilasyonlarının periyodu ölçülerek, N_{2D} ile m^* ve $E_F - E_i$ niceliklerinden biri (diğeri biliniyorsa) belirlenebilir.

SdH osilasyonları genliğinin sıcaklıkla değişiminden elektronların etkin kütlesi elde edilebilir [62, 64-66] Osilasyon genliği sıcaklık (T), etkin kütle (m^*), ve osilasyon pikinin meydana geldiği magnetik alan ($B=B_n$) tarafından belirlenir. Elektron kuantum ömrünün sıcaklıktan bağımsız olduğu varsayılarak, osilasyon genliği

$$A(T, B_n) = (\text{sabit}) \frac{2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c}{\sinh(2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c)} \quad (2.43)$$

olarak yazılabilir. İki farklı sıcaklıkta ölçülen (T_0 ve T) osilasyon genlikleri oranlanırsa

$$\frac{A(T, B_n)}{A(T_0, B_n)} = \frac{T \cdot \sinh(2\pi^2 k_B T_0 / \hbar \omega_c)}{T_0 \cdot \sinh(2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c)} \quad (2.44)$$

elde edilir. Bağıl genliğin sıcaklıkla değişimi için elde edilen deneysel veriler Eş. 2.44'e karşılaştırılarak, etkin kütle yüksek doğrulukla elde edilir [62, 64, 65]. Landau düzeylerinin çarpışma genişlemesinin SdH osilasyonları genliğine etkisini belirleyen

$$\exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau_q}\right) = \exp\left(-\frac{\pi}{\mu_q B}\right) = \exp\left(-\frac{2\pi k_B T_D}{\hbar \omega_c}\right) \quad (2.45)$$

çarpmanı Dingle faktörü olarak bilinir. Burada, T_D Dingle sıcaklığıdır ve

$$T_D = \frac{\hbar}{2\pi k_B \tau_q} \quad (2.46)$$

bağıntısıyla tanımlanır [64-67].

Elektron etkin kütlesi (m^*) ve ölçüm yapılan sıcaklık biliniyorsa Eş. 2.39 ile verilen $D(\chi)$ niceliği hesaplanabilir. $B=B_n$ magnetik alan değerinde gözlenen osilasyon pikinin genliği $D(\chi)$ 'ye bölünerek,

$$\frac{A(T, B_n)}{D(\chi)} = C \exp\left(-\frac{\pi}{\mu_q B_n}\right) \quad (2.47)$$

yazılabilir. Burada C bir sabittir. Bu yaklaşımda kuantum ömrünün magnetik alandan bağımsız olduğu varsayılmıştır. Her iki tarafın doğal logaritması alınarak,

$$\ln\left(\frac{A(T, B_n) \cdot B_n^{-1/2} \cdot \sinh(\chi)}{\chi}\right) = (\text{sabit}) - \left(\frac{\pi}{\mu_q B_n}\right) \quad (2.48)$$

bağıntısı elde edilir [62]. Belirli bir sıcaklıkta ölçülen SdH osilasyonları genliğinin magnetik alanla değişiminden kuantum mobilitesi (μ_q) belirlenir. Eş. 2.35 ve 2.46'da kullanılarak kuantum ömrü (τ_q) ve Dingle sıcaklığı (T_D) bulunur.

2.5.3. Sıcak Elektronlar

Elektron gazına elektrik alan uygulandığında, elektronlar momentum kazanır ve enerjileri artar. Isısal dengede, elektronların belirli bir yönde net momentumları yoktur. Isısal dengede ve çok zayıf elektrik alan altında elektronların ortalama enerjisi ($3k_B T/2$) kadardır [65]. Uygulanan elektrik alan arttıkça, 2DEG'daki elektronların elektrik alandan kazandığı enerji (bu elektronların yüksek mobiliteleri nedeniyle) artarak, ortalama ısısal enerji ($3k_B T/2$) değerine ulaşır ve bu değeri aşar. Böylece 2DEG içinde, kristal örgüyle ısısal dengede olmayan ve enerjileri ortalama ısısal enerjiden büyük olan elektronlar meydana gelir. Bu elektronlara sıcak elektronlar (hot electrons) denmektedir. Sıcak elektronlar, örgü sıcaklığından (T_L) daha yüksek olan bir elektron sıcaklığı (T_e) ile karakterize edilirler, $T_e > T_L$. Sıcak elektronlar T_e sıcaklığında ısısal dengede olan bir sistem oluştururlar. Sıcak elektron gazının ısısal dengeye ulaşması elektron-elektron etkileşmesiyle olmaktadır [27, 68-70].

Sıcak elektronlar kristal örgüye enerji aktararak soğurlar. Sıcak elektronların soğuma mekanizmalarının incelenmesiyle, elektron-fonon etkileşmesi hakkında yararlı bilgiler elde edilebilmektedir.

Elektron sıcaklığı, sıcak elektronlar ile kristal örgü arasındaki enerji alışverişi tarafından belirlenmektedir. Yani, enerji durulmasına (energy relaxation) yol açan saçılma mekanizmaları sıcak elektron iletiminde etkin olmaktadır. Yüksek örgü sıcaklığı ($T_L > 40$ K) ve yüksek elektrik alanlarda sıcak elektronların ortalama enerjisi optik fononların enerjisinden büyüktür. Bu durumda, sıcak elektronlar optik fononlardan elastik olmayan saçılma yaparlar ve dolayısıyla sıcak elektronlardan kristal örgüye enerji aktarılır. Böylece, sıcak elektronlar optik fonon yayarak soğurlar ve enerjileri azalır. Bu rejimde sıcak elektronların akustik fononlarla etkileşmesinin tamamen esnek olduğu varsayılır [27, 71, 72].

Yeterince düşük sıcaklıklarda ($T_L < 30$ K) ve nispeten zayıf elektrik alanlarda, optik fonon ışıması yapabilecek sıcak elektronların sayısı ve optik fonon sayısı çok azdır [27, 73]. Bu koşullar altında, enerji durulması sıcak elektronların akustik fononlardan esnek olmayan saçılmaları sonucunda meydana gelir. Yani, sıcak elektronlar akustik fonon ışıması yaparak soğumaktadırlar. 2DEG sistemlerinde elektron mobilitesini belirlemede etkin olan saçılma süreçlerinden alaşım bozukluğu saçılması (alloy scattering), arayüzey pürüzlülüğü saçılması (interface roughness scattering) ve safsızlık saçılması (impurity scattering) esnek olduğundan, akustik-fonon saçılması başat enerji durulması mekanizmasıdır.

Elektron sıcaklığını ölçmek için temelde üç farklı deneysel yöntem kullanılmaktadır. Bunlar Shubnikov-de Haas osilasyonları yöntemi, mobilitelerin karşılaştırılması yöntemi ve optik yöntemlerdir. Bu tez çalışmasında elektron sıcaklığının belirlenmesinde Shubnikov-de Haas osilasyonları kullanılmıştır.

2.5.4. Akustik Fonon Elektron Etkileşmeleri

Sıcak elektronların enerji durulma mekanizmaları hakkında bilgi elde edebilmek için elektronlarla kristal örgü arasındaki enerji alış verişi incelenmelidir. 30 K'den düşük sıcaklıklarda optik fonon saçılması ihmal edilir ve

sıcak elektronlar akustik fonon saçılması yoluyla enerji kaybeder [71, 73]. Bu tez çalışması için yapılan ölçümler 30 K'in altında olduğundan burada akustik fonon etkileşimleri incelenecektir. Akustik fononlardan saçılma iki bağımsız süreç içerir: deformasyon potansiyeli saçılması ve piezoelektirik saçılma. Kristalde boyuna akustik fononlar yayılırken atomlar arasındaki mesafede değişim olur. Bu değişimden dolayı örgü sabitinde ve dolayısıyla iletim bandı (E_c) ve valans bandı (E_v) kenarlarında değişimler meydana gelir. Bunun sonucu olarak periyodik kristal potansiyelinde değişimler meydana gelir ve elektronlar deformasyon potansiyeli saçılması adı verilen saçılmaya uğrarlar. Enine akustik fonon saçılmasının katkısı ihmal edilebilecek kadar azdır [74]. Boyuna akustik titreşimler esnasında birim hücrenin genişlemesi ve sıkışması, zorlanmanın (strain) maksimum olduğu bölgede meydana gelir. Saçılma potansiyeli (ΔU) ile zorlanma arasında bir oran vardır. Bu orana akustik deformasyon potansiyeli katsayısı Ξ denir ve

$$\Delta U(\vec{r}, t) = \Xi \vec{\nabla} \cdot \vec{u}(\vec{r}, t) \quad (2.49)$$

bağıntısıyla tanımlanır. Burada $\vec{u}(\vec{r}, t)$ atomların denge konumlarına göre yerdeğiştirmesidir. $\vec{\nabla}$ Nabla operatörüdür.

Birim hücresinde iki ya da daha fazla atom bulunan bir yarıiletken kristalde simetri merkezi olmayabilir. Simetri merkezi olmayan yarıiletkelerde boyuna akustik fononların etkisi ile oluşan zorlanma, iyonların kutuplanmasına neden olur. Bunun sonucunda kristal yapıda konuma ve zamana bağlı olarak değişen bir dipol elektrik alanı meydana gelir. Bu elektrik alanın etkisiyle oluşan saçılma piezoelektrik saçılma olarak bilinir [74]. Piezoelektrik saçılma potansiyelinin büyüklüğü ile zorlanma arasındaki ilişki

$$\Delta U(\vec{r}, t) = \frac{ee_{14}}{\varepsilon(0)q_s} \vec{\nabla} \cdot \vec{u}(\vec{r}, t) \quad (2.50)$$

şeklindedir [74]. Burada e_{14} piezoelektrik katsayısı, e temel elektrik yükü, q_s fonon dalga vektörüdür.

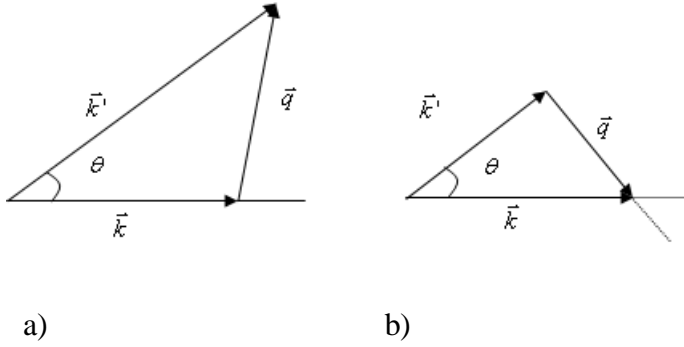
Dalga vektörü \vec{k} olan bir elektronun dalga vektörü \vec{q}_s olan bir fonon yayarak dalga vektörü \vec{k}' olan bir duruma saçılması sırasında, momentum korunumu

$$q_s^2 = k^2 + k'^2 \mp 2kk' \cos \theta \quad (2.51)$$

ve enerji korunumu

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 k'^2}{2m^*} \mp \hbar \omega_q \quad (2.52)$$

sağlanmaktadır [71, 74]. Burada, ω_q akustik fononun açısal frekansı, θ ise \vec{k} ve \vec{k}' arasındaki saçılma açısıdır (Şekil 2.7). Eş. 2.52'deki (+) işareti fonon soğurulması, (-) işareti fonon yayılmasına karşı gelir.



Şekil.2. 7. (a) Fonon soğurulması ve (b) fonon yayılması süreçlerinin şematik gösterimi.

Uzun dalgaboylu akustik fononlar için, V_s boyuna ses hızı olmak üzere, $\omega_q = V_s q_s$ yazılabilir [53]. Dejenere yarıiletkenlerde $k' \approx k$ olduğundan,

$$\hbar \omega_q \ll \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (2.53)$$

koşulu sağlanır. Bu durumda, Eş 2.51

$$q_s^2 = 2k^2 (1 - \cos \theta) \quad (2.54)$$

bağıntısına indirgenir. Fonon dalga vektörü q_s 'nin maksimum değeri $\cos\theta = -1$ koşulunda, yani Fermi uzayında geriye doğru saçılma durumunda sağlanır. Yayılan akustik fononun maksimum enerjisi ise

$$(\hbar\omega_q)_{\max} = 2\hbar V_s k_F \quad (2.55)$$

eşitliğiyle verilir [27, 74]. Burada k_F iki-boyutlu elektronların Fermi dalga vektörüdür.

Düşük sıcaklıklarda, sıcak elektronların akustik fononlardan saçılması sürecinde, dejenerelik önemli bir rol oynar ve Pauli dışarlaması izinli saçılmaları sınırlandırır. Dejenere 2D elektron gazında akustik fononlar tarafından saçılması için güç kaybı hesaplamaları iki sıcaklık bölgesi için yapılmıştır [27, 75-77]: (i) düşük sıcaklık (Bloch- Gruneisen) bölgesi ($T_e \ll T_e^c$) ve yüksek sıcaklık (eş dağılım) bölgesi ($T_e \gg T_e^c$). Bu iki sınır arasında kalan bölge de ara bölge olarak isimlendirilir [98,99]. Burada

$$T_e^c = \frac{[8m^*V_s^2(E_F - E_1)]^{1/2}}{k_B} \quad (2.56)$$

kritik elektron sıcaklığıdır. Düşük sıcaklık bölgesinde fonon dağılımı için

$$n(\omega_q) = \frac{1}{\exp(\hbar\omega_q/k_B T_L) - 1} \cong \exp\left(-\frac{\hbar\omega_q}{k_B T_L}\right) \ll 1 \quad (2.57)$$

ifadesi yazılabilir.

Yüksek sıcaklık bölgesinde fonon popülasyonu için Maxwell-Boltzmann dağılımı geçerlidir

$$n(\omega_q) = \frac{1}{\exp(\hbar\omega_q/k_B T_L) - 1} \approx \frac{k_B T}{\hbar\omega_q} \quad (2.58)$$

2.5.5. SdH Osilasyonları Yöntemiyle Sıcak Elektronların Güç Kaybının Ölçülmesi

Dejenere yarıiletkenlerde elektron sıcaklığını deneysel olarak belirlemek için, akustik fonon saçılmasının başat olduğu sıcaklık bölgesinde, SdH osilasyonları gibi kararlı durum (steadystate) ölçümleri çok kullanışlı ve hassas bir yöntem oluşturmaktadır [64, 73, 78-80]. Dejenere 2DEG sistemlerinde akustik fonon saçılmasının neden olduğu enerji durulması, akustik fonon ışıması sürecinde enerjinin ve kristal momentumunun korunumu ilkeleri esas alınarak, birçok araştırmacı tarafından kuramsal olarak incelenmiştir [27, 72, 81-83]. Bu kuramsal çalışmalarda kutuplu olmayan akustik fonon saçılması (non-polar acoustic phonon scattering) ve piezoelektrik saçılma (piezoelectric scattering) hesaba katılmıştır. Anılan çalışmalarda, elektron dağılım fonksiyonunun Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu formunda olmasını sağlayacak şiddette elektron-elektron etkileşmesi olduğu varsayılmıştır. Başka bir deyişle, Fermi-Dirac dağılım fonksiyonunda T_L örgü sıcaklığı yerine T_e elektron sıcaklığı yazılmıştır.

Örgü sıcaklığı veya örneğe uygulanan elektrik alan arttıkça SdH osilasyonları genliğinin azalmasından yararlanarak T_e elektron sıcaklığı belirlenebilir. Bu amaçla iki tür deney yapılır:

- (i) örneğe elektronları ısıtmayacak kadar düşük ve sabit bir elektrik alan (F_0) uygulanarak SdH osilasyonları örgü sıcaklığının (T_L) fonksiyonu olarak ölçülür,
- (ii) ulaşılabilen en düşük örgü sıcaklığında (T_{L0}) SdH osilasyonları elektrik alanın (F) fonksiyonu olarak ölçülür.

Belirli bir osilasyon pikinin bağıl genliğinin örgü sıcaklığına karşı çizilen grafiği ile elektrik alana karşı çizilen grafiği karşılaştırılarak, elektron sıcaklığı elektrik alanın fonksiyonu olarak elde edilir. Eğer Landau düzeylerinin çarpışma genişlemesi (elektronların kuantum mobilitesi) sıcaklık, magnetik alan ve elektrik alandan bağımsız ise, bağıl genlikler için

$$\left[\frac{A(T_L, B_n)}{A(T_{L0}, B_n)} \right]_{F=F_0} = \left[\frac{A(F, B_n)}{A(F_0, B_n)} \right]_{T_L=T_{L0}} \quad (2.59)$$

yazılabilir. Bu yöntemle elektron sıcaklığı yüksek doğrulukla elde edilebilmektedir [54, 58, 62, 64, 73, 78, 79].

Kararlı durumda, sıcak elektronların enerji kaybetme hızı (güç kaybı), giriş gücü'ne (uygulanan elektrik alandan birim zamanda kazanılan enerji) eşittir. Elektron başına giriş gücü (P), dolayısıyla, sıcak elektronlardan kristal örgüye birim zamanda aktarılan enerji,

$$P = e\mu_t F^2 \quad (2.60)$$

bağıntısı kullanılarak hesaplanabilir. Burada μ_t elektronların transport mobilitesidir.

Çok düşük sıcaklıklarda fonon soğurulmasına bağlı süreçler engellenmiştir ve sadece küçük açı saçılmaları izinlidir [84]. Bloch-Gruneisen bölgesinde güç kaybının perdelenmemiş deformasyon potansiyeli için $P_{np} \propto (T_e^5 - T_L^5)$ ve perdelenmemiş piezoelektrik saçılma için $P_p \propto (T_e^3 - T_L^3)$ ile orantılı olduğu gösterilmiştir [27]. Bu yüzden düşük sıcaklık bölgesinde elektron başına toplam güç kaybı

$$P = P_{np} + P_p = C_{np} \left[(k_B T_e)^5 - (k_B T_L)^5 \right] + C_p \left[(k_B T_e)^3 - (k_B T_L)^3 \right] \quad (2.61)$$

ile verilir. Burada

$$C_{np} = \frac{6\Xi^2 m^{*2} L_z}{\pi^3 \rho \hbar^7 V_s^4 N_{2D}} \quad (2.62)$$

ve

$$C_p = \frac{e^2 K_{av}^2 m^{*2}}{2\pi^2 \varepsilon \hbar^5 k_F N_{2D}} \quad (2.63)$$

sırasıyla 2DEG için deformasyon potansiyeli (kutupsuz akustik) ve piezoelektrik (kutuplu akustik) etkileşmelerin büyüklükleridir. Bu ifadelerde Ξ akustik

deformasyon potansiyeli, ρ yoğunluk, ε statik dielektrik sabiti, k_F Fermi dalga vektörü, K_{av} ortalama elektromekanik çiftlenme sabiti ve L_z kuantum kuyu genişliğidir. İki-boyutlu yapılarda perdeleme etkisi hesaba katıldığında Eş. 4'deki T_e ve T_L terimlerindeki üssü 2 artar [27, 71, 81].

Yüksek sıcaklık bölgesinde 2DEG için toplam güç kaybı

$$P = (C_{np} + C_p)(k_B T_e - k_B T_L) \quad (2.64)$$

İfadesiyle verilir. Burada

$$C_{np} = \frac{3\Xi^2 m^{*2}}{2\rho\hbar^3 L_z} \quad (2.65)$$

ve

$$C_p = \frac{3e^2 K_{av}^2 m^{*2} V_s^2}{4\pi^2 \varepsilon \hbar^3 L_z N_{2D}} \quad (2.66)$$

sırasıyla 2DEG için deformasyon potansiyeli ve piezoelektrik etkileşmelerin büyüklükleridir.

Ara sıcaklıklarda güç kaybı [27]

$$P = f(T_e, T_L)(C_{np} + C_p)(k_B T_e - k_B T_L) \quad (2.67)$$

ile verilebilir. Burada

$$f(T_e, T_L) = \frac{\sinh(x_L - x_e)}{\sinh x_L \sinh x_e} \left[\frac{x_L x_e}{x_L - x_e} \right] \quad (2.68)$$

$x_e = \frac{\langle \hbar\omega \rangle}{2k_B T_e}$, $x_L = \frac{\langle \hbar\omega \rangle}{2k_B T_L}$ ve $\langle \hbar\omega \rangle = \sqrt{2}\hbar V_s k_F$ ortalama akustik fonon enerjisidir [40]. Eşitlik 2.67'de C_{np} ve C_p için eşitlik (2.65) ve (2.66) kullanılır.

Deneysel olarak ölçülen enerji kaybetme hızının hangi sıcaklık bölgesine daha iyi uyum gösterdiğini belirlemek için, deneysel $P(T_e)$ verilerine,

$$P = A(T_e^\gamma - T_L^\gamma) \quad (2.69)$$

bağıntısı çakıştırılır. Bu bağıntıdaki γ üssü deneylerin yapıldığı sıcaklık bölgesini ve hangi saçılma mekanizmalarının başat olduğunu tayin eden bir gösterge olarak

kullanılmaktadır [78, 79, 85-90]. A orantı katsayısı, çiftlenim sabitlerine ve 2D taşıyıcı yoğunluğuna bağlıdır. Sadece birinci altbandında elektron bulunan dejenere 2D yarıiletkenlerde kuramsal güç kaybı hesaplamaları γ 'nın alabileceği değerlerin etkileşme mekanizmalarına bağlı olduğunun göstermektedir [27, 81, 82, 86, 88, 89, 91]. Bu hesaplamalardan elde edilen γ değerleri ve etkileşme mekanizmaları Çizelge 2.1'de özetlenmiştir.

Çizelge 2.1. Eş. 2.70'de tanımlanan γ 'nın alabileceği kuramsal değerler ve karşı gelen enerji durulma mekanizmaları.

| Sıcaklık Bölgesi | γ | Etkileşme Mekanizması |
|-------------------------|----------|--|
| Yüksek Sıcaklık Bölgesi | 1 | Maxwell-Boltzmann istatistiği ve eş-bölüşüm geçerli |
| Düşük Sıcaklık Bölgesi | 3 | Perdelenmemiş piezoelektrik saçılma |
| | 5 | Perdelenmemiş deformasyon potansiyeli saçılması ve aşırı-perdelenmiş piezoelektrik saçılma |
| | 7 | Aşırı-perdelenmiş deformasyon potansiyeli saçılması |

3. DENEYSEL YÖNTEMLER

3.1. AlGa_xN/GaN Heteroeklem Örnekler

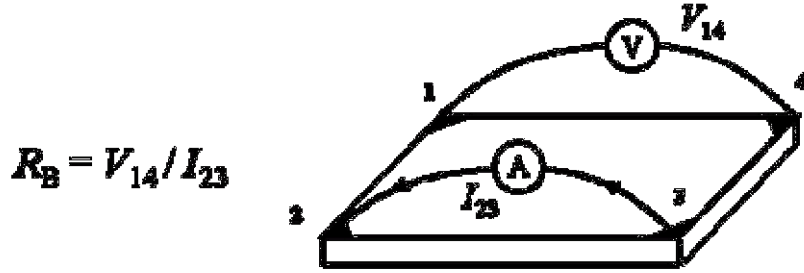
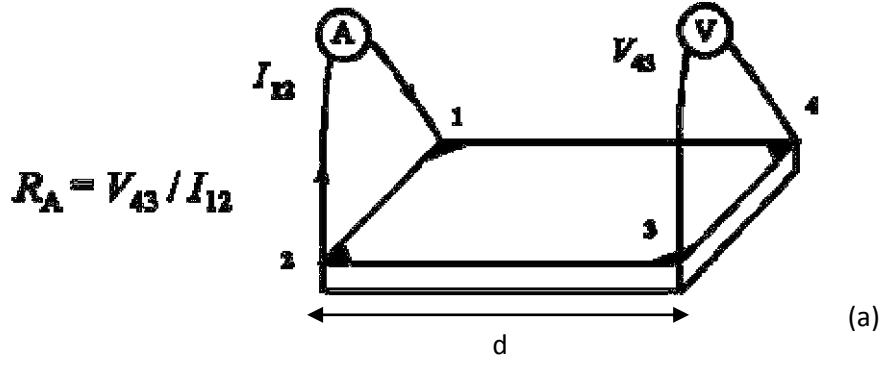
Bu tez çalışmasında Van der Pauw geometrisinde hazırlanan kare (5x5 mm²) şeklindeki AlGa_xN/GaN örnekler kullanıldı. AlGa_xN/GaN heteroeklem yapısı metalorganic chemical vapor deposition (MOCVD) tekniğiyle Bilkent Üniversitesi'nde büyütülmüştür. Örnekler safir alttaş üzerinde 320 nm kalınlığında bir AlN düzleştirici tabaka, üzerine 1,7 µm kalınlığında katkısız bir GaN tabaka, üzerine 1 nm kalınlığında bir AlN ayırıcı tabaka, üzerine 20 nm kalınlığında mol kesri $x=0,25$ olan bir Al_xGa_{1-x}N tabaka ve üzerine 3 nm kalınlığında GaN kapak büyütülerek hazırlanmıştır. Büyütme sırasında, katkılama yoğunluğu, alaşım kesrini de içeren örnek parametreleri ve tabaka kalınlıkları özel büyütme koşulları ve malzemeler için ayarlanmış çizelgelerden temin edilmiştir. Büyütme işleminden sonra, bu parametreler her tabaka için fotoluminesans, taramalı geçişli elektron spektroskopisi (*scanning transmission electron spectroscopy*), kapasitans-voltaj ve enerji dağılımlı x-ışını analizi gibi standart karakterizasyon teknikleri kullanılarak ölçülmüştür. Örneğin tabaka yapısı şekil 3.1'de gösterilmektedir.

| Tabaka | Kalınlık (nm) |
|--|---------------|
| GaN (kapak) | 3 |
| Al _x Ga _{1-x} N (katkılı) ($x=0,25$) | 20 |
| AlN (ayırıcı) | 1 |
| GaN (katkısız) | 1700 |
| AlN (düzleştirici) | 320 |
| Safir (alttaş) | |

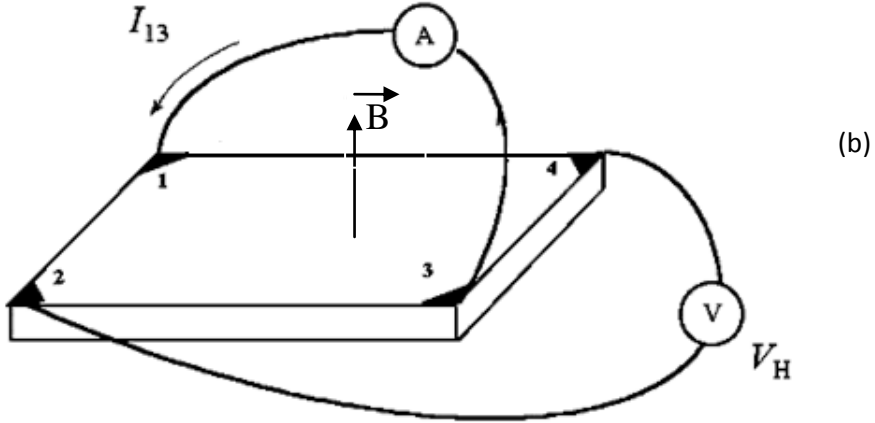
Şekil.3. 1. Ölçümlerde kullanılan AlGa_xN/GaN heteroeklem örneğin tabaka yapısı

3.2. Magnetotransport Deney Düzenegi

Magnetotransport ölçümleri 1,89-275 K sıcaklık aralığında sıcaklığın bir fonksiyonu olarak cryogen-free süperiletken magnet sisteminde (Cryogenics Ltd.) yapıldı. Ölçümler standart DC teknikle Keithley 2400 sabit akım-voltaj kaynağı, Keithley 7100 anahtarlama sistemi, Keithley 182A nanovoltmetre ve Lakeshore 340 sıcaklık ölçer ve kontrolcüsü kullanılarak yapıldı. Elektrik akımı örneğin büyütme doğrultusuna dik olarak uygulandı. 11 T büyüklüğüne kadar manyetik alan akım düzlemine dik olarak uygulandı. Uygulanan akım boyunca elektriksel direnç (R_{xx}) sıcaklığın fonksiyonu olarak ölçüldü. Ohmik şartları sağlamak ve elektronların ısınmasını engellemek için örneğe uygulanan akım yeterince düşük tutuldu. Tüm ölçümler karanlıkta gerçekleştirildi. Ölçümlerde kullanılan Van der Pauw geometrisi şematik olarak gösterilmiştir (Şekil 3.2).

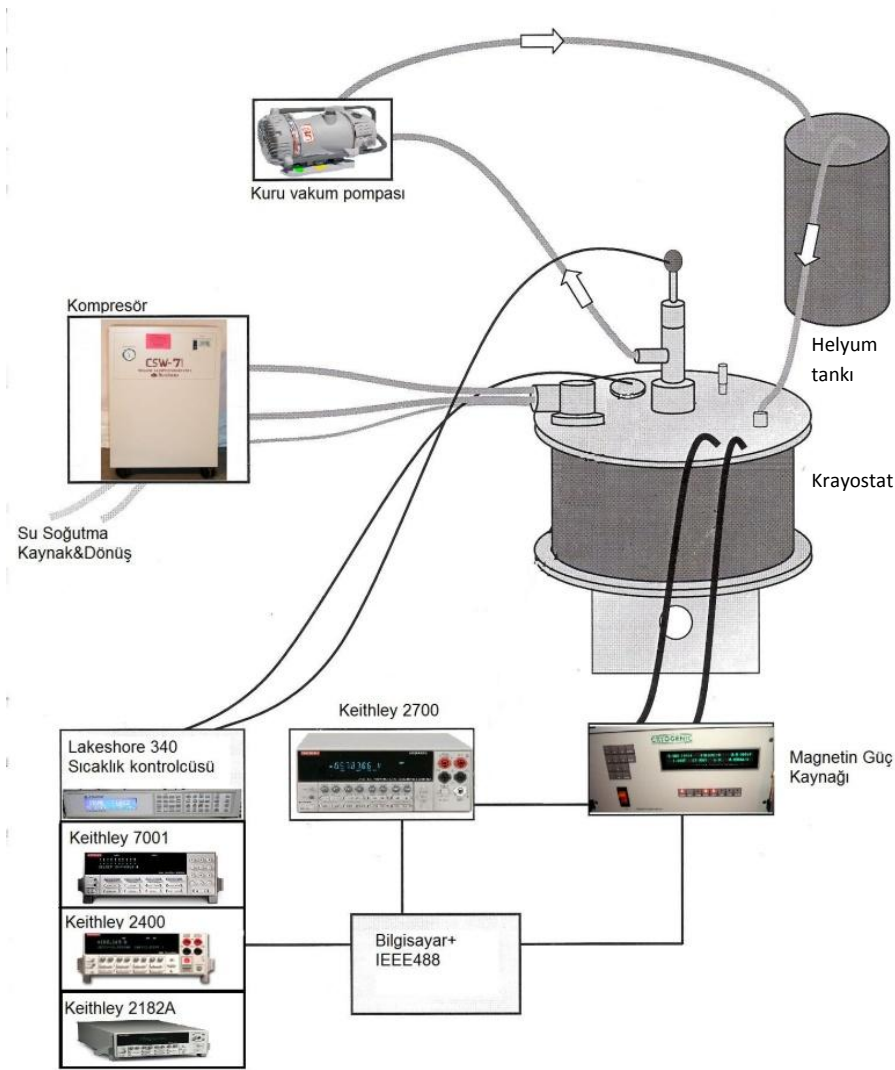


$$V_H = V_{24P}$$



Şekil.3.2. Van der Pauw yöntemi kullanılarak öz direnç (a) ve Hall direnci (b) ölçümleri için sematik gösterim. 1, 2, 3 ve 4 kontak noktaları, d örneğin boyu, simetrik durumda $R_{xx} = R_A = R_B$ boyuna elektriksel direnç, I_{12} ve I_{23} boyuna akım, V_{43} ve V_{14} boyuna gerilim, I_{13} enine akım ve $V_{24P} = V_H$ Hall gerilimidir.

Bu çalışmada sıvı helyum gerektirmeyen 11 Tesla'lık kapalı sistem krayostat kullanılmıştır. Deneysel düzeneğin blok diyagramı Şekil 3.3'te verilmiştir. Sistemin oda sıcaklığından süperiletken sarımların çalışma sıcaklığına ($\approx 3,5$ K) iniş süresi 60 saattir. Süperiletken sarım tellerin çalışma üst sıcaklığı 6 K dir. 11 Tesla manyetik alan değerine kadar taranma süresi yaklaşık 5 saattir. Belirlenen manyetik alanda süperiletken teller kalıcı manyetik alan konumunda istenildiği kadar bırakılabilir. Örneğin konulduğu yerde en düşük sıcaklık 1,8 K'dir. Bu sıcaklık 325 K'e kadar $\pm 0,1$ K adımlarla kontrol edilebilir. Oda sıcaklığından en düşük sıcaklığa iniş süresi 2 saattir. Örnek tutucu sarımların tam ortasına gelecek şekildedir ve açısı ayarlanabilen bir tasarıma sahiptir. Örneklerin konulduğu alan $24,5 \times 24,5$ mm² dir. Yüksek frekanslı 8 adet veri hattı mevcuttur. Sistem üzerinde toplam 12 adet sıcaklık sensörü vardır ve bu sensörlerle anlık olarak okunan sıcaklıklar ile sistem kontrollü olarak çalıştırılır.



Şekil.3. 3. Deney düzeneğinin blok diyagramı

Krayostatın su soğutmalı helyum kompresörü magnet sarımlarının ve sistemin iç sıcaklığını yaklaşık 3,5 K'e kadar düşürmektedir. Örnek tutucunun bulunduğu bölme düşük sıcaklıklara indirebilmek için ayrıca bir helyum kabı (depo) bulunmaktadır. Bu depodaki helyum gazı kuru vakum pompası yardımıyla örneğin konulduğu bölmeye taşınır. Gaz geçişi iğne uçlu vana yardımıyla kontrol edilerek sıcaklığın 1,8 K değerlerine düşmesi sağlanır. Sistem Lakeshore 340, Keithley 2700 Multimetre, Keithley 2400 akım-gerilim kaynağı, Keithley 2182A Nanovoltmetre, Keithley 7001 tarayıcı (scanner) ile birlikte çalıştırılmaktadır. Sıcaklığı kontrol etmek ve ölçmek için Lakeshore 340 sıcaklık ölçer ve kontrolcüsü kullanılır. Sıcaklık kontrolcüsü örnek tutucu üzerindeki iki sensör

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

Bu sistemin en önemli avantajı dışarıdan sıvı helyum gerektirmemesidir. Örnek tutucudaki yüksek frekanslı koaksiyel kablolar sayesinde gürültü en aza indirilir.

3.3. Veri Toplama ve Değerlendirme Programlar

Veri toplama programı LabView programında grubumuz tarafından hazırlandı. Bu veri toplama programı deney parametrelerinin (akım, sıcaklık, magnetik alan) istenilen değerlerinde ölçüm yapılmasını, deneysel verilerin uygun şekilde dosyalanmasını ve deney sırasında ham veri grafiklerinin bilgisayar ekranında istenilen formatta çizilmesini sağlamaktadır. Veri toplama programı kendi içinde menülendirilmiştir.

Birinci menüde (kararlı durum SdH ölçümleri) dört kanalda eş-zamanlı olarak veri toplanıp kaydedilebilmektedir. Sıcaklık belirli bir değerde sabit tutularak örnekten DC akım sürülür. Magnetik alan seçilen B_1 ve B_2 değerleri arasında taratılırken R_{xx} ve R_{xy} dirençleri magnetik alanın fonksiyonu olarak ölçülür ve kaydedilir. Tarama işleminde magnetin güç kaynağından birim zamanda sürülen akım değeri ayarlanır. Tarama hızı en az 5 mA/s ve en fazla 16 mA/s seçildiğinde, tek kanalda 0-1 T aralığında, ortalama 50 ile 200 arasında deney noktası toplanmaktadır. Veri değerlendirme aşamasında uygulanacak sayısal işlemler açısından bu sayıda deney noktası toplanması uygundur. Aynı işlemler farklı akım, sıcaklık, magnetik alan aralığı ve magnetik alan yönelmesi için tekrarlanabilmektedir. Yeni bir deneye geçildiğinde, sadece üzerinde değişiklik yapılacak olan bilgilerin yeniden yazılması yeterli olmaktadır.

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

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

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

4. KLASİK MAGNETOTRANSPORT SONUÇLARI

Van der Pauw geometrisindeki $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ örneklerde elektriksel direnç (R_{xx}) ve Hall direnci (R_{xy}) için (Bkz. Şekil.3.2)

$$\exp(-\pi R_A/R_S) + \exp(-\pi R_B/R_S) = 1 \quad (4.1)$$

$$R_A = V_{43}/I_{12} \quad \text{ve} \quad R_B = V_{14}/I_{23} \quad (4.2)$$

$$R_S = R_{xx} \approx \frac{\pi}{\ln 2} d \frac{R_A + R_B}{2} \quad (4.3)$$

$$R_{xy} = \frac{B}{N_H e} \quad (4.4)$$

ve mobilite için

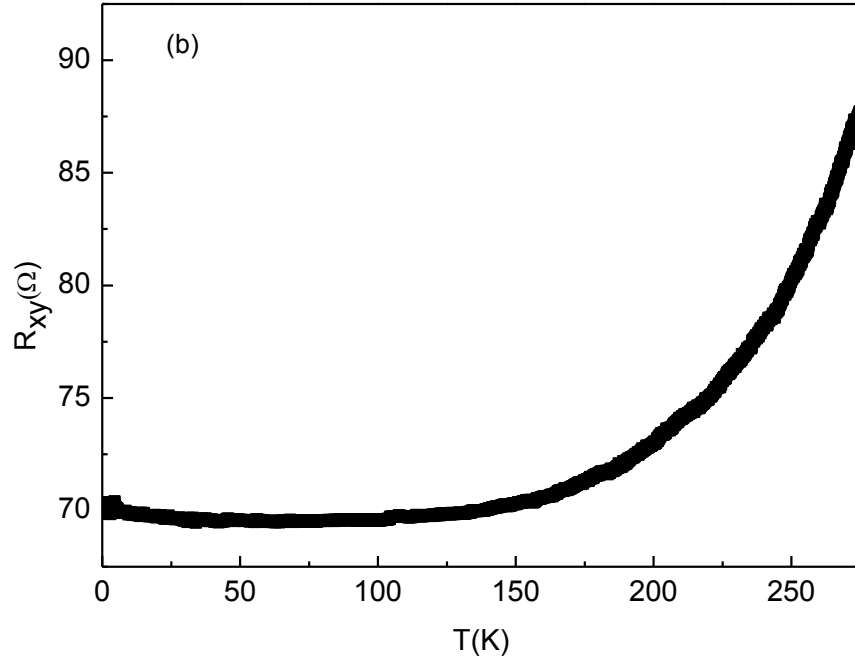
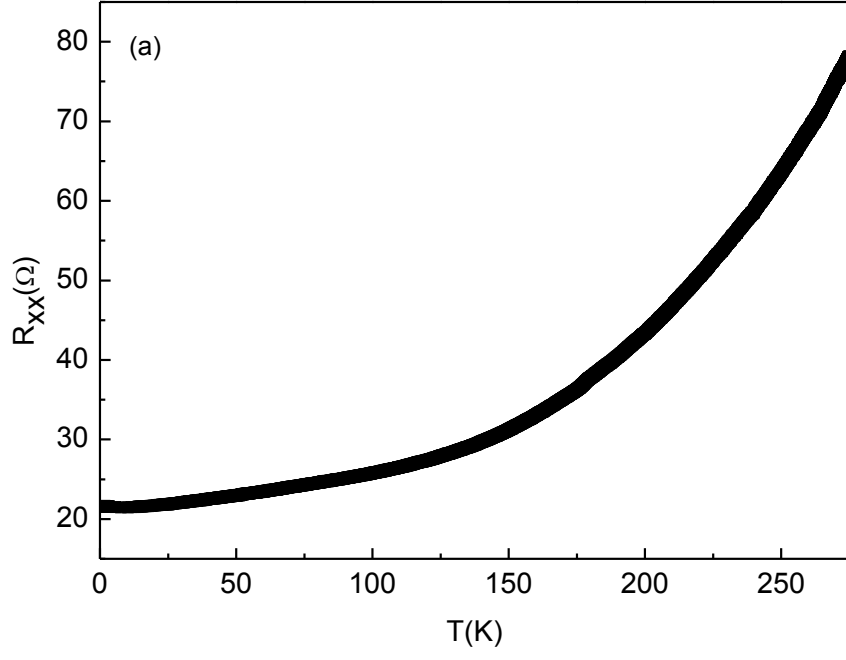
$$\mu = 1/N_H e R_{xx} \quad (4.5)$$

bağıntıları kullanılarak Hall taşıyıcı yoğunluğu (N_H) ile Hall mobilitesi (μ_H) elde edildi.

4.1. Elektriksel Direnç ve Hall Direncinin Sıcaklıkla Değişimi

$\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örneklerin elektriksel direnci (R_{xx}) ve Hall direnci (R_{xy}), 1,8-275 K aralığında, sıcaklığın fonksiyonu olarak ölçüldü (Şekil 4.1). Hall olayı deneylerinde magnetik alan örnek düzlemine (yani, 2D elektron düzlemine) dik uygulandı ve $R_{xy}(T)$ verileri kaydedildi. Örnekten sürülen DC akım 2D elektronları ısıtmayacak kadar düşük seçildi. Tüm örneklerde R_{xx} direncinin sıcaklığa bağlı davranışı benzerdir. Örnek oda sıcaklığından itibaren soğutulurken $R_{xx}(T)$ hızla azalmakta, $T < 50$ K bölgesinde ise $R_{xx}(T)$ sıcaklıktan bağımsız olmaktadır (Şekil 4.1(a)). Bu davranış 2D yarıiletkenlere özgüdür.

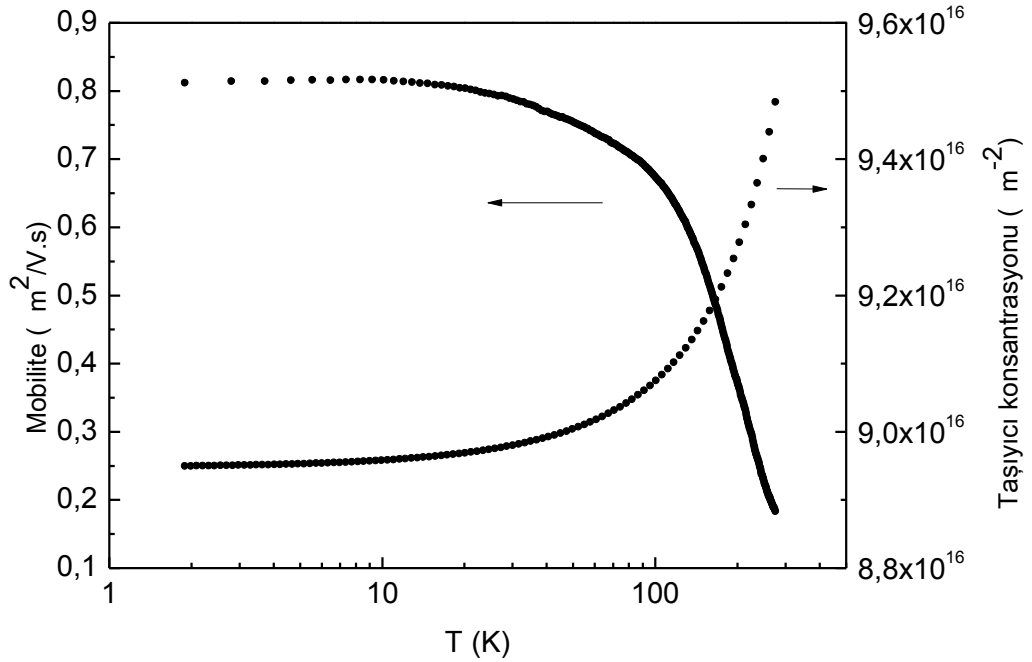
$R_{xx}(T)$ ve $R_{xy}(T)$ verileri Eş. 4.4 ve Eş. 4.5'te kullanılarak, Hall mobilitesi ve Hall taşıyıcı yoğunluğu sıcaklığın fonksiyonu olarak belirlendi.



Şekil.4. 1. (a) Boyuna elektriksel direnç (R_{xx}) ve (b) Hall direncinin (R_{xy}) sıcaklıkla değişimi ($I=100 \mu\text{A}$, $B=1 \text{ T}$)

4.2. Hall Taşıyıcı Yoğunluğu ve Hall Mobilitesinin Sıcaklıkla Değişimi

$\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örneklerde Hall taşıyıcı yoğunluğu (N_H) ve Hall mobilitesi (μ_H) 1,8-275 K aralığında sıcaklığın fonksiyonu olarak ölçüldü (Şekil 4.2). Düşük sıcaklıklarda ($T < 50$ K) Hall taşıyıcı yoğunluğu sıcaklıktan bağımsızdır; sıcaklık arttıkça, Hall taşıyıcı yoğunluğu monotonik olarak artmaktadır. Bu artış 2D elektron gazının bulunduğu kuantum kuyusu dışındaki diğer tabakalarda bulunan yük taşıyıcıların ısısal olarak uyarılmasından kaynaklanmaktadır [92,93]. Düşük sıcaklıklarda Hall taşıyıcı yoğunluğu sıcaklıktan bağımsızdır. Daha yüksek sıcaklıklarda termal olarak meydana gelen bulk taşıyıcılara bağlı olarak Hall taşıyıcı yoğunluğu artan sıcaklıkla artar.



Şekil.4. 2. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örneklerde Hall taşıyıcı yoğunluğu ve Hall mobilitesinin sıcaklıkla değişimi.

Oda sıcaklığından düşük sıcaklıklara doğru inildikçe, Hall mobilitesi (μ_H) hızla artmakta ve $T \leq 50$ K bölgesinde μ_H yaklaşık sabit bir değerde kalmaktadır (Şekil 4.2). Bu davranış, 2D elektron gazı sistemlerine özgüdür.

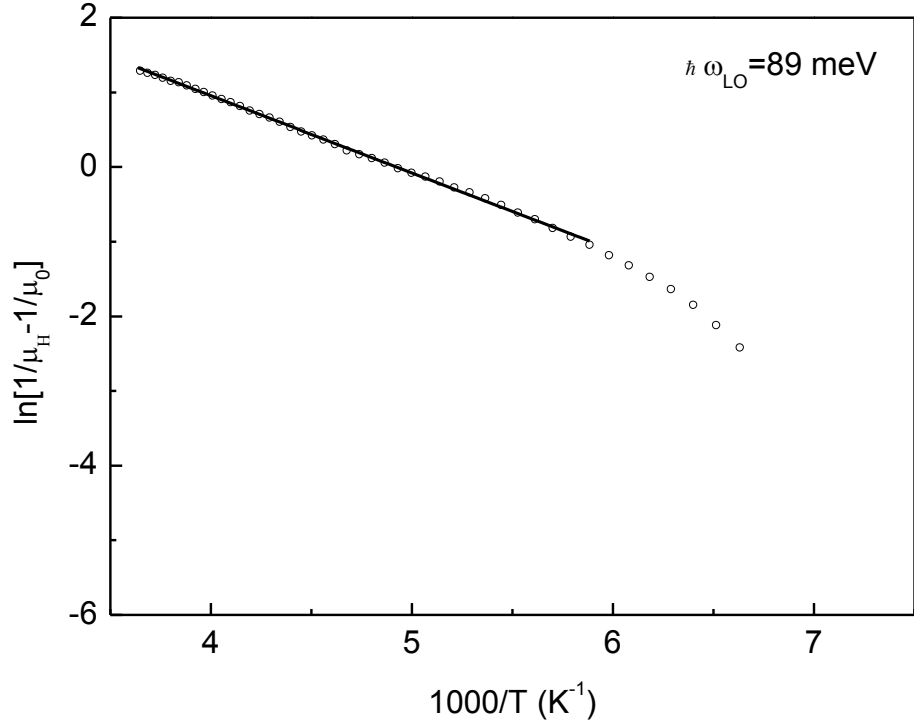
2DEG sistemlerinde 100 K üzerinde baskın saçılma mekanizması polar optik fonon saçılmasıdır ve eşitlik 2.7'de verildiği gibi $\exp(-\hbar\omega_{LO}/k_B T)$ ile orantılıdır.

LO fonon saçılması tarafından belirlenen mobilitenin (μ_{LO}) katkısı Şekil 4.2 de çizilmiş deneysel Hall mobilitesinden Matthiessen kuralıyla çıkarılabilir [94]

$$\frac{1}{\mu_{LO}} = \frac{1}{\mu_H} - \frac{1}{\mu_0} \quad (4.6)$$

Burada μ_0 ve μ_H sırasıyla düşük sıcaklıkta ölçülen mobilite ve yüksek sıcaklıktaki deneysel mobilitedir.

Optik fonon enerjisi $\hbar\omega_{LO}$, $(1/\mu_{tot} - 1/\mu_0)$ niceliğinin doğal logaritması $1/T$ 'nin fonksiyonu olarak çizilerek belirlenebilir. Şekil 4.3'te $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örnekte LO fonon enerjisinin elde edilmesi gösterilmiştir. Deneysel verilere en iyi uyan doğrunun eğiminden LO fonon enerjisi $\hbar\omega_{LO} = 89$ meV olarak elde edildi. Bu değer daha önce başka araştırmacılar tarafından elde edilen $\hbar\omega_{LO} = 91,8$ meV değerine oldukça yakındır [95]. Bu değer aynı zamanda optik ölçümlerden elde ettiğimiz değerle de ($\hbar\omega_{LO} = 91,2$ meV) uyumludur [96]. Hall olayı ölçümlerinden elde edilen LO fonon enerjisi optik ölçümlerden elde edilen değerden %2,4 küçüktür. Optik deneylerde, fotonlar zone merkezindeki fononlardan saçılırlar. Halbuki, elektronik deneylerde elektronlar uyarılan tüm fononlardan saçılırlar. Farklı deneysel yöntemlerle $\hbar\omega_{LO}$ için elde edilen değerler arasındaki farkın nedeni bu olabilir. $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ örneğindeki bu farkın çok küçük olması iletim bandının düz band (flat band) olmasından kaynaklanabilir.



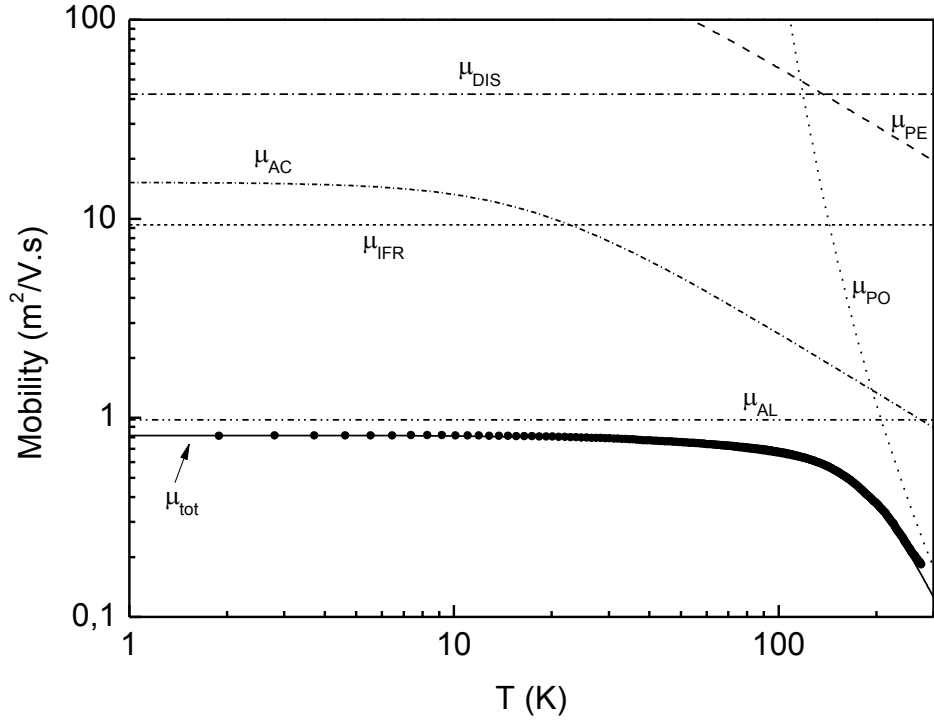
Şekil.4.3. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örneği için $\ln(1/\mu_{\text{tot}} - 1/\mu_0)=f(1000/T)$ grafiği. Deneysel verilere en iyi uyan doğrunun eğiminden elde edilen LO fonon enerjisi $\hbar\omega_{LO} = 89$ meV'dir. Sürekli çizgi deneysel veriye teorik uyum eğrisi, içi boş daireler ise deneysel verilerdir.

2D elektron mobilitesini limitleyen mekanizmaları araştırmak için, deneysel $\mu_H(T)$ verileri bölüm 2.4'te özetlenen kuramsal saçılma mekanizmaları ile karşılaştırıldı (Şekil 4.4). Mobilite hesaplamaları için Çizelge 4.1'de verilen malzeme parametreleri kullanıldı [40, 97]. Alaşım düzensizliği saçılması potansiyeli (ΔU) uyum parametresi olarak alındı. ΔU için bulunan değer sıcaklıktan bağımsızdır. Alaşım düzensizliği saçılması $\Delta U= 0,19$ eV ve arayüzey pürüzlülüğü parametreleri $\Lambda=31,89$ nm ve $\Delta=0,1$ nm alınarak hesaplanan mobilite değeri için iyi bir sonuç elde edilmiştir. Mobilite hesaplamalarında etkin kütle için SdH analizlerinden bulunan $m^*=0,206 m$ değeri kullanıldı [98]. Şekil 4.4'te görüldüğü gibi deneysel $\mu_H(T)$ verileri ile hesaplanan toplam mobilite çok iyi uyum içindedir. $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ heteroeklem örnekte 2D elektron mobilitesi düşük sıcaklıklarda alaşım düzensizliği saçılması tarafından belirlenmektedir. Yüksek sıcaklıklarda ise mobilite polar optik fonon saçılması ve akustik fonon saçılması

tarafından sınırlandırılmaktadır. Bu sonuçlar literatürde yayımlanan önceki çalışmalarla uyumludur [23, 99].

Çizelge 4.1. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem için mobilite hesaplamalarında kullanılan malzeme parametreleri

| | Birim | Değer |
|--|------------------|-----------------------|
| Kütle yoğunluğu, g | kg/m^3 | $6,15 \times 10^3$ |
| Statik dielektrik sabiti, ϵ_s | ϵ_0 | 10,4 |
| Optik dielektrik sabiti, ϵ_∞ | ϵ_0 | 5,35 |
| Boyuna akustik fonon hızı, V_s | m/s | $6,56 \times 10^3$ |
| Enine akustik fonon hızı, u_t | m/s | $2,68 \times 10^3$ |
| Piezoelektrik sabiti, h_{14} | V/m | $4,28 \times 10^9$ |
| Deformasyon potansiyeli, E_A | eV | 8,5 |
| 2DEG konsantrasyonu, N_{2D} | m^{-2} | $9,67 \times 10^{16}$ |
| Yasak enerji aralığı, E_g | eV | 3,995 |
| İletim bandı süreksizliği, ΔE_C | eV | 0,4 |
| Dislokasyon yük yoğunluğu, (N_{dis}) | cm^{-2} | 1×10^{14} |



Şekil.4. 4. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örneğe 1.0T manyetik alan uygulanarak ölçülen Hall mobilitesinin (μ_H) sıcaklıkla değişimi ve hesaplanan mobiliteler: alaşım düzensizliği saçılması mobilitesi (μ_A), akustik fonon saçılması mobilitesi (μ_{AC}), arayüzey pürüzlülüğü saçılması mobilitesi (μ_{IFR}), polar optik fonon saçılması mobilitesi (μ_{PO}), diskolasyon saçılması mobilitesi (μ_{DIS}), toplam mobilite (μ_{tot}). Hesaplanan arkaplan safsızlık saçılması mobilitesi (μ_{BI}) burada gösterilmemiştir, çünkü diğer saçılma mekanizmaları ilişkin mobiliteler ile karşılaştırıldığında μ_{BI} çok büyüktür. Deneysel veriler içi dolu daireler ile gösterilmiştir.

5. YÜKSEK MAGNETİK ALANDA MAGNETOTRANSPORT ÖLÇÜMLERİ VE SONUÇLAR

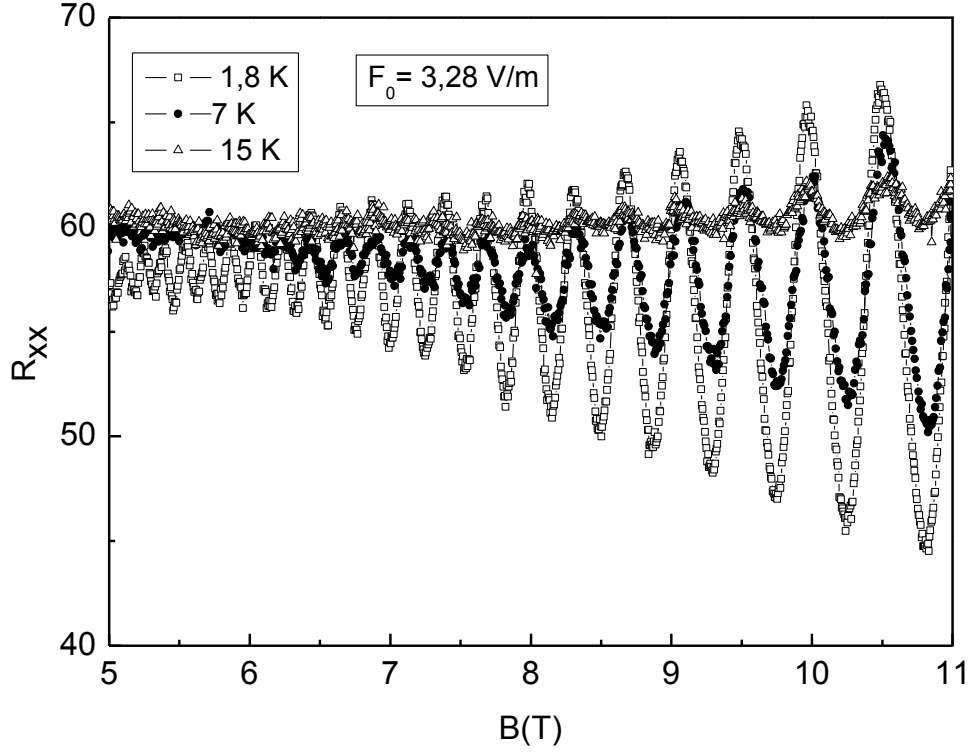
5.1. Magnetorezistansın Sıcaklık ve Uygulanan Elektriksel Alanın Fonksiyonu Olarak Değişimi

AlGaIn/GaN heteroeklem örnekte, yüksek magnetik alan bölgesinde, Shubnikov-de Haas (SdH) osilasyonları ölçümleri yapıldı:

- (i) 1,8-16 K sıcaklık aralığında magnetorezistans magnetik alanın fonksiyonu olarak ($R_{xx}(B)$) ölçüldü. Ölçümler sırasında örneğe uygulanan DC akım (elektrik alan) 2D elektronları ısıtmayacak kadar düşük seçildi.
- (ii) Örgü sıcaklığı inilebilen en düşük değerde (T_{LO}) sabit tutularak örneğe uygulanan elektrik alana (DC akıma) bağlı $R_{xx}(B)$ ölçümleri yapıldı.

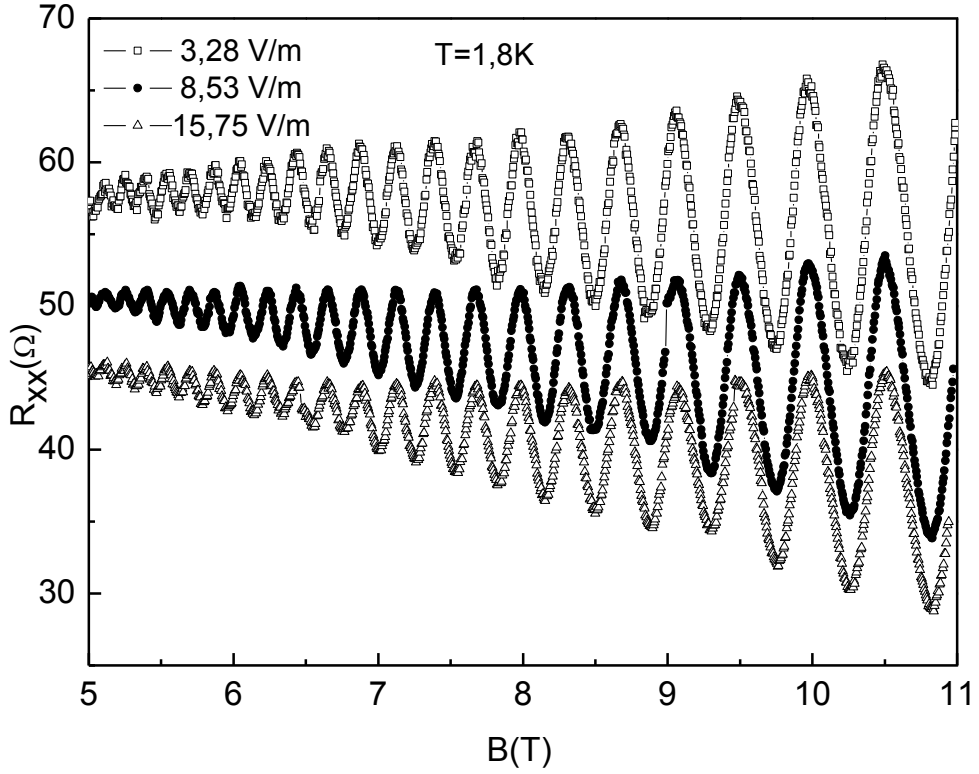
Farklı sıcaklıklarda ölçülen $R_{xx}(B)$ verilerine tipik örnekler Şekil 5.1'de verilmiştir. Sıcaklık arttıkça osilasyon genliği azalmaktadır. Tüm örneklerde yaklaşık 16 K'e kadar SdH osilasyonları gözlemlendi.

$Al_{0,25}Ga_{0,75}N/GaN$ örneklere ölçülen SdH osilasyonları tek periyod içermektedir. Bu durum sadece birinci altbandda elektron bulunduğunu göstermektedir.



Şekil.5.1. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örneklerde üç farklı örgü sıcaklığında ölçülen magnetorezistans $R_{xx}(B)$ verileri. Örneğe uygulanan elektrik alan (F_0) 2D elektronları ısıtmayacak kadar düşük seçilmiştir.

$\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örnekte, $T_{LO}=1,8$ K'de ve üç farklı elektrik alanda ölçülen $R_{xx}(B)$ verileri Şekil 5.2'de gösterilmiştir. Elektrik alan arttıkça osilasyon genliğinin azaldığı açıkça görülmektedir. Örneklerden sürülen akım (veya karşı gelen elektrik alan F) yeterince yüksek ise, örgü sıcaklığı sabit olmasına rağmen, 2D elektronlar ısınır, bu ise SdH osilasyonları genliğinin azalmasına neden olur. Şekil 5.1 ve Şekil 5.2'de sunulan deneysel $R_{xx}(B)$ verileri karşılaştırılırsa, artan örgü sıcaklığının SdH osilasyonlarına etkisi ile artan elektrik alanın etkisinin benzer olduğu anlaşılmaktadır.



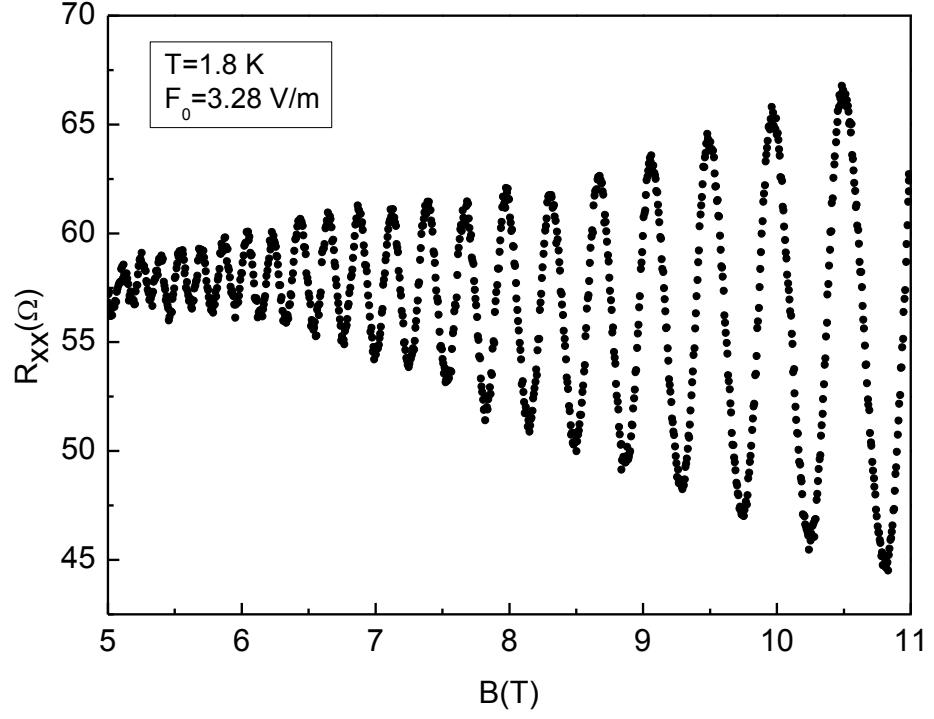
Şekil.5. 2. $Al_{0,25}Ga_{0,75}N/GaN$ heteroeklem örnekte üç farklı elektrik alanda ölçülen $R_{xx}(B)$ verileri. $T_{Lo}=1,8$ K en düşük örgü sıcaklığıdır.

5.2. Deneysel $R_{xx}(B)$ Verilerinden SdH Osilasyonlarının Elde Edilmesi

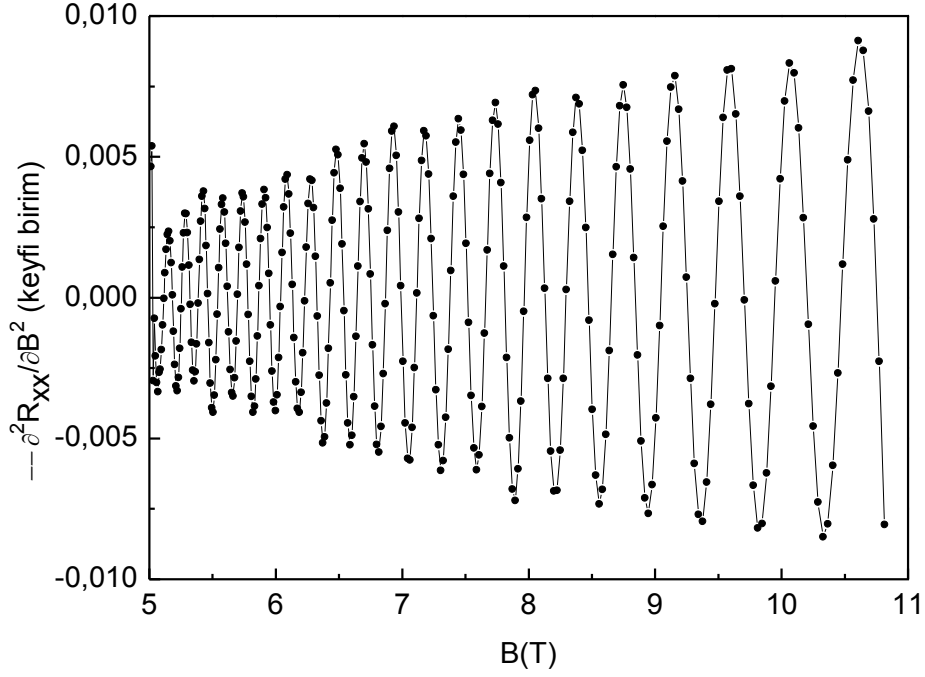
Deneysel olarak ölçülen magnetorezistans verileri $R_{xx}(B)$ klasik magnetorezistans ve SdH osilasyonlarının toplamı şeklindedir (Eş.2.36). Klasik magnetorezistans ($R_M(B)$) magnetik alana monotonik değişim göstermektedir. Ölçülen $R_{xx}(B)$ verilerinden monotonik bileşen çıkarılarak osilasyonlu bileşeni elde etmek için genellikle iki farklı yöntem kullanılır [52, 62-64, 100-103]:

- (i) Deneysel $R_{xx}(B)$ verilerinden bir polinom çakıştırılır ve bu polinom deneysel verilerden çıkarılarak SdH osilasyonları elde edilir.
- (ii) Deneysel $R_{xx}(B)$ verilerinin magnetik alana göre ikinci türevin negatifi ($-\partial R_{xx}^2/\partial B^2$) alınarak SdH osilasyonları elde edilir [52, 100, 104,105].

$\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örneğinin en düşük örgü sıcaklığında $T_{LO}=1,8$ K elde edilen $R_{xx}(B)$ verileri Şekil 5.3'te gösterilmiştir. Bu verilerin magnetik alana göre ikinci türevinin negatifinin alınmasıyla elde edilen SdH osilasyonları ise Şekil 5.4'te görülmektedir.



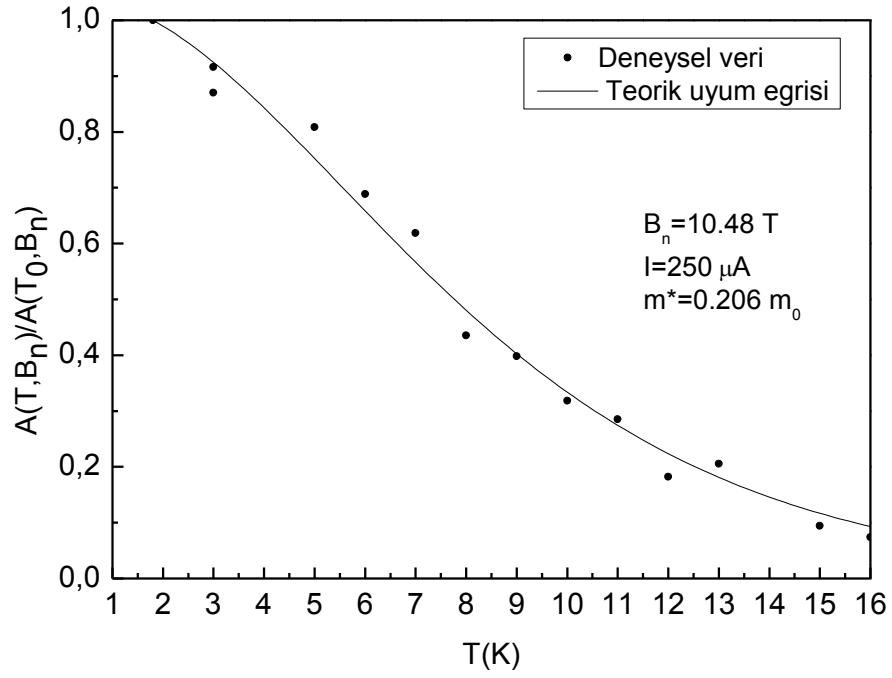
Şekil.5. 3. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örnekte magnetorezistans (R_{xx}) verileri



Şekil.5.4. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örneğe ait SdH osilasyonları.

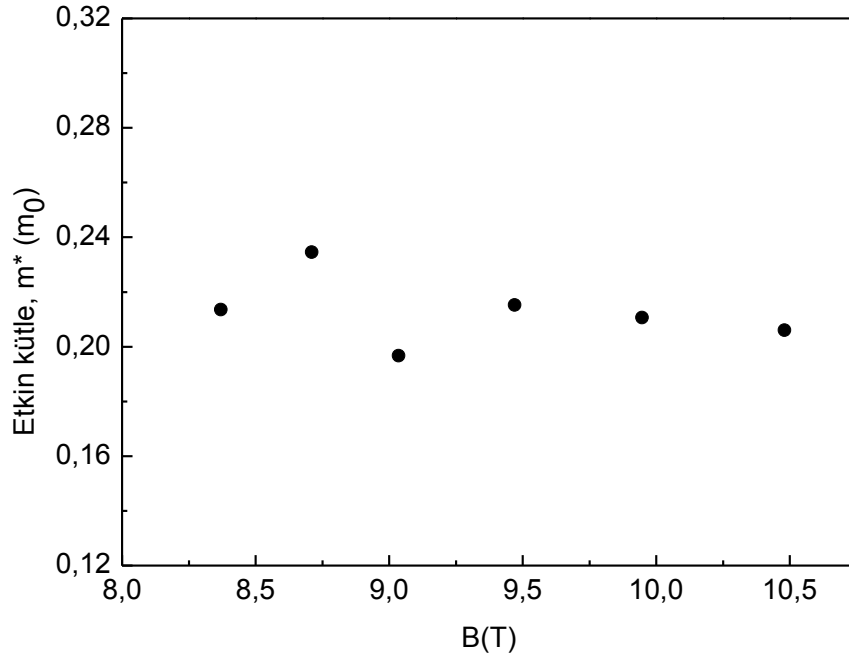
5.3. SdH Osilasyonları Genliğinin Sıcaklıkla Değişiminden Etkin Kütleinin Elde Edilmesi

Bir T sıcaklığında ölçülen osilasyon genliği $A(T, B_n)$ ve en düşük örgü sıcaklığında ($T=T_{L0}$) genlik $A(T_{L0}, B_n)$ olmak üzere, $A(T, B_n)/A(T_{L0}, B_n)$ bağıl genliğinin sıcaklıkla değişimi elde edildi. Belirli bir osilasyon pikinin bağıl genliğinin sıcaklıkla değişimini gösteren tipik bir örnek Şekil 5.5'te verilmiştir. Bağıl genliğinin sıcaklıkla değişimi Eş. 2.44'e çakıştırılarak 2D elektronların etkin kütlesi (m^*) belirlendi.



Şekil.5.5. $Al_{0,25}Ga_{0,75}N/GaN$ heteroeklem örnekte ölçülen SdH osilasyonları bağıl genliğinin sıcaklıkla değişimi

Benzer analizler 8,37-11 T magnetik alan aralığında gözlenen her osilasyon piki için yapıldı. $Al_{0,25}Ga_{0,75}N/GaN$ heteroeklem örneklerde elektron etkin kütesinin magnetik alanla pek değişmediği görülmektedir (Şekil 5.6).

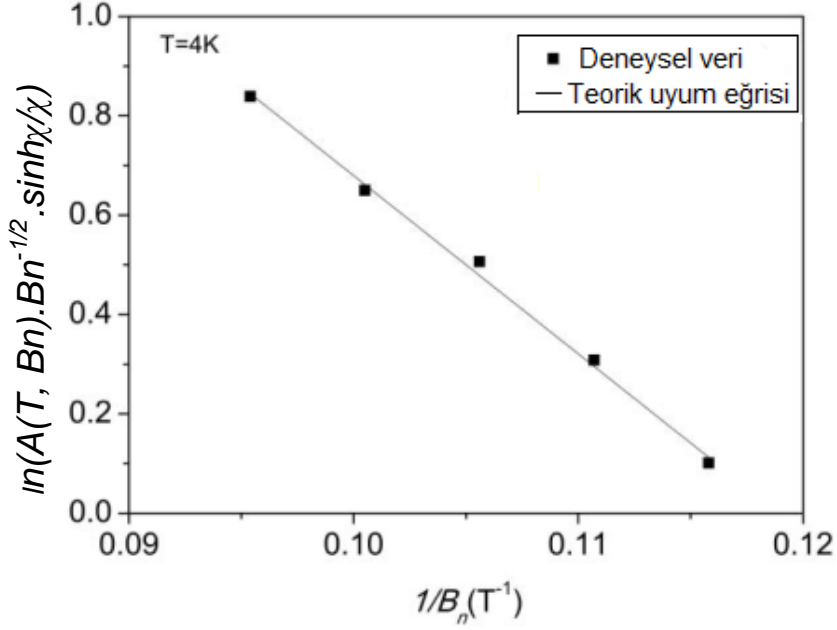


Şekil.5. 6. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örneklerde 2D elektron etkin kütesinin magnetik alanla değişimi.

5.4. SdH Osilasyonları Genliğinin Magnetik Alanla Değişiminden 2D Elektronların Kuantum Ömrünün Elde Edilmesi

İki-boyutlu yarıiletkenlerde elektronların kuantum ömrü (τ_q) başat saçılma mekanizmaları hakkında bilgi vermektedir [62,63,67, 106-114]. 2D elektronların kuantum ömrü (τ_q) ve kuantum mobilitesi ($\mu_q=e\tau_q/m^*$), SdH osilasyonları genliğinin magnetik alanla değişiminden bulunabilir [77, 80]. Belirli bir sıcaklıkta ve elektronları ısıtmayacak kadar düşük elektrik alan altında ölçülen SdH osilasyonlarında pikler sırasıyla numaralandı, pik genliği ($A(T, B_n)$) ve her pikin meydana geldiği magnetik alan (B_n) değerleri belirlendi. Eş. 2.48 gereğince, $\ln(A(T, B_n).B_n^{-1/2}.\text{Sinh}\chi/\chi)$ niceliğinin $1/B_n$ 'ye karşı grafiği çizildi (Şekil 5.7). Bu grafik bir doğrudur ve geleneksel olarak Dingle çizimi (Dingle plot) olarak bilinmektedir. Dingle çizimlerinde deneysel noktalara en iyi uyan doğrunun eğiminden elektronların kuantum ömrü belirlendi ve Eş 2.35 kullanılarak kuantum

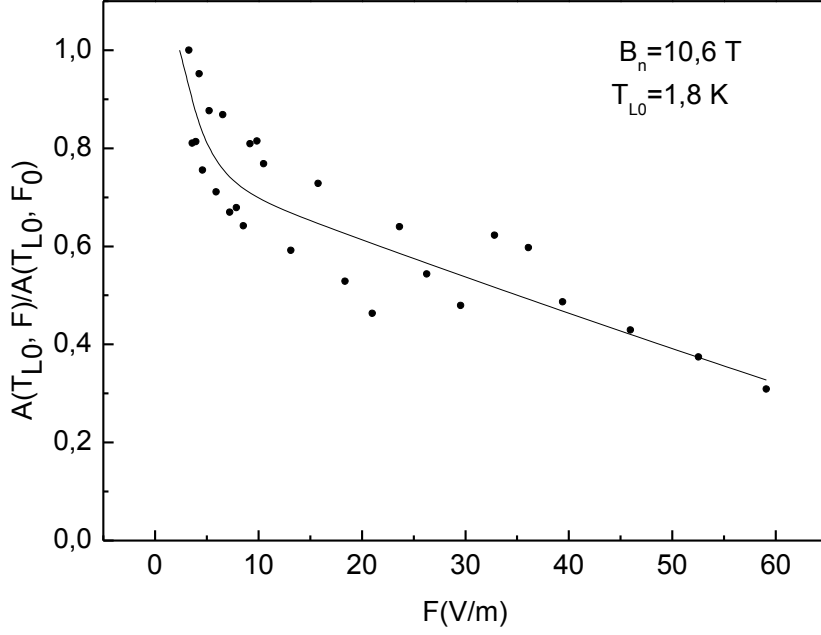
mobilitesi hesaplandı. Eş. 2.46 türetilirken τ_q 'nın magnetik alandan bağımsız olduğu varsayılmıştır.



Şekil.5. 7. $Al_{0,25}Ga_{0,75}N/GaN$ heteroeklem örnekte 2D elektron kuantum ömrünün elde edilmesi (Dingle çizimleri).

5.5. SdH Osilasyonları Genliğinin Elektrik Alana Bağlı Değişimi

$Al_{0,25}Ga_{0,75}N/GaN$ heteroeklem örneklerden sürülen DC akım (veya karşı gelen elektrik alan F) yeterince yüksek ise, sıcaklık sabit tutulsa bile, 2D elektronlar ısınır ve SdH osilasyonları genliği azalır. Sıcaklık $T_L=T_{L0}$ değerinde sabit tutularak, örneğe uygulanan elektrik alana bağlı SdH osilasyonları ölçümleri yapıldı. Elektrik alan değerleri sıfır magnetik alanda ölçülen boyuna gerilim (V_{xx}) verileri ve b kullanılarak (Şekil 3.2) hesaplandı. Belirli bir osilasyon pikinin bağlı genliğinin elektrik alanla değişimi Şekil 5.8'de görülmektedir. Elektrik alan arttıkça osilasyon genliği azalmaktadır.



Şekil.5.8. Al_{0,25}Ga_{0,75}N/GaN heteroeklem örnekte SdH osilasyonları bağıl genliğinin elektrik alanla değişimi. Sürekli çizgi göze kılavuzdur.

5.6. SdH Osilasyonları Ölçümlerinden İki-Boyutlu Elektron Yoğunluğu ve Fermi Enerjisi'nin Elde Edilmesi

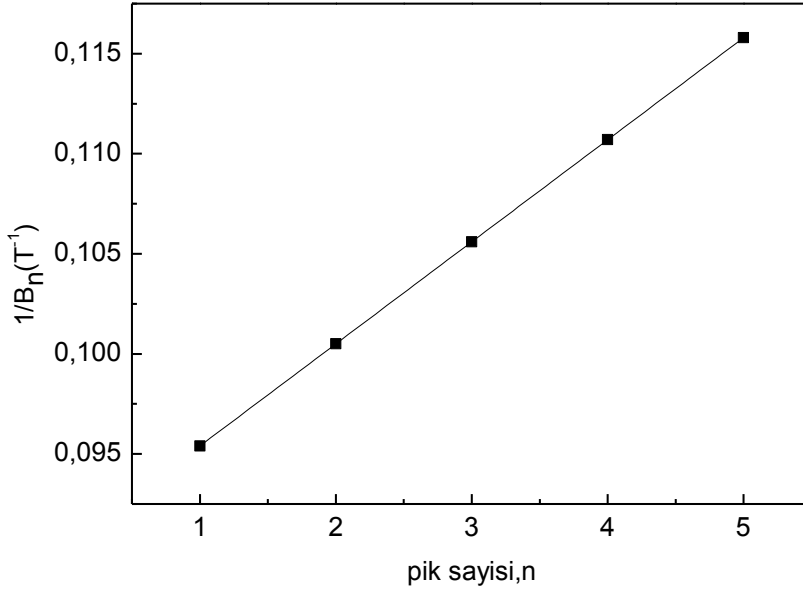
İki-boyutlu elektron yoğunluğu (N_{2D}) ve Fermi enerjisi ($E_F - E_I$) farkı SdH osilasyonları periyodu ölçümlerinden elde edilebilir. SdH osilasyonları periyodunu ölçmek için genellikle iki yöntem kullanıldı:

- (i) Deneysel $R_{xx}(B)$ verilerinde SdH osilasyon pikleri sırasıyla numaralanır ve bu piklerin meydana geldiği magnetik alan (B_n) değerleri belirlenir. Daha sonra pik numarasına (Landau kuantum sayısı) karşı $1/B_n$ değerlerinin grafiği çizilir. Bu grafik, eğimi osilasyon periyoduna eşit olan bir doğrudur. Bu yöntem, Al_{0,25}Ga_{0,75}N/GaN heteroeklem örneklerde ölçülen SdH osilasyonlarına uygulandı (Şekil 5.9).

(ii) Deneysel $R_{xx}(B)$ verilerine Fourier dönüşümü uygulanarak osilasyon periyodu bulunur. Bu çalışmada Fourier dönüşümü Fast Fourier Transform (FFT) tekniği [62,115] kullanılarak yapıldı. Fourier spektrumundaki pik sayısı dolu altband sayısına eşittir. Bu piklerin herbiri farklı osilasyon periyoduna karşı gelir. FFT algoritması, $R_{xx}(B)$ veri takımının magnetik alana göre eşit aralıklı ve deneysel nokta sayısının 2l (l=tam sayı) olmasını gerektirmektedir. Osilasyon periyodu Fourier spektrumundaki pik yerlerinden

$$\Delta\left(\frac{1}{B}\right) = \frac{N(\Delta t)}{m-1} \quad (5.1)$$

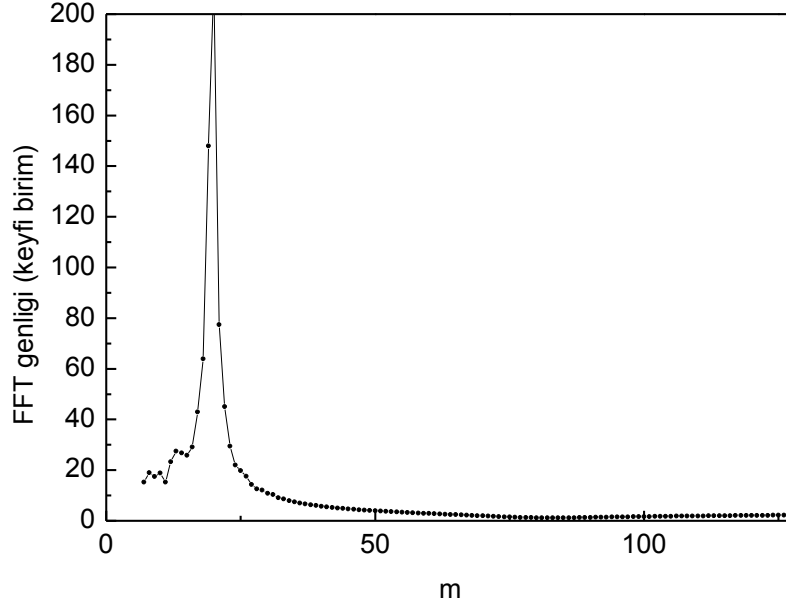
bağıntısı kullanılarak hesaplandı [116]. Burada $N=2l$ deneysel nokta sayısı, Δt ($= (1/B_{min} - 1/B_{max})/N$) örnekleme aralığı (Tesla⁻¹) ve m FFT güç spektrumunda pikin meydana geldiği ve yatay eksenden okunan sayıdır.



Şekil.5.9. Al_{0,25}Ga_{0,75}N/GaN heteroeklem örnekte SdH osilasyonları periyodunun elde edilmesi.

Al_{0,25}Ga_{0,75}N/GaN heteroeklem örnekte ölçülen $R_{xx}(B)$ verilerinin Fourier spektrumuna örnek Şekil 5.10'da verilmiştir. Bu grafikte sadece bir pik

olduğundan, incelenen heteroeklem örnekte sadece birinci altbandda 2D elektron bulunduğ u kesinlik kazanır.



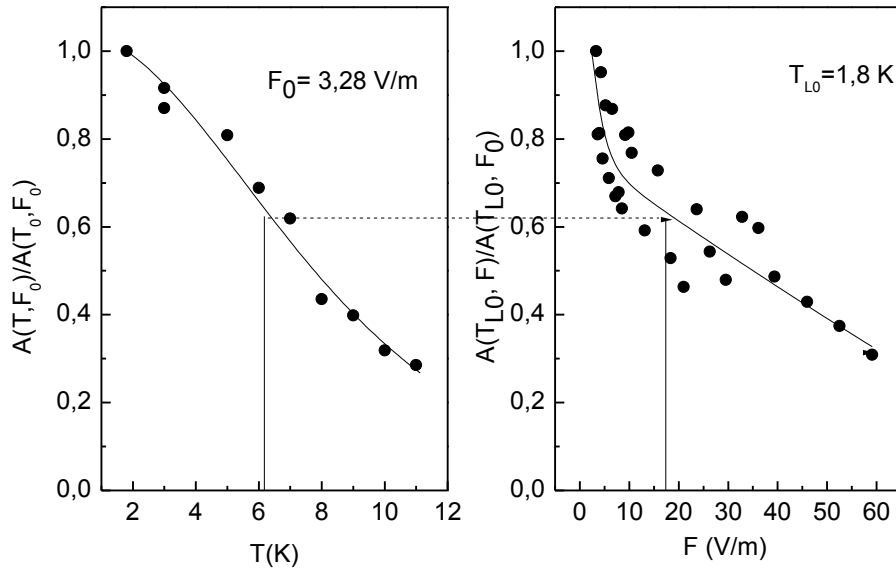
Şekil.5. 10. Deneysel $R_{xx}(B)$ verilerine FFT uygulanarak elde edilen Fourier spektrumu.

Ölçülen $\Delta(1/B)$ değ erleri, Eş. 2.41 ve Eş. 2.42'de kullanılarak, altbandda bulunan 2D elektron yoğunluğ u (N_{2D}) ve Fermi enerjisi ($E_F - E_I$) hesaplandı. $N_{2D} = 9,67 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$ ve $E_F - E_I = 115,7 \text{ meV}$ olarak bulundu. Bunun için gerekli olan m^* değ erleri SdH osilasyonları genliğinin sıcaklıkla değ işiminden elde edildi.

6. GÜÇ KAYBI MEKANİZMALARI

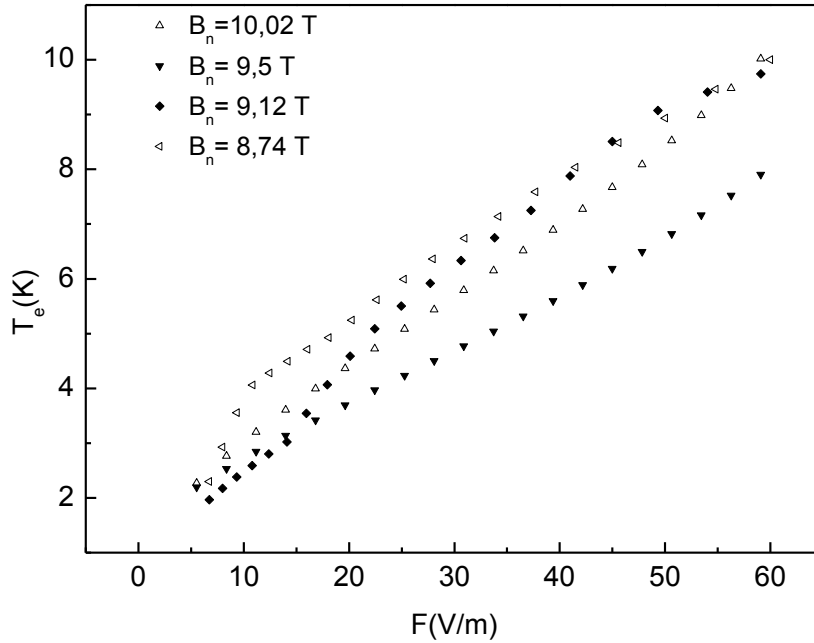
Akustik fonon saçılmasının baskın olduğu düşük sıcaklıklarda sıcak elektron enerji durulma süreçlerini incelemek için yaygın olarak iki farklı deneysel teknik kullanılır [73]. Dejenere elektron gazı için güç kaybı mekanizmalarını açıklamak için SdH osilasyonları, dejenere olmayan elektron gazı için mobilitenin sıcaklığa ve elektrik alana bağlılığı kullanılabilir. Bu tez çalışmasında kullanılan $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örnekler dejenere olduğundan SdH osilasyonları kullanıldı.

Shubnikov-de Haas (SdH) osilasyonları genliğinin sıcaklık ve elektrik alanla değişimleri (Şekil 5.5 ve Şekil 5.8) karşılaştırılarak elektron sıcaklığı (T_e) elektrik alanın fonksiyonu olarak elde edildi. Elektron sıcaklığını belirlemek için uygulanan yöntem $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örnek için Şekil 7.1'de gösterilmiştir. Bağlı genlik değerleri aynı olan elektrik alan ve elektron sıcaklık değerleri belirlendi. Şekil 7.1'e göre örgü sıcaklığı $T_{L0} = 1,8$ K iken yaklaşık $F = 18$ V/m büyüklüğünde bir alan uygulandığında elektron sıcaklığı $T_e = 6$ K olarak ölçülmektedir.



Şekil.6.1. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örnekte 2D elektron sıcaklığı (T_e)'nin elektrik alanın fonksiyonu olarak elde edilmesi. Sürekli çizgi deneysel verilere en iyi uyan eğridir.

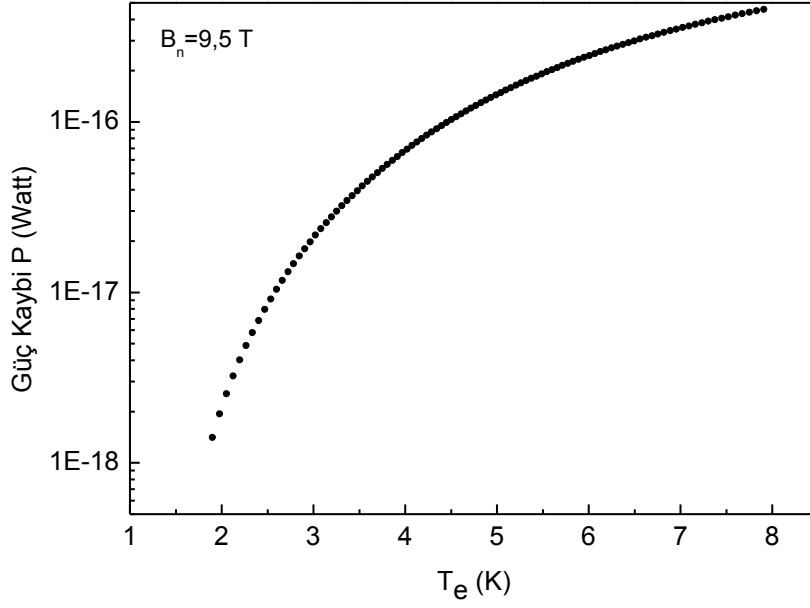
$\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örneklerde ölçülen elektron sıcaklığının elektrik alanla değişimi Şekil 6.2’de verilmiştir. Elektrik alan arttıkça elektron sıcaklığı artmaktadır. Bu deneysel sonuç kuramsal öngörülerle uyumludur [71]. SdH osilasyonlarının gözleendiği magnetik alan aralığında (5-11 T) tüm osilasyon pikleri için yapılan genlik analizinden elde edilen $T_e(F)$ grafiklerinin magnetik alana sistematik bağıllık göstermediği gözleendi. Bu deneysel sonuç, örneğe uygulanan magnetik alanın elektron sıcaklığını ve dolayısıyla sıcak elektronların enerji durulma mekanizmalarını pek etkilemediğini göstermektedir. Farklı magnetik alanlarda gözlenen osilasyon piklerinden elde edilen $T_e(F)$ grafiklerin biraz farklı olması, ham $R_{xx}(B)$ verilerinden SdH osilasyonlarının elde edilmesi için uygulanan sayısal işlemlerden kaynaklandığı söylenebilir.



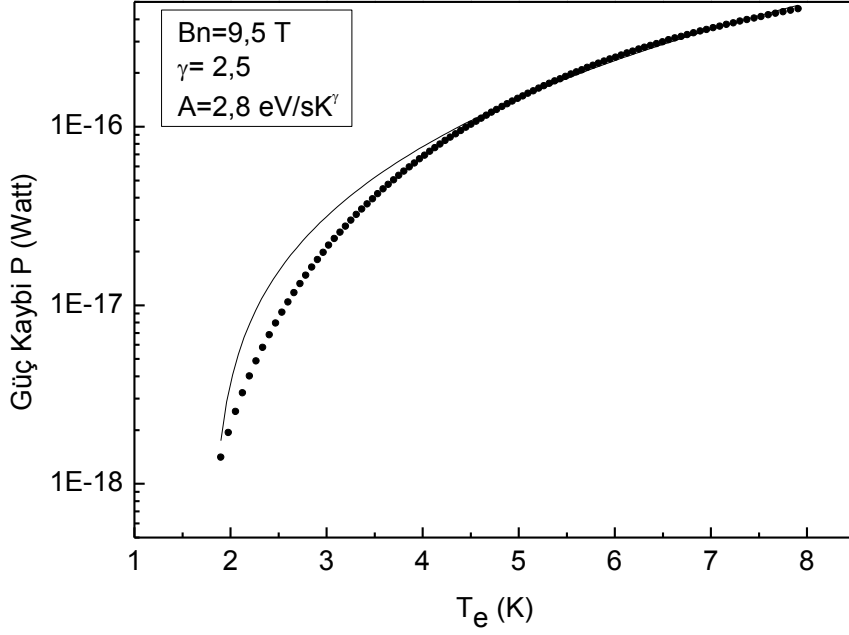
Şekil.6.2. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örneklerde farklı magnetik alanlarda (B_n) gözlenen SdH osilasyonları piklerinden elde edilen $T_e(F)$ grafikleri

Bu tezde incelenen $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örneklerde deneysel olarak elde edilen güç kaybının elektron sıcaklığı ile değişimi Sekil 6.3’te verilmiştir. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örneklerde ölçülen $P(T_e)$ verileri, A ve γ nicelikleri uyum parametresi alınarak, Eş. 2.69’a karşılaştırıldı (Şekil 6.4) ve $\gamma \approx 2,5$

bulundu. Bu γ değerleri izelge 2.1 ile karşılaştırıldığında, $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örneklerde sıcak 2D elektronların soğuma sürecinde perdelenmemiş piezoelektrik saçılmanın başat olduğu anlaşılmaktadır.



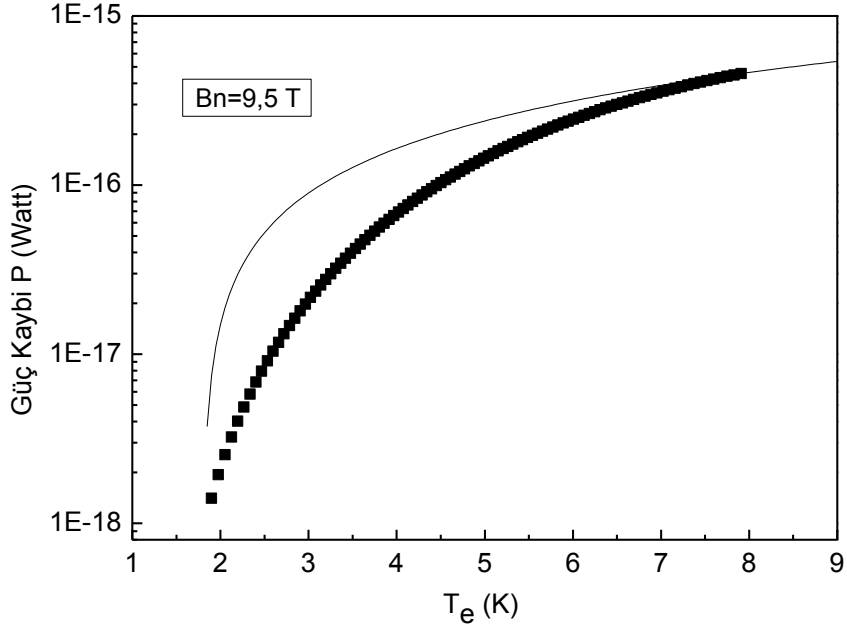
şekil.6.3. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örnekte 2D elektron gç kaybının elektron sıcaklığı ile değişimi. T_{LO} en düşük örgü sıcaklığıdır.



Şekil.6.4. Al_{0,25}Ga_{0,75}N/GaN heteroeklem örnekte deneysel $P(T_e)$ verilerinin Eş. 2.69'da tanımlanan kuramsal bağıntı ile karşılaştırılması.

Kuramsal güç kaybı çalışmaları $P \propto T_e$ davranışının gözlemlendiği sıcaklık aralığının yüksek sıcaklık bölgesine karşı geldiğini tahmin etmektedir [64, 71, 89]

Al_{0,25}Ga_{0,75}N/GaN heteroeklem örneklerde ölçülen $P(T_e)$ verileri Eş. 2,64'e karşılaştırıldı (Şekil 6.5). Hesaplamalarda GaN için literatürde verilen parametreler (ses hızı $V_s=6560 \text{ ms}^{-1}$, yoğunluk $\rho=6150 \text{ kgm}^{-3}$, deformasyon potansiyeli $E_A=7 \text{ eV}$, ortalama elektromagnetik çiftlenim sabiti $K_{av}^2=0,47$ ve statik dielektrik sabiti $\epsilon_s=10,4\epsilon_0$) olarak kullanıldı [40, 97, 99, 117].

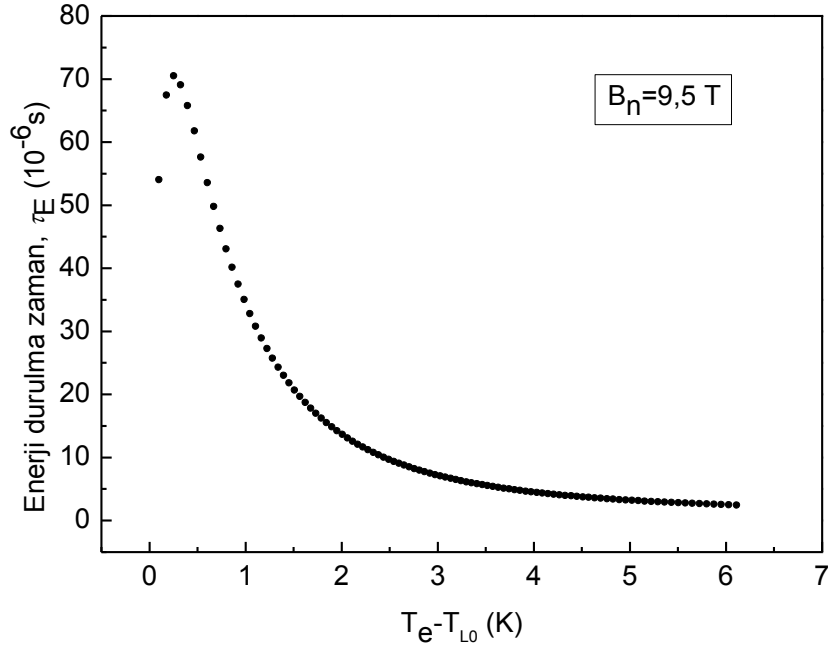


Şekil.6.5. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örnekte deneysel $P(T_e)$ verilerinin ara sıcaklık bölgesinde 2D güç kaybı bağıntısıyla (Eş. 2.64) ile karşılaştırılması.

Güç kaybı ölçümlerinin sonuçları

$$P = \frac{\langle \hbar\omega \rangle}{\tau_E} \frac{(k_B T_e - k_B T_{L0})}{k_B T_e} \quad (6.1)$$

bağıntısında kullanılarak, sıcak elektronların enerji durulma zamanı (energy relaxation time, τ_E) hesaplanabilir [71]. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örneklerde ölçülen T_e ve $P(T_e)$ verileri Eş. 6.1'de yerine konularak hesaplanan enerji durulma zamanının elektron sıcaklığı ile değişimi Şekil 6.6'de verilmiştir.



Şekil.6.6. $Al_{0,25}Ga_{0,75}N/GaN$ heteroeklem örneklerde 2D elektronların enerji durulma zamanının elektron sıcaklığı ile değişimi.

7. SONUÇLAR

$Al_{0,25}Ga_{0,75}N/GaN$ heteroeklem örneklerin elektronik özelliklerini ve sıcak 2D elektronların güç kaybı mekanizmalarını incelemek amacıyla, klasik magnetotransport ve SdH ölçümleri yapıldı. Bu örneklerde yüksek magnetik alan bölgesinde ölçülen SdH osilasyonları tek periyod içermektedir. Bu gözlem, bu örneklerde sadece birinci altbandda 2D elektron bulunduğunu göstermektedir.

SdH osilasyonları periyodu ölçülerek 2D elektron yoğunluğu (N_{2D}) ve Fermi enerjisi ($E_F - E_I$) belirlendi. SdH osilasyonları genliğinin sıcaklıkla değişiminden 2D elektronların etkin kütlesi (m^*) belirlendi. 2D elektronların etkin kütlelerinin magnetik alandan bağımsız olduğu gözlemlendi.

SdH osilasyonları genliğinin magnetik alanla değişiminden 2D elektronların kuantum ömrü (τ_q) ve kuantum mobilitesi (μ_q) elde edildi. 2D kuantum ömrü ve kuantum mobilitesinin örgü sıcaklığı, elektrik alan ve magnetik alanla değişmediği gözlemlendi.

$\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklemede LO fonon enerjisi Raman ve IR spektroskopisi kullanılarak elde edildi. Ayrıca LO fonon enerjisini belirlemek için sıcaklığa bağlı mobilite ölçümleri kullanıldı. İki bağımsız yöntemle elde edilen sonuçlar çok iyi uyum gösterdi.

$\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklemedeki elektronların Hall mobilitesi ve Hall taşıyıcı yoğunluğu sıcaklığın bir fonksiyonu olarak yapıldı. Analizler düşük sıcaklıklarda (50 K altında) alaşım düzensizliği saçılmasının mobilitayı belirlediğini gösterdi. Yüksek sıcaklıklarda ise polar optik fonon ve akustik fonon saçılmaları baskındır.

$\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklemin etkin kütlesi iki bağımsız yöntemle belirlendi. Raman ve kızılötesi ölçümleri optik yöntem olarak; sıcaklığa bağlı magnetorezistans ölçümleri elektronik yöntem olarak kullanıldı. Shubnikov de Haas osilasyon genliğinin sıcaklıkla azalması etkin kütle değerini doğrudan vermektedir. Buna karşın Raman ölçümlerinden elektron etkin kütlesini elde etmek için uygun boyuna-optik-fonon-plazmon-çiftlenim modu ifadeleri kullanmak gerekmektedir. İki bağımsız yöntemden elde edilen 2D elektron etkin kütle değerleri uyumludur.

SdH osilasyonları genliğinin örgü sıcaklığı ve uygulanan elektrik alanla değişiminden $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örneklerde sıcak 2D elektronların güç kaybı mekanizmaları incelendi. Çalışılan sıcaklık aralığında ($1,8 \leq T_L \leq 16$ K) sıcak elektronlar akustik fonon yayarak soğumaktadır.

Deneysel güç kaybı $P(T_e)$ verileri dejenere yarıiletkenlerde sıcak elektron-akustik fonon etkileşmesi için geliştirilen kuramsal 2D güç kaybı modelleri ile karşılaştırıldı. Örneğin $P(T_e)$ verilerinin *yüksek sıcaklık bölgesi* için türetilen kuramsal bağıntılara uyduğu gözlemlendi. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ heteroeklem örneklerde sıcak 2D elektronların, perdelenmemiş piezoelektrik ve deformasyon potansiyeli etkileşmeleri vasıtasıyla kristal örgüye enerji aktararak (akustik fonon yayarak) soğudukları sonucuna varıldı.

8.KAYNAKLAR

- [1] Wu Y, Keller B P, Keller S, Kapolnek D, Kosodoy P, Denbaars S P, Mishra J K *Appl. Phys. Lett.* **69**, 1438, 1996; Nakamura S, Fasol G 1997 *The Blue Laser Diode*, Springer; Paiva R de, Alves J L A, Nogueira R A, de Oliveira C, Alves H W L, Scolfaro L M R, Leite J R, *Mat. Sci. Eng.* **B93**, 2002.
- [2] Kurakin A M, Vitusevich S A, Danylyuk S V, Hardtdegen H, Klein N, Bougrioua Z, Naumov A V, Belyaev A E, *J. Appl. Phys.* **105**, 073703, 2009.
- [3] B. A. Danilchenko, S. E. Zelensky, E. Drok, S. A. Vitusevich, S. V. Danylyuk, N. Klein, H. Lüth, A. E. Belyaev, and V. A. Kochelap, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **243**, 1529, 2006; S. J. Pearton, J. C. Zolper, R. J. Shul, and F. Ren *J. Appl. Phys.* **86**, 1, 1999.
- [4] S. B. Lisesivdin, A. Yıldız, S. Acar, M. Kasap, and S. Ozcelik, E. Ozbay, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 102113, 2007 M. A. Khan, A. Bhattarai, J. N. Kuznia, and D. T. Olson, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 1214, 1993; Y. F. Wu, B. P. Keller, S. Keller, D. Kapolnek, P. Kozodoy, S. P. Denbaars, and U. K. Mishra, *IEEE Electron Device Lett.* **17**, 455, 1996.
- [5] A. F. M. Anwar, Shangli Wu, and Richard T. Webster *IEEE Transactions On Electron Devices*, **48**, 567, 2001.
- [6] Lin T Y, Chen H M, Tsai M S, Chen Y F, Fang F F, Lin C F, Chi G C, *Phys. Rev. B* **58**, 13793, 1998.
- [7] Wong L W, Cai S J, Li R, Wang K, Jiang H W, Chen M, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 1391, 1998.
- [8] Elhamri S, Newrock R S, Mast D B, Ahoujja M, Mitchel W C, Redwing J M, Tischler M A, Flynn J S, *Phys. Rev. B* **57**, 1374, 1998.
- [9] Saxler A, Debray P, Perrin R, Elhamri S, Mitchel W C, Elsass C R, Smorchkova I P, Heying B, Haus E, Fini P, Ibbetson J P, Keller S, Petroff P M, DenBaars S P, Mishra U K, Speck J S, *J. Appl. Phys.* **87**, 369, 2000.
- [10] Wang T, Bai J, Sakai S, Ohno Y, Ohno H, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 2737, 2000.
- [11] Braña A F, Diaz-Paniagua C, Batallan F, Carrido J A, Muñoz E, Omnes F J., *Appl. Phys.* **88**, 932, 2000.

- [12] Hang D R, Liang C -T, Huang C F, Chang Y H, Chen Y F, Jiang H X, Lin J Y, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 66, 2001.
- [13] Knap W, Fal'ko V I, Frayssinet E, Lorenzini P, Grandjean N, Maude D, Karczewski G, Brandt B L, Łusakowski J, Grzegory I, Leszczyński M, Prystawko P, Skierbiszewski C, Porowski S, Hu X, Simin G, Asif Khan M, Shur M S, *J. Phys: Condens. Matter* **16**, 3421, 2004.
- [14] Cho K S, Huang T -Y, Huang C -P, Chiu Y -H, Liang C -T, Chen Y F, Lo I J, *Appl. Phys.* **96**, 7370, 2004.
- [15] Cho K S, Huang T -Y, Wang H -S, Lin M -G, Chen T -M, Liang C -T, Chen Y F, Lo I, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 222102, 2005.
- [16] Wang Y J, Kaplan R, Ng H K, Doverspike K, Gaskill D K, Ikedo T, Akasaki I, Amono H, *J. Appl. Phys.* **79**, 8007, 1996.
- [17] Syed S, Manfra M J, Wang Y J, Stormer H L, Molnar R J, *Phys. Rev. B* **67**, 241304, 2003.
- [18] Syed S, Heroux J B, Wang Y J, Manfra M J, Molnar R J, Stormer H L, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 4553, 2003.
- [19] Knap W, Contreras S, Alause H, Skierbiszewski C, Camassel J, Dyakonov M, Yang J, Chen Q, Asif Khan M, Yang F H, Goiran M, Leotin J, Shur M S, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 2123, 1997.
- [20] Knap W, Frayssinet E, Sadowski M L, Skierbiszewski C, Maude D, Falko V, Asif Khan M, Shur M S, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 3156, 1999.
- [21] Li Z -F, Lu W, Chen S C, Holland S, Hu C M, Heitmann D, Shen B, Zheng Y D, Someya T, Arakawa Y, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 4, 2001.
- [22] S. B. Lisesivdin, A. Yıldız, M. Kasap, *Optoelectronics And Advanced materials- Rapid Communications*, **1**, 467, 2007.
- [23] S. B. Lisesivdin, S. Acar, M. Kasap, S. Ozcelik, S. Gokden and E. Ozbay, *Semicond. Sci. Technol.* **22**, 543, 2007.
- [24] W. Knap, C. Skierbiszewski, K. Dybko, J. Łusakowski, M. Siekacz, I. Grzegory, S. Porowski, *Journal of Crystal Growth*, **281**, 194, 2005.
- [25] D. Zanato, S. Gokden, N. Balkan, B K. Ridley and W. J. Schaff, *Semicond. Sci. Technol.* **19**, 427, 2004.

- [26] W. Knap, C. Skierbiszewski, K. Dybko, J. Lusakowski, M. Siekacz, I. Grzegory, S. Porowski, *Journ. of Cryst. Growth* **281**, 194, 2005.
- [27] Ridley, B. K., *Rep. Prog. Phys.* **54**, 1991.
- [28] Morkoc H. “Nitride Semi-conductors and Devices” ,Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1999.
- [29] Yoshitaka Taniyasu and Makoto Kasu , *NTT Technical Review Special Feature*, **8**, 2010.
- [30] Belusov A. “High pressure crystal growth, thermodynamics and physical properties of Al_xGa_{1-x}N semiconductors” Doktora Tezi, Eidgenössische Technische Hochschule, Zürich, 2010.
- [31] Dinç Y., “AlGa_N İnce Filminin Isıl İşlem Sonrası Yapısal ve Optiksel Özelliklerinin İncelenmesi” Yüksek Lisans Tezi, Balıkesir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Balıkesir, 2007.
- [32] Majid, M. H., and Umesh, K. M., Unipolar InP-based transistor, *Semiconductors and Semimetals*, **41**, ed. Willardson, R. K., Academic Press, 157-217, 1994.
- [33] http://gorgia.no-ip.com/phd/html/thesis/phd_html/node4.html web sitesinden 22.07.2011 tarihinde alındı.
- [34] Hsu L. Walukiewicz W. *Phys. Rev. B*, **56**, 1997.
- [35] Ando, T. *J. Phys. Soc. Japan*, **51**, 3900-3907, 1982.
- [36] Weisbuch, C. and Winter, B., “Quantum Semiconductor Structures”, Academic Press, Inc., 1991.
- [37] Morkoc H. “Handbook of Nitride Semiconductors and Devices Vol. 1”, Viley- VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2008.
- [38] Etienne, B. And Paris, E., *J. Phys. (Paris)*, **48** (12): 2049-2052, 1987.
- [39] Ridley, B. K., *Appl. Phys. Lett.*, **77** (7), 990-992, 2000.
- [40] S. Gokden, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **200**, 369, 2003.
- [41] S. Gokden, *Physica E*, **23**, 19, 2004.
- [42] E. Tiras, S. Altinoz, M. Cankurtaran, H. Celik, and N. Balkan, *J. Mat. Sci.* **40**, 6391, 2005.
- [43] H. Morkoc, “Handbook of Nitride Semiconductors and Devices”, Vol. 2 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2008.

- [44] B. K. Ridley, B. E. Foutz, and L. F. Eastman, *Phys. Rev. B*, **61**, 16862, 1999
- [45] S. B. Lisesivdin, A. Yıldız, N. Balkan, M. Kasap, S. Ozcelik, E. Ozbay, *J. Appl. Phys.* **108**, 013712, 2010.
- [46] M. J. Kearney and A. I. Horrel, *Semicond. Sci. Technol.* **13**, 174, 1998.
- [47] T. Ando, A. B. Fowler and F. Stern, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437, 1982.
- [48] S. Gokden, R. Baran, N. Balkan, S. Mazzucato, *Physica E*, **24**, 249, 2004.
- [49] D. Jena, A. C. Gossard, and U. K. Mishra, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 1707, 2000.
- [50] D. C. Look, H. Lu, and W. J. Schaff, J. Jasinski, and Z. Liliental-Weber, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 258, 2002.
- [51] K. Hirakawa, H. Sakaki, and J. Yoshino, *Appl. Phys. Lett.* **45**, 253, 1984.
- [52] Çelik, H., Balkan, N., Cankurtaran, M., Bayraklı, A., Yıldırhan, Ö., İki-Boyutlu Sistemlerde Shubnikov-De-Haas Osilasyonları Ölçümleri, TÜBİTAK TBAG-1193, Kesin Rapor, Ankara, 1995.
- [53] Blakemore, J. S, “Solid State Physics”, Second Edition, Cambridge University Press, New York, 1985.
- [54] Kahlert H. and Bauer G. *Phys. Status Solidi B*, **46**, 535-547, 1971.
- [55] Coleridge P. T. Stoner R. and Fletcher R., *Phys. Rev. B*, **39**, 1989.
- [56] Isihara A. and Smrcka L. J. *Phys. C*, **19**, 1986.
- [57] Ando, T. J. *Phys. Soc. Japan*, **37**, 1974.
- [58] Lange W. de, “Intersubband Scattering in GaAs/Al_xGa_{1-x}As Heterostructures”, Ph. D. Thesis Dept. of Physics, Eindhoven University of Technology, 1993.
- [59] Argyres, P.N. *J. Phys. Chem. Solids*, **4**, 1958.
- [60] Coleridge P. T. *Semicond. Sci. Technol.* **5**, 1990.
- [61] Leadley D. R., Fletcher R., Nicholas R. J., Tao F., Foxon C. T. and Harris J. J., *Phys. Rev. B*, **46**, 1992.
- [62] Çelik, H., Cankurtaran M., Bayraklı A., Tıraş E., and Balkan N., *Semicond. Sci. Technol.*, **12**, 1997.
- [63] Cankurtaran, M., Çelik, H., Tıraş, E., Bayraklı, A. and Balkan, N., *Phys. Status Solidi B*, **207**, 1998.
- [64] Bauer, G. and Kahlert, H., *Phys. Rev. B*, **5**, 1972.

- [65] Seiler, D. G. and Stephens, A. E., “Landau Level Spectroscopy vol. 2”, ed G Landwehr and E I Rashba, Amsterdam: North-Holland, 1991.
- [66] Tıraş, E., Cankurtaran, M., Çelik, H., Thoms, A. B., Balkan, N., *Superlattices and Microstruc.*, **29**, 2001a.
- [67] Dingle, R. B. *Proc. Roy. Soc. London*, **A211**, 1952.
- [68] Sakaki, H., Hirakawa, K., Yoshino, J., Svensson, S. P., Sekiguchi, Y., Hotta, T. and Nishii, S., *Surf. Sci.* **142**, 1984.
- [69] Shah, J., Pinczuk, A., Störmer, H. L., Gossard, A. C. and Wiegmann, W., *Appl. Phys Lett.* **44**, 1984.
- [70] Ridley B. K. “Quantum Processes in Semiconductors”, Clarendon Press-Oxford, 1988.
- [71] Price, P. J. *J. Appl. Phys.*, **53**, 1982.
- [72] Okuyama, Y. and Tokuda, N. *Phys. Rev. B*, **40**, 1989.
- [73] Balkan N., Çelik H., Vickers A., Cankurtaran M., *Phys. Rev. B*, **52**, 1995.
- [74] Wolfe, C. M., Holonyak, N., Stillman, G. E., “Physical Properties of Semiconductors”, Prentice-Hall, Inc., USA 1989.
- [75] Kawamura T., Das Sarma S., *Phys. Rev. B*, **42**, 1990.
- [76] Ma Y., Fletcher R., Zaremba E., *Phys. Rev. B*, **43**, 1990.
- [77] Das Sarma, S., Jain, J. K., and Jalabert, R., *Phys. Rev. B*, **37**, 1988.
- [78] Çelik, H., Cankurtaran M., Balkan N. and Bayraklı, A., *Semicond. Sci. Technol.* **17**, 2002.
- [79] Cankurtaran, M., Çelik, H., Balkan, N., *Phys. Status Solidi B*, **229**, 2002.
- [80] Fletcher, R., Harris, J. J., Foxon, C. T., and Stoner, R., *Phys. Rev. B*, **45**, 1992.
- [81] Kogan, Sh. M., , *Sov. Phys. Solid State*, **4**, 1963.
- [82] Karpus V. *Sov. Phys. Semicond.* **22**, 1988.
- [83] Ridley, B. K. “Electrons and phonons in semiconductor multilayers”, Cambridge University Press, USA 1997.
- [84] Milsom P. K., Butcher P. N., *Semicond. Sci. Technol.* **1**, 1986.
- [85] Hirakawa, K. and Sakaki, H. *Phys. Rev. B*, **33**, 1986.
- [86] Blyumina M. G., Denisov A. G., Polyanskaya T. A., Savel’ev I. G., Senichkin A. P., and Shmartsev Yu. V. *JETP Lett.*, **44**, 1986.

- [87] Manion, S. J., Artaki, M., Emanuel, M. A., Coleman, J. J. and Hess, K. , *Phys. Rev. B*, **35**, 1987.
- [88] Kreshchuk, A. M., Martisov, M. Yu., Polyanskaya, T. A., Savel'ev, I. G., Saidashev, I. I., Shik, A. Ya., and Shmartsev, Yu. V. *Sov. Phys. Semicond.*, **22**, 1988.
- [89] Kreshchuk, A. M., Martisov, M. Yu., Polyanskaya, T. A., Savel'ev, I. G., Saidashev, I. I., Shik, A. Ya., and Shmartsev, Yu. V. *Solid State Commun.*, **65**, 1988.
- [90] Tıraş, E., Cankurtaran, M., Çelik, H. and Balkan, N., *Phys. Rev. B*, **64**, 2001b.
- [91] Ma, Y., Fletcher, R., Zaremba, E., D'Iorio, M., Foxon, C. T., and Harris, J. J., *Phys. Rev. B*, **43**, 1991.
- [92] Tıraş E., “In_xGa_{1-x}As/In_{1-y}Al_yAs Heteroeklemlerin Elektronik Transport Özellikleri ve İki-Boyutlu Elektronların Güç Kaybı Mekanizmalarının Shubnikov-de Haas Osilasyonları Yöntemiyle Araştırılması” Doktora Tezi, Hacettepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 2002.
- [93] Altınöz, S., Tıraş, E., Çelik, H., Cankurtaran, M., Balkan, N., *Phys. Status Solidi A*, **182**, 2000.
- [94] E. Tiras, M. Gunes, N. Balkan, W. J. Schaff, *Phys. Stat. Sol. B* **247**, 2009.
- [95] H. Harima, *Journ. of Phys: Cond. Matter*, **14**, 2002.
- [96] E. Tiras, O. Celik, S. B. Lisesivdin, E. Ozbay “Comparison of Raman-scattering and magnetoresistance measurements to determine the electron effective mass in AlGa_N/Ga_N HEMT's” (Submitted).
- [97] A. Asgari, M. Kalafi, *Mat. Sci. Eng. C* **26**, 2006.
- [98] O. Celik, E. Tiras, S. Ardali, S. B. Lisesivdin, E. Ozbay, *Phys. Stat. Sol. C* **8**, 2011.
- [99] S. B. Lisesivdin, S. Demirezen, M. D. Caliskan, A. Yıldız, M. Kasap, S. Ozcelik, and E. Ozbay, *Semicond. Sci. Technol.* **23**, 2008.
- [100] Çelik, H., Alper, T., Sümer, K. ve Cankurtaran, M., *Doğa Bilim Dergisi*, seri A1, **9**, 1985.
- [101] Çelik, H., Alper, T., Cankurtaran, M. ve Kılıç, K., Yarımetal BiSb Alaşımlarının Elektronik Özelliklerinin Shubnikov-de Haas Osilasyonları ve

Ultrasonik Kuantum Osilasyonları Yöntemi ile İncelenmesi, TÜBİTAK TBAG-738, Kesin Rapor, Ankara, 1987.

- [102] Leadley D. R., Nicholas R. J., Harris J. J., and Foxon C. T., *Semicond. Sci. Technol.* **4**, 879-884; *ibid*, *Solid State Electron.*, **32**, 1989.
- [103] Tıraş, E., “İki boyutlu elektron gazı sistemlerinde galvanomagnetik ölçümler”, Bilim Uzmanlığı Tezi, Hacettepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, 1996.
- [104] Bajpai, A. C., Calus, I. M. and Fairley, J. A., 1977, *Numerical methods for engineers and scientists*, John Wiley and Sons.
- [105] E. Tiras, M. Cankurtaran, H. Celik, N. Balkan, *Phys. Stat. Sol. A*, **186**, 2001.
- [106] Paalanen, M. A. Tsui, D. C. and Hwang, J. C. M. *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1983.
- [107] Das Sarma, S. and Stern, F. *Phys. Rev. B*, **32**, 1985.
- [108] Harrang, J. P., Higgins, R. J., Goodall, R. K., Jay, P. R., Laviron, M. and Delescluse, P., *Phys. Rev. B*, **32**, 1985.
- [109] Gold, A., *Phys. Rev. B*, **38**, 1988.
- [110] Fletcher, R., Zaremba, E., D’Iorio, M., Foxon, C. T. and Harris, J. J., *Phys. Rev. B*, **41**, 1990.
- [111] Coleridge P. T. *Phys. Rev. B*, **44**, 1991.
- [112] Van der Burgt, M., Karavolas, V. C., Peeters, F. M., Singleton, J., Nicholas, R. J., Herlach, F., Harris, J. J., van Hove, M. and Borghs, G., *Phys. Rev. B*, **52**, 1995.
- [113] Diaz-Paniagua C., Hidalgo M. A., Urbina A., Batallan F., Gilperez J. M., Fernandez de Avila S., Gonzalez-Sanz F. and Munoz E., *Solid State Commun.*, **109**, 1999.
- [114] Kearney M. J., Horrell A. I. and Dwyer V. M., *Semicond. Sci. Technol.* **15**, 2000.
- [115] Lisesivdin S B, Balkan N, Makarovsky O, Patane A, Yildiz A, Caliskan M D, Kasap M, Ozcelik S, Ozbay E, *J. Appl. Phys.* **105**, 2009.
- [116] Celik H, Cankurtaran M, Bayrakli A, Tiras E, Balkan N, *Phys. Status Solidi B* **207**, 1998.
- [117] C. E. Martinez, N. M. Stanton, A. J. Kent, M. L. Williams, I. Harrison, H. Tang, J. B. Webb and J. A. Bardwell, *Semicond. Sci. Technol.* **21**, 2006.