

**GaN TABANLI HETEROEKLEM YAPILARIN
MAGNETOTRANSPORT ÖZELLİKLERİ**

**MAGNETOTRANSPORT PROPERTIES
OF GaN BASED HETEROSTRUCTURES**

AYDIN BAYRAKLI

Prof. Dr. TEZER FIRAT

Tez Danışmanı

Hacettepe Üniversitesi

Lisansüstü Eğitim – Öğretim ve Sınav Yönetmeliğinin

Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı İçin Öngördüğü

DOKTORA TEZİ

olarak hazırlanmıştır.

2013

AYDIN BAYRAKLI'nın hazırladığı "GaN Tabanlı Heteroeklem Yapıların Magnetotransport Özellikleri" adlı bu çalışma, aşağıdaki jüri tarafından FİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI'nda DOKTORA TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Başkan

Prof. Dr. Yalçın ELERMAN

Üye

Prof. Dr. Tezer FIRAT

Üye

Prof. Dr. Recai ELLİALTIOĞLU

Üye

Prof. Dr. Ekmel ÖZBAY

Üye

Prof. Dr. Şadan ÖZCAN

Bu tez Hacettepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tarafından DOKTORA TEZİ olarak onaylanmıştır.

Prof. Dr. Fatma SEVİN DÜZ

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

ETİK

Hacettepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- tez içindeki tüm bilgi ve belgelerin akademik kurallar çerçevesinde elde edildiğini,
- görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda, ilgili eserlere bilimsel normalara uygun olarak atıfta bulunduğumu,
- atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapmadığımı,
- ve bu tezin herhangi bir bölümünü, bu üniversite veya başka bir üniversitede tez çalışması olarak sunmadığımı

beyan ederim.

28/02/2013

Aydın BAYRAKLI

ÖZET

GaN TABANLI HETEROEKLEM YAPILARIN MAGNETOTRANSPORT ÖZELLİKLERİ

AYDIN BAYRAKLI

Doktora, Fizik Mühendisliği Bölümü

Tez Danışmanı: Prof. Dr. TEZER FIRAT

Şubat 2013, 110 sayfa

Bu tez çalışmasında, AlGaN/AiN/GaN, AlInN/AiN/GaN ve AlInN/GaN/AiN/GaN heteroeklem yapılarda, 1,9–300 K sıcaklık aralığında, van der Pauw, 4 nokta Hall ölçümleri ve boyuna magnetodirenç ölçümleri gerçekleştirilmiştir.

Ölçümler sonucunda, incelenen heteroeklem yapıların Hall taşıyıcı yoğunluğu, Hall mobilitesi, İki Boyutlu Elektron Gazı (2BEG) yoğunluğu ve kuantum mobilitesi bulunmuştur. Deneysel sonuçlar, örneklerin tabaka yapısının, magnetotransport özellikler üzerinde etkili olduğunu ortaya koymuştur. Bununla birlikte, AlInN/GaN/AiN/GaN yapısında bir örneğin magnetotransport özelliğine ilişkin literatürde çok az çalışma bulunması, sonuçların, örneklerin tabaka yapısı bakımından ele alınmasında etken olmuştur. Bu çerçevede, sonuçların ilk irdelenmesinde, örneklerin magnetotransport özellikleri arasındaki farklılığın, örneklerin tabaka yapısına bağlı olarak değişen elektriksel kutuplanmadan kaynaklandığı ortaya konulmuştur.

Çalışmanın son aşamasında, AlInN/AiN/GaN ve AlInN/GaN/AiN/GaN (GaN ara tabakası 2nm) örneklerde deneysel olarak bulunan 2BEG yoğunluklarına açıklık getirmek hedeflenmiştir. Bu amaçla; örneklerin 2BEG yükünü, katmanlardaki bağlı yükler ile yük nütürlemesi ve iletkenlik bandı değişimi üzerinden ilişkilendiren denge bağıntıları türetilmiştir. Denge bağıntıları kullanılarak, 2nm GaN ara tabakanın, 2BEG yoğunluğu üzerinde artırıcı etkisi olduğu gösterilmiş ve böylece deneysel sonuç desteklenmiştir. Bu bağlamda, örneklerin 2BEG yoğunluğu ile kuantum kuyusu derinliği arasındaki ilişkiden, örneklerin ölçülen kuantum mobilitesine de açıklık getirilmiştir.

Anahtar Kelimeler: AlInN/AiN/GaN, AlInN/GaN/AiN/GaN, Heteroeklem, Magnetotransport, 2BEG

ABSTRACT

MAGNETOTRANSPORT PROPERTIES OF GaN BASED HETEROSTRUCTURES

AYDIN BAYRAKLI

Ph&D, Department of Physics Engineering

Supervisor: Prof. Dr. TEZER FIRAT

February 2013, 110 pages

Van der Pauw, Hall and longitudinal magnetoresistance measurements were performed on AlGaN/AlN/GaN, AlInN/AlN/GaN and AlInN/GaN/AlN/GaN heterostructures at 1.9–300 K temperature range. The Hall carrier concentration, Hall mobility, Two Dimensional Electron Gas (2DEG) concentration and quantum mobility were determined from the measurements.

The results indicate that the layer structure plays important role on the magnetotransport properties of the heterostructures. Hence, for time being, because of only few work of magnetotransport study existed in the literature for an AlInN/GaN/AlN/GaN heterostructure has also motivated this study in terms of layer structure. As a qualitative explanation, the difference of the polarization fields of the samples has been regarded as the cause of the results.

In order to clarify the difference regarding the 2DEG concentrations between AlInN/AlN/GaN and AlInN/GaN/AlN/GaN (with 2nm GaN interlayer), balance equations for the samples based on the charge neutralization and energy-band profile of the layers has been derived. The balance equations made it obvious that the 2nm GaN interlayer has increasing effect on the 2DEG concentration. Hence, the difference of measured quantum mobilities of the samples was also explained in accordance with the relation of 2DEG concentration and quantum well depth.

Key Words: AlInN/AlN/GaN, AlInN/GaN/AlN/GaN, Heterojunction, Magnetotransport, 2DEG

TEŞEKKÜR

Tez çalışması boyunca sürekli desteğini ve yardımlarını gördüğüm değerli hocam Prof. Dr. Tezer FIRAT'a çok teşekkür ederim. Sayın hocamın tez boyunca üstlendiği danışmanlık ve yol göstericiliği bu tezin tamamlanabilmesini sağlamıştır. Sayın hocamın, deneysel yöntemler konusunda ufkumu açmasının yanında bilimsel anlayışımın gelişmesine de katkısı büyük olmuştur.

Tez çalışmasına başlamamda çok büyük desteği olan değerli hocam Prof. Dr. Ekmel ÖZBAY'a ne kadar teşekkür etsem azdır. Sayın hocam, tez çalışması için Bilkent Üniversitesi NANOTAM'da üretilen GaN tabanlı heteroeklemleri sağlamış ve PPMS sisteminin çalıştırılmasına katkı vermiştir. Ayrıca, sayın hocamın tez boyunca fikir ve yönlendirmeleri önemli olmuştur.

Tez çalışması süresince bana yol gösteren değerli büyüğüm ve ağabeyim Prof. Dr. Şadan ÖZCAN'a çok teşekkür etmek isterim. Prof. Dr. Şadan ÖZCAN'ın, başta PPMS sisteminin işletilmesi olmak üzere, ölçüm cihazlarının ve diğer SNTG imkânlarının kullanılmasında yardımları ve desteği büyüktür.

Tez çalışmasının tez önerisi safhasında bana yol gösteren, incelenen heteroeklem malzemeleri belirleyen ve tez çalışmasına bir süre boyunca destek veren Doç. Dr. Engin ASLAN'a yardımları için teşekkür etmeyi bir borç bilirim.

SNTG laboratuvarında gerçekleşen deneysel çalışma boyunca yardımlarını gördüğüm doktora ve yüksek lisans öğrencileri; Burak KAYNER, Ahmet AKBAŞ, Serkan AKANSEL, Özer ÇELİK, Senem ÇİTOĞLU ve Janan MALİ'ye teşekkür etmek isterim. Bu vesile ile idari konularda yardımlarını benden esirgemeyen H.Ü. Fizik Müh. Bölüm Başkanlığı sekreteri Döndü KAYGUSUZ'a teşekkür ederim.

Ayrıca, tez çalışmamı destekleyen Savunma Sanayi Müsteşarlığı'na, Hava Savunma Sistem Projeleri Grup Müdürü Serhat GENÇOĞLU'na, destekleri için Ekin Y. KABADAYI'ya ve Serpil Ö. BÜYÜKKILIÇ'a ve beni çalışmaya isteklendiren Z. E. Deniz (Oğuz) KIRCA'ya çok teşekkür ederim.

Bu tez, kıymetli annem Nezaket BAYRAKLI, babam Yunus BAYRAKLI ve kızım Cansu BAYRAKLI'ya adanmıştır.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	IV
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	VI
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	XII
1. GİRİŞ.....	1
2. TEMEL BİLGİLER.....	7
2.1. III-V Nitratların Özellikleri	7
2.2. III-V Nitratlar ve Heteroeklemlerinde Elektriksel Kutuplanma.....	12
2.2.1. Kendiliğinden Kutuplanma ve Piezoelektrik Kutuplanma	12
2.2.2. Bağlı Yükler	17
2.2.3. Serbest Yükler	18
2.3. İki Boyutlu Elektron Gazı (2BEG).....	22
2.4. SdH Salınımları.....	30
2.5. Hall Salınımları	34
2.6. Kuantum Mobilitesi ve Taşınım Mobilitesi	35
2.7. Heteroeklem Yapılarda Saçılma Mekanizmaları	37
2.8. GaN Tabanlı Yapılarda İlk Magnetotransport Ölçümleri.....	40
3. DENEYSEL ÇALIŞMA	43
3.1. Örnekler	43
3.2. Deney Düzeneneği	43
3.3. Özdirenç ve Hall Etkisi Ölçümleri.....	47
4. VERİLER VE TARTIŞMA.....	50
4.1. AlGaN/AlN/GaN Örneği	50
4.1.1. Magnetotransport Ölçümler ve Değerlendirme	52
4.2. AlInN/(GaN)/AlN/GaN Örnekleri.....	59

4.2.1. Magnetotransport Ölçümler ve Değerlendirme	61
4.2.2. 2BEG Yoğunluklarının Katman Yapısı ile İlişkisi	76
5. SONUÇLAR.....	92
KAYNAKLAR.....	93
EK	104
ÖZGEÇMİŞ	110

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler

B	Manyetik alan şiddeti
B_n	n. SdH pikinin gözleendiği manyetik alan şiddeti
C_{ij}	Esnek tensörü elemanı (GPa)
e	Elektron yükü ($1,602 \times 10^{-19}$ C)
e_{ij}	Piezoelektrik katsayısı (C/m ²)
ϵ_0	Vakum elektrik geçirgenliği ($8,854 \times 10^{-12}$ F/m)
ϵ	Bağıl elektrik geçirgenlik
ϵ_{ij}	Gerilme/sıkışma tensörü elemanı
E	Elektrik alan
E_o	Optik fonon enerjisi
E_F	Fermi Enerjisi
E_g	Yasak Enerji Aralığı (Bant Aralığı)
Γ	Landau Düzeylerinin Çarpışma Genişlemesi
h	Planck sabiti ($6,6262 \times 10^{-34}$ J·s)
\hbar	$h/2\pi$ ($1,0546 \times 10^{-34}$ J·s)
k_B	Boltzmann sabiti ($1,3806 \times 10^{-23}$ J/K)
m_0	Serbest elektron kütlesi ($9,1096 \times 10^{-31}$ kg)
m^*	Etkin kütle (m_0 cinsinden)
μ_B	Bohr Magnetonu ($9,2742 \times 10^{-24}$ J/T)
n_{2D}	2D elektron yoğunluğu
n_H	Hall taşıyıcı yoğunluğu
μ_H	Hall mobilitesi
μ_q	Kuantum mobilitesi
μ_t	Taşıyım mobilitesi

R_S	Tabaka direnci
P_{sp}	Kendiliğinden kutuplanma
P_{pz}	Piezoelektrik kutuplanma
R_{xx}	Boyuna magnetodirenç
R_{xy}	Enine magnetodirenç
σ_b	Bağlı yük yoğunluğu
σ_s	Bağlı yüzey yükü yoğunluğu
τ_q	Kuantum ömrü
τ_t	Taşıma ömrü
T_e	Elektron sıcaklığı
T_L	Örgü sıcaklığı
T_0	En düşük örgü sıcaklığı
ω_c	Siklotron frekansı
□	kare diye okunur ve örnek tabakasını temsil eder

Kısaltmalar

2BEG	İki boyutlu elektron gazı
2D	İki boyutlu (Two dimensional)
2DEG	Two dimensional electron gas
AlGaN	Alüminyum galyum nitrat
AlInN	Alüminyum indium nitrat
AlN	Alüminyum nitrat
Au	Altın
ECR MBE	Electron cyclotron resonance MBE
FFT	Fast Fourier Transform
GaAs	Galyum arsenik
GaN	Galyum nitrat

HEMT	High Electron Mobility Transistor
HVPE	Halide Vapor Phase Epitaxy
LED	Light Emitting Diode
MBE	Molecular Beam Epitaxy
MOCVD	Metal Organic Chemical Vapour Deposition
MOVPE	Metal Organic Vapour Phase Epitaxy
NANOTAM	Nanoteknoloji Araştırma Merkezi (Bilkent Üniversitesi)
Ni	Nikel
PPMS	Physical Properties Measurement System
SdH	Shubnikov-de Haas
SNTG	Süperiletkenlik ve Nanoteknoloji Grubu (H.Ü. Fizik Müh.Bölümü)
Ti	Titanyum

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
Şekil 2.1. Hegzagonal yapıdaki GaN'ın birim hücresi.	9
Şekil 2.2. Hegzagonal yapıdaki GaN kristali ve kutuplanma yönleri; (a) Ga-yüzlü büyütme, (b) N-yüzlü büyütme (Ambacher [1]'den alınmıştır).	10
Şekil 2.3. GaN, InN ve AlN ve alaşımlarının hegzagonal (α -fazı) ve kübik (β fazı) yapılarda örgü parametresine karşı bant aralığının değişimi (Pearton vd. [44]'den alınmıştır)	11
Şekil 2.4. Örgü parametreleri ve kendiliğinden kutuplanma P_{sp} ; (a) AlN, (b) GaN. 14	14
Şekil 2.5. GaN üzerine büyütülen AlN'ın xy düzleminde gerilmesi, c eksenine doğrultusunda sıkışma ve piezoelektrik kutuplanma P_{pz} meydana getirir.....	15
Şekil 2.6. Ga-yüzlü büyütmede AlN/GaN heteroekleminde kutuplanma doğrultuları, bağlı yükler ve 2BEG.....	17
Şekil 2.7. AlGaN/GaN heteroekleminde yükler.....	18
Şekil 2.8. Heteroekleminde iletkenlik bandı değişimi.....	20
Şekil 2.9. p-Si'da geçit voltajına karşılık iletkenlik ölçümü (Fowler vd. [60]'den alınmıştır).	23
Şekil 2.10. AlGaN/GaN heteroekleminin arayüz bölgesinde enerji-bant diyagramı ve 2BEG.....	24
Şekil 2.11. Dikdörtgen biçimli kuantum kuyusu ve E_i alt-bant enerji seviyeleri.	25
Şekil 2.12. Manyetik alan altında 2BEG durum yoğunluğu (g_{2D}). (a) δ -fonksiyonu tipi Landau düzeyleri, (b) çarpışmalar nedeniyle genişlemiş <i>Lorentzian</i> tipi Landau düzeylerini göstermektedir.	29
Şekil 2.13. Enerji korunumlu ($\delta[\varepsilon(\vec{k} + \vec{q}) - \varepsilon(\vec{k})] = 1$) saçılmada dalga vektörleri. \vec{k} , elektronun ilk dalga vektörü; $\vec{k} + \vec{q}$, son dalga vektörüdür.....	36
Şekil 2.14. Katkılanmış örnek heteroyapıda (AlGaN/GaN) mobilitenin sıcaklıkla değişimi (Baikui [87]'den alınmıştır).	40

Şekil 2.15. Khan vd. [28] tarafından 2BEG gösteriminde kullanılan heteroeklemin; (a) Tabaka yapısı (GaN tabakası kalınlığı 120 nm, 200 nm, 300 nm ve 600 nm olan dört örnek kullanılmıştır). (b) Karşılık gelen kuantum kuyusunun enerji bandı diyagramı.	42
Şekil 3.1. Deney düzeneği diyagramı.	45
Şekil 3.2. Fiziksel Özellikler Ölçüm Sistemi (Quantum Design PPMS 6000).....	46
Şekil 3.3. Hazırlanan yazılımın boyuna magnetodirenç ölçümü sırasındaki kullanıcı arayüzü görüntüsü.	46
Şekil 4.1. $Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN$ ($x=0,22$) örneğinin tabaka yapısı.	51
Şekil 4.2 a) Örnek, b) Örneğin PPMS sisteminin örnek tutucusu içindeki yerleşimi.	52
Şekil 4.3. 1,9 K'de boyuna magnetodirenç (R_{xx}) ölçümü.	54
Şekil 4.4. Farklı sıcaklıklardaki R_{xx} ölçümleri. SdH genlikleri artan sıcaklıkla birlikte azalmaktadır.....	56
Şekil 4.5. Boyuna magnetodirençten tekdüze terimin çıkarılmasıyla elde edilen SdH salınımları.....	57
Şekil 4.6. SdH salınımları piklerinin manyetik alan değerlerinin pik numarasına karşı çizimi.	57
Şekil 4.7. SdH osilsayonları bağıl genliğinin sıcaklıkla değişiminden 2D elektronların etkin kütlesi bulunur.....	58
Şekil 4.8. Deneysel verilerden hesaplanan Eş.2.62'nin $1/B$ 'ye karşı çizimi. Eş.2.62 noktalarından geçen en iyi doğrunun eğiminden kuantum mobilitesi (μ_q) bulunur.	59
Şekil 4.9. $AlInN/(GaN)AlN/GaN$ grubu örneklerin tabaka yapıları.....	61
Şekil 4.10. Tabaka direnci R_S 'nin sıcaklığa bağlı davranışı.....	62
Şekil 4.11 Hall taşıyıcı yoğunluğu (n_H) ve ve Hall mobilitesinin (μ_H) sıcaklığa bağlı davranışı. A örneği: $AlInN/AlN/GaN$ ve B örneği: $AlInN/GaN/AlN/GaN$	63
Şekil 4.12. 1,9 K'de boyuna magnetodirenç (R_{xx}) ölçümleri.....	66

Şekil 4.13. Farklı sıcaklıklardaki R_{xx} ölçümleri. SdH genlikleri artan sıcaklıkla birlikte azalmaktadır.	67
Şekil 4.14. R_{xx} 'in B'ye göre ikinci türevi SdH salınımlarını vermektedir.	69
Şekil 4.15. SdH salınımlarının pik noktalarına karşılık gelen $1/B$ değerlerinin pik numarasına karşı çizimi.....	70
Şekil 4.16. SdH salınımlarına FFT uygulanması sonrasında elde edilen baskın frekans-genlik bağıllığı.	70
Şekil 4.17. Bağlı SdH genliğinin sıcaklıkla değişiminden 2D elektronların etkin kütlesi (m^*) bulunur.	72
Şekil 4.18. Kuantum mobilitesinin (μ_q) bulunması.	73
Şekil 4.19. Üçgenimsi kuantum kuyusunda 2BEG merkezi olarak gösterilen, arayüze ortalama mesafesinin konumu; a) geniş (ve sıg) ve b) dar (ve derin) kuyular için şematik gösterimi.	75
Şekil 4.20. AlInN/AlN/GaN örneğinde katmanların kutuplanması ve bağlı yükler. 85	
Şekil 4.21. AlInN/GaN/AlN/GaN örneğinde katmanların kutuplanması ve bağlı yükler.....	86
Şekil 4.22. AlInN/GaN/AlN/GaN örneğinde katmanların elektrik alanları.....	87
Şekil 4.23. AlInN/AlN/GaN/AlN/GaN örneğinde katmanların elektrik alanları.	88

ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa

- Çizelge 2.1. Wurtzite (Hegzagonal) kristal yapıdaki GaN, AlN ve InN'in temel özellikleri (^aMorkoç ve Strike (1994), ^bAmbarher (1998), ^cLeary (2006)'den alınmıştır).....8
- Çizelge 2.2. Yarıiletken malzeme özelliklerinin 300 K sıcaklıkta karşılaştırılması (Pearson (2000)'dan alınmıştır).....8
- Çizelge 2.3. Hegzagonal kristal yapıdaki GaN, AlN ve InN'in piezoelektrik katsayıları, örgü parametreleri ve esneklik sabitleri (Jena 2000).....13
- Çizelge 4.1. Van der Pauw ve Hall ölçümleri ile 1,9K, 77K ve 300 K sıcaklıklarda bulunan tabaka direnci (R_S), Hall taşıyıcı yoğunluğu (n_H) ve Hall mobilitesi (μ_H).....62
- Çizelge 4.2. 1,9K'de Van der Pauw, Hall ve SdH ölçümlerinden bulunan Hall Taşıyıcı Yoğunluğu (n_H), 2BEG taşıyıcı yoğunluğu (n_{2D}), Hall mobilitesi (μ_H) ve kuantum mobilitesi (μ_q).....74

1. GİRİŞ

Teknolojinin gelişmesine büyük katkı sağlayan yarıiletken malzemeler, günümüzde araştırma odağı olmaya devam etmektedirler. Modern yarı iletken malzemelerin temel yapı taşı, özgün yarıiletken özellik gösteren elementler veya periyodik tablonun IIA ile VIA veya IIIA ile VA elementlerinin oluşturduğu bileşiklerdir. Düşük sıcaklıklarda neredeyse sıfıra yakın özgün iletkenlik gösteren bir yarıiletken elementin çok az oranda uygun bir alıcı veya verici element ile katkılanmasıyla iletkenliğinde büyük artış sağlamak ve taşıyıcı türünü (elektron veya deşik (*hole*) tipi taşıyıcı) belirlemek mümkündür. Bu özellik sayesinde, örneğin, n tipi katkılanmış Silisyum (Si) ve p-tipi katkılanmış Si'dan, basit bir p-n eklem (diyot) veya p-n-p eklem (transistör) yapılmaktadır. Eklem uygulaması, farklı yarıiletken elementleri veya yarıiletken bileşikleri arasında olduğunda, heteroeklem (heteroyapı da denilmektedir) elde edilir.

Heteroeklemler, tekkristal yapıya sahip bir alttaş üzerine aynı tekkristal yapıya sahip yeni bir katman büyütülmesi anlamına gelen epitaksiyel kristal büyütme teknikleri ile büyütülmektedir. Alttaşın görevi ise, gerçekte işlev görecekt üst tabaka katmanların düzgün kristal yapıda oluşmasına kılavuzluk etmektir. GaN, AlN ve InN'tan oluşan III-V nitratlı yarıiletkenlere ilişkin kristal büyütme teknikleri, kapsamlı olarak Ambacher [1] tarafından derlenmiş olup, nitratlı olmayan diğer III-VI gibi diğer yarıiletkenler için de başarıyla kullanılmakta olan başlıca epitaksiyel büyütme teknikleri aşağıda sıralanmıştır;

- Kimyasal Metalorganik Buhar Çöktürme (Metalorganic Chemical Vapour Deposition, MOCVD) (Manasevit and Simpson [2]),
- Hidrat Buhar Epitaksisi (Hydride Vapor Phase Epitaxy, HVPE) (Maruska ve Tietjen [3]; Molnar vd. [4]),
- Moleküler Demet Epitaksisi (Molecular Beam Epitaxy, MBE) (Ploog [5]; Cho [6]),
- Metalorganik Buhar Fazı Epitaksisi (Metalorganic Vapor Phase Epitaxy, MOVPE) (Leys vd. [7]),

- Elektron Siklotron Rezonans MBE (Electron Cyclotron Resonance MBE, ECR MBE) (Molnar ve Moustakas [8]),

Malzeme performansı yönünden başarılı bir epitaksiyel büyütmeye, üst tabaka katmanlar, alttaşı örgüsü ve sıcaklık genişmesi ile uyumlu olmalıdır. Bu gereksinim, alttaş ve üst tabaka yarıiletken malzeme ikilisinin belirlenmesinde ana kıstaslardan biri sayılmaktadır. Kolay temin edilebilen/üretilebilen Si, alttaş olarak ta uygundur ve halen işlemci endüstrisinde liderliğini korumaktadır. Bununla beraber Si; doğrudan olmayan bant yapısı nedeniyle optik uygulamalarda, düşük elektron yoğunluğu ve düşük mobilitesi nedeniyle de mobil telefonlar, uydu haberleşme, geniş bant internet gibi yüksek güç ve frekansta çalışabilme ihtiyacı olan transistör, gerilim bölücü ve anahtar uygulamaları için yetersiz kalmaktadır.

1960'lerden itibaren araştırılan GaAs ise, Si'ye göre daha geniş ve doğrudan bant (300 K'de $E_G=1,424$ eV) yapısına, daha yüksek çalışma sıcaklıklarına ve yüksek mobilite değerine sahip özellikleri ile yarıiletken teknolojisinde hızlı gelişmelere sebep olmuştur. Daha sonra GaAs, AlAs ve InAs'in çoklu alaşımları olan AlGaAs, AlInAs vb. As tabanlı III-V grubu yapılar çalışılmıştır. GaAs'in yarıiletken özellikleri Blakemore [9] tarafından, bilimsel araştırma ve cihaz uygulamalarında yaygın olarak kullanılan fiziksel parametreleri ise Adachi [10] tarafından derlenmiştir. GaAs tabanlı heteroeklemlerin (Örneğin; katkılanmış GaAs/AlAs, AlGaAs/GaAs veya InGaAs/GaAs) arayüzünde, 10^{11} - 10^{12} $1/cm^2$ mertebesinde yüksek yoğunluklu ve 10^4 $cm^2/(Vs)$ mertebesinde yüksek mobiliteli İki Boyutlu Elektron Gazı (2BEG) oluşmaktadır. 2BEG içeren ilk yüksek mobiliteli transistör olan HEMT (High Electron Mobility Transistor) Mimura vd. [11] tarafından bildirilmiştir. Bu HEMT, n-tipi katkılanmış AlGaAs/GaAs'ten heteroeklemden yapılmıştır. Alttaş olarak da kullanılabilen GaAs'in kolay bulunabilmesi, AlGaAs ve GaAs arasındaki örgü uyumsuzluğunun da son derece düşük olması, GaAs tabanlı heteroeklemlerin yüksek kalite kristal yapılarda büyütülebilmesine olanak sağlamıştır. Sonuçta, ilk HEMT'in ardından 10-15 yıl gibi kısa bir sürede GaAs tabanlı heteroeklem yapılarda taşıyıcı yoğunluğu ve mobilitesi bakımından üst sınıra gelinmiştir. Günümüzde kullanılan başlıca GaAs tabanlı heteroeklem yapı aygıtlarına; yüksek verimli güneş hücreleri, MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistor) ve HBT'yi (Hetero-junction Bipolar Transistor) örnek verebiliriz (Mughal [12]).

Tek kristalden oluşan ince-film GaN ise ilk defa 1969 yılında H. P. Maruska ve J.J. Tietjen tarafından büyütülmüştür (Maruska ve Tietjen [3]). Bu çalışmada, GaN'ın doğrudan enerji bandına ($E_g = 3,39$ eV) sahip olduğu bulunmuştur. Ayrıca, katkılanmadığı halde GaN'ın 10^{19} cm⁻³ mertebesindeki yüksek elektron yoğunluğunun kaynağı olarak kristal yapıdaki azot (N) yoksunluğu olabileceği ileri sürülmüştür. Bu çalışma sonrasında Maruska, 1972 yılında, HVPE büyütme tekniği ile Mg katkılı GaN filmlerden parlak mor (430nm) ışık yayan bir LED (Light Emitting Diode) üretmeyi başarmıştır. Ancak, alltaş ile örgü uyumu probleminin gecikmeli olarak çözülmesi dolayısıyla, 1980'li yıllara kadar kaliteli GaN kristal tabakası içeren heteroeklem üretilenmemiştir. Heteroeklem yapıda incefilm olarak kaliteli GaN kristali, örgü ve ısıl uyumsuzluğunu azaltmak amacıyla safir (Al₂O₃) alltaş ile ana tabaka GaN arasına AlN'tan oluşan tampon katman eklenmesiyle mümkün olmuştur (Yoshida vd. [13]; Amano vd. [14]). İlk başlarda Al_xGa_{1-x}N/GaN formunda çalışılan nitratlı heteroeklem yapılar, alaşım kompozisyonuna (x) bağlı olarak 3,4-6,2 eV arasında ayarlanabilen geniş bant aralığı, katkılamasız yüksek taşıyıcı yoğunluğu (2BEG kaynaklı), yüksek elektron mobilitesi ve özellikle yüksek sıcaklıklara dayanıklılığı ile büyük ilgi çekmiştir.

Zaman içinde AlGaN/GaN yapılara alternatif olabilecek başka yapılar da araştırmalara dâhil olmuştur. Bu araştırmalar önceleri AlGaN ile GaN arasına AlN tabakasının önerilmesiyle başlamıştır (Smorchkova vd [15]). AlN tabakası, alaşım tarafını GaN tabakasından ayırarak alaşım düzensizliği saçılmasının etkisini azaltır (Elhamri [16]).

Daha gelişmiş yapılar, heteroyapının alaşım katmanında yapılan değişiklikleri içerir. Örneğin alaşım tarafında Ga yerine In kullanılması (AlInN/AlN/GaN) birçok araştırmaya konu olmuştur (Kuzmik [17]; Dadgar vd. [18]; Gonschorek vd. [19]; Xie vd. [20]; Matulionis vd. [21]; Tülek vd. [22]). %18 civarında In kompozisyonu ile en iyi örgü uyumu yakalanan bu yapılarda 2BEG mobilitesinde artış sağlanmaktadır. In ile Ga'un tamamen yer değiştirmeyip, alaşıma belirli oranda (%20'den az) In ilave edilmesiyle elde edilen AlInGaN/GaN yapılarda da 2BEG özelliğinin değiştirilebileceği tespit edilmiştir (Lima vd. [23]). In içeren alaşım (AlInGaN veya AlInN) ile GaN arasındaki örgü uyumsuzluğu AlGaN'a göre daha azdır ve bu, alaşımdaki gerilimin azalmasını sağlar. Azalan gerilim, alaşımdaki piezoelektrik kutuplanmayı değiştirir ve böylece GaN tarafındaki 2BEG üzerinde bir etki oluşur.

Araştırmalara konu olan diğer GaN tabanlı yapılara; InGaN/GaN (Nakamura vd. [24]), InAlN/InGaN (Kuzmik [25]) veya çift kanallı/kuyulu AlInN/AlN/GaN/AlN/GaN yapıları örnek verebiliriz (Zhang vd. [26]).

GaN tabanlı heteroeklem yapılarının önemini vurgulamak bakımından, aşağıda bazı önemli çalışmalar listelenmiştir:

- Amano vd. [27]: p-GaN/n-GaN mavi/mortötesi(UV) LED,
- Khan vd. [28]: AlGaN/GaN'da 2BEG'in gözlenmesi,
- Khan vd. [29]: ilk AlGaN/GaN HEMT,
- Akasaki vd. [30]: InGaN/GaN'da stimülasyonlu ışımaya,
- Wu vd. [31]: mikrodalga bölgesinde çalışan ilk FET (MODFET),
- Khan vd. [32], Chen vd. [33]: mikrodalga bölgesinde çalışan HFET'ler,
- McCarty vd. [34]: ilk AlGaN/GaN bipolar transistör,
- Khan vd. [35]: ilk AlGaN/GaN MOS-HFET,
- Xing vd. [36], Dora vd. [37]: kırılma gerilimi kilovolt mertebesinde GaN MOSFET'ler,
- Hoshi vd. [38]: mikro dalga bölgesinde çalışan GaN HEMT,

Ayarlanabilen geniş bant aralığı ile, yeşilden mor ötesi dalga boylarına kadar foton yayılımını mümkün kılan nitratlı III-V heteroeklemlerin, kırmızı dalga boyunda ışık yayan GaAs tabanlı heteroeklemlerle beraber kullanılmasıyla, aydınlatma amaçlı beyaz ışık ve LED TV teknolojileri kazanılmıştır.

GaN, AlN ve InN ve bunların alaşımlarından oluşan III-V nitratlı yarıiletkenler, örneğin GaAs'e göre çok daha güçlü kendiliğinden (kalıcı) kutuplanmaya ve ayrıca piezoelektrik kutuplanmaya da sahiptirler ve bu piezoelektrik kutuplanma alaşım kompozisyonuna bağlı olarak değiştirilebilir. Kalıcı kutuplanmanın sebebi, hegzagonal kristal yapının terslenme simetrisi olmamasıdır. Piezoelektrik kutuplanma, epitaksiyel büyütmede tabakanın örgüsündeki gerilme/sıkışma ile kazanılmaktadır (Ambacher [1]). Piezoelektrik kutuplanma ve kalıcı kutuplanma birlikte kullanıldığında AlGaN, InGaN ve AlInN gibi ikili alaşımları ile üçlü alaşımlarının heteroeklemlerinde 10^{13} 1/cm² mertebesinde 2BEG yoğunluklarına

erişilebilir (Bernardini ve Fiorentini [39]). 2BEG yoğunluğu, kutuplanma elektrik alanlarının heteroeklem katmanlarında iletkenlik bandı profilinde yaptığı değişim tarafından belirlenmektedir.

Heteroeklemlerde elektron mobilitesine etki eden birçok saçılma mekanizması vardır. Bunlar genel olarak; i) fonon saçılması, ii) kusur saçılması (örgü bozuklukları-dislokasyon-, arayüz pürüzlülüğü, alaşım düzensizliği vb.) olmak üzere iki grupta ele alınır. Burada değinmek bakımından, 2BEG elektronları, buldukları yer dolayısıyla hacimsel taraftaki iyon merkezleri, iyonlaşmış safsızlıklar vb. kusurlardan uzaysal olarak uzakta kaldıklarından bu tür saçılma etkileri azalırken, özellikle buldukları arayüzün pürüzlülüğünden oldukça etkilenirler. Bu yüzden yüksek mobiliteli aygıtlarda, epitaksiyel büyütme tekniğinin uygulanışı son derece önemlidir. AlGaIn/GaN, AlInN/GaN vb. alaşımlı heteroeklemlerde, 2BEG, arayüz pürüzlülüğünün yanında bir de alaşım tarafındaki düzensizlikten (alaşım kompozisyonunun homojen olmaması) etkilenir. Buna alaşım düzensizliği saçılması denilmektedir ve 2BEG mobilitesini oldukça etkiler.

Heteroeklemlerde; taşıyıcı yoğunluğu ve taşınım mobilitesi, van der Pauw ve Hall ölçümleri ile bulunabilir. Çoğunlukla sıcaklığa bağlı olarak düşük manyetik alanlarda gerçekleştirilen bu ölçümlerde, düşen sıcaklıkla birlikte taşıyıcı yoğunluğu ve mobilitesinde tipik davranışlar gözlenir. Düşen sıcaklıkla birlikte taşıyıcı yoğunluğundaki azalma, hacimsel taraftaki klasik yarıiletken davranıştan kaynaklanır (iletkenlik bandı elektronlarının, varsa verici atomlara –genellikle iletkenlik bandının hemen altında sığ enerji düzeyleridir- veya valans bandına düşüş). Düşen sıcaklıkla birlikte, mobilitedeki belirgin artışlar ise sırasıyla optik ve akustik fononların etkisinin kaybolduğuna işaret etmektedir. Akustik fonon etkisinin kaybolduğu düşük sıcaklıklarda baskın saçılma mekanizmaları, örnek kusurları ile ilgilidir ve bu mekanizmalar genelde sıcaklıktan bağımsız olduğundan bu sıcaklık aralığında elektron mobilitesi neredeyse değişmez.

Akustik fonon etkisinin tamamen azaldığı düşük sıcaklıklarda, heteroeklem yapılarında, manyetik alana bağlı boyuna magnetodirenç ölçümlerinde salınım gözlenmesi halinde 2BEG özelliklerine ilişkin birçok bilgi elde edilebilir. Örneğin, 2BEG taşıyıcı yoğunluğu, salınım periyodundan hesaplanabilir. Buna karşın 2BEG taşıyıcı yoğunluğu, diğer katmanlarda az oranda taşıyıcı olması durumunda,

doğrudan Hall ölçümlerinden bulunamaz. SdH etkisi olarak bilinen boyuna magnetodirençdeki salınımlar, tezin ilgili bölümünde ayrıntılı olarak anlatılmıştır.

Bu tez çalışmasında kullanılan AlGaIn/GaN, AlInN/AlN/GaN ve AlInN/GaN/AlN/GaN heteroeklem yapılar, Bilkent Üniversitesi Nano Teknoloji Araştırma Merkezinde (NANOTAM), MOCVD reaktöründe büyütülmüştür. Örneklerin magnetotransport ölçümleri, Hacettepe Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Fizik Mühendisliği Bölümünde Süperiletkenlik ve Nano Teknoloji Araştırma Grubu (HÜ SNTG) laboratuvarında gerçekleştirilmiştir.

Tez çalışmasında, AlInN/AlN/GaN ve AlInN/GaN/AlN/GaN heteroeklemlerde tabaka yapısının başta taşıyıcı yoğunluğuna ve elektron mobilitesine etkisinin araştırılması hedeflenmiştir. Bu amaçla, 1,9-300 K sıcaklık aralığında, van der Pauw, Hall ölçümleri ve boyuna magnetodirenç ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Deneysel çalışmada elde edilen verilerden, örneklerin Hall taşıyıcı yoğunluğu, iki boyutlu elektron yoğunluğu ve iki boyutlu elektronların kuantum mobilitesi hesaplanmıştır. Tez çalışması kapsamında AlInN/AlN/GaN ve AlInN/GaN/AlN/GaN örnekler için türetilen denge bağıntıları kullanılarak, 2BEG taşıyıcı yoğunlukları ve kuantum mobiliteleri, tabaka yapısı bağlamında açıklanmaya çalışılmıştır.

2. TEMEL BİLGİLER

2.1. III-V Nitratların Özellikleri

GaN, AlN, InN ve bunların alaşımlarından oluşan III-V nitratların özelliklerine yönelik çalışmalar kapsamlı olarak Strite ve Morkoç [40] tarafından derlenmiştir. Strite ve Morkoç bu makalede, III-V nitratlarla ilgili güncel tüm gelişmeleri ve gelecek beklentileri ayrıntılı olarak anlatmaktadır. Sonraki yıllarda bilimsel araştırma ve cihaz uygulamalarında kullanılan fiziksel parametreleri de içeren çalışmalar Morkoç vd. [41] tarafından, daha sonra Ambacher [1], Jain vd. [42] ve Leary vd. [43] tarafından derlenmiştir. Çizelge 2.1'de GaN, InN ve AlN hacimli malzemeleri için genelde bu kaynaklardan alınmış bazı önemli fiziksel parametrelerin değerleri verilmiştir. Fiziksel parametreler arasında, ilk başta dikkat çeken geniş bant aralıkları, optik uygulamalar için, yüksek erime sıcaklıkları ve yüksek ısı iletkenlik ise yüksek güç gerektiren transistör uygulamaları için uygun malzemeler olabileceğine işaret etmektedir. Elektronik uygulamalardaki önemini vurgulamak bakımından, Çizelge 2.2'de, GaN'ın bilinen bazı yarıiletkenler ile karşılaştırması yapılmıştır. Çizelgede verilen parametrelerden hesaplanan CFOM (Combined Figure of Merit) değeri sırasıyla; Si için 1, GaAs için 8, 4H-SiC için 458 ve GaN için 489'dur. CFOM değeri, yüksek güç ve frekans gerektiren elektronik uygulamalar için bir ölçü olup, GaN'ın bu anlamda çok uygun bir malzeme olduğuna işaret etmektedir. Çizelge 2.2'de, GaN'ın GaAs'e göre oldukça düşük mobilitelere sahip olduğu görülmekle beraber, günümüzde GaN tabanlı bir heteroeklem yapılarındaki 2BEG mobilitesi (örneğin AlGaIn/GaN), GaAs'li bir heteroeklem yapılarındaki (örneğin AlGaAs/GaAs) mobilite değerine yaklaşmıştır.

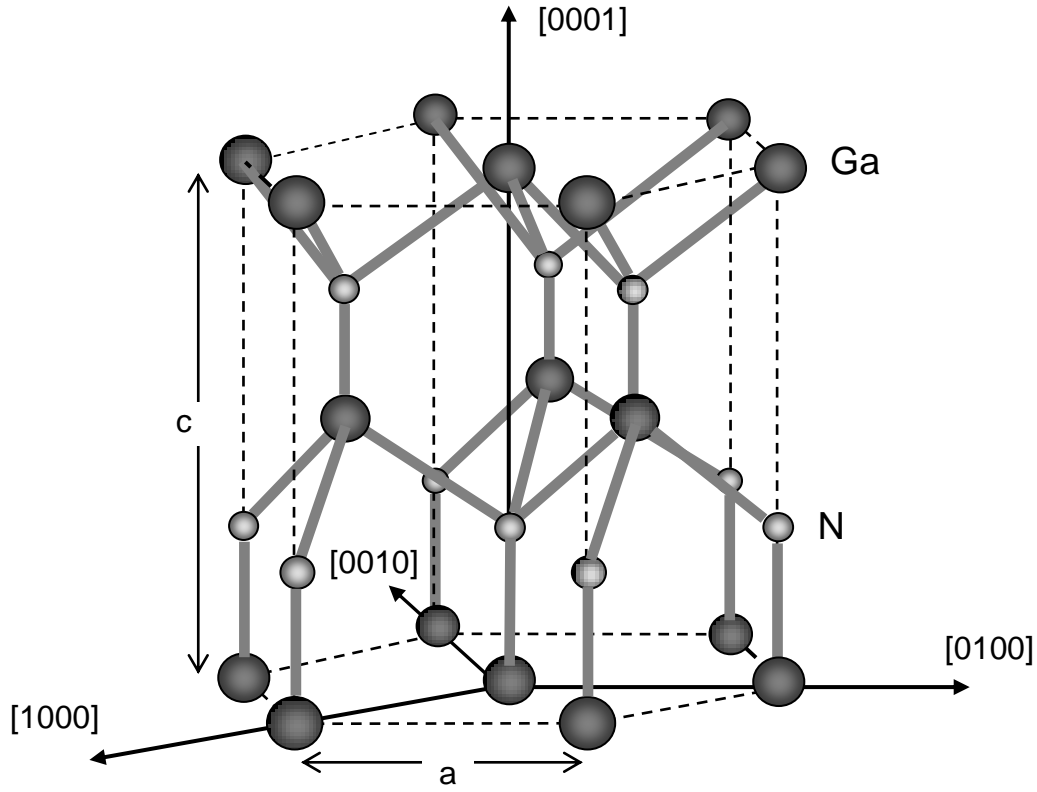
III-V nitratları kübik zinc-blende (ZB) veya hegzagonal wurtzite (WZ) kristal yapıda bulunabilmektedir. Her iki kristal yapıda, bir gruba ait atom diğer grubun 4 atomuyla tetrahedral bağ yapar. Kübik ve hegzagonal karakteristiği ayıran ise atomların temel düzlem doğrultularındaki dizilim sırasıdır. Şekil 2.1'de hegzagonal yapıdaki GaN atomlarının yerleşimi gösterilmektedir.

Çizelge 2.1. Wurtzite (Hegzagonal) kristal yapıdaki GaN, AlN ve InN'in temel özellikleri (^aMorkoç vd [41]; ^bAmbacher [1] ve ^cLeary vd. [43]'den derlenmiştir).

Parametre	GaN	AlN	InN
Γ_1 vadisinde, 300 K'de Enerji Bant Aralığı, E _g (eV)	3,39 ^a	6,2 ^c	1,89 ^{a, c}
Erime Sıcaklığı	2791 K ^b	3487 K ^b	2146 °C ^b
Örgü sabiti a (Å) 300 K c (Å) 300 K	3,189 ^b 5,185 ^b	3,11 ^b 4,98 ^b	3,54 ^b 5,7 ^b
Yoğunluk (g/cm ³)	6,15 ^c	3,23 ^c	6,85 ^c
Optik fonon enerjisi $\hbar\Omega$ (meV)	91,2 ^c	99,2 ^c	89,0 ^c
Γ_1 vadisinde elektron etkin kütlesi, m*/m ₀	0,20 ^c	0,48 ^c	0,11 ^c

Çizelge 2.2. Yarıiletken malzeme özelliklerinin 300 K sıcaklıkta karşılaştırılması (Pearton vd. [44]'den alınmıştır)

Özellik	Si	GaAs	4H-SiC	GaN
Bant Aralığı, E _g (eV)	1,12	1,42	3,25	3,40
Kırılma Alanı, E _B (MV/cm)	0,25	0,4	3,0	4,0
Elektron mobilitesi, μ (cm ² /(Vs))	1350	6000	800	1300
Maksimum hız, v _s (10 ⁷ cm/s)	1,0	2,0	2,0	3,0
Isıl iletkenlik, χ (W/(cmK))	1,5	0,5	4,9	1,3
Dielektrik sabiti, ϵ	11,8	12,8	9,7	9,0
CFOM = ($\chi\epsilon\mu v_s E_B$) ² / $(\chi\epsilon\mu v_s E_B)$ ² _{Si}	1	8	458	489
<i>CFOM (Combined figure of merit for high temperature/high power/high frequency applications)</i>				

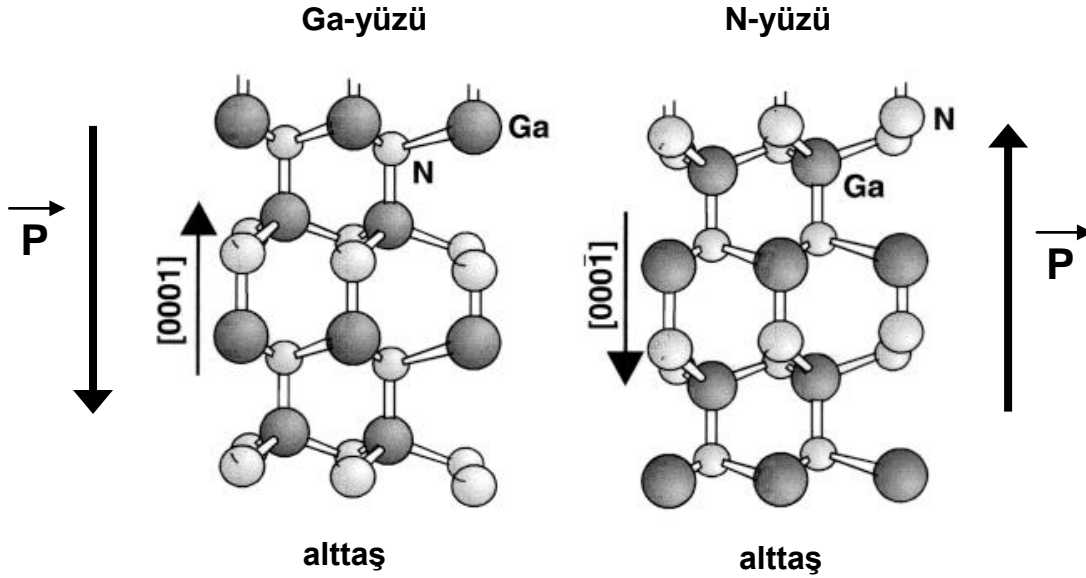


Şekil 2.1. Hegzagonal yapıdaki GaN'ın birim hücresi.

Araştırmalarda ve aygıt yapımında kullanılan III-V örnekleri genelde hegzagonal yapıdadır. Bunu nedeni, alttaş olarak genelde hegzagonal yapıdaki safirin (Al_2O_3) kullanılmasından dolayı epitaksiyel büyütmede üst tabaka nitratin da hegzagonal yapıda oluşmasıdır. Safirin örgü ve ısıl genleşme parametreleri III-V nitratlarla çok uyumlu olmamasına rağmen (~%15 örgü uyumsuzluğu, ~%34 ısıl genleşme uyumsuzluğu), muadili olan SiC'e göre ucuza tedarik edilebilirliği, kolay işlenebilirliği ve epitaksiyel büyütme sırasında gerekli yüksek (~1000 °C) sıcaklıklara dayanabilirliği (erime sıcaklığı 2040 °C'dir), alttaş olarak seçilmesinde etken olmuştur.

III-V nitratların çok önemli bir özelliği, kuvvetli kendiliğinden kutuplanmaya (P_{sp}) sahip olmalarıdır. Örneğin GaN için $P_{sp}=0,03 \text{ C/m}^2$, AlN için $P_{sp}=0,09 \text{ C/m}^2$ 'dir. P_{sp} her zaman hegzagonal eksen doğrultusundadır ve sıcaklıkla değişiminin son derece küçük olması ($\mu\text{C/m}^2$ mertebesinde) aygıt tasarımı için iyi bir özelliktir. III-V nitratları aynı zamanda kuvvetli piezoelektrik kutuplanmaya da (P_{pz}) sahiptir. Piezoelektrik katsayıları, GaAs, InAs ve AlAs'e göre 5-20 kat daha büyüktür

(Bernardini vd. [45]). III-V nitratların heteroeklemlerinde, katmanların arayüzündeki P_{sp} ve P_{pz} farkları burada net bağlı yüklerin oluşmasına sebep olur. Böylece, heteroeklem arayüzünde 2BEG yoğunluğu $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ mertebesine ulaşabilmektedir (Bernardini vd. [45]; Yu vd. [46]; Foutz vd. [47]).



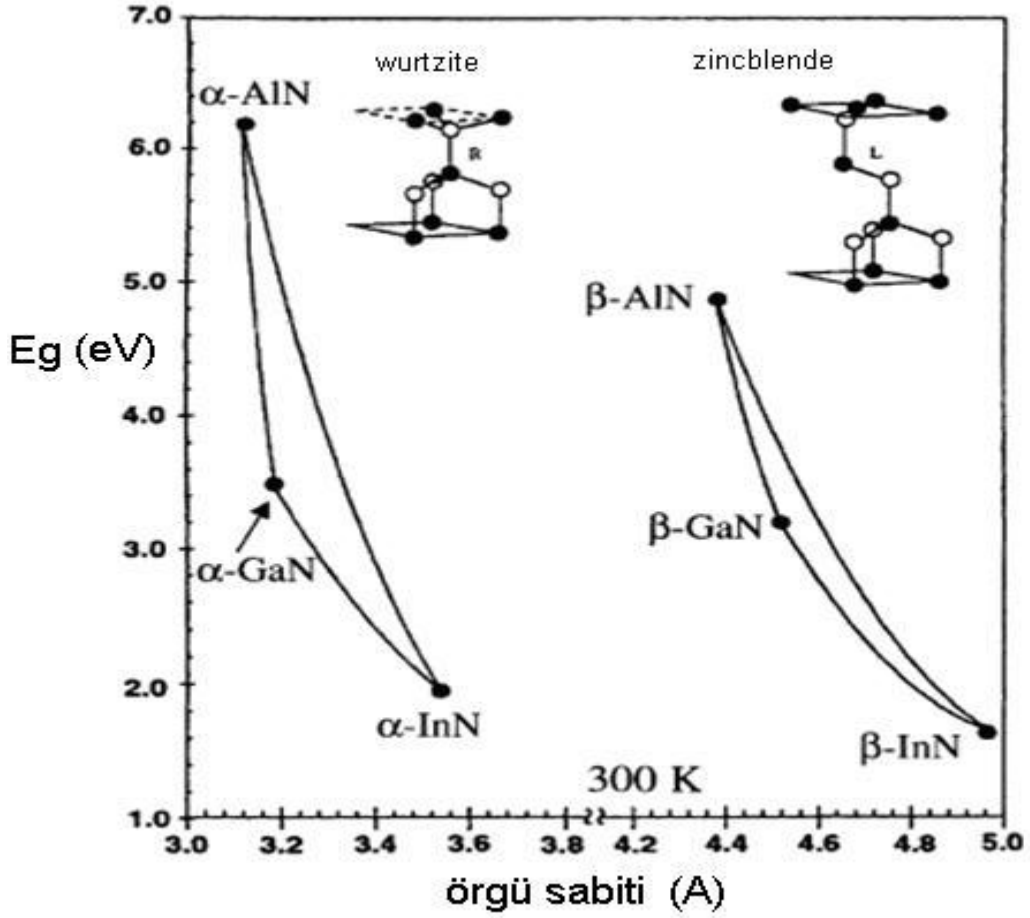
Şekil 2.2. Hegzagonal yapıdaki GaN kristali ve kutuplanma yönleri; (a) Ga-yüzlü büyütme, (b) N-yüzlü büyütme (Ambacher [1]'den alınmıştır).

Kalıcı kutuplanma; Şekil 2.2'deki GaN kristalinde Ga (anyon) atomlarından N (katyon) atomlarına doğru yönelir. Buna göre, Ga-yüzlü bir büyütmede kutuplanma alttaşa doğru, N-yüzlü bir büyütmede ise yukarı yöndedir.

III-V nitratlarda, III grup elementleri arasında alaşımlama ile enerji bandı aralığı (E_G) alaşım konsantrasyonuna (x) bağlı olarak 1,9 eV ile 6,2 eV arasında değişmektedir (Şekil 2.3). Hegzagonal fazdaki kristal yapı için E_G ; InN için 1,9 eV (InN'in bant aralığının daha küçük olduğuna dair çalışmalar da mevcuttur. InN'in bant aralığını, örneğin, Davydov vd. [48] 0,7 eV, Matsuoka vd. [49] ise 0,7-1,0 eV olarak olduğunu bildirmiştir.), GaN için 3,4 eV ve AlN için 6,2 eV değerlerine sahiptir. GaN, AlN ve InN'in üçlü alaşımını $A_xB_{1-x}C$ formunda gösterildiğinde, karşılık gelen E_G , Ambacher [1] tarafından;

$$E_g(x) = x \cdot E_g(AC) + (1-x) \cdot E_g(BC) - b \cdot x \cdot (1-x) \quad (2.1)$$

ile verilmektedir. Eş.2.1'deki b katsayısı; hegzagonal faz için 1,0 eV, kübik faz için ise 0,53 eV değerine sahiptir.



Şekil 2.3. GaN, InN ve AlN ve alaşımlarının hegzagonal (α -fazı) ve kübik (β fazı) yapılarında örgü parametresine karşı bant aralığının değişimi (Pearton vd. [44]'dan alınmıştır) .

Aşağıda, aygıt üretiminde III-V nitratların başlıca tercih edilmesindeki genel özellikler sıralanmıştır:

- Yüksek sıcaklıklara dayanıklı olma özelliği; yüksek güç gerektiren uygulamalar,
- Yüksek kırılma gerilimine sahip olma özelliği; yüksek gerilimde çalışan düzelterçler (rectifier),
- Radyasyona dayanıklı olma özelliği; uzayda ve/veya radyasyon içeren zorlu çevresel şartlara dayanıklı,
- Doğrudan bant aralığına sahip olma özelliği; fotodedektör ve LED yapımına uygun,
- Geniş ve alaşımlama ile ayarlanabilen bant aralığına sahip olma özelliği; UV – yeşile kadar,

- Yüksek kendiliğinden kutuplanma; katkılama gerektirmeden 2BEG oluşturulabilir,
- Heteroyapılarında yüksek elektron mobilitesi; yüksek frekanslarda çalışan transistörler yapılabilmektedir.

2.2. III-V Nitratlar ve Heteroeklemlerinde Elektriksel Kutuplanma

2.2.1. Kendiliğinden Kutuplanma ve Piezoelektrik Kutuplanma

Ga-N, Al-N ve In-N bağı yüksek iyonisitesi dolayısıyla elektrik dipolüne sahip bir bağdır. Elektrik dipolü, negatif yüklü (Ga, Al, In) atomundan pozitif yüklü işaretli katyon (N) atomuna doğrudur. Hegzagonal kristal yapıdaki GaN'ın birim hücresi terslenme simetrisine sahip olmadığından, birim hücredeki dipollerin vektörel toplamı hegzagonal eksen doğrultusunda net bir kutuplanma verir (Bkz. Şekil 2.4). Bu kutuplanma, kendiliğinden/doğal/öz/kalıcı kutuplanma (P_{SP} , *Spontaneous Polarization*) veya ısielektrik (*pyroelektrik*) kutuplanma olarak bilinmektedir. Diğer taraftan, kübik zinc-blende yapıda terslenme simetrisi vardır ve bu yüzden kendiliğinden kutuplanma yoktur ($P_{SP}=0$). Ancak her iki kristal yapı, birim hücrenin gerilme/sıkışmasına bağlı olarak piezoelektrik kutuplanmaya (P_{PZ} , *Piezoelectric Polarization*) sahip olabilir.

Düşük değerli gerilme/sıkışmalar için P_{pz} ile gerilme/sıkışma ϵ arasında, piezoelektrik katsayılar (e_{ij}) tarafından belirlenen doğrusal bir ilişki vardır (Bernardini vd. [45]);

$$P_{pz\ i} = \sum_j e_{ij} \epsilon_j \quad (2.2)$$

Buradan, hegzagonal yapı için uygun notasyon kullanılıp, c-ekseni doğrultusunda oluşan piezoelektrik kutuplanma;

$$P_{pz} = e_{33} \epsilon_z + e_{31} (\epsilon_x + \epsilon_y) \quad (2.3)$$

ile verilmektedir (Ambacher vd. [50]). Burada; $\epsilon_z=(c-c_0)/c_0$ c-eksenindeki gerilme/sıkışma, $\epsilon_x=\epsilon_y=(a-a_0)/a_0$ xy-düzlemindeki gerilme/sıkışmalar, e_{31} ve e_{33} piezoelektrik sabitler, a_0 ve c_0 rahat örgü sabitleri, a ve c ise gerilme/sıkışma altındaki örgü sabitleridir. Hegzagonal yapılarda xy-düzlemindeki gerilme, c-

ekseninde sıkışmaya (kısalmaya), xy-düzlemindeki sıkışma ise c-ekseninde gerilmeye (uzamaya) sebep olur: Örneğin, tipik AlGaN hegzagonal kristali için, örgü parametrelerindeki değişim ile esneklik sabitleri (C_{ij}) arasında;

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

ilişkisi vardır (Wright [51]; Deger [52]). Eş.2.4'ü Eş.2.3'te yerine koyduğumuzda, P_{pz} için, xy-düzlemindeki gerilme/sıkışmanın kullanılabileceği kullanışlı bir bağıntı bulunur;

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

P_{pz} 'nin hesaplanabilmesi için Çizelge 2.3.'te verilen parametreler, ve gerilme/sıkışma $(a-a_0)/a_0$, AlN, InN ve GaN için derlenmiş piezoelektrik katsayıları, örgü parametreleri ve esneklik sabitleri verilmiştir.

Çizelge 2.3. Hegzagonal kristal yapıdaki GaN, AlN ve InN'in piezoelektrik katsayıları, örgü parametreleri ve esneklik sabitleri (Jena vd. [53]).

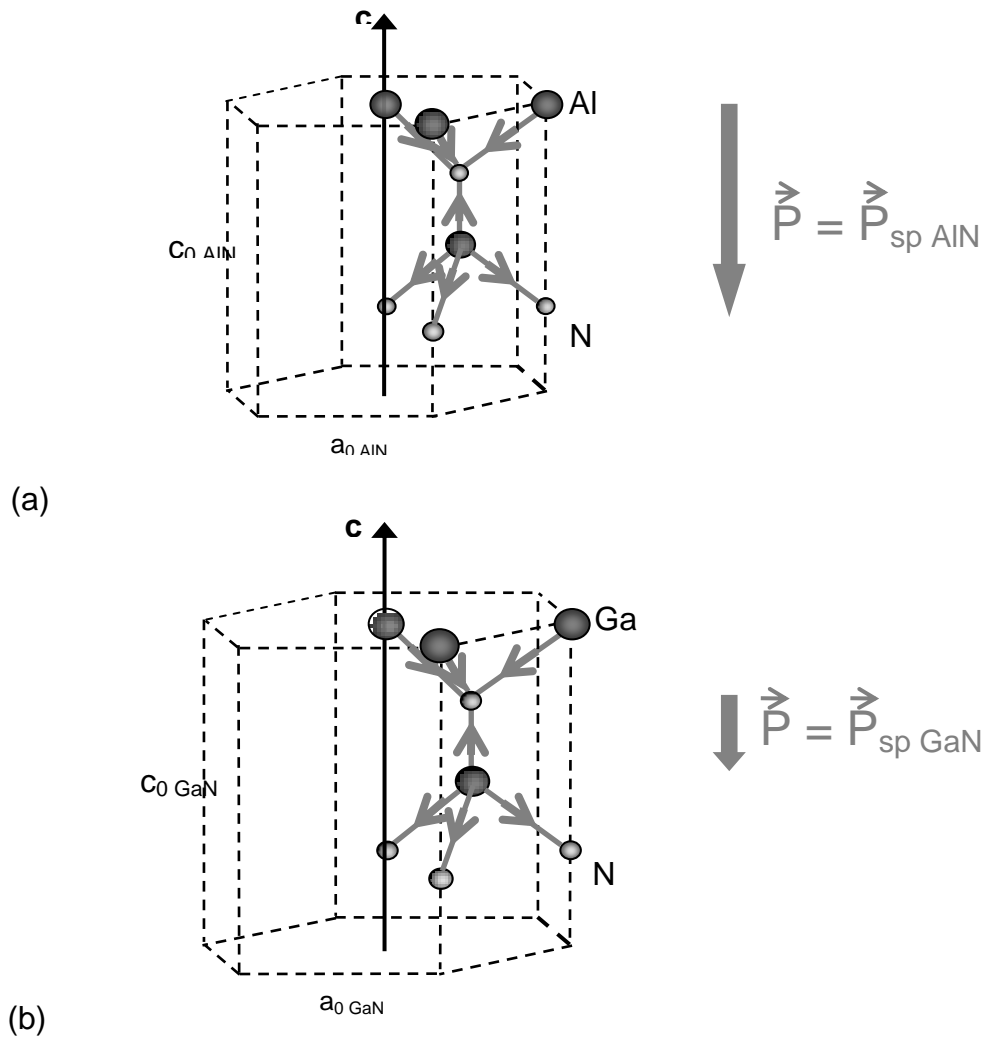
Parametre	GaN	AlN	InN
a_0 (Å) 300 K	3,189	3,11	3,54
c_0 (Å) 300 K	5,185	4,98	5,7
P_{sp} (C/m ²)	-0,029	-0,081	-0,032
e_{31} (C/m ²)	-0,49	-0,60	-0,57
e_{33} (C/m ²)	0,73	1,46	0,97
C_{13} (GPa)	103	108	92
C_{33} (GPa)	405	473	224

Piezoelektrik kutuplanmayı, bu çalışmada kullanılan heteroeklemler yapılar için tabaka yapısına bağlı olarak çözümlenmek mümkündür. Gerilmemiş/sıkışmamış (rahat) GaN tabakası üzerinde büyütülen üst katmanın (örneğin AlGaN, AlInN veya AlN) örgü parametresi, GaN örgü parametresinden farklıdır ve bu fark, epitaksiyel olarak büyütülen üst katman üzerinde gerilme ve sıkışma kuvvetlerine sebep olur. Örneğin, Şekil 2.4'te, (a) Al-yüzlü AlN ve (b) Ga-yüzlü GaN'ın rahat kristal örgü parametreleri farklıdır. Kutuplanma alanları ise c-ekseni doğrultusunda

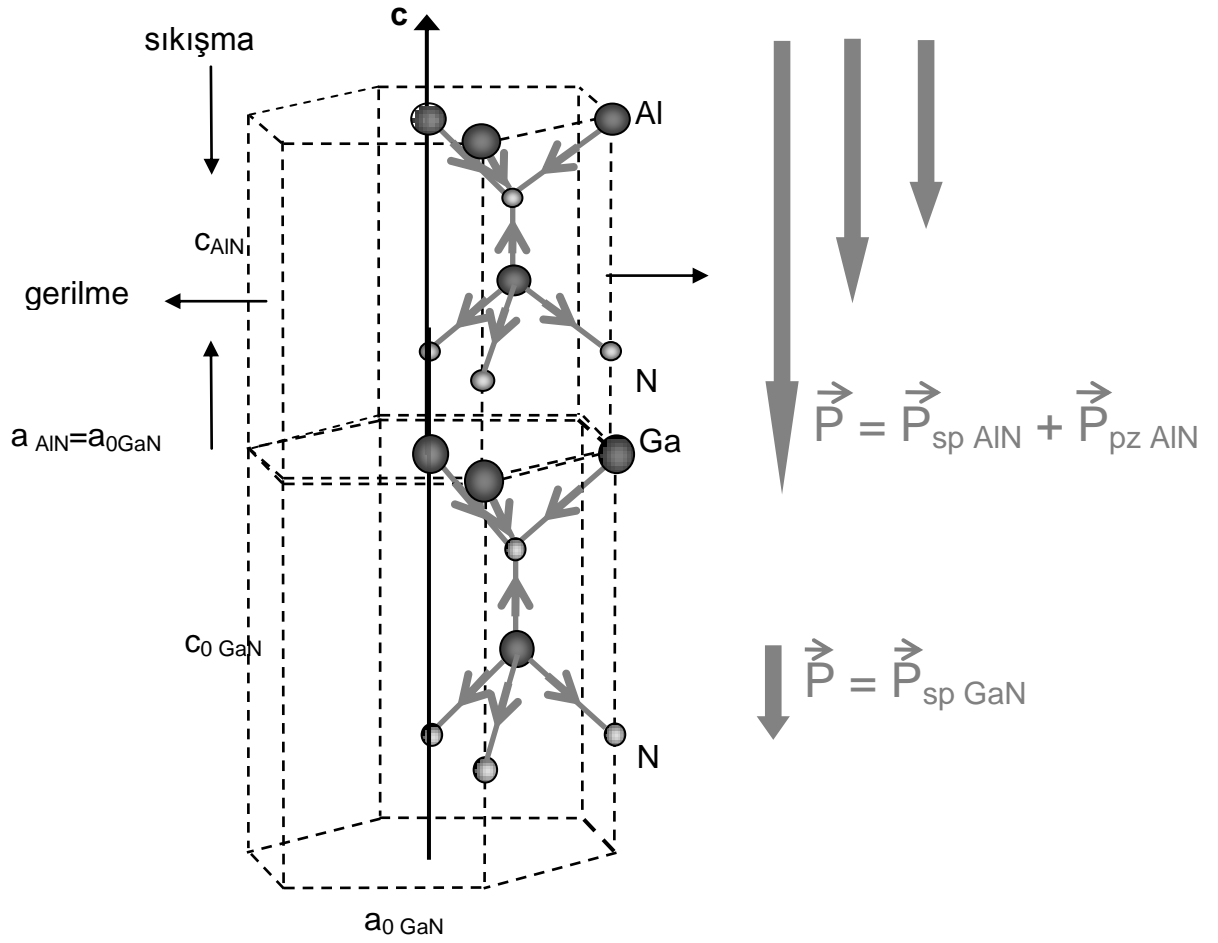
aşağı doğru (alttaşa doğrudur). AlN'in GaN üzerine epitaksiyel büyütülmesi sırasında, alttabaka GaN üzerine dizilmeye başlayan Al ve N atomları, alttabaka GaN'ın xy-düzlemindeki örgü yapısına uygun olarak yerleşir (*pseudomorphical growth*) (Şekil 2.5). AlN'in gerilme/sıkışma altındaki yeni örgü parametresi $a=a_{\text{GaN}}$ olur. Böylece, AlN için piezoelektrik kutuplanma P_{pz} , Eş.2.5'ten hesaplanabilir:

$$P_{pz-\text{AlN}} = 2 \frac{3,189-3,11}{3,11} \left(-0,60-1,46 \frac{108}{473} \right) = -0,047 \text{ C/m}^2, \text{ ve AlN tabakasının toplam}$$

kutuplanması; $P_{\text{AlN}} = P_{sp-\text{AlN}} + P_{pz-\text{AlN}} = -0,081-0,047 = -0,128 \text{ C/m}^2$ bulunur.



Şekil 2.4. Örgü parametreleri ve kendiliğinden kutuplanma P_{sp} ; (a) AlN, (b) GaN.



Şekil 2.5. GaN üzerine büyütülen AlN'in xy düzleminde gerilmesi, c eksenine doğrultusunda sıkışma ve piezoelektrik kutuplanma P_{pz} meydana getirir.

Benzer şekilde, GaN üzerine büyütülen $Al_xGa_{1-x}N$ 'de oluşan P_{pz} , x'in tüm değerleri için Eş.2.5'teki çarpanların işaretleri;

$$\frac{a - a_0}{a_0} > 0 \text{ ve } \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) < 0$$

değişmeyeceğinden, P_{pz} her zaman eksi işaretlidir (P_{pz} altaşa doğru). Aynı hesaplamaları, Ga-yüzlü GaN üzerine büyütülen InN için yaptığımızda, InN'in gerilme/sıkışmasının eksi işaretli (sıkışma) olduğunu görürüz (xy-düzleminde sıkışma c-yönünde uzamaya sebep olur). Bu durumda InN için P_{pz} yukarı yöndedir ve toplam kutuplanması yön değiştirir:

$$P_{pz-In} = 2 \frac{3,189 - 3,54}{3,54} \left(-0,57 - 0,97 \frac{92}{224} \right) = 0,160 \text{ C/m}^2$$

II-V nitralarda ve bunların heteroeklemlerinde yapılan ayrıntılı deneysel ve teorik çalışmalar sonucunda, x alaşım kompozisyonuna bağlı olarak P_{sp} ve P_{pz} için C/m^2 cinsinden aşağıdaki bağıntılar türetilmiştir (Ambacher vd. [55]).

Kendiliğinden Kutuplanma;

$$P_{ABN}^{sp}(x) = P_{AN}^{sp}x + P_{BN}^{sp}(1-x) + bx(1-x) \quad (2.6)$$

Burada ABN alaşımı, A ve B ise Al, Ga veya In atomlarını temsil etmektedir. b katsayısı alaşıma ilişkin bir sabittir.

Bu tez çalışmasında kullanılan örnek grupları için b değeri Eş.2.6'da yerine konulduğunda;

$$P_{Al_xGa_{1-x}N}^{sp} = -0,090x - 0,034(1-x) + 0,021x(1-x) \quad (2.7)$$

$$P_{Al_xIn_{1-x}N}^{sp} = -0,090x - 0,042(1-x) + 0,070x(1-x) \quad (2.8)$$

yazılabilir.

Piezoelektrik Kutuplanma;

$$P_{Al_xGa_{1-x}N/GaN}^{pz} = -0,0525x + 0,0282x(1-x) \quad (2.9)$$

$$P_{Al_xGa_{1-x}N/AlN}^{pz} = 0,026(1-x) + 0,0248x(1-x) \quad (2.10)$$

$$P_{Al_xIn_{1-x}N/GaN}^{pz} = -0,0525x + 0,148(1-x) + 0,0938x(1-x) \quad (2.11)$$

Bu ifadeler, esneklik sabitler ve piezoelektrik katsayıların sabit, piezoelektrik kutuplanmanın piezoelektrik katsayılar ile doğrusal olduğu, genel olarak geçerli olan durumlar için türetilmiştir.

2.2.2. Bağlı Yükler

Bir malzeme içindeki elektriksel kutuplanmanın uzaysal gradienti, malzeme içindeki bağlı yük yoğunluğunu verir;

$$\sigma_b = \vec{\nabla} \cdot \vec{P} \quad (2.12)$$

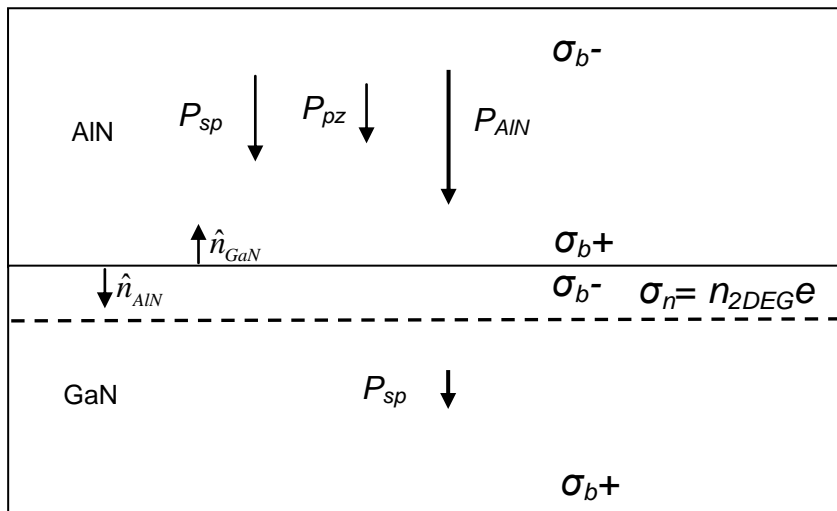
Malzeme yüzeyinde indüklenen bağlı yük yoğunluğu ise,

$$\sigma_b = \hat{n} \cdot \vec{P} \quad (2.13)$$

ile verilir. Burada \hat{n} , yüzeye dik birim vektördür. Buna göre, $A_xB_{1-x}N/GaN$ (A ve B; Al, In, Ga) ile gösterilen heteroeklem arayüzündeki bağlı yük için,

$$\sigma_b = \hat{n}_{GaN} \cdot \vec{P}_{GaN} + \hat{n}_{ABN} \cdot \vec{P}_{ABN} \quad (2.14)$$

yazılabilir. Örneğin, Şekil 2.5'te gösterilen AlN/GaN için, arayüzdeki bağlı yük yoğunluğu; $\sigma_b = -0,029 - (-0,128) = 0,157 \text{ C/m}^2$, artı işaretlidir ve bu ters işaretli (negatif) serbest taşıyıcıların arayüze çekilmesine sebep olur. AlN/GaN için yük dağılımı Şekil 2.6'da gösterildiği gibi düzenlenir.



Şekil 2.6. Ga-yüzlü büyütmelerde AlN/GaN heteroekleminde kutuplanma doğrultuları, bağlı yükler ve 2BEG.

2.2.3. Serbest Yükler

Herhangi bir malzemede, iki dış yüzey arasında gerilim farkı her zaman sıfırdır. Bu doğal olarak yük nötürlemesinin bir sonucudur. Homojen bir malzemede yük nötürlemesi; malzeme içindeki serbest taşıyıcı yükleri, bağlı yükler ve dış yüzeylerdeki yüzey yüklerinin (örneğin iyonlar) toplamı şeklinde ifade edilir;

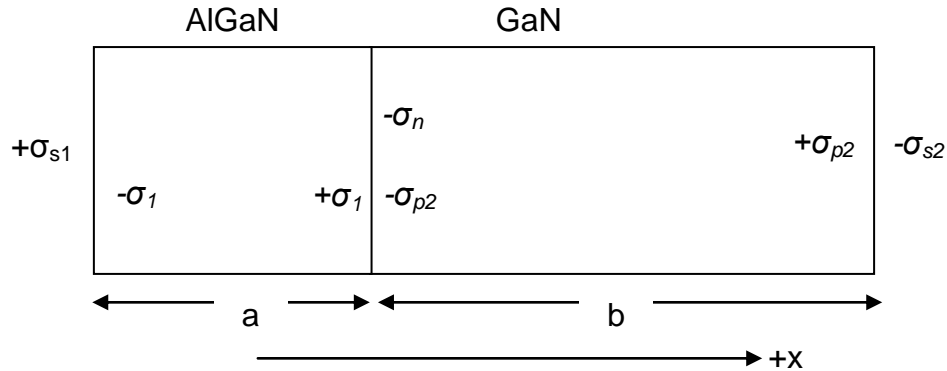
$$\sum Q_{serbest} + \sum Q_b + \sum Q_s = 0 \quad (2.15)$$

Eş.2.15, homojen olmayan, katmanlı malzeme için de geçerlidir. Katmanlı malzemede, $\sum Q_b$ terimi katman arayüzlerindeki kutuplanma farkından kaynaklanan arayüz yüklerini de içerir. Arayüz yükleri, varsa malzemedeki serbest taşıyıcıların bir kısmının arayüzlere yönelmesine sebep olur. Bir arayüzdeki serbest taşıyıcı yükü yoğunluğu, yük nötürlemesi ve iki dış yüzey arasındaki gerilim farkının sıfır olması koşullarından türetilir. Örneğin Şekil 2.7'de gösterilen AlGaIn/GaN gibi basit bir heteroeklem yapıda, toplam yük nötürlemesi ve örneğin dış yüzeyleri arasındaki gerilim farkı;

$$\sigma_{s1} - \sigma_{s2} - \sigma_n = 0 \quad (2.16)$$

$$E_1 a + E_2 b = 0 \quad (2.17)$$

şeklinde yazılır (Ridley vd. [54]). Burada, σ_{s1} , $-\sigma_{s2}$; dış yüzeylerdeki yük yoğunlukları, $-\sigma_n$; elektron yükü yoğunluğu (kolaylık açısından σ_n de elektron yükü yoğunluğu olarak anılacaktır), E_1 , E_2 ; elektrik alanlar, a ve b katman kalınlıklarıdır.



Şekil 2.7. AlGaIn/GaN heteroekleminde yükler.

+x yönü taraf elektrik alanın artan yönü olarak tanımlandığında, katmanlardaki elektrik alanlar,

$$E_1 = \left[\frac{\sigma_{s1}}{2\varepsilon_0\varepsilon_1} + \frac{\sigma_n}{2\varepsilon_0\varepsilon_1} + \frac{\sigma_{s2}}{2\varepsilon_0\varepsilon_1} \right] + \left[\frac{-\sigma_{p1}}{2\varepsilon_0\varepsilon_1} - \frac{\sigma_{p1}}{2\varepsilon_0\varepsilon_1} \right] = \frac{1}{\varepsilon_0\varepsilon_1} (\sigma_{s1} - \sigma_{p1}) \quad (2.18)$$

$$E_2 = \left[\frac{\sigma_{s1}}{2\varepsilon_0\varepsilon_2} - \frac{\sigma_n}{2\varepsilon_0\varepsilon_2} - \frac{-\sigma_{s2}}{2\varepsilon_0\varepsilon_2} \right] + \left[\frac{-\sigma_{p2}}{2\varepsilon_0\varepsilon_2} - \frac{\sigma_{p2}}{2\varepsilon_0\varepsilon_2} \right] = \frac{1}{\varepsilon_0\varepsilon_2} (\sigma_{s2} - \sigma_{p2}) \quad (2.19)$$

ve arayüzdeki net yük yoğunluğu,

$$\varepsilon_0\varepsilon_2 E_2 - \varepsilon_0\varepsilon_1 E_1 = (\sigma_{s2} - \sigma_{p2}) - (\sigma_{s1} - \sigma_{p1}) = \sigma_{p1} - \sigma_{p2} - \sigma_n \quad (2.20)$$

olur. Eş.2.17'den $E_2 b = \frac{a}{b} E_1$, Eş.2.20'de yerine konulursa, artı işaretli elektron yükü yoğunluğu,

$$\sigma_n = \sigma_{p1} - \sigma_{p2} + \varepsilon_0\varepsilon_1 E_1 \left(\frac{a}{b} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right) \quad (2.21)$$

bulunur.

Gerçek sistemlerde, bariyer katmanı tarafındaki $e\Phi$ Schottky bariyeri (veya yüzey potansiyeli), Fermi Enerjisi ve iletkenlik bandı süreksizliği de dikkate alındığında, artı işaretli elektron yükü yoğunluğu,

$$\sigma_n = \sigma_{p1} - \sigma_{p2} + \varepsilon_0\varepsilon_1 E_1 \left(\frac{a}{b} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right) - \left(\frac{\varepsilon_0\varepsilon_1}{ea} \right) (e\phi + E_F - \Delta E_c) \quad (2.22)$$

ile verilir (Ridley vd. [54]). Ridley vd. [54], n-tipi malzeme için Eş.22'nin sağ tarafındaki üçüncü terimin genellikle ihmal edilebileceğini belirtmektedir. Bu durumda, Eş.22, çoğu araştırmacı tarafından kullanılan,

$$n_{2D} = \frac{+\sigma}{e} - \left(\frac{\varepsilon_0\varepsilon}{e^2 d} \right) (e\phi + E_F - \Delta E_c) \quad (2.23)$$

ifadesine dönüşür (Ambacher vd. [56], Gonshorek [58]). Burada, $+\sigma$; arayüzdeki pozitif bağlı yük yoğunluğu (net yük yoğunluğu), $\varepsilon_0\varepsilon$, d , $e\Phi$; bariyer katmanının

elektrik geçirgenliği, katman kalınlığı ve Schottky kontağının iş fonksiyonu (Schottky kontağı olmadığı durumda ise yzzey potansiyelidir), E_F ; 2BEG arayznde, GaN iletkenlik bandı alt noktasına gze Fermi Enerjisi, ΔE_c ise arayzde bariyer katmanı ve GaN arasındaki iletkenlik bandı sreksizliğidir.

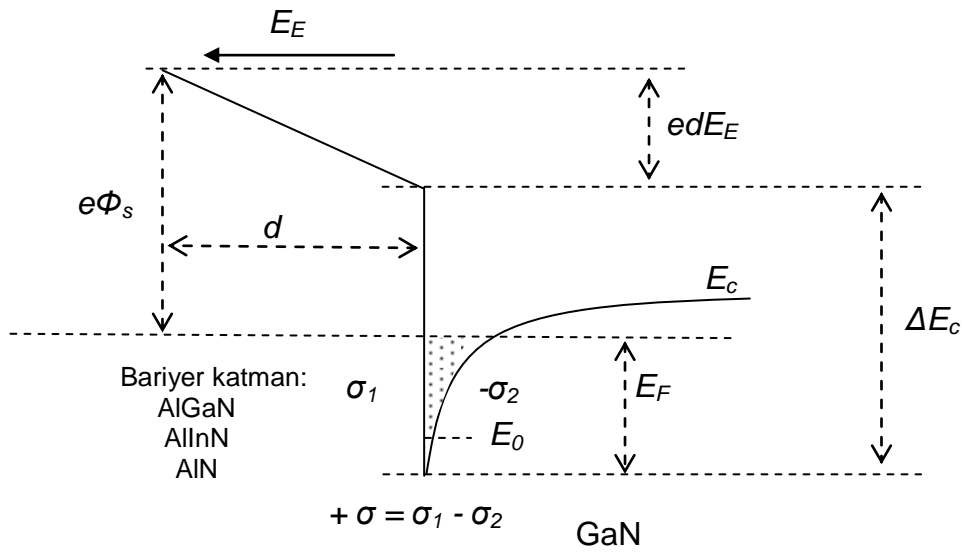
Eş.2.23, 2 katmanlı yapı iwin kurulan bir denge bağıntısından turetilebilir. Denge bağıntısı, yzzey potansiyelinin, bariyer katman (orneğin AlGaN, AlInN veya AlN) tarafında dış yzzeyden 2BEG dzlemine kadar iletkenlik bandı enerjisindeki değişim ile dengelendiği koşuludur (şekil 2.8) ve şu şekilde yazılır (Gonschorek [58]);

$$e\phi - ed(E_E) - \Delta E_c + E_F = 0 \quad (2.24)$$

Burada, E_E ; bariyer bzlgesindeki elektrik alandır ve arayzdeki net yzk ($+\sigma$) ile 2BEG yzk ($-en_{2D}$) tarafından belirlenir. E_E , bariyer tarafında arayzden uzaklaşan yznde pozitif olacak şekilde tanımlandığında; $E_E = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon} (\sigma - en_{2D})$ ile, d kalınlığındaki

bariyer katmanında elektronun ($-e$ yzk) elektrik alan enerjisindeki değişim ise; $-ed(E_E) = \frac{-ed}{\epsilon_0 \epsilon} (\sigma - en_{2D})$ ile verilmiştir. Elektrik alanlar Eş.2.24'te yerine konulup

uygun dzzenleme yapıldığında Eş.2.23 elde edilir.



şekil 2.8. Heteroeklemede iletkenlik bandı değişimi.

Eş.2.22, Eş.2.23 ve Eş.2.24'teki nicelikler için aşağıda verilen ifadeler kullanılabilir (Ambacher vd. [55]; Ambacher vd. [56]);

1) Üçgen kuantum kuyusunun,

Fermi Enerjisi;

$$E_F = E_0 + (E_F - E_0) \quad (2.25)$$

Temel enerji seviyesi;

$$E_0 = \left(\frac{9\pi\hbar^2}{8\varepsilon_0\varepsilon\sqrt{8m^*}} n_{2D} \right)^{2/3} \quad (2.26)$$

E_F ile E_0 arasındaki fark;

$$E_F - E_0 = \frac{\pi\hbar^2}{m^*} n_{2D} \quad (2.27)$$

2) $A_xB_{1-x}N/GaN$ yapı için iletkenlik bandı süreksizliği;

$$\Delta E_c = 0,63(E_{G,ABN}(x) - E_{G,ABN}(0)) \quad (2.28)$$

3) Bant aralığı,

$Al_xGa_{1-x}N/GaN$ için;

$$E_G(x) = E_{G,Al} \cdot x + E_{G,GaN} \cdot (1-x) - 1 \cdot x(1-x) \text{ (eV)} \quad (2.29)$$

$Al_xIn_{1-x}N$ için;

$$E_G(x) = E_{G,Al} \cdot x + E_{G,In} \cdot (1-x) - 5,4 \cdot x(1-x) \text{ (eV)} \quad (2.30)$$

$$E_G(x) = E_{Al} \cdot x + E_{In} \cdot (1-x) - 2,5x(1-x) \text{ (eV)} \text{ (Pelá vd. [57])} \quad (2.31)$$

4) Bağlı elektrik geçirgenlik,

$Al_xGa_{1-x}N$ için;

$$\varepsilon(x) = 0,03x + 10,285 \quad (2.32)$$

Al_xIn_{1-x}N için;

$$\varepsilon(x) = -4,30x + 14,61 \quad (2.33)$$

Çok katmanlı yapılarda denge bağıntısının, tüm katmanlardan gelen etkileri içerecek şekilde yazılması gerekmektedir. Örneğin üçlü AlInN/AIN/GaN yapı için denge bağıntısı, Gonschorek [58] tarafından,

$$e\phi - ed_{AlInN}(E_{E,AlInN}) - \Delta E_{c,AlInN/AIN} - ed_{AIN}(E_{E,AIN}) - \Delta E_{c,AlInN/GaN} + E_F = 0 \quad (2.34)$$

ile verilmekte, ve bariyer katmanlarındaki elektrik alanlar da

$$E_{E,AIN} = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_{AIN}} (\sigma_{AIN/GaN} - en_{2D}) \quad (2.35)$$

$$E_{E,AIN} = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_{AlInN}} (\sigma_{AlInN/GaN} + \sigma_{AIN/GaN} - en_{2D}) \quad (2.36)$$

biçiminde ifade edilmektedir.

Burada,

$\sigma_{AIN/GaN}$; AIN/GaN arayüzündeki net bağlı yük,

$\sigma_{AlInN/GaN}$; AlInNGaN arayüzündeki net bağlı yük,

$\Delta E_{c,AlInN/AIN}$; AlInN ve AIN geçişinde iletkenlik bandı süreksizliği,

$\Delta E_{c,AlInN/GaN}$; AIN ve GaN geçişinde iletkenlik bandı süreksizliği,

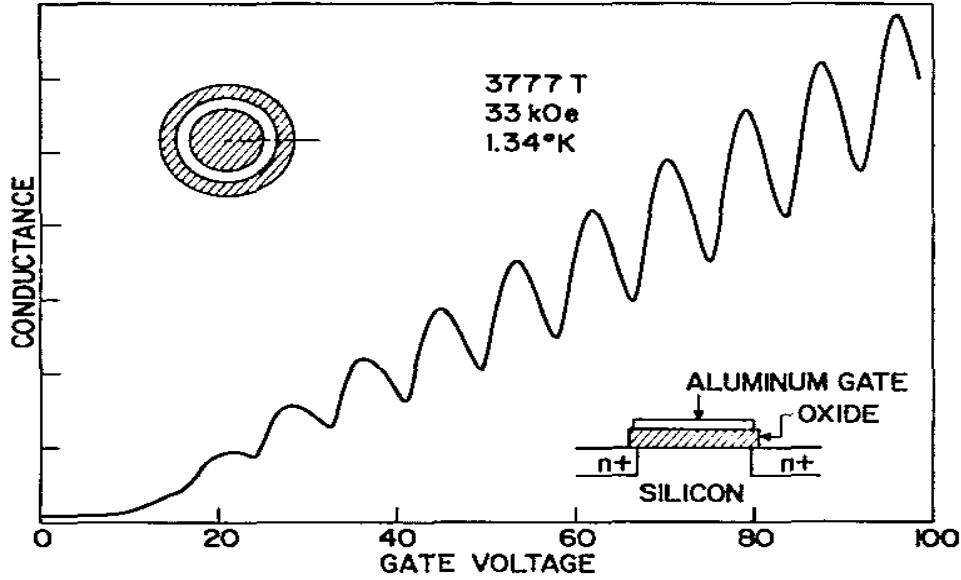
ve diğer nicelikler önceki anlamlarını taşımaktadır.

2.3. İki Boyutlu Elektron Gazı (2BEG)

2BEG sisteminde, elektronlar iki boyutta serbestçe hareket edebilmektedir, fakat bu iki boyutun belirlediği düzleme dik olan üçüncü boyuttaki hareketleri kısıtlanmıştır. Bu tür bir etki, malzeme yüzeylerinde doğal olarak görülebilir.

Schrieffer [59], malzeme içinde dar bir potansiyel kuyusundaki elektronların klasik davranmayacaklarını öngörmesine rağmen, enerji düzeylerinin arayüz saçılmasından dolayı genişleyeceği düşüncesiyle gözlenemeyeceğini ileri sürmüştür.

Ancak, Fowler vd. [60] tarafından yapılan bir deneyde, p-tipi Si'da SdH salınımları gözlenmiştir. Fowler ve ekibi, bu SdH salınımlarını, Si alttaş ile Al kontak arasına uygulanan gerilim farkının (elektriksel alan Si yüzeyine diktir) sonucu olarak Si yüzeyinde oluşan 2BEG varlığı ile açıklamıştır. Şekil 2.9'da Fowler ve ekibi tarafından ölçülen, sabit manyetik alanda geçit voltajına karşı ölçülen iletkenlik grafiği gösterilmiştir.



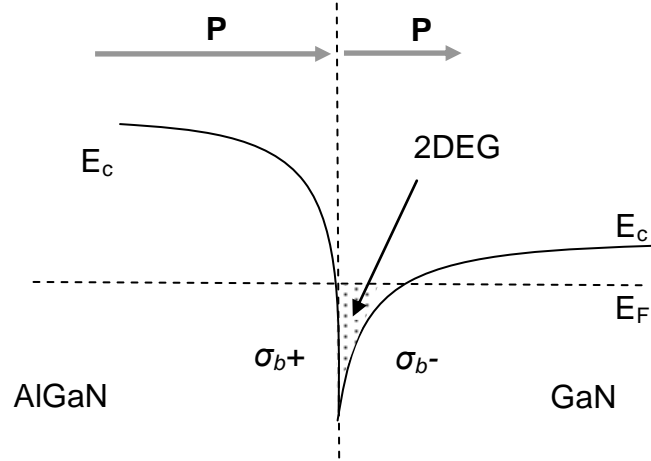
Şekil 2.9. p-Si'da geçit voltajına karşılık iletkenlik ölçümü (Fowler vd. [60]'dan alınmıştır).

Üçüncü boyuttaki hareketin kısıtlanması malzemenin yüzeyinde olabildiği gibi, farklı malzemelerin arayüzlerinde de mümkündür. Malzeme arayüzünde 2BEG, ilk defa n-tipi katkılanmış GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$ heteroeklem yapılarında gözlenmiştir (Dingle vd. [61]; Störmer vd. [62]; Dingle vd. [63]). Bu yapılarda, 2BEG daha küçük bant aralığına sahip GaAs tarafında oluşmuştur. Bu dönemde yoğunlaşan heteroeklem araştırmalarında, 2BEG kaynaklı yeni fiziksel olaylar keşfedilmiştir. Örneğin, Klitzing vd. [64], MOSFET tipi yapıda Kuantize Hall Etkisini (QHE, *Quantized Hall Effect*) gözlemlemiştir. QHE platolarında Hall direnci (günümüzde

bir direnç standardı olarak kabul edilmektedir), h/e^2 'nin tam sayı kesirleridir ($h/e^2=25,812 \text{ k}\Omega$ ve $R_{HF}=(h/e^2)/i$ $i=1,2,3$). Klaus von Klitzing, QHE'nin keşfinden dolayı, 1985 yılı Nobel Fizik Ödülüne layık görülmüştür.

2BEG, nitratlı heteroeklem yapılarında, ilk defa Khan vd. [28] tarafından AlGaIn/GaN'da rapor edilmiştir. Katmanlarında katkılama bulunmayan bu yapıda 2BEG, elektrik kutuplanması sonucu oluşur.

Hangi yapıda olursa olsun, 2BEG'in bulunduğu katmanın iletkenlik bandı (E_c), 2BEG bölgesinde Fermi Enerjisi (E_F) düzeyinin altındadır. Bu bölge, bir boyutlu kuantum kuyusu görevi görmektedir. Şekil 2.10'da, AlGaIn/GaN heteroekleminin arayüz bölgesinde enerji-bant diyagramı ve 2BEG şematik olarak gösterilmektedir.



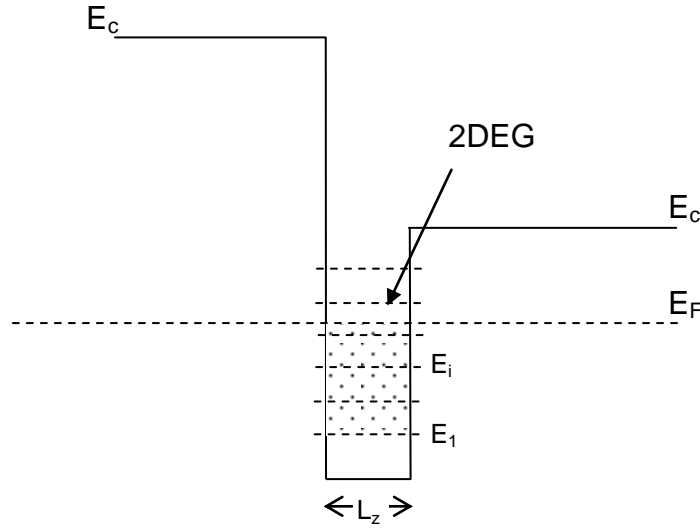
Şekil 2.10. AlGaIn/GaN heteroekleminin arayüz bölgesinde enerji-bant diyagramı ve 2BEG.

Elektronların 2BEG düzlemine (xy-düzlemi) dik doğrultudaki (z-ekseni) hareketlerinin enerjisi kuantumludur. Bu kuantumlu enerji düzeyleri, alt-bandlar olarak bilinir. Enerjisi E_i olan bir alt-bandda bulunan 2BEG elektronun enerjisi,

$$E(k_x, k_y, i) = \left(\frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} \right) + E_i \quad (2.37)$$

ifadesiyle verilir (elektronun spini dikkate alınmamıştır). Burada m^* elektronun etkin kütesidir ve i alt-bant numarasıdır. Eşitliğin sağ tarafındaki ilk terim elektronun 2BEG düzlemindeki serbest hareketine karşılık gelir (ancak k_x ve k_y , yine de dalga

fonksiyonunun sınır koşulları tarafından belirlenir). E_i ise üçgenimsi kuantum kuyusunun şekli (ortalama genişliği) tarafından belirlenen enerji düzeyleridir. Anlatım kolaylığı bakımından, Şekil 2.11'deki dikdörtgen biçimli bir boyutlu kuantum kuyusu örneğini kullanalım.



Şekil 2.11. Dikdörtgen biçimli kuantum kuyusu ve E_i alt-bant enerji seviyeleri.

Dikdörtgen biçimli kuantum kuyusunda,

$$E_i = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{i\pi}{L_z} \right)^2 \quad i=1, 2, 3. \quad (2.38)$$

ile verilir. Burada L_z kuantum kuyusunun genişliğidir. xy -düzleminin boyutları L_x ve L_y olmak üzere $L_z \ll L_x$ ve $L_z \ll L_y$ 'dir. Elektron yoğunluğu yeterince düşük olan 2BEG, düşük sıcaklıklarda sadece ilk alt-bandı doldurur.

2 boyutta elektronik durum yoğunluğu enerjiden bağımsızdır ve Weisbuch ve Winter [65] tarafından,

$$g_{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \quad (2.39)$$

ifadesiyle verilebileceği gösterilmiştir. Mutlak sıfır sıcaklığında E_F 'ye kadar tüm dolu durumların toplamı ise, 2BEG'in taşıyıcı yoğunluğunu verir;

$$n_{2D} = \int_{E_1}^{E_F} g_{2D}(E) f(E)_{T=0} dE = \frac{m^*(E_F - E_1)}{\pi \hbar^2} \quad (2.40)$$

Eş.2.40'ta $f(E) = 1/(e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1)$, Fermi-Dirac dağılım fonksiyonudur:

2BEG düzlemine (xy-düzlemi) dik B manyetik alanı altında, Eş.2.37'deki ilk terim, enerjisi $E(n)$ olan Landau düzeylerine dönüşür;

$$E(n) = (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_c \quad (2.41)$$

ve elektronun toplam enerjisi,

$$E(n, i) = (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_c + \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{i\pi}{L_z} \right)^2 \quad (2.42)$$

ile ifade edilir (Bastard ve Schulman [66]). Burada, n (0, 1, 2, 3,...) Landau kuantum sayısı, $\omega_c = eB/m^*$ siklotron frekansı ve m^* elektronun etkin kütesidir. Ardışık Landau düzeyleri birbirlerinden $\hbar \omega_c$ kadar ayrılmıştır.

Landau kuantizasyonu, durum yoğunluğu fonksiyonunu sürekli halden, aralarındaki mesafeler aynı olan, bir dizi δ -fonksiyonuna dönüştürür (Şekil 2.12a). Burada, Eş.2.37'de k_x ve k_y ile temsil edilen sürekli durumlar, manyetik alan altında Landau düzeyleri üzerinde yığılmışlardır. Dolayısıyla her bir Landau düzeyi dejenereliği (p), Landau düzeyleri arasındaki enerji farkının ($\hbar \omega_c$) Eş.2.39'da verilen g_{2D} ile çarpımına eşittir;

$$p = \frac{eB}{\pi \hbar} \quad (2.43)$$

Eş.2.43'ten, dejenereliğin manyetik alan ile orantılı olduğunu görebiliriz. Manyetik alan büyüdükçe, Landau düzeyleri arasındaki mesafe artar ve Landau düzeyleri sırayla Fermi Enerjisi (E_F) düzeyinden geçerler. Bu durumda, Fermi Enerjisi (E_F) düzeyinden geçmekte olan dolu Landau düzeyindeki elektronlar, enerjisi E_F 'nin altında kalan önceki Landau düzeylerine yığılırlar. Böylece, Fermi düzeyindeki durum yoğunluğunda periyodik salınımlar olur (salınım periyodu $1/B$ ile orantılıdır).

Böylece, durum yoğunluğuna bağlı olan, ölçülebilen tüm fiziksel niceliklerde gözlenebilir.

Gerçekte, elektronların saçılmaları nedeniyle, δ -fonsiyonu biçiminde olan Landau düzeyleri Şekil 2.12.b'deki gibi genişler. Buna çarpışma genişlemesi (*collision broadening*) denilmektedir. Elektronların, ardışık iki çarpışma olayı arasındaki ortalama serbest zamanı, kuantum ömrü (τ_q) olarak bilinir. τ_q (ve karşılık gelen kuantum mobilitesi μ_q) kavramının taşınım ömrü (τ_q) ile farkı Bölüm 2.6'da anlatılmaktadır. Burada şunu belirtmekte fayda var; τ_q , elektronun elektrik alan altındaki sürüklenmesinin bir ölçüsü değildir, çünkü elektronun çarpışma sonrasındaki yönünün öncesindeki yönü ile aynı doğrultuda olup olmaması elektronun eşit olasılıklı kuantum durumları arasındaki geçiş bakımından önemli değildir.

Landau düzeylerinin çarpışma genişlemesi ile kuantum ömrü arasındaki ilişki, Heisenberg belirsizlik ilkesi uyarınca,

$$\Gamma \geq \frac{\hbar}{\tau_q} \quad (2.44)$$

olarak yazılabilir. Burada, Γ Landau düzeyinin yarı-yüksekliğindeki tam genişliğidir. Γ 'nin enerji ve manyetik alandan bağımsız olduğu varsayımı ve Landau yarılmasının, $\hbar\omega_c \ll E_F$ koşulunu sağladığı düşük ve $\hbar\omega_c > \Gamma$ ($\tau_q = \hbar/2\Gamma$) olacak şekilde yeterince yüksek olduğu alanlarda, Landau düzeyleri *Lorentzian* tipi fonksiyonlarla temsil edilebilirler. Bu yaklaşım altında, $1/B$ ile periyodik davranış gösteren $g(E,B)$ durum yoğunluğu fonksiyonu Eş.2.45'teki gibi;

$$\frac{\Delta g(E,B)}{g_0} = 2 \sum_{r=1}^{\infty} D(r\chi) \exp\left(\frac{-\pi r}{\omega_c \tau_q}\right) \cos\left(\frac{2\pi r E}{\hbar\omega_c} - \pi r\right) \quad (2.45)$$

bir dizi periyodik fonksiyonun toplamı şeklinde ifade edilebilir (Isihara ve Smrcka [67]; Coleridge vd. [68]). Burada, g_0 ; manyetik alan yokken Eş.2.39 ile verilen durum yoğunluğu, $\Delta g(E,B) = g(E,B) - g_0$; r ise harmonik numarasıdır ($\chi = \frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar\omega_c}$ ve

$D(\chi)$ fonksiyonuna Bölüm 2.4'te değinilmiştir).

Landau düzeyleri elektronların spini nedeniyle iki farklı enerji düzeyine yarırlar. Bu düzeylerin enerjileri,

$$E_s(m_s) = g\mu_B B m_s \quad (2.46)$$

ifadesiyle verilir (Eisberg ve Resnick [69]). Burada $m_s(\pm 1/2)$ spin kuantum sayısı, μ_B Bohr magnetonu, g niceliği ise g -faktörü (Lande çarpanı) olarak bilinir. Spin yarılmaları da hesaba katıldığında, 2BEG düzlemine dik manyetik alan altında bir elektronun enerjisi,

$$E(n, i, s) = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c + E_i + E_s \quad (2.47)$$

olur.

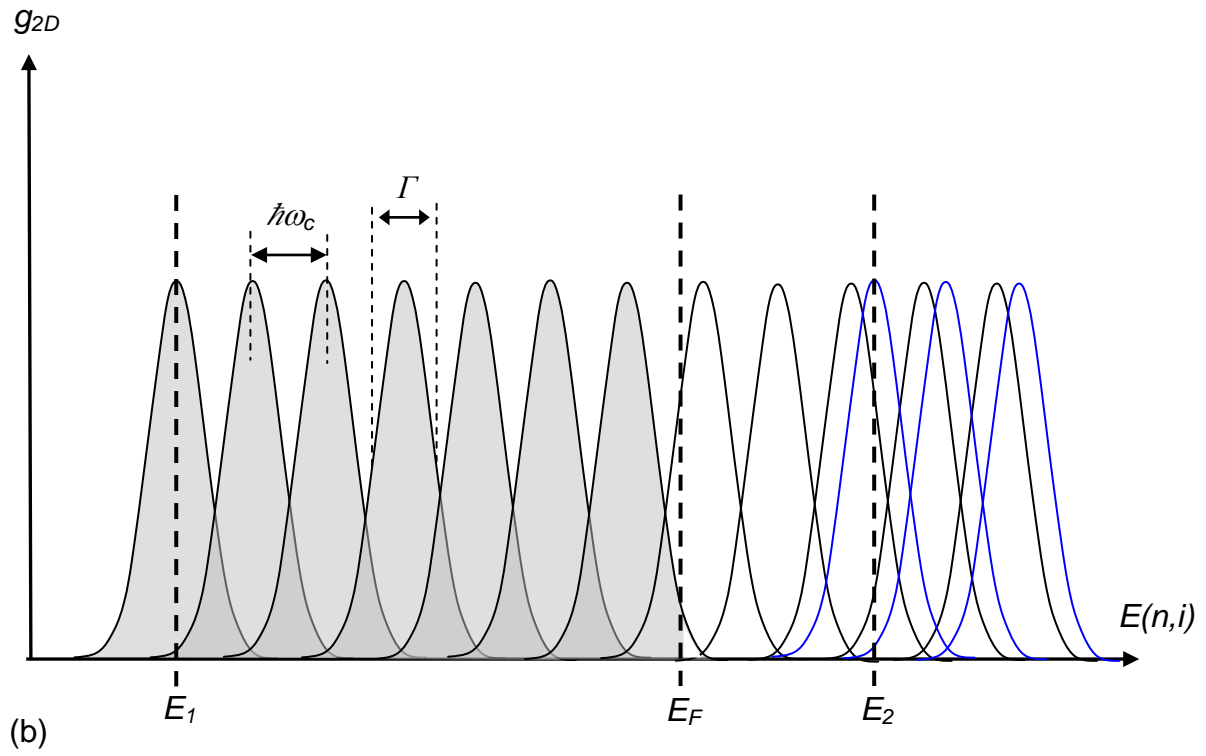
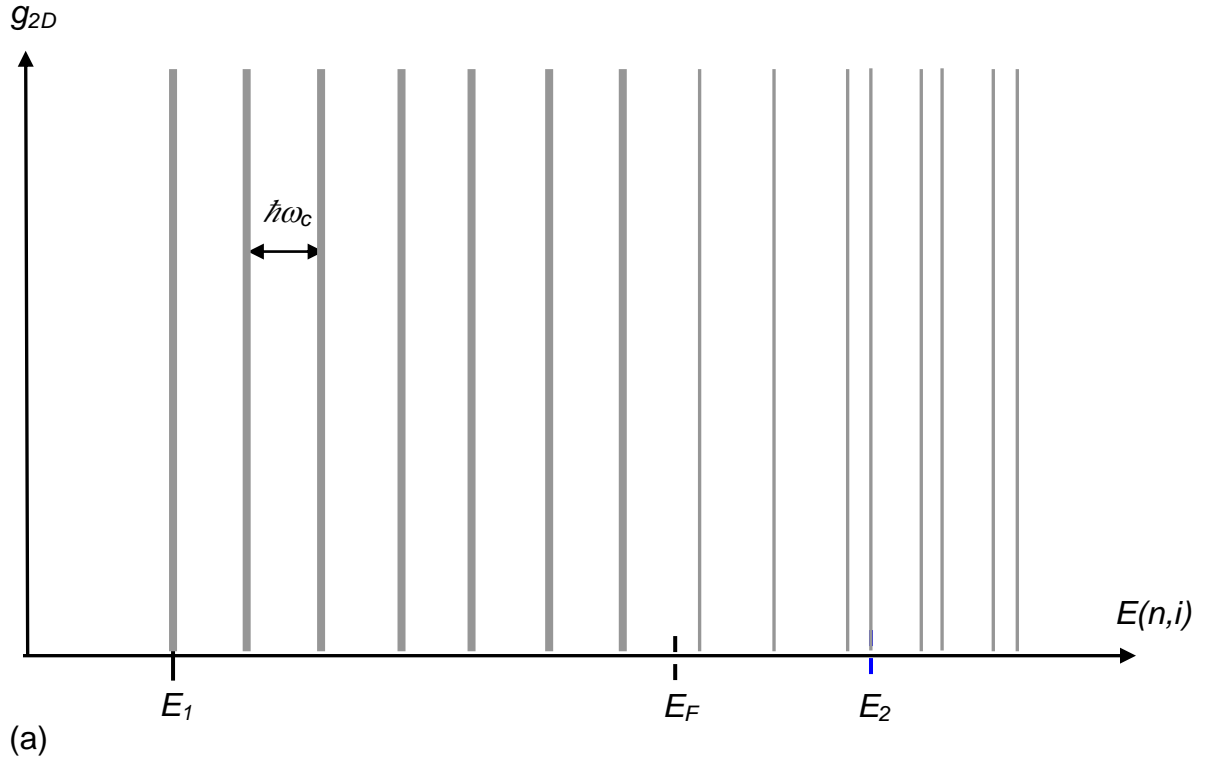
Spin yarılmaları Landau düzeylerinin genişlemesinden çok daha küçük olduğundan ihmal edilebilir. Örneğin spin yarılmaları, Siekacz vd. [70]'ın, AlGaIn/GaN yapıdaki 2BEG için bulduğu etkin Lande çarpanı $g^* = 3,6$ değeri için;

$$\Delta E_s = E_{1/2} - E_{-1/2} = 0,02B \text{ (meV) 'dur.}$$

Landau düzeyleri arasındaki fark ise; $\Delta E(\omega_c) = \hbar\omega_c = \hbar \frac{e}{m^*} B$ 'den,

$\Delta E(\omega_c) = 0,46B \text{ (meV) 'dur.}$ 2BEG etkin kütlesi için, bu çalışma kapsamında bulunan $m^* (0,25m_e)$ alınmıştır.

Böylece, $\Delta E(\omega_c) \gg \Delta E_s$ olduğundan spin yarılmaları ihmal edilebilir.



Şekil 2.12. Manyetik alan altında 2BEG durum yoğunluğu (g_{2D}). (a) δ -fonksiyonu tipi Landau düzeyleri, (b) çarpışmalar nedeniyle genişlemiş *Lorentzian* tipi Landau düzeylerini göstermektedir.

2.4. SdH Salınımları

İki boyutlu elektron gazı sistemlerinin düşük sıcaklıklardaki magnetotransport özelliklerinin araştırılmasında, boyuna magnetodirenç ölçümlerinde gözlenen SdH salınımlarının çözümlenmesi yaygın olarak kullanılan bir yöntemdir (Bayraklı [71]; Balkan vd. [72]).

2BEG düzlemine dik manyetik alan altında, boyuna magnetodirenç,

$$R_{xx}(B) = R_M(B) + R_{osc}(B) \quad (2.48)$$

ifadesine uymaktadır. Eş.2.48'in sağ tarafındaki ilk terim magnetodirencin tekdüze kısmını, ikinci terim ise SdH salınımlarını temsil etmektedir.

SdH salınımları için; elektronların saçılması nedeniyle oluşan Landau düzeyi genişlemesi, Fermi düzeyindeki yayılma $k_B T$ ($k_B T \ll E_F$) ve spin yarılmaları hesaba katılarak, Argyres [73] tarafından verilen analitik bağıntı şu şekildedir;

$$\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho_0} = \sum_{r=1}^{\infty} b_r \cos\left(\frac{2\pi r E_F}{\hbar\omega_c} - r\pi\right) \quad (2.49)$$

Burada $\Delta\rho_{xx} = \rho_{xx} - \rho_0$, ρ_0 sıfır manyetik alandaki öz dirençtir.

$$b_r = D(r\chi) \left(\frac{2(\omega_c \tau_q)^2 \exp\left(\frac{-r\pi}{\mu_q B}\right)}{1 + (\omega_c \tau_q)^2} \right) \cos(r\pi\nu) \quad (2.50)$$

niceliği, SdH salınımlarının genliğini belirler (Ando vd. [74]).

Burada,

$$\chi = \frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar\omega_c} \text{ olmak üzere,}$$

$$D(r\chi) = \frac{r\chi}{\sinh(r\chi)} \quad (2.51)$$

çarpanı, Fermi düzeyindeki sıcaklık yayılmasının,

$\cos(r\pi\nu)$ çarpanı, spin yarılmalarının ve

$$\frac{2(\omega_c \tau_q)^2}{1+(\omega_c \tau_q)^2} \exp\left(\frac{-r\pi}{\mu_q B}\right) \quad (2.52)$$

terimi Landau düzeylerinin çarpışma genişlemesinin SdH salınımlarının çizgi şekline etkisini ifade etmektedir. Eş.2.50 ve Eş.2.52'deki kuantum mobilitesi μ_q , 2D elektronların kuantum mobilitesidir ve

$$\mu_q = \frac{e\tau_q}{m^*} \quad (2.53)$$

dir. τ_q kuantum ömrüdür (burada yine, Eş.2.53, Eş.2.52'deki $\mu_q B$ 'de kullanıldığında, $\mu_q B = \omega_c \tau_q$ olduğunu görmekte fayda var).

Landau düzeylerinin çarpışma genişlemesi $\omega_c \tau_q (= \mu_q B)$, yüksek harmoniklerin Eş.2.49'daki toplamaya etkisini azaltmaktadır. Dolayısıyla, $\omega_c \tau_q > 1$ ($\mu_q B > 1$) koşulunu sağlayan manyetik alan bölgesinde, yüksek harmoniklerin katkısı ihmal edilebilir ($r=1$ alınır). SdH salınımları ifadesi (Eş.2.49) türetilirken, bir boyutlu kuantum kuyusunun sadece birinci enerji bandının (ilk alt-bant) dolu olduğu varsayılmıştır. İkinci ve daha üstteki bandlarda elektron bulunması durumunda, Eş.2.49'da verilen ifade dolu tüm alt-bandlar üzerinden toplanmalıdır.

Yüksek harmoniklerin ve spin yarılmasının ihmal edildiği ve sadece birinci alt bandın dolu olduğu durumda Eş.2.49'u tekrar düzenlersek, SdH salınımları için;

$$\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho_0} = \left(\frac{2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c}{\sinh(2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c)} \right) \left(\frac{2(\omega_c \tau_q)^2}{1+(\omega_c \tau_q)^2} \exp\left(\frac{-\pi}{\mu_q B}\right) \right) \cos\left(\frac{2\pi E_F}{\hbar \omega_c}\right) \quad (2.54)$$

yazabiliriz. 2D Elektronların kuantum mobilitesinin, düşük sıcaklık bölgesinde sıcaklıktan bağımsız olduğunu varsayarsak, Eş.2.54'te sadece ilk parantezli terim sıcaklığın fonksiyonu olarak kalır. Buna göre, bir salınım pikinin meydana geldiği B_n (n , pik numarasıdır) manyetik alan değerinde, SdH salınımlarının genliği,

$$A(T, B_n) = (\text{sabit}) \frac{T}{\sinh(2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c)} \quad (2.55)$$

olarak yazılabilir. Eş.2.55, sıcaklığa bağlı ölçümlerden 2D etkin kütesinin (m^*) bulunmasında kullanılır.

B_n değerlerinde, 2.54'teki kosinüs fonksiyonu bire eşittir;

$$\left(\frac{2\pi E_F}{\hbar \frac{e}{m^*} B_n} \right) = 2\pi k \quad n, k = 1, 2, 3, \dots$$

$$\left(\frac{1}{B_n} \right) = ck \quad n, k = 1, 2, 3, \dots \quad \text{ve} \quad c = \frac{e\hbar}{m^* E_F}$$

$$\left(\frac{1}{B_n} - \frac{1}{B_{n+m}} \right) = c(k - (k - m)) = cm \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

ve buradan salınım periyodu;

$$\Delta \left(\frac{1}{B} \right) = \frac{\left(\frac{1}{B_n} - \frac{1}{B_{n+m}} \right)}{m} = c \quad (2.56)$$

bulunur. Deneysel olarak en yüksek manyetik alanda gözlenen salınım piki 1.pik olarak numaralandırılırsa, $1/B$ 'nin pik numarasına karşı çizilen grafiğinin eğimi salınım periyodunu verir.

Yukarıda, periyot, c katsayısına eşittir. Periyot ölçüldükten sonra, c 'ye eşitliğinden m^* ve E_F niceliklerinden biri biliniyorsa diğeri hesaplanabilir,

$$\Delta \left(\frac{1}{B} \right) = \frac{e\hbar}{m^* E_F} \quad (2.57)$$

Buradaki $m^* E_F$, Eş.2.39'daki taşıyıcı yoğunluğunda yerine konulursa, 2BEG taşıyıcı yoğunluğu,

$$n_{2D} = \frac{e}{\pi \hbar \Delta \left(\frac{1}{B} \right)} \quad (2.58)$$

bulunur. Böylece, salınım periyodunun ölçülmesiyle, 2BEG'in yoğunluğu da hesaplanabilir.

Bir salınım pikinin bağıl genliği, T sıcaklığında ölçülen salınım genliğinin, ölçüm yapılan en düşük sıcaklıktaki (T_0) genliğe oranı olarak tanımlanmaktadır. O halde, Eş.2.55'i T ve T_0 için yazıp birbirine oranlayarak, bağıl genlik için;

$$\text{bağıl genlik} = \frac{A(T, B_n)}{A(T_0, B_n)} = \frac{T \sinh\left(\frac{2\pi^2 k_B m^* T_0}{\hbar e B_n}\right)}{T_0 \sinh\left(\frac{2\pi^2 k_B m^* T}{\hbar e B_n}\right)} \quad (2.59)$$

formunda kullanışlı bir ifade türetilir. Ölçümlerden B_n 'ye karşın elde edilen bağıl genliğin sıcaklıkla değişimi Eş.2.59'a karşılaştırılarak, 2D elektronun etkin kütlesi, m^* hesaplanabilir.

Eş.2.54'te ortadaki parantez (veya Eş.2.52), çarpışma genişlemesi terimidir ve SdH salınımlarının zarfını belirler (aşağıda tekrar yazılmıştır);

$$\frac{2(\omega_c \tau_q)^2}{1 + (\omega_c \tau_q)^2} \exp\left(\frac{-r\pi}{\mu_q B}\right)$$

Zarfın ilk terimi, $\omega_c \tau_q \geq 1$ koşuluna (Eş.2.54'teki SdH için aynı koşul kullanılmış idi) uyan manyetik alanlarda yaklaşık bire eşit alınabilir. Geriye kalan terim, Landau düzeylerinin çarpışma genişlemesinin SdH salınımlarının genliğine etkisini belirleyen terim "Dingle faktörü" olarak bilinir ve

$$\exp\left(\frac{-\pi}{\mu_q B}\right) = \exp\left(\frac{-\pi}{\omega_c \tau_q}\right) = \exp\left(\frac{-2\pi^2 k_B T_D}{\hbar \omega_c}\right) \quad (2.60)$$

şeklinde yazılabilir. Burada,

$$T_D = \frac{\hbar}{2\pi k_B \tau_q} \quad (2.61)$$

Dingle sıcaklığıdır. Elektronun etkin kütlesi m^* biliniyorsa, $D(\chi)$ niceliğinin değeri Eş.2.51'den hesaplanabilir. $B=B_n$ manyetik alan değerinde gözlenen salınım pikinin genliği (Eş.2.55) $D(\chi)$ 'e bölünerek, genliğin $T=0$ 'daki değeri bulunur:

$$\frac{A(T, B_n)}{D(\chi)} = C \exp\left(\frac{-\pi}{\mu_q B_n}\right) \quad (2.62)$$

Burada C bir sabittir ve Dingle sıcaklığının manyetik alandan bağımsız olduğu varsayılmıştır (Eş.2.55'te 2D Elektronların kuantum mobilitesinin sıcaklıktan bağımsız olduğu varsayılmıştı). Eş.2.62'de her iki tarafın logaritması alınırsa,

$$\text{Ln} \left[\frac{A(T, B_n) B_n^{-1/2} \sinh(\chi)}{\chi} \right] = (\text{sabit}) - \frac{\pi}{\mu_q} \frac{1}{B_n} \quad (2.63)$$

elde edilir. Deneysel olarak, T sıcaklığında ölçülen SdH salınımlarının $A(T, B_n)$ genlikleri elde edilip Eş.2.63'te yerine yazılırsa, bu eşitliğin sol tarafından hesaplanan niceliğin $1/B_n$ 'ye karşı çizilen grafiğinin eğiminden 2D elektronların kuantum mobilitesi, μ_q bulunabilir (ve kuantum ömrü $\tau_q = \mu_q m^*/e$ hesaplanabilir).

2.5. Hall Salınımları

Eş.2.49'da verilen SdH salınımları, $\omega_c \tau_q \geq 1$ koşulunda şu şekilde yeniden düzenlenebilir;

$$\frac{\Delta \rho_{xx}}{\rho_0} = \sum_{r=1}^{\infty} \exp\left(\frac{-r\pi}{\mu_q B}\right) D(r\chi) \cos\left(\frac{2\pi r E_F}{\hbar \omega_c} - r\pi\right) \quad (2.64)$$

Buradaki terim ve nicelikler önceki anlamlarını taşımaktadır. Bu aynı zamanda

Eş.2.45'te verilen durum yoğunluğu fonkiyonu aralarındaki bağlantının

$$\frac{\Delta \rho_{xx}}{\rho_0} = \frac{1}{2} \frac{\Delta g(E_F, B)}{g_0} \quad (2.65)$$

olduğunu göstermektedir.

Durum yoğunluğuna bağlı olarak, ölçülen Hall direncinde de değişikli olur. Coleridge vd. [68], öz direnç tensörünün elemanlarının osile eden kısımları ($\Delta \rho_{xx}/\rho_0$ ve $\Delta \rho_{xy}/\rho_0$) ve durum yoğunluğu arasında,

$$\frac{\Delta \rho_{xx}}{\rho_0} = -\omega_c \tau_t \frac{\Delta \rho_{xy}}{\rho_0} = \frac{1}{2} \frac{\Delta g(E_F, B)}{g_0} \quad (2.66)$$

eşitliğinin geçerli olduğunu göstermiştir. Burada, τ_t , 2D elektronun taşınım ömrüdür. 2 boyutta öz direnç tensörleri, ölçülen dirençlere, $\rho_{xx}=R_{xx}a$ (Hall bar için $a=en/boy$) ve $\rho_{xy}=R_{xy}$ ile bağlıdır.

Taşınım mobilitesi, taşınım ömründen;

$$\mu_t = \frac{e}{m^*} \tau_t \quad (2.67)$$

ile hesaplanabilir.

Klasik Hall ölçümlerinde bulunan Hall mobilitesi, taşınım mobilitesine, r saçılma faktörü ile bağlıdır (Bu çalışma kapsamında, r 'nin irdelenmesine ihtiyaç kalmadığından sadece aşağıdaki eşitlik verilmiştir (Yüksek elektron yoğunluklarında $r=1$ alınır).

$$\mu_H = r \mu_t \quad (2.68)$$

2.6. Kuantum Mobilitesi ve Taşınım Mobilitesi

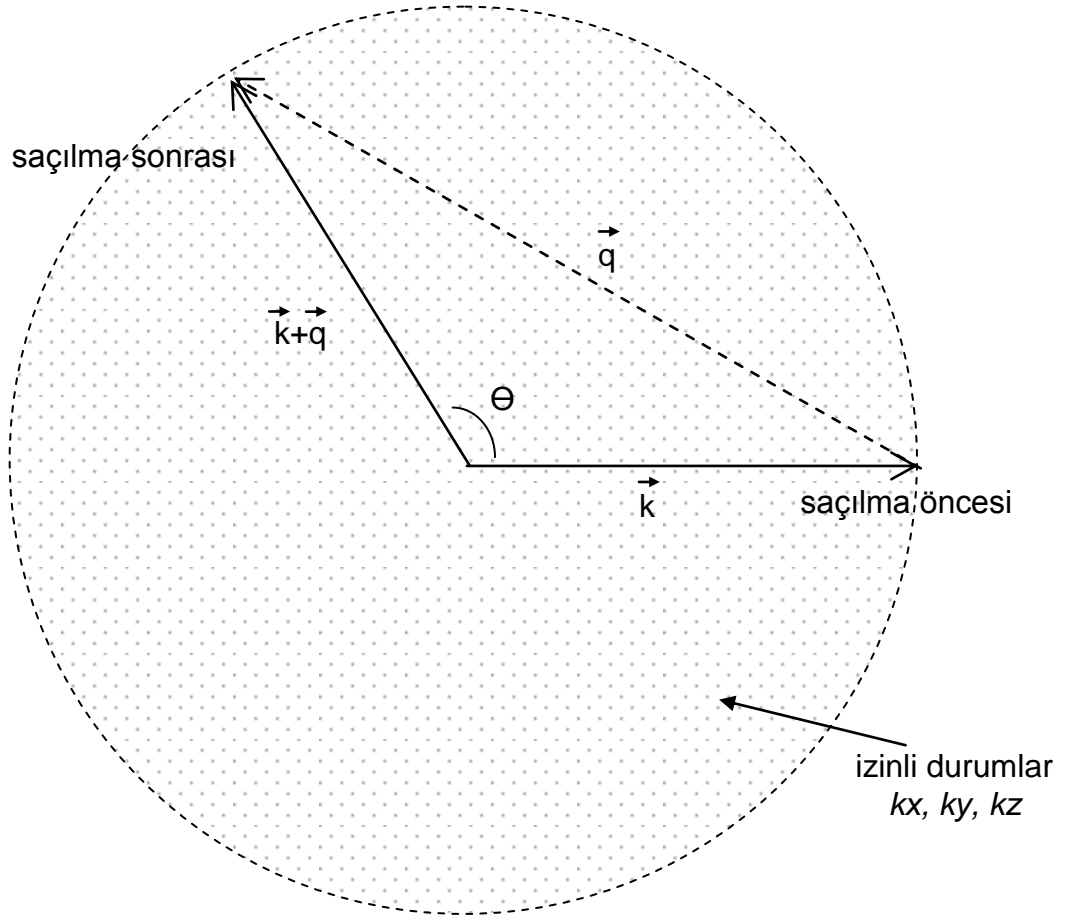
Boyuna magnetodirenç ölçümlerinde gözlenen SdH salınımlarından 2D elektronların kuantum mobilitesi μ_q ve kuantum ömrü τ_q bulunabilmektedir. Kuantum ömrü tanımında elektronun ilk doğrultusu dikkate alınmaz; birim zamandaki saçılma hızı (toplam saçılma olasılığı), tüm saçılma açılarının eşit olasılıklı olduğu durumdan hesaplanır. Dar açılı saçılmaların ayrıcalığı yoktur. Elektronun dalga vektörünün zıt yöne (180°) döndüğü durumlar ile dar açılı saçılmaların ağırlığı aynıdır. Taşınım ömründe ise; saçılma hızı, saçılma açılarının elektronun saçılma öncesi doğrultusundaki bileşenleri üzerinden hesaplanarak bulunur.

Bu açıklamalar ışığında, 2D elektron için saçılma hızları (Ando [75]);

$$\frac{1}{\tau_q} = n_s \frac{2\pi}{\hbar} \int |\tilde{V}(\vec{q})|^2 \delta[\varepsilon(\vec{k} + \vec{q}) - \varepsilon(\vec{k})] \frac{d^2\vec{q}}{(2\pi)^2} \quad (2.69)$$

$$\frac{1}{\tau_t} = n_s \frac{2\pi}{\hbar} \int |\tilde{V}(\vec{q})|^2 \delta[\varepsilon(\vec{k} + \vec{q}) - \varepsilon(\vec{k})] (1 - \cos\theta) \frac{d^2\vec{q}}{(2\pi)^2} \quad (2.70)$$

ifadeleri ile verilir. Burada; τ_q , taşıma ömrü; τ_t , taşıma ömrü; n_s , saçılma merkezlerinin yoğunluğu; $\tilde{V}(\vec{q})$, saçılma potansiyelinin 2D Fourier Transformu; $\varepsilon(\vec{k})$, elektronun enerjisi; \vec{k} , ilk dalga vektörü; \vec{q} ise saçılma sonrası dalga vektöründeki değişimdir. Eşitlerdeki Dirac-delta fonksiyonu ise enerjinin korunumunu (esnek çarpışma) göstermektedir. Saçılma olayında dalga vektörlerinin değişimi Şekil 2.13'te şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 2.13. Enerji korunumlu ($\delta[\varepsilon(\vec{k} + \vec{q}) - \varepsilon(\vec{k})] = 1$) saçılmada dalga vektörleri. \vec{k} , elektronun ilk dalga vektörü; $\vec{k} + \vec{q}$, son dalga vektörüdür.

Bir malzeme için τ_q / τ_t oranı saçılma olaylarının kaynağı hakkında bilgi verir. Örneğin, elektronlara yakın bir d uzaklığında bir saçılma potansiyeli olsun ($|\tilde{V}(\vec{q})| \propto e^{-|q|d}$); 2BEG'e yakın alaşım düzensizliği gibi potansiyel kusurları için \vec{q} 'nin her yöndeki büyüklüğü aynı kabul edilebilir (ve q büyük değerlidir). Büyük q

değerleri için, \vec{k} dalga vektörü civarında Dirac-delta fonksiyonunun sağlandığı (bire eşit olduğu) çok sayıda çok girilebilir durum olacağından, Eş.2.70 ile verilen $1/\tau_i$ 'da, $(1-\cos\Theta)$ 'lı terimler belirgin bir ağırlık oluşturamaz ve bu yüzden τ_q ve τ_i aynı mertebede çıkar. Buradan şunu anlarız; bir ölçümde τ_q ve τ_i aynı mertebede ise saçılmalar yakın erimli potansiyel kusurlarıdır (Örneğin, 2BEG için arayüz pürüzlülüğünden kaynaklanan potansiyel kusuru). Daha uzaktaki iyonlaşmış safsızlık kusurları için, q değeri küçülecektir. Bu durumda, \vec{k} civarında $\vec{k} + \vec{q}$ 'yu sağlayan durumların sayısı da, hem için $1/\tau_q$ hem de $1/\tau_i$ için azalır. Saçılma olasılıkları düşer. Ancak, $1/\tau_i$ için Eş.2.70'te verilen $(1-\cos\Theta)$ 'lı terimlerin etkisi daha çok azalır (küçük q değerlerinde, \vec{k} ile; \vec{k} ile aynı yönlü izinli bileşeni olan $\vec{k} + \vec{q}$ 'nin oranı büyük q değerlerinde olduğundan daha küçüktür). Bu durumda, $1/\tau_q$ 'nun, $1/\tau_i$ 'dan çok daha büyük olması beklenir ($\tau_i \gg \tau_q$; $\mu_i \gg \mu_q$).

2.7. Heteroeklem Yapılarda Saçılma Mekanizmaları

Heteroeklem yapılarda saçılma mekanizmaları, ağırlıklı olarak 2BEG ile ilgilidir. 2BEG sistemlerinde baskın olan saçılmalar, 2BEG kanalına yakın olan arayüz pürüzlülüğü, arayüze yakın dislokasyonlar ve arayüz safsızlıkları olduğunda (çoğunlukla böyledir), τ_q ve τ_i aynı mertebede beklenir. Daha uzaktaki, uzak-iyon safsızlığı saçılmasında ise τ_i/τ_q oranı büyür. Örneğin, AlGaIn/GaN yapılarda yapılan çalışmalarda (Shah vd. [76]; Wang vd. [77]) bu oranın 6'ya kadar çıktığı rapor edildiği bildirilmiştir (Harris *et al.*, 2001). Ancak, sonraki yıllarda yapılan çalışmalar, τ_i/τ_q oranının saçılma mekanizmaları hakkında kesin fikir veremeyeceği görüşünü desteklemektedir (Danylyuk vd. [78]; Hsu ve Walukiewicz [79]; Lorenzini vd. [80]).

Pratikte, elektron iletimi birçok saçılma mekanizmasının etkisi altındadır. İyi iletimin arzu edilen bir özellik olmasından dolayı olsa gerek, birim elektriksel alandaki sürüklenmesi anlamına gelen mobilite kavramı daha çok kullanılmaktadır. Yarıiletkenlerde, p-tipi taşıyıcının da mümkün olması, genel olarak taşıyıcı mobilitesi teriminin kullanılmasına neden olmuştur. Aksi belirtilmedikçe, bu çalışmada taşınım mobilitesi (veya Hall mobilitesi) yerine mobilite; taşıyıcı yerine de elektron kullanılacaktır.

Mobiliteye ilişkin literatürde, hacimli yarıiletkenlerin yanı sıra, bu tez çalışması kapsamına konu olan heteroeklemler için de kapsamlı çalışmalar yapılmıştır. Saçılma tipleri için türetilen teorik mobilite kuramlarına dayanan hesaplamalar, deneysel verilerin ve araştırmaya konu olan malzemenin birçok parametresinin birlikte kullanılmasını gerektirmektedir. Kuramlar basitleştirici varsayımlar altında türetilmiş olmakla beraber, çoğunlukla deneysel çalışmalar ile uyumaktadır. Bu çalışma kapsamında elde edilen sonuçların nitel bir değerlendirmesini yapmak amacıyla, literatürde yayımlanan mobilite çalışmalarının ayrıntıları bir kenara bırakılmıştır. Aşağıda, heteroeklemlerin mobilitesi hakkında literatürden derlenmiş genel bilgiler paylaşılmıştır. Şekil 2.14'te, aşağıda anlatılan ilgili saçılma mekanizmalarına karşılık gelen mobilitelerin sıcaklığa bağlı genel davranışları çizilmiştir.

Matthiessen kuralına göre, toplam mobilite, saçılma kaynaklarının katkılarının toplanabileceği biçimde ifade edilmektedir;

$$\frac{1}{\mu_{top}} = \sum_i \frac{1}{\mu_i} \quad (2.71)$$

Gerçekte elektron için tüm saçılma olayları, elektronun *Coulombic*, veya spin-spin veya spin-yörünge etkileşmelerinden kaynaklanır. Ne var ki, taşıyıcı yük konumundaki elektronlar için etkileşmede en güçlü olan *Coulombic* kuvvetlerdir. Elektronun bulunduğu konumda potansiyel alanı sallantısı yaratan *Coulombic* kuvvetleri –saçılmaları- iki sınıf altında toplayabiliriz. Bunlar i) fonon saçılmaları ve ii) kusur alanları saçılmalarıdır.

i) Fonon Saçılmaları:

Üç önemli fonon saçılması olayı vardır:

- 1) Akustik fonon yoluyla deformasyon potansiyeli saçılması: Birden çok örgü noktasının akustik dalga yayılımı nedeniyle deforme olmasından kaynaklanan, elektron üzerindeki elektriksel potansiyelin değişiminin etkisidir. Akustik fononların enerji-dalga-sayısı ilişkisi (dağılım bağıntısı) doğrusal branştadır ($\omega = v_s k$), düşük enerjilidir ve etkileşmeleri esnektir. Bir boyuna ve iki enine kipi olmasına karşın, güçlü olan boyuna kip,

deformasyon potansiyeli saçılmasında daha etkindir. Boyuna kipte dalganın hareket yönü ile titreşimi aynı doğrultudadır ve dalga boyu birden çok örgü noktası içerir.

- 2) Piezoelektrik potansiyeli saçılması: örgünün akustik fonon yoluyla gerilmesi/sıkışması sonucunda oluşan piezoelektrik alana bağlı olarak, elektron üzerindeki elektriksel potansiyelin değişiminin etkisidir.

Her iki akustik fonon saçılmasında mobilite, sıcaklıkla ters, taşıyıcı yoğunluğunun karekökü ile doğru orantılı davranış gösterir.

$$\mu \propto \frac{\sqrt{n}}{T} \quad (2.72)$$

- 3) Kutuplu Optik fonon saçılması: Bu optik fonon kipinde, iki örgü noktası zıt yönde (uzayıp kısalan elektrik dipolü gibi) ve yüksek frekansta titreşir ve enerjisi yüksektir. Örneğin, GaN'da tipik kutuplu optik fonon enerjisi 92 meV'dur. Bu, 2BEG elektronunun kuyunun dışına çıkmasına yetecek kadar büyüktür. Dolayısıyla, 2BEG mobilitesi çok etkilenir. Kutuplu optik fonon kaynaklı mobilite şu ifadeye uygun davranış gösterir (Hsu ve Walukiewicz [81]);

$$\mu \propto e^{k_B T / E_0} \left(1 - \frac{5k_B T}{E_g} \right) \quad (2.73)$$

Burada, E_0 , optik fonon enerjisi; E_g , GaN'ın bant aralığıdır.

ii) Kusur Saçılmaları:

Heteroeklem yapıda etkin olan başlıca kusur saçılmaları; örgü kusurları, arayüz pürüzlülüğü, arayüzde elektriksel dipol dalgalanmaları, uzak iyon, alaşım düzensizliği ve artık safsızlıklar kaynaklıdır.

Yukarıda sayılan saçılma mekanizmalarının tümünü konu alan önemli çalışmalara; Harris vd. [82]'i, Molnar vd. [83]'ü, Gaska vd. [84]'ü, Feng vd. [85]'i, Tao [86]'yu, Baikui [87]'yi, Lişesivdin vd. [88]'i ve Asgari vd. [89]'ü örnek verebiliriz.

Özel olarak, bazı saçılma mekanizmalarına yönelik yayımlanmış çalışmalara;

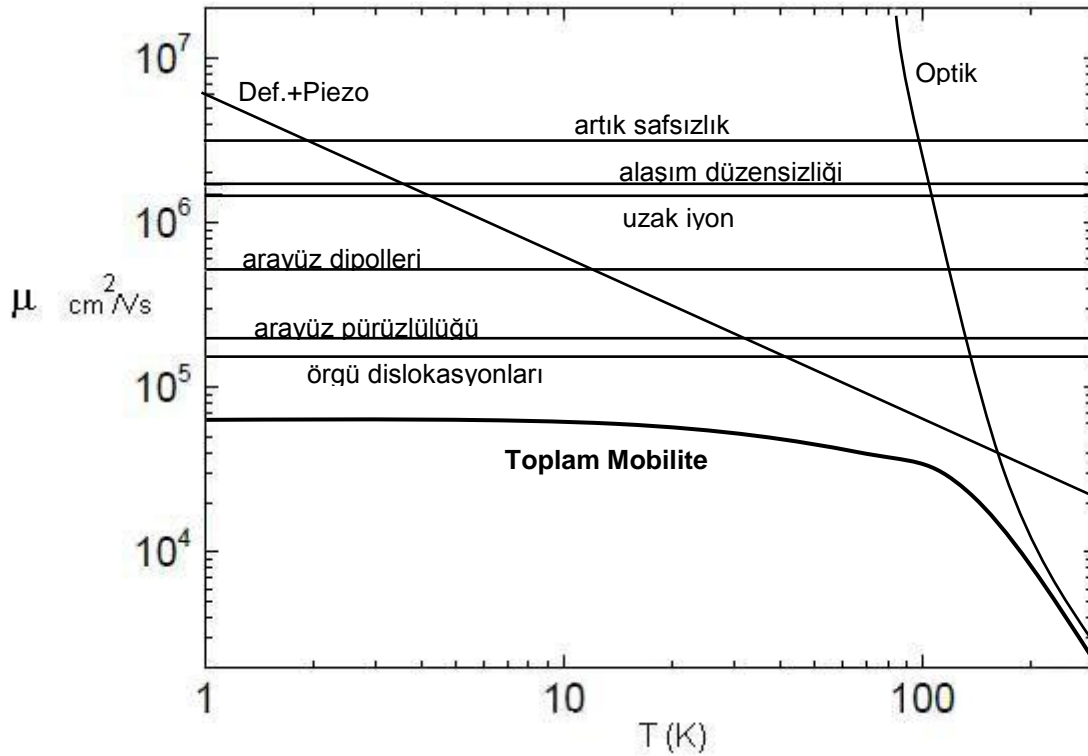
Deformasyon + Piezoelektrik saçılmalarına; Basu ve Bhattacharya [90]'yı; Bannov vd. [91]'u,

Dislokasyon saçılmalarına; Nils ve Eastman [92]'ı; Jena vd. [53]'ü, Gökden vd. [93]'ü ve Arslan vd. [94]'ü,

Arayüz pürüzlülüğü saçılmalarına; Antozewski vd. [95]'ü; Baran [96]'ı,

Uzak iyon veya iyonlaşmış safsızlıklara; Gelmont ve Shur [97]'ü; Saito vd. [98]'ü,

örnek verebiliriz.



Şekil 2.14. Katkılanmış örnek heteroyapıda (AlGaIn/GaN) mobilitenin sıcaklıkla değişimi (Baikui [87]'den alınmıştır).

2.8. GaN Tabanlı Yapılarda İlk Magnetotransport Ölçümleri

Bu tez çalışması kapsamında gerçekleştirilen magnetotransport ölçümlerine ilişkin deneysel bölüme geçmeden önce, GaN tabanlı yapılarda yüksek mobilitenin,

dolayısıyla bu yapılarda 2BEG'in varlığının keşfedildiği ilk çalışmaları anmakta fayda var.

III-V nitratlı heteroeklem yapılar arasında, ilk olarak çalışılan GaN tabanlı AlGaIn/GaN yapısıdır. Bu yapı, Khan vd. [99] tarafından, safir (Al_2O_3) alttaş üzerine MOCVD ile büyütülmüş, basit kuantum kuyusu içeren $Al_xGa_{1-x}N/GaN/Al_xGa_{1-x}N$ 'dir ($x=0,14$; alaşım kompozisyonudur). İlk defa bu çalışmada GaN tabanlı bir heteroeklemden kuantum etkileri (fotoluminesans spektrumunda kayma ve kuantum kuyusundan ışınım) gözlenmiştir. Yine Khan vd. [28] benzer bir heteroeklem yapıda ($Al_xGa_{1-x}N/GaN$; $x=0,13$) yaptıkları magnetodirenç ölçümlerinde; Hall direncinde QHE, boyuna direçte ise SdH etkilerini gözlemişlerdir. Böylece GaN tabanlı heteroeklemlerde de iki boyutlu elektron gazının (2BEG) varlığı ilk defa gösterilmiştir. Bu çalışmada, SdH çözömlenmesinden bulunan 2BEG taşıyıcı yoğunluğu $\sim 10^{11} 1/cm^2$ mertebesindedir.

Şekil 2.14'te, Khan vd. [28] tarafından kullanılan dört adet heteroeklemin tabaka yapısı gösterilmektedir. Örnekte yer alan, 50 nm kalınlığındaki AlN tabakası, safir alttaş ile GaN arasındaki örgü uyumsuzluğunu azaltmak amacıyla kullanılan tampon tabakadır (örgü uyumsuzluğu, GaN ve safir arasında %15, GaN ve AlN arasında %3 civarındadır). Böylece, büyütme sırasında örgü uyumsuzluğundan kaynaklanan yapısal kusurlar (dislokasyon) AlN tabakası sayesinde büyük oranda azalmış (dislokasyon mobilitesi Şekil 2.14'e uygun olarak optik ve akustik mobiliteden yüksektir) ve bunun sonucunda 2BEG için oda sıcaklığında yüksek taşınım mobilitesi ölçölmüştür (200 nm GaN tabakalı örnek için $\mu=837 cm^2/(Vs)$).

Sonraki yıllarda, GaN tabanlı heteroeklem parametrelerinde iyileşmeye paralel olarak magnetotransport ölçömlerinde de artış görölmektedir. Aşağıda, magnetotransport ölçömleri içeren bazı önemli çalışmaları listelenmiştir:

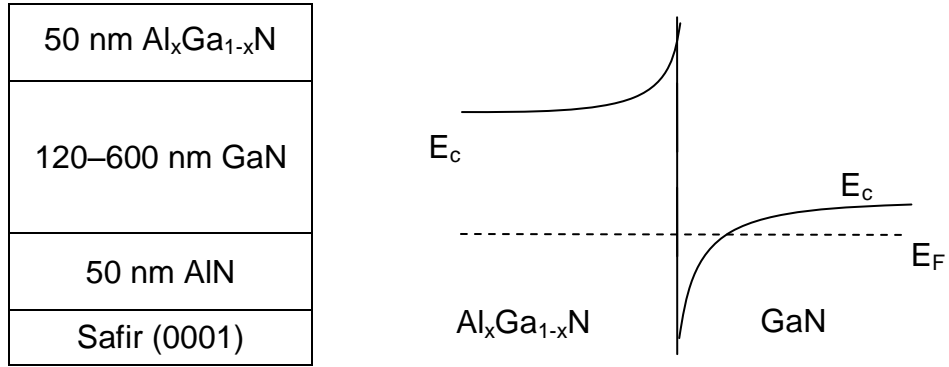
Redwing vd. [100]: AlGaIn/GaN heteroeklemden, SdH'dan 2BEG taşıyıcı yoğunluğunun, düşük manyetik alan Hall ölçömlerinden Hall Mobilitesinin bulunması,

Knap vd. [101]: Si katkılanmış GaN-AlGaIn heteroyapıya dayanan yüksek frekans transistöründe Kuantum Hall Etkisi ve SdH Etkisi ölçömleri,

Elhamri vd. [102]: AlGaN/GaN heteroeklemden SdH ölçümlerinden, etkin kütle, kuantum mobilitesi ve taşıma mobilitesinin bulunması,

Ahoujja vd. [103]: AlGaN/GaN heteroeklemden Hall ölçümleri ve SdH ölçümlerinden 2BEG parametrelerinin bulunması,

Brana vd. [104]: AlGaN/GaN heteroeklemden SdH ölçümlerinden 2BEG parametrelerinin bulunması,



Şekil 2.15. Khan vd. [28] tarafından 2BEG gösteriminde kullanılan heteroeklemin; (a) Tabaka yapısı (GaN tabakası kalınlığı 120 nm, 200 nm, 300 nm ve 600 nm olan dört örnek kullanılmıştır). (b) Karşılık gelen kuantum kuyusunun enerji bandı diyagramı.

3. DENEYSEL ÇALIŞMA

3.1. Örnekler

Bu tez çalışmasında, genel olarak 2 tip GaN tabanlı heteroeklem grubu çalışılmıştır. Heteroeklemler, Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Laboratuvarında (NANOTAM) MOCVD reaktöründe büyütülmüş ve aynı merkezde kontakları da yapılarak deney numunesi haline getirilmiştir. Örneklerin büyütülmesi ile ilgili reçete, Veriler ve Tartışma'da, ilgili örneğin kendi alt bölümünde verilmiştir.

İlk örnek grubunda, GaN tabanlı heteroeklem alanında birçok araştırmaya öncülük etmiş AlGaIn/GaN tipi örnekler kullanılmıştır. İlk gruptaki örneklerden, düşük sıcaklıkta SdH salınımları gösteren kaliteli AlGaIn/AlN/GaN örneği, tez çalışması kapsamında kurulan deney düzeneğinin ve yazılımlarının test edilmesi amacıyla kullanılmıştır. İkinci grup örnek ise son yıllarda ilgi duyulan, AlGaIn/GaN yapıya göre alaşım saçılması bakımından iyileştirilmiş AlInN/AlN/GaN grubudur. Bu grupta incelenen örneklerden iki tanesinde elde edilen bulgular tez çalışmasının önemli bölümünü oluşturmuştur. Bu örneklerden bir tanesi bilinen AlInN/AlN/GaN yapı, diğeri ise bu tez çalışması kapsamında özgünlük kazanan AlInN/GaN/AlN/GaN heteroeklem yapısıdır. Bu yapıda, 2nm GaN ara-katman mevcuttur ve bu katman dolayısıyla heteroeklemlerde ilgi çekici değişiklikler gözlemlenmiştir.

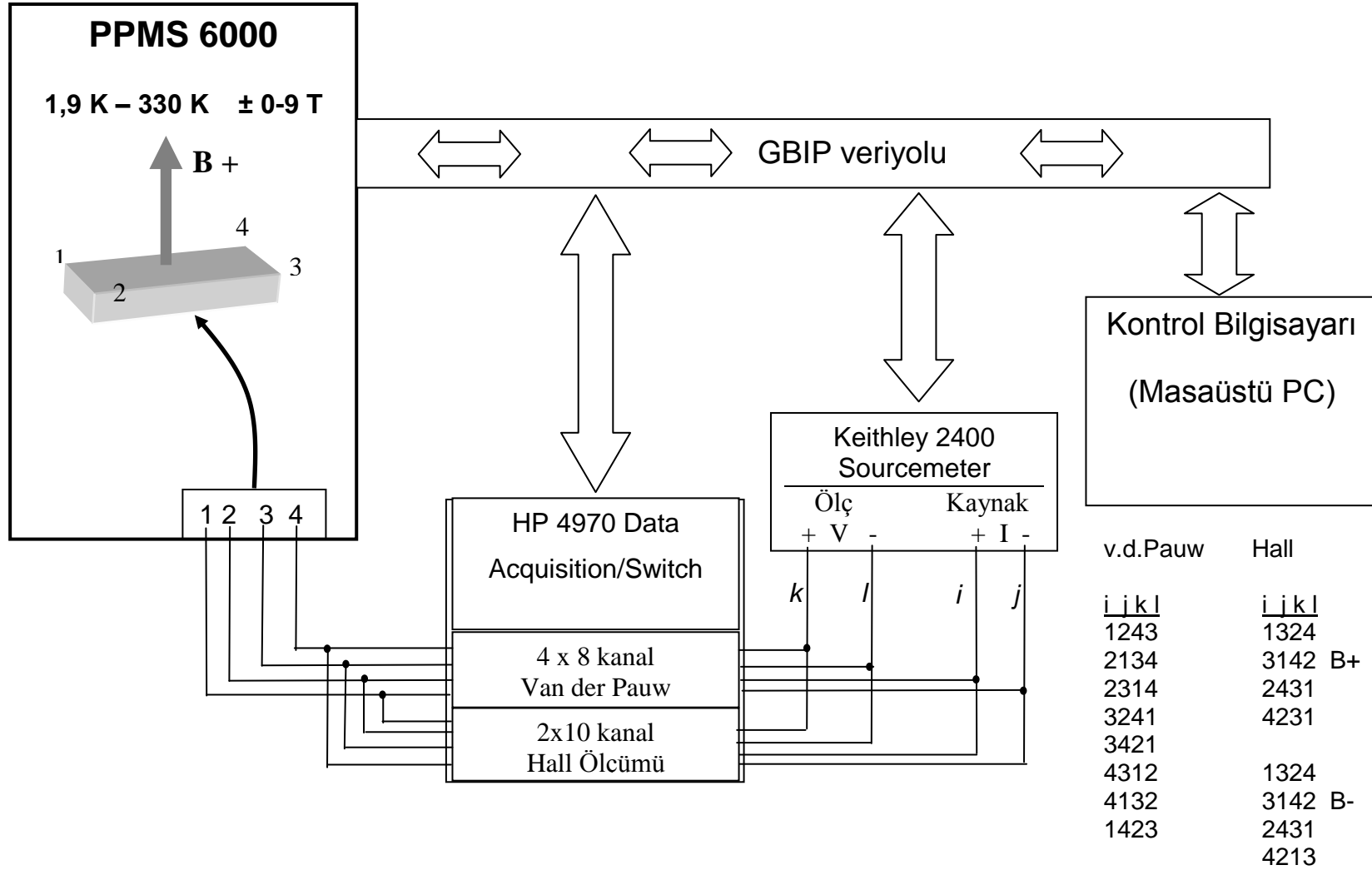
3.2. Deney Düzeneği

Tezin deneysel çalışması, Hacettepe Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümünde Süper İletkenlik ve Nano Teknoloji Grubu (SNTG) laboratuvarında gerçekleştirilmiştir. Şematik diyagramı Şekil 3.1'de verilen deney sisteminde aşağıdaki cihazlar kullanılmıştır:

- Örnek tutucu bölmesinde 1,9-330 K sıcaklık ve ± 9 T manyetik alan sağlayabilen Fiziksel Özellikler Ölçüm Sistemi (Quantum Design PPMS 6000) (Şekil 3.2),
- Enine magnetotransport ölçümlerde tarayıcı olarak kullanılmak üzere bir adet Keithley 199 DMM (ölçüm sırasında otomatik olarak seçilen bağlantıların ilgili akım ve gerilim kaynaklarına iliştilmesi). Bu işlev daha sonra HP 4970 Data Acquisition/Switch cihazı ile de yapılmıştır.

- Boyuna magnetotransport ölçümleri ve van der Pauw ölçümlerinde tarayıcı olarak kullanılmak üzere bir adet HP 4970 Data Acquisition/Switch (HP 34904A: 4 x 8 Matrix Switch modülü),
- Akım kaynağı ve voltmetre olarak kullanılmak üzere bir adet Keithley 2400 Sourcemeter,
- Deney kontrol bilgisayarı (masa üstü kişisel bilgisayar, PC)
- İletişim veriyolu ve arayüzü (IEEE 488 *GBIP* General Purpose *Interface* Bus).

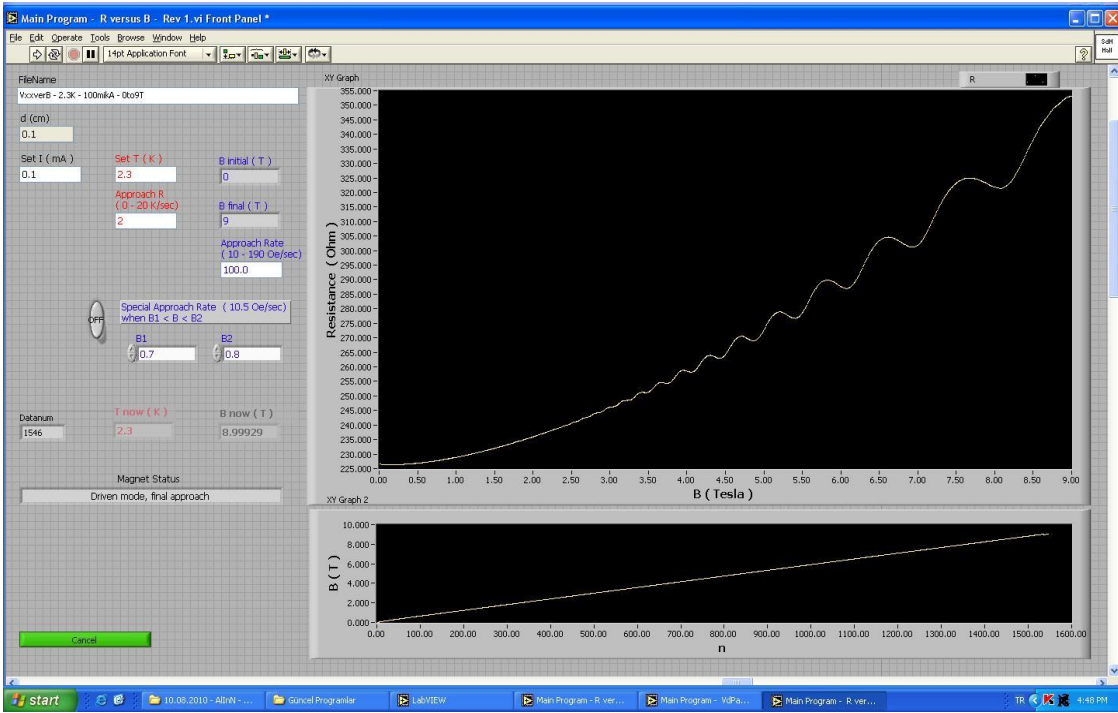
Deney cihazları, bu tez çalışması kapsamında hazırlanan *Labview* yazılımları ile kontrol edilmiştir. Şekil 3.3'te, boyuna magnetodirenç direncinin toplanması sırasında alınan *print-screen* görüntüsü örnek olarak gösterilmektedir.



Şekil 3.1. Deney düzeneği diyagramı.



Şekil 3.2. Fiziksel Özellikler Ölçüm Sistemi (Quantum Design PPMS 6000).



Şekil 3.3. Hazırlanan yazılımın boyuna magnetodirenç ölçümü sırasındaki kullanıcı arayüzü görüntüsü.

3.3. Özdirenç ve Hall Etkisi Ölçümleri

Bir yarıiletkeni iletim özellikleri bakımından karakterize eden temel parametreler; özdirenç, taşıyıcı tipi, taşıyıcı yoğunluğu ve mobilitesidir. Deneysel çalışmada, Özdirenç (ρ) ölçümleri, van der Pauw [105] tarafından tabaka direnci (R_S) ölçümü için geliştirilen özel bir teknikle gerçekleştirilmiştir. Van der Pauw ve Hall ölçüm teknikleri EK'te ayrıntılı olarak anlatılmış olup aşağıda temel bağıntılar verilmiştir.

Tabaka taşıyıcı yoğunluğu, n_s (veya n_H , Hall taşıyıcı yoğunluğu);

$$n_s = \frac{IB}{q|V_H|} \quad (3.1)$$

Burada, I , örneğe sürülen akım; B örnek yüzeyine dik manyetik alan; q birim yük ($1,602 \times 10^{-19}$ C); V_H , Hall voltajıdır. μ_H Hall mobilitesi ile van der Pauw ölçümlerinde bulunan tabaka direnci R_S arasındaki bağıntı şu şekildedir;

$$\mu_H = \frac{1}{qn_s R_S} \quad (3.2)$$

3.4. Çalışma Planı

Örneklerde gerçekleştirilebilecek ölçümler için klavuzluk etmesi bakımından, iş akışını deney rehberi halinde vermekte fayda var. Tez çalışmasında, mümkün olduğunca bu sıralamada çalışılmıştır:

a) Oda sıcaklığı ölçümleri:

- Oda sıcaklığında; örnek üzerinde çeşitli akımlarda van der Pauw ve Hall ölçümleri yapılır. Ölçülen değerlerden, Tabaka Direnci (R_S), Hall Taşıyıcı Yoğunluğu (n_H) ve Hall Mobilitesi (μ_H) hesaplanır. Bulunan uygun akım, 300–1,9 K sıcaklık aralığındaki ölçümlerde kullanılır. Hall ölçümlerinde, voltmetre ile gürültüsüz okunabildiği ve anlamlı olabildiği sürece düşük (yeterince yüksek) manyetik alanlar seçilir. Başlangıç için, çalışılan örneklerde 10 μ A akım ve 0,5 T manyetik alan uygundur. Amaca yönelik olarak, farklı akım ve manyetik alanlarda ölçüm yapılabilir.

b) Sıcaklığa bağlı van der Pauw ve Hall ölçümleri

- 300–1,9 K sıcaklık aralığında, van der Pauw ve 4 nokta Hall ölçümleri yapılır. Tabaka Direnci (R_S), Hall Taşıyıcı Yoğunluğu (n_H) ve Hall Mobilitesi (μ_H) ölçülür.

c) Düşük sıcaklıklarda ölçümler (1,9-10 K)

- En düşük sıcaklıkta ($T_0=1,9$ K), boyuna magnetodirenç manyetik alana bağlı olarak 0-9 T arasında ölçülür. Shubnikov-de Haas (SdH) salınımları gözlenmiş ise, SdH salınımları genliğinin en fazla olduğu ve değişmediği en düşük akım (I_0) bulunur. Bu akım değerinde, elektronların uyduğu Fermi Dağılım Fonksiyonu örgü sıcaklığı ile temsil edilebilir ve elektron sıcaklığı (T_e) örgü sıcaklığına (T_l) eşittir.
- T_0 'da ve I_0 'da van der Pauw ve Hall ölçümleri yapılır. Bu ölçümler değişik akım ve manyetik alanlarda tekrarlanır.
- T_0 'da ve I_0 'da, SdH salınımlarının genliklerinin bulunduğu manyetik alan değerlerinden, salınım periyodu $\Delta(1/B)$, 2D elektron yoğunluğu (n_{2D}) hesaplanır.
- I_0 'da, sıcaklığa bağlı SdH salınımlarının çözümlenmesinden etkin kütle bulunur: Salınım piklerinin meydana geldiği manyetik alan değerlerinde (pik veren her bir manyetik alan için yapılabilir), salınım piklerinin bağlı genliklerinin sıcaklıkla değişiminden 2D elektronların etkin kütlesi (m^*) hesaplanır.
- Bundan sonra, I_0 'dan başlayarak akıma bağlı (SdH salınımları sönümlenene kadar), ve daha sonra I_0 'da örgü sıcaklığına bağlı (SdH salınımları sönümlenene kadar) alınan ölçümler, genliklerin karşılaştırılması yöntemiyle akıma karşı gelen elektron sıcaklıklarının bulunmasında kullanılabilir. Sonuçta bu veriler, elektronların en düşük sıcaklıkta T_e 'ye (veya elektrik alana) bağlı güç kaybının hesaplanmasında kullanılır (Bu kısım bilgi amaçlı verilmiştir. Elektronların güç kaybı, çalışma kapsamına alınmamıştır).

- m^* bulunduktan sonra, T_0 'da ve I_0 'da, SdH salınımlarının genliğinin manyetik alana bağılı değişiminden, 2D elektronların kuantum mobilitesi (μ_q) ve kuantum ömrü (τ_q) hesaplanır.

PPMS sisteminin, sağlıklı bir şekilde tekrar oda sıcaklığına çıkarılması, bulunulan sıcaklığa göre seçilen ısıtma hızı ile aşamalı olarak gerçekleşir. Bu süre, yaklaşık 2,5 saatten az olmamak şartıyla ayarlanabilir. Sistem ısınırken, sıfır manyetik alanda, I_0 akımında boyuna direnç ölçümü yapılabilir.

4. VERİLER VE TARTIŞMA

4.1. AlGaN/AlN/GaN Örneği

Tez çalışması kapsamında çalışılan AlGaN/GaN grubu örneği, alaşım saçılmasının etkisinin azaltılması amacıyla 2 nm AlN aratabakaya ve $x=0,22$ ile iyi örgü uyumuna sahip $Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN$ yapıdır. Tabaka yapısı Şekil 4.1'de verilen örnek, NANOTAM'da AIXTRON MOCVD reaktöründe büyütülmüştür.

Tabaka yapısı Şekil 4.1'de gösterilen örnek şu şekilde hazırlanmıştır:

$Al_{1-x}Ga_xN/AlN/GaN$ ($x=0,22$) heteroyapı, 2 inç'lik c-düzlemi (0001) safir (Al_2O_3) alttaş üzerine düşük-basınçlı AIXTRON MOCVD reaktörü ile büyütülmüştür. Epitaksiyel büyütme öncesinde, yüzey bulaşıklığını uzaklaştırmak amacıyla, safir alttaş 10 dakika boyunca 1100 °C sıcaklıkta tavlansmıştır. Daha sonra, düşük sıcaklıkta (650 °C) 15 nm kalınlığında bir AlN ara tabaka (çekirdek katman) ve ardından yüksek sıcaklıkta (1150 °C) 420 nm kalınlığında AlN tampon katmanı ve bunun üzerinde 1050 °C sıcaklıkta 2 µm kalınlığında katkılanmamış GaN tabakası büyütülmüştür. Buradaki çekirdek AlN tabaka, üst tabakaların istenilen kutuplanımda oluşmasını sağlar; bunlar Al-yüzlü AlN (tampon) ve Ga-yüzlü GaN'dır. 420 nm AlN tampon tabakası ise, alttaştan itibaren örgü uyumsuzluğu gerilme/sıkışmalarının minimize edilmesini sağlar. GaN tabakası üzerine, 1150 °C sıcaklıkta 2 nm kalınlığında bir AlN tabakası büyütülmüştür. Bu AlN tabakası, 2BEG'in AlGaN tabakasındaki alaşım düzensizliğinden kaynaklanan saçılmasının azaltılması içindir. AlN üzerine, 20 nm kalınlığında $Al_{1-x}Ga_xN$ ($x=0,22$) tabakası 1050 °C sıcaklıkta büyütülmüştür. Son olarak, 5 nm kalınlığında örtücü GaN katmanı 1085°C sıcaklık ve 50 mbar basınç altında büyütülmüştür.

2 inç'lik tabaka halinde MOCVD'den çıkarılan örnekler 5mmx5mm boyutlarında (van der Pauw geometrisinde) kesildikten sonra, ultrasonik banyo içinde aseton ile temizlenmiş ve 5 dakika boyunca kaynayan isopropilalkol içinde bırakılmıştır. Örnek daha sonra de-iyonize su ile durularak temizlemiştir. Temizlikten sonra, yüzey oksidasyonun giderilmesi amacıyla 30 saniye HCl/H₂O (1:2) solüsyonuna batırılmış ve tekrar de-iyonize su ile durulanmıştır. Son olarak, 10⁻⁷ Torr vakum altında Ti/Al/Ni/Au (17,5/175/40/80 nm) metal alaşımı ısıl olarak örneğin kontak

bölgesinde biriktirilmiş ve omik kontağın oluşması için örnek 850 °C sıcaklıkta 30 saniye boyunca N₂ ortamında tavlansmıştır.

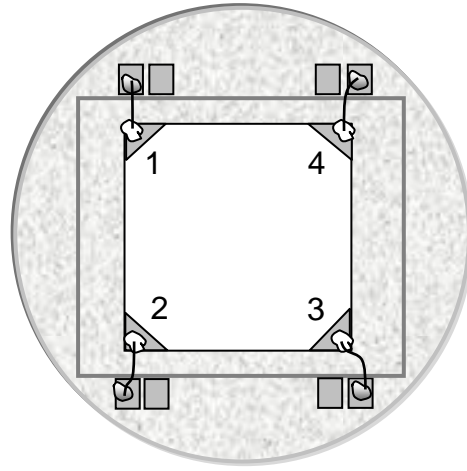
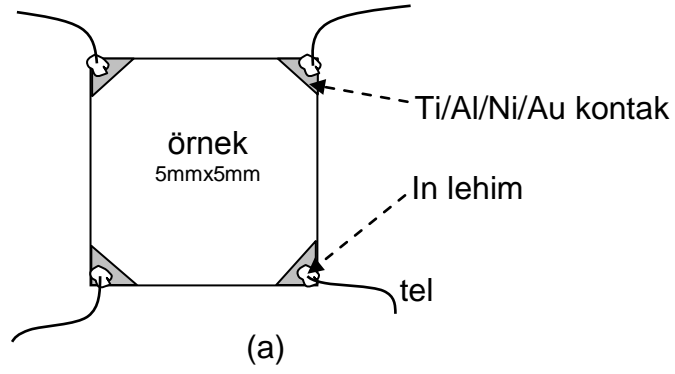
GaN koruyucu tabaka	5 nm
Katkılanmamış-AlGaN	20 nm
AlN	2 nm
Katkılanmamış-GaN	2 µm
AlN tampon	420 nm
AlN	15 nm
Safir (Al ₂ O ₃) alttaş	

Şekil 4.1. Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN (x=0,22) örneğinin tabaka yapısı.

Örneğin, ölçüme hazırlanışı şu şekilde yapılmıştır:

İlk önce indium lehim düşük sıcaklıklı havya kullanılarak Ti/Al/Ni/Au kontaklar üzerinde eritilmiştir. Daha sonra ölçüm için gerekli bağlantı telinin bu indium lehim üzerine yine düşük sıcaklıklı havya ile bastırılarak kontaklar üzerine yapışması sağlanmıştır. Her bir bağlantı telinin diğer ucu örnek tutucudaki ilgili kontağa normal lehim (kurşun/kalay alaşımı) ile lehimlenmiştir.

Daha sonra oda sıcaklığında, örnek tutucu, örnek tutucuyu kavrayan ince uzun metal boru şeklindeki yerleştirme aparatı ile PPMS'in soğutucu bölmesi içinde yer alan örnek haznesine yerleştirilmiştir. Bu hazne içinde, örnek tutucu altında yer alan numaralı pimler PPMS bağlantı uçlarına geçmekte, oradan da ölçüm sistemine ulaşmaktadır.



(b)

Şekil 4.2 a) Örnek, b) Örneğin PPMS sisteminin örnek tutucusu içindeki yerleşimi.

4.1.1. Magnetotransport Ölçümler ve Değerlendirme

AlGa_N/Ga_N yapılar da magnetotransport araştırmalar 20 yılı aşkın süredir yapılmaktadır ve taşınım özellikleri oldukça iyi bilinmektedir. Bu yüzden, çalışmada kullanılan AlGa_N/AlN/Ga_N örneği öncelikle deney düzeneğinin test edilmesi amacıyla kullanılmıştır.

AlGa_N/AlN/Ga_N örneğinde, 300 K'de ve 1,9 K'de van der Pauw ve Hall ölçümleri, 1,9-10 K arasında boyuna magnetodirenç ölçümleri yapılmıştır. 300 K'de 2BEG taşıyıcı yoğunluğu ve Hall mobilitesi, literatürde AlGa_N/AlN/Ga_N yapı için verilen tipik değerlerle uyusmaktadır.

Örnekte van der Pauw ve Hall ölçümleri sonucu bulunan değerler aşağıda özetlenmiştir;

300 K sıcaklıkta

100 μ A akımda gerçekleştirilen van der Pauw ölçümlerinde;

- Tabaka Direnci, $R_S = 175 \Omega/\text{sqr}$,

100 μ A akımda ve 0,5 T manyetik alanda gerçekleştirilen Hall ölçümlerinde;

- n-tipi taşıyıcı özellik,
- Hall Taşıyıcı Yoğunluğu, $n_H = 4,3 \times 10^{13} \text{ 1/cm}^2$,
- Hall mobilitesi, $\mu_H = 816 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$

bulunmuştur.

1,9 K sıcaklıkta

100 μ A akımda gerçekleştirilen van der Pauw ölçümlerinde;

Tabaka Direnci, $R_S = 171 \Omega/\text{sqr}$

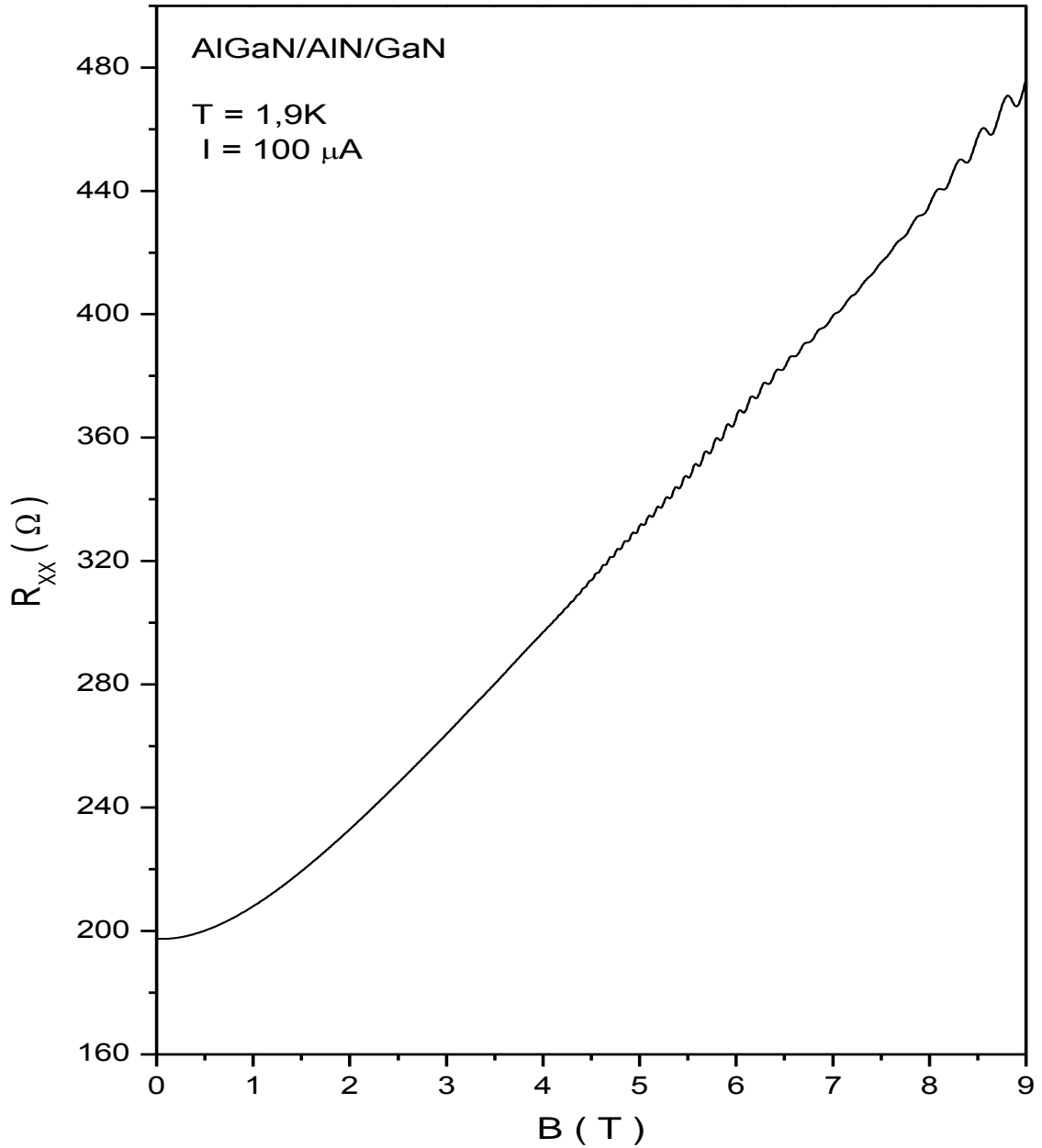
100 μ A akımda ve 0,5 T manyetik alanda gerçekleştirilen Hall ölçümlerinde;

- n-tipi taşıyıcı özellik,
- $n_H = 2,2 \times 10^{13} \text{ 1/cm}^2$,
- $\mu_H = 1673 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$

bulunmuştur.

Örnekte, 1,9-10 K sıcaklıkta yapılan boyuna magnetodirenç ölçümlerinde SdH salınımları gözlenmiştir (Şekil 4.3). Uygulanan akım; deneme yoluyla, 1,9 K sıcaklıkta örneği ısıtmayacak kadar düşük (Hem PPMS sıcaklığı artmamalı, hem de SdH salınımlarının genliği azalmamalı), ancak SdH salınımları net görünecek şekilde yeterince yüksek seçilmiştir. 1,9 K verileri ilk önce 100 μ A'de alınmış, daha

sonra 1,9 K dâhil, diğer tüm diğer veriler 70 μA 'de alınmıştır. 1,9 K'de, SdH salınımları 4,5 T civarında belirmiş, ancak 7 T'ya kadar tekrar kaybolmuştur. 7,5T manyetik alandan itibaren salınımların genliği tekrar belirginleşmiş ve 9 T'ya (PPMS sisteminin uygulayabildiği azami manyetik alan) kadar artmaya devam etmiştir. Sıcaklığa bağlı ölçümlerde, SdH salınımları 10 K'de belirsizleşmeye başlamıştır (Şekil 4.4).



Şekil 4.3. 1,9 K'de boyuna magnetodirenç (R_{xx}) ölçümü.

SdH salınımlarının gözlenmesi, heteroeklem arayüzünde 2BEG'in varlığını doğrulamaktadır.

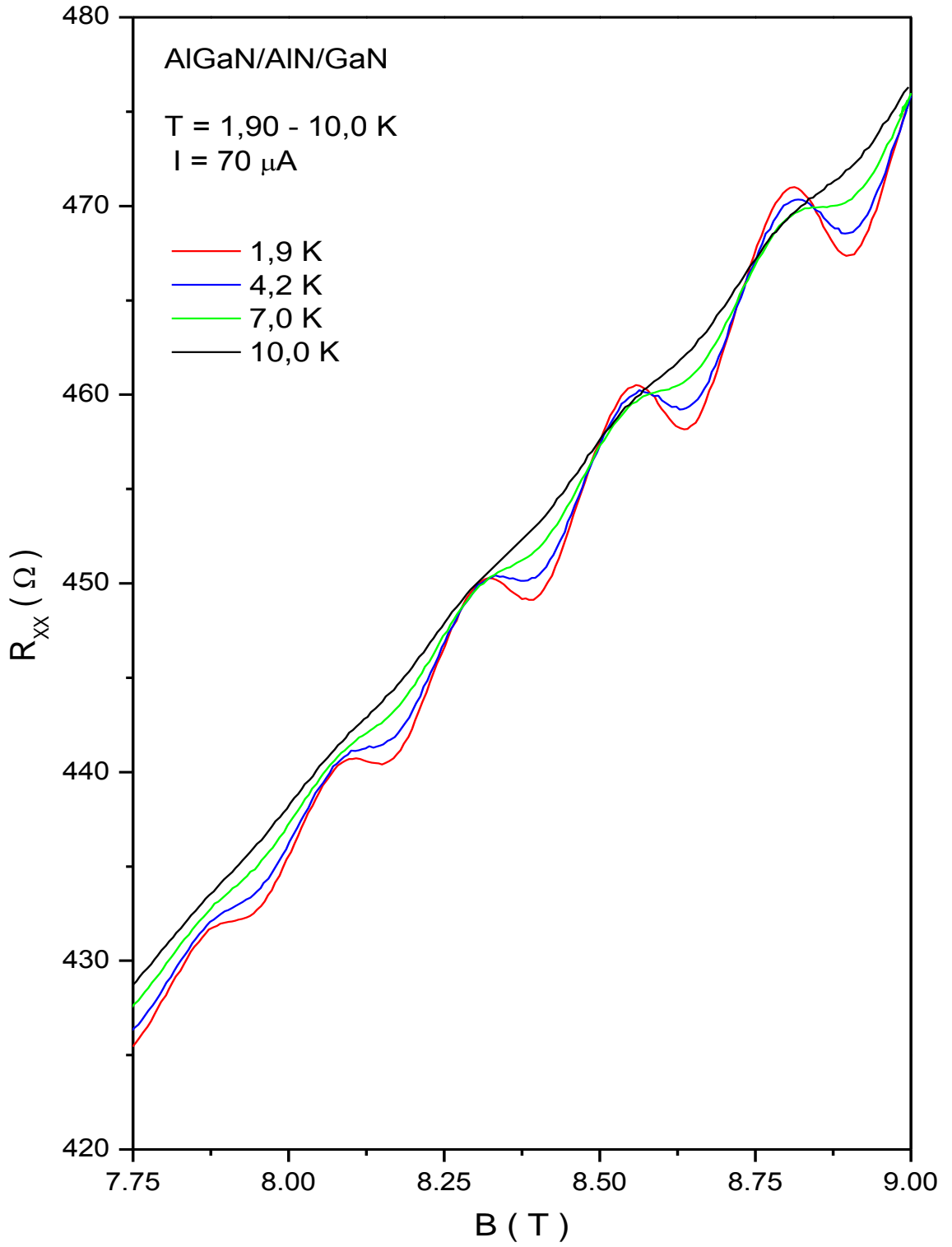
Boyuna magnetodirenç verilerinden SdH salınımları çeşitli teknikler kullanılarak elde edilir. Öncelikle, ham veri içindeki tekdüze terim, sayısal türev tekniği ile, veya uygun polinomun çıkarılması ile ana terimden çıkarılır. Türev sonrasında kalan terim SdH salınımlarıdır (Şekil 4.5). Şekil 4.5'te, 7,5 T üzerindeki salınımların neredeyse tek frekanslı olduğunu görmekteyiz. Ayrıca, verilerin 1/B'ye göre yapılan Fast Fourier Transformu (FFT) sonrasında da tek frekansın baskın olduğu hesaplanmıştır (Bu tekniği kullanırken düşük frekanslı harmonik süzölmüştür).

Şekil 4.5'teki SdH salınımlarının pik noktalarının (genliklerinin) 1/B değerlerinin pik numarasına karşı çizilen Şekil 4.6'daki grafikten (Eş.2.56'ya çakıştırma), 1,9 K'de 2BEG'in taşıyıcı yoğunluğu $n_{2BEG}=1,45 \times 10^{13} / \text{cm}^2$ bulunmuştur. Diğer taraftan, 1,9K Hall ölçümlerinde bulunan tabaka taşıyıcı yoğunluğu $n_{2D}(=n_H)=2,2 \times 10^{13} / \text{cm}^2$ dir. Aradaki fark, heteroeklemde paralel iletkenlik olduğunu göstermektedir.

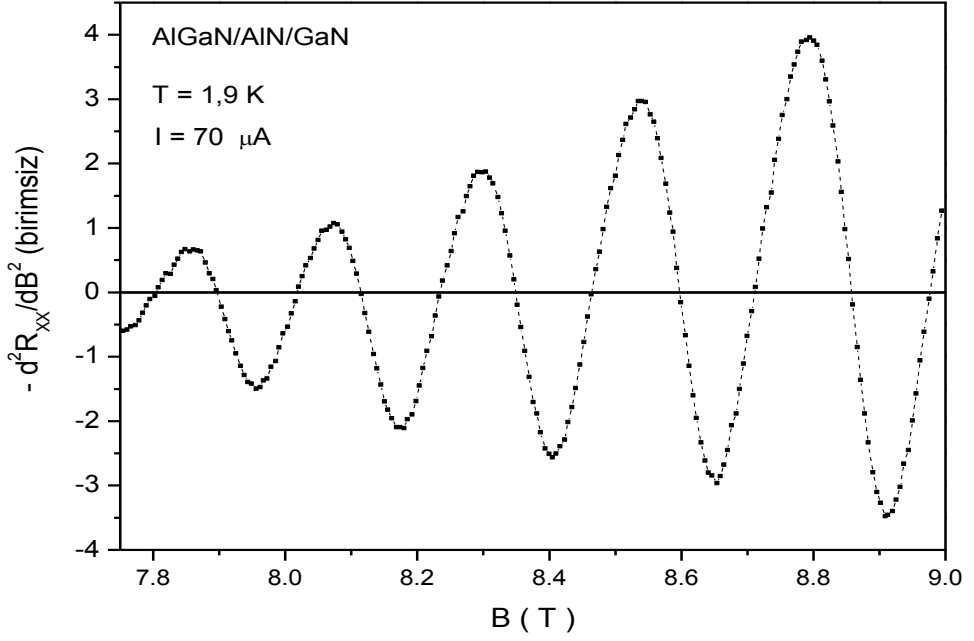
Sıcaklığa bağlı SdH salınımlarının genlik değişimi, Şekil 4.7'de çizilmiştir. Şekil 4.7'deki deneysel noktaların Eş.2.59'a çakıştırılması ile, 2D elektronların etkin kütlesi, $m^*=0,23m_e$ bulunmuştur. Literatürde AlGaN/(AlN)/GaN yapılar için bu değer $0,22m_e (\pm 0,01)$ civarındadır (Wong vd. [106]; Wang vd. [107]; Ahoujja vd. [103]; Çelik vd. [108]).

T=1,9 K'deki boyuna magnetodirenç verilerinden, SdH salınımlarının genlikleri ve karşı gelen manyetik alan değerleri tespit edilmiş ve bu değerler Eş.2.62'de kullanılmıştır. Çakıştırma yöntemi ile Eş.2.62'yi en iyi sağlayan kuantum mobilitesi, $\mu_q=210 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ olarak hesaplanmıştır (Şekil 4.8).

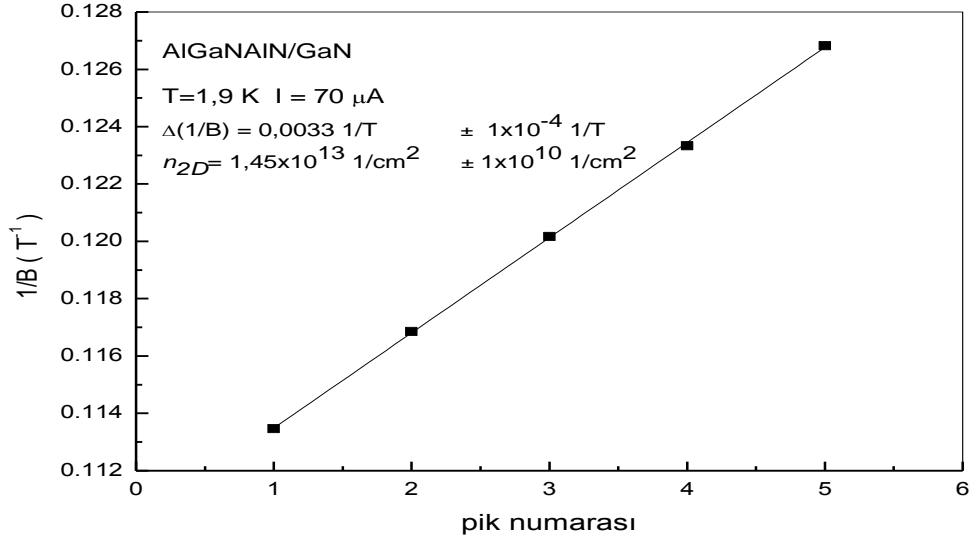
Sonuç olarak, AlGaN/AlN/GaN örneğinde SdH salınımları da literatürde yer verilen tipik davranışı sergilemektedir (Wang vd. [107]; Smorchkova vd. [15]).



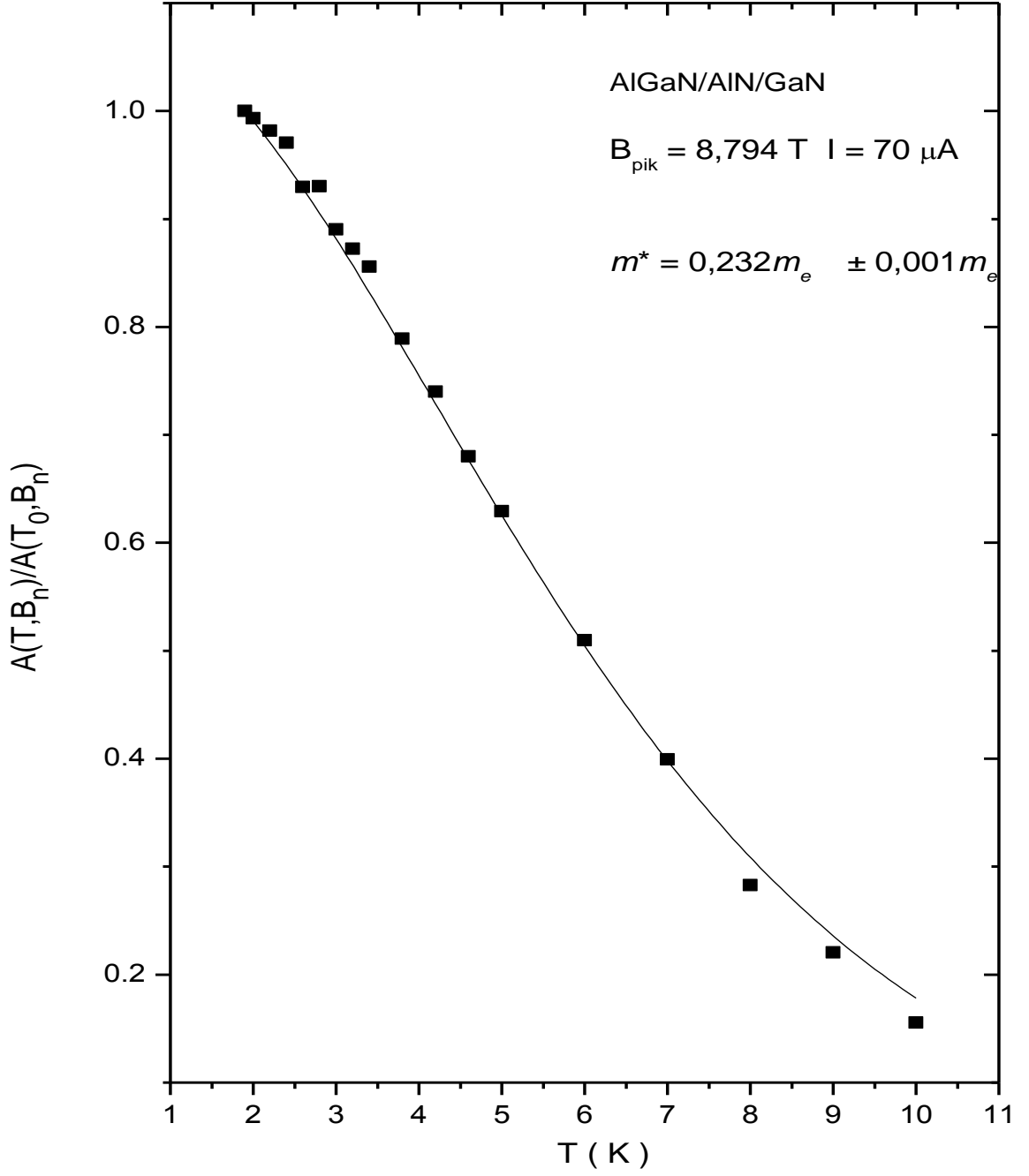
Şekil 4.4. Farklı sıcaklıklardaki R_{xx} ölçümleri. SdH genlikleri artan sıcaklıkla birlikte azalmaktadır.



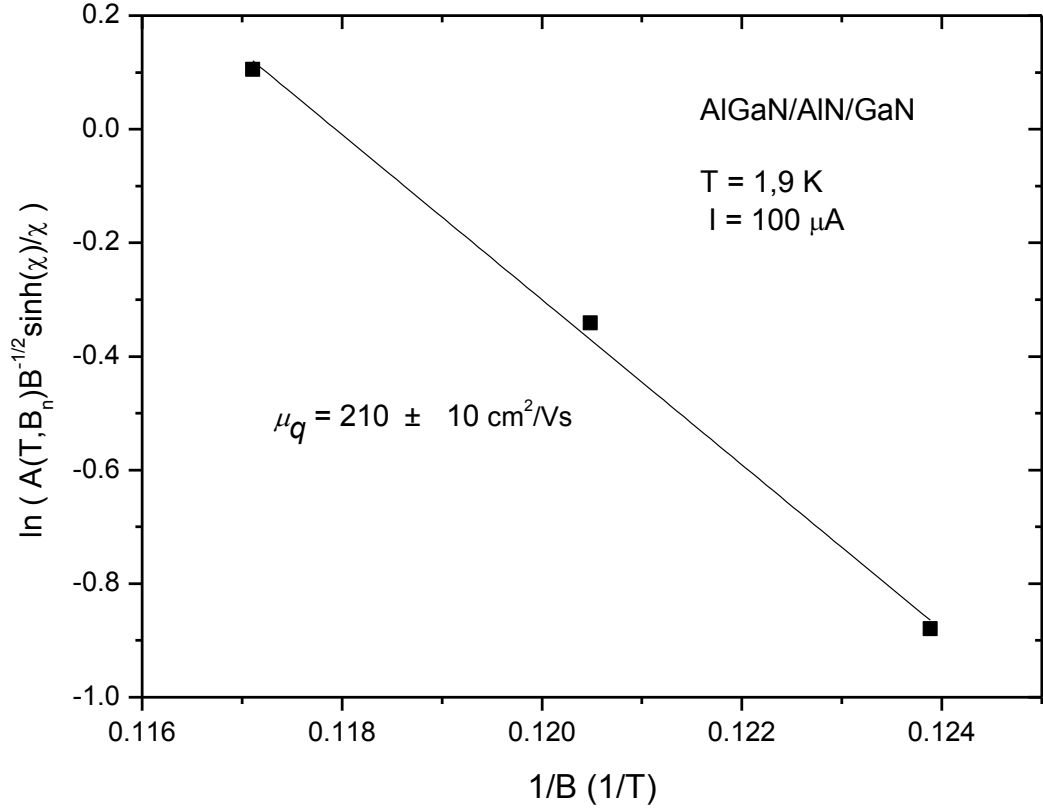
Şekil 4.5. Boyuna magnetodirençten tekdüze terimin çıkarılmasıyla elde edilen SdH salınımları.



Şekil 4.6. SdH salınımları piklerinin manyetik alan değerlerinin pik numarasına karşı çizimi.



Şekil 4.7. SdH osilsayonları bağıl genliğinin sıcaklıkla değişiminden 2D elektronların etkin kütlesi bulunur.



Şekil 4.8. Deneysel verilerden hesaplanan Eş.2.62'nin 1/B'ye karşı çizimi. Eş.2.62 noktalarından geçen en iyi doğrunun eğiminden kuantum mobilitesi (μ_q) bulunur.

4.2. AlInN/(GaN)/AlN/GaN Örnekleri

In alaşımlı AlInN/GaN grubu heteroeklem yapılar AlGaN/GaN yapılardan daha fazla tabaka taşıyıcı yoğunluğuna sahip olması ile dikkat çekmiştir (Yamaguchi vd. [109]; Yamaguchi vd. [110]; Kuzmik [17]; Carlin ve Ilegems [111]). Bu yapılarda alaşım kompozisyonuna bağlı olarak son yıllarda yapılan çalışmalar $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{N}$ ile GaN arasında en uygun örgü-uyumunun %18 civarında olduğunu göstermektedir (Carlin vd. [112]; Lorenz vd. [113]; Hums vd. [114]). Yapılan çalışmalar AlInN ve GaN arasında nispeten daha ince bir AlN ara tabakanın da eklenmesinin olumlu sonuç verdiğini göstermektedir (AlGaN/AlN/GaN örneğinde alaşım saçılmasını azalttığı gibi). Birkaç nm civarındaki AlN kalınlığına bağlı olarak 2D taşıyıcı yoğunluğu ve mobilitesi değişmekte, ancak farklı kalınlıklarda en iyi değerlere

sahip olmaktadır. Bu aygıt tasarımı açısından son derece önemli bir özelliktir. En iyi örgü-uyumlu AlInN/AlN/GaN heteroeklemlerde, erişilen oda sıcaklığı Hall mobilitesi ve Hall taşıyıcı yoğunluğuna; 1,1 nm AlN'ta $1170 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ ve $2,55 \times 10^{13} \text{ 1/cm}^2$ ile Gonschorek vd. [19]'i, 1 nm AlN'ta $1510 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ ve $1,16 \times 10^{13} \text{ 1/cm}^2$ ile Xie vd. [20], 1 nm AlN'ta $1630 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ ve $1,20 \times 10^{13} \text{ 1/cm}^2$ ile Teke vd. [115]'yi örnek verebiliriz.

Tez çalışmasında, bu grupta sayılabilecek iki örnek (A ve B) kullanılmıştır. A örneği: $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ ve B örneği: $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{N}/\text{GaN}/\text{AlN}/\text{GaN}$ yapısıdır. B örneği 2 nm GaN kalınlığında ara tabakasına sahiptir. Örneklerin alaşım kompozisyonu x, %17'dir.

Tabaka yapısı Şekil 4.9'da gösterilen örnekler şu şekilde hazırlanmıştır:

$\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{N}/(\text{GaN})/\text{AlN}/\text{GaN}$ ($x=0,17$) heteroyapılar, 2 inç'lik c-düzlemi (0001) safir (Al_2O_3) alttaş üzerine düşük-basınçlı AIXTRON MOCVD reaktörü ile büyütülmüştür. Epitaksiyel büyütme öncesinde, yüzey bulaşıklığını uzaklaştırmak amacıyla, safir alttaş 10 dakika boyunca 1100°C sıcaklıkta tavlansmıştır. Daha sonra, düşük sıcaklıkta (840°C) 15 nm kalınlığında bir AlN ara tabaka (çekirdek katman) ve ardından yüksek sıcaklıkta (1150°C) 320 nm kalınlığında AlN tampon katmanı ve bunun üzerinde 1070°C sıcaklıkta 1160 nm kalınlığında katkılanmamış GaN tabakası 200 mbar basınç altında büyütülmüştür. Buradaki çekirdek AlN tabaka, üst tabakaların istenilen kutuplanımda oluşmasını sağlar; bunlar Al-yüzlü AlN (tampon) ve Ga-yüzlü GaN'dır. 320 nm AlN tampon tabakası ise, alttaştan itibaren örgü uyumsuzluğu gerilme/sıkışmalarının minimize edilmesini sağlar. GaN tabaka üzerine, 1085°C sıcaklıkta 2 nm kalınlığında bir AlN tabakası 50 mbar basınç altında büyütülmüştür. Bundan sonra, A örneği için 17 nm kalınlığında $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{N}$ ($x=0,17$) ile devam edilirken, B örneğinde önce 1070°C sıcaklık ve 200 mbar basınç altında 2 nm GaN aratabakası ve daha sonra 17 nm kalınlığında $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{N}$ tabakası büyütülmüştür. Her iki örnekte, $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{N}$ büyütme işlemi, 800°C sıcaklık ve 50 mbar basınç altında yapılmıştır. Son olarak, 3 nm kalınlığında bir örtücü GaN katmanı 1085°C sıcaklık ve 50 mbar basınç altında büyütülmüştür.

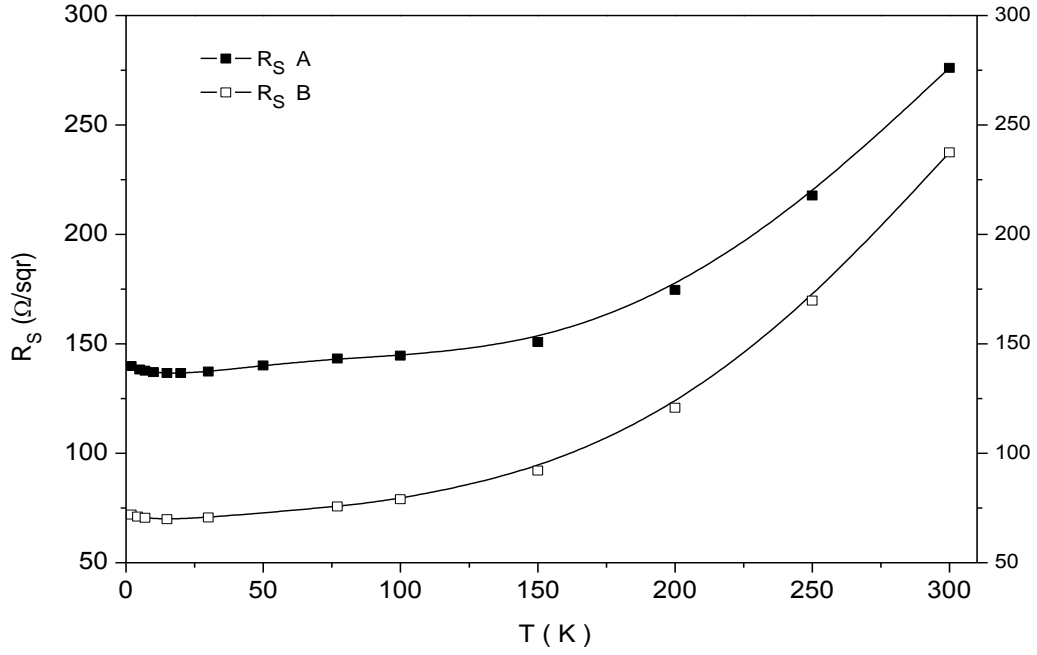
GaN koruyucu	3 nm	GaN koruyucu	3 nm
Katkılanmamış-AlInN	17 nm	Katkılanmamış-AlInN	17 nm
AlN	2 nm	GaN	2 nm
Katkılanmamış-GaN	1160 nm	AlN	2 nm
AlN tampon	320 nm	Katkılanmamış-GaN	1160 nm
AlN	15 nm	AlN tampon	320 nm
Alttaş Al ₂ O ₃		AlN	15 nm
		Alttaş Al ₂ O ₃	

Şekil 4.9. AlInN/(GaN)AlN/GaN grubu örneklerin tabaka yapıları.

2 inç'lik tabaka halinde MOCVD'den çıkarılan örnekler 5mmx5mm boyutlarında (van der Pauw geometrisinde) kesildikten sonra, ultrasonik banyo içinde aseton ile temizlenmiş ve 5 dakika boyunca kaynayan isopropilalkol içinde bırakılmıştır. Örnekler daha sonra de-iyonize su ile durularak temizlemiştir. Temizlikten sonra, yüzey oksidasyonun giderilmesi amacıyla 30 saniye HCl/H₂O (1:2) solüsyonuna batırılmış ve tekrar de-iyonize su ile durulanmıştır. Son olarak, 10⁻⁷ Torr vakum altında Ti/Al/Ni/Au (16/180/50/150 nm) metal alaşımı ısı olarak örneklerin kontak bölgesinde biriktirilmiş ve omik kontakın oluşması için örnekler 700 °C sıcaklıkta 30 saniye boyunca N₂ ortamında tavlansmıştır. Örneklerin, ölçüme hazırlanışı AlGaN/AlN/GaN örneğinde anlatıldığı gibidir.

4.2.1. Magnetotransport Ölçümler ve Değerlendirme

Örnekler üzerinde 1,9-300 K sıcaklık aralığında van der Pauw ve Hall ölçümleri ve 1,9-300 K sıcaklık aralığında SdH ölçümleri yapılmıştır. Joule ısınmasına mani olmak amacıyla, örneklere sürülen akım 100 µA'dir (hesaplanan elektrik alan < 0,05 V/cm). Hall ölçümleri sırasında, örnek yüzeyine dik olacak şekilde 0,5 T manyetik alan uygulanmıştır. Ölçülen tabaka direnci (R_S), tabakanın taşıyıcı yoğunluğu (n_S) ve Hall taşıyıcı yoğunluğunun (n_H) sıcaklığa bağlı değişimi Şekil 4.10 ve 4.11'de çizilmiştir. Ölçülen değerler, belirli sıcaklıklar için Çizelge 4.1'de özetlenmiştir.

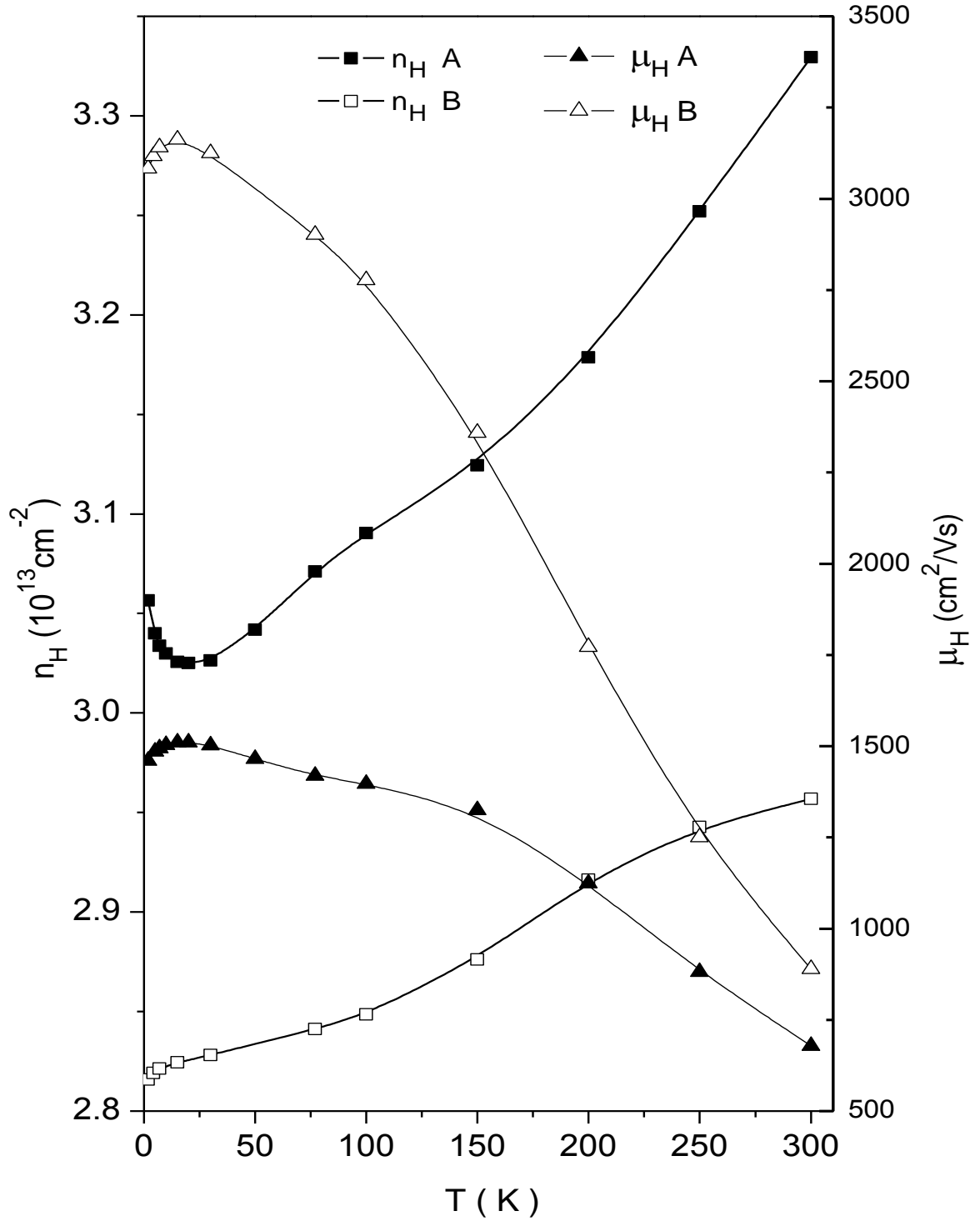


Şekil 4.10. Tabaka direnci R_S 'nin sıcaklığa bağlı davranışı.

Çizelge 4.1. Van der Pauw ve Hall ölçümleri ile 1,9 K, 77 K ve 300 K sıcaklıklarda bulunan tabaka direnci (R_S), Hall taşıyıcı yoğunluğu (n_H) ve Hall mobilitesi (μ_H).

	R_S			n_H			μ_H		
	Ω/\square	Ω/\square	Ω/\square	$10^{13} 1/\text{cm}^2$	$10^{13} 1/\text{cm}^2$	$10^{13} 1/\text{cm}^2$	$\text{cm}^2/(\text{Vs})$	$\text{cm}^2/(\text{Vs})$	$\text{cm}^2/(\text{Vs})$
Örnek	1,9 K	77 K	300 K	1,9 K	77 K	300 K	1,9 K	77 K	300 K
A	140	143	276	3,06	3,07	3,33	1460	1419	679
B	72	76	237	2,81	2,84	2,95	3082	2901	889

Her iki örnek için sıcaklığa bağlı davranış, literatürde $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ ($x=0,17$) yapılar için bulunanlar ile uyumludur (Gonschorek vd. [19]; Xie vd. [20]; Teke vd. [115]). Diğer taraftan, 2 nm GaN ara tabakaya sahip B örneği ($\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{N}/\text{GaN}/\text{AlN}/\text{GaN}$ $x=0,17$), oda sıcaklığında A örneğine yakın mobilite değerine sahip iken 1,9 K'de A örneğinde ölçülen değer iki katından fazladır.



Şekil 4.11 Hall taşıyıcı yoğunluğu (n_H) ve ve Hall mobilitesinin (μ_H) sıcaklığa bağlı davranışı. A örneği: AlInN/AlN/GaN ve B örneği: AlInN/GaN/AlN/GaN.

Hall taşıyıcı yoğunluklarında (n_H) ise, sıcaklıkla büyük bir değişim olmamasına karşın, B örneğindeki oransal azalma, A örneğindeki yarısı kadardır. Sonuç olarak, 2nm GaN tabakası dışında katman yapısı tamamen aynı olan iki örneğin elektronik özelliklerinde belirgin bir fark olması ilgi çekici bir durumdur.

Sıcaklığın düşmesiyle birlikte, fonon temelli saçılma yoğunluğunda azalma olacağı genel bir durumdur. Oda sıcaklığında baskın olan yüksek enerjili optik fonon saçılması, 150-100 K arasındaki sıcaklıklara kadar azalıp etkisini kaybetmektedir. Daha düşük enerjili akustik fononlar da, bu örneklerde muhtemelen 15 K civarına kadar etkisini sürdürmektedir. Ancak bu sıcaklıklarda, mobilite açısından ilginç bir durum vardır. Mobilite her iki örnekte en yüksek değerine 15 K civarında ulaşmıştır (15 K'de; A örneğinde $1509 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$, B örneğinde $3161 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$). 15 K'den düşük sıcaklıklara doğru mobilitenin tekrar azalmaya başladığı görülmektedir. Akustik fonon etkisi azalmasına rağmen, bir şekilde, daha düşük sıcaklıklardaki baskın saçılma mekanizmaları da (örneğin arayüz pürüzlülüğü ve alaşım düzensizliği saçılması) düşen sıcaklıkla birlikte artmaktadır.

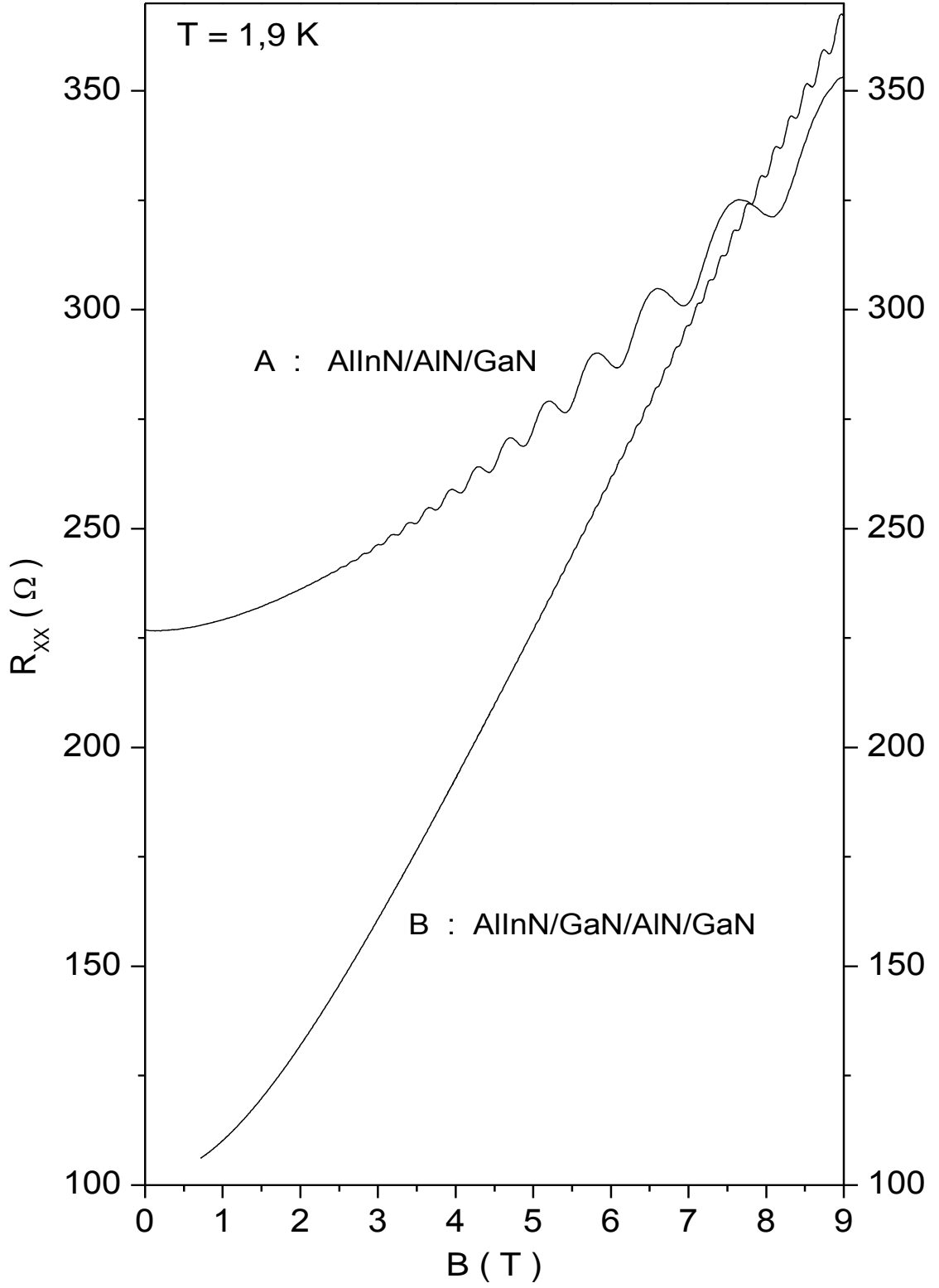
Van der Pauw ve düşük manyetik alan Hall ölçümleri, paralel iletkenlik olması durumunda, hem hacimsel malzeme elektronları (arayüz dışında örneğin ana katmanlarında bulunan elektronlar) hem de İki Boyutlu Elektron Gazı (2BEG) elektronları (2D elektronlar) hakkında birikimli bilgi vermektedir. 2BEG'i, hacimsel elektronlardan ayırmak için, belirli sıcaklıklarda manyetik alana bağlı Hall ölçümleri yapmak gerekir. Bu yöntem, Lişesivdin vd. [116] ("*A simple parallel conduction extraction method (SPCEM) for MODFETs and undoped GaN-based HEMTs*") tarafından geliştirilip başarıyla uygulanmıştır. Bu çalışmada ise, doğrudan 2BEG özelliklerini incelemek amacıyla, örneklerin boyuna magnetodirenç (R_{xx}) ölçümleri yapılarak SdH salınımları incelenmiştir.

SdH ölçümleri, 1,9-10 K sıcaklık aralığında, manyetik alana bağlı olarak R_{xx} ölçümleridir. Ölçüm boyunca örnek düzlemine dik uygulanan manyetik alan 0-9 T arasında, eşit aralıklarla (örneğin 100 Oersted/s tarama hızında) taranmıştır. Uygulanan akım, $100 \mu\text{A}$; örneği ısıtmayacak kadar düşük ancak SdH salınımlarını net görece kadar yüksek seçilmiştir (voltmetre hassasiyeti ve kontak dirençleri de bu seçimde etkili olmuştur). SdH salınımlarının net görüldüğü bu en düşük akım

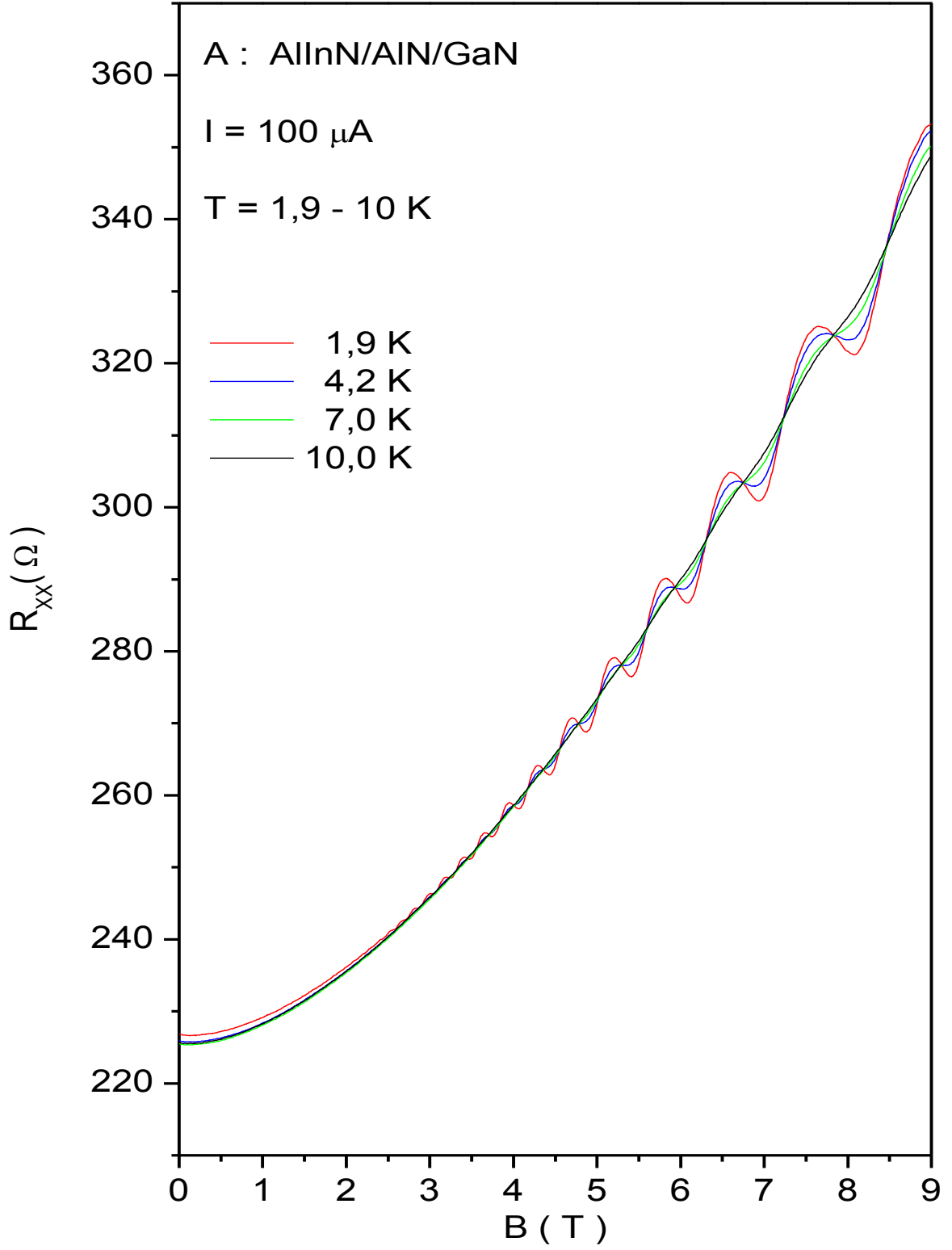
değeri, aynı zamanda SdH salınımlarının genliklerinin de henüz azalmaya başlamadığı değerdedir.

Örneklere ölçülen R_{xx} değerleri, Şekil 4.12'deki grafikte çizilmiştir. A örneğinde SdH salınımları 3 T'dan itibaren, 2 nm GaN ara tabakaya sahip B örneğinde ise 6 T'dan itibaren belirginleşmiştir.

Sıcaklığa bağlı R_{xx} ölçümlerinde ise SdH salınımları artan sıcaklıkla birlikte genliklerini kaybetmektedir. Örnek olması bakımından, 1,9-10 K arasında A örneğindeki R_{xx} ölçüm değerleri Şekil 4.13'deki grafikte gösterilmektedir.



Şekil 4.12. 1,9 K'de boyuna magnetodirenç (R_{xx}) ölçümleri.



Şekil 4.13. Farklı sıcaklıklardaki R_{xx} ölçümleri. SdH genlikleri artan sıcaklıkla birlikte azalmaktadır.

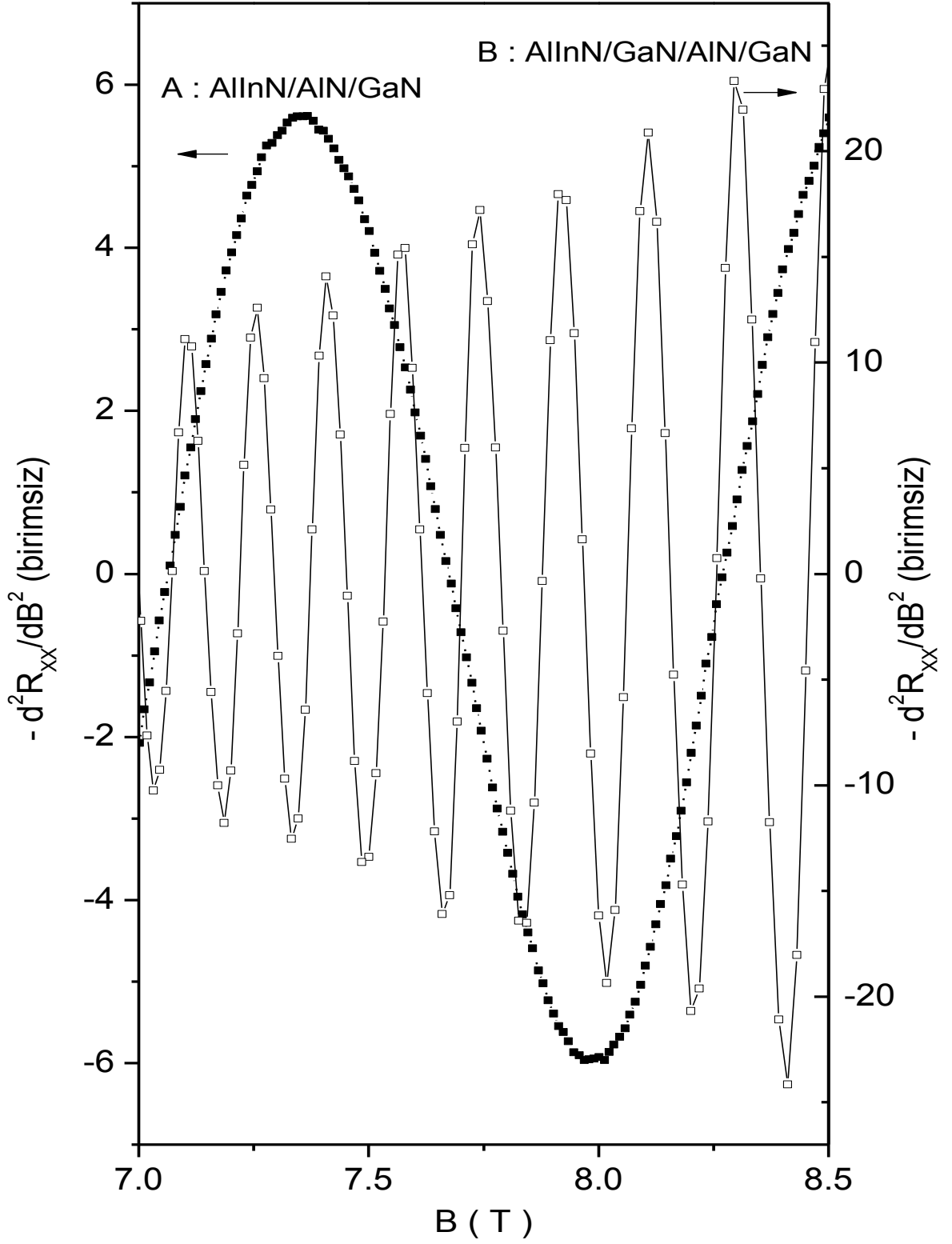
R_{xx} içindeki $\Delta(1/B)$ periyoduna sahip SdH salınımlarını ayırmak için, salınım yapmayan tekdüze terim, önceki bölümde anlatılan yöntemlerle çıkarılmıştır. Tekdüze terimler, R_{xx} 'in $1/B$ 'ye göre eşit aralıklarla enterpolasyonunun ardından B 'ye göre ikinci türevi ile elimine edildiğinde, SdH salınımları elde edilmiştir (Şekil 4.14).

SDH salınımlarının periyodu $\Delta(1/B_n)$ ile 2BEG yoğunluğu n_{2D} arasındaki Eş.2.56;

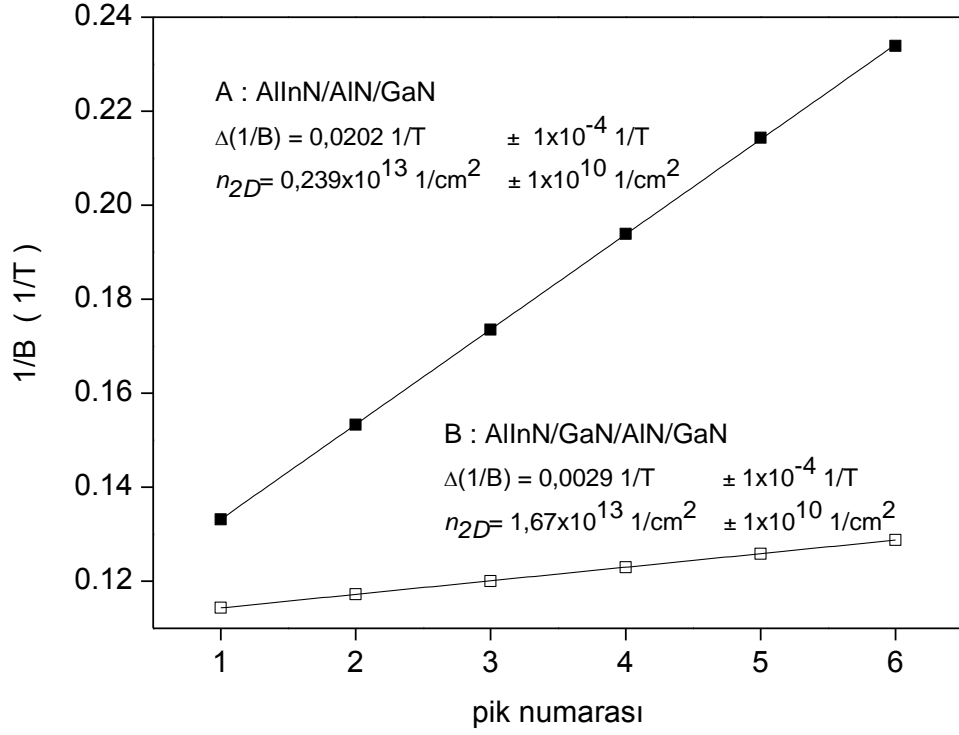
$$n_{2D} = \frac{e}{\pi \hbar \Delta \left(\frac{1}{B_n} \right)}$$

ifadesine göre; pik numarasına (n) karşı gelen deneysel $1/B_n$ noktalarından geçen doğrunun eğimi salınım periyodunu verecektir. Buna göre, örneklerdeki ölçümler kullanılarak n_{2D} hesaplanmıştır. Şekil 4.15'te gösterildiği üzere, A örneği için 2BEG taşıyıcı yoğunluğu $n_{2D} = 0,24 \times 10^{13} \text{ 1/cm}^2$ ve B örneği için $n_{2D} = 1,67 \times 10^{13} \text{ 1/cm}^2$ bulunmuştur.

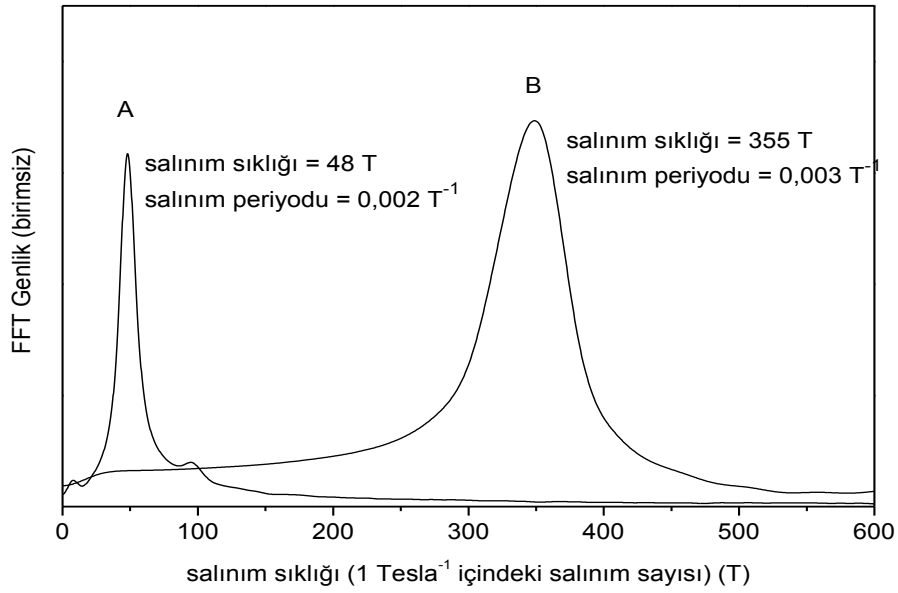
Salınım periyodunu bulmanın bir yolu da, SdH verilerine FFT (Fast Fourier Transform) uygulamaktır. FFT sonrası, verilerdeki baskın frekans ortaya çıkmaktadır. Şekil 4.16'daki FFT grafiğinde görülmektedir ki, FFT sonrasında baskın bir tek frekans (tek salınım periyodu) ortaya çıkmaktadır. Bu, örneklerdeki 2BEG'in üçgenimsi kuantum kuyusu içinde sadece birinci alt bandı doldurduğunu göstermektedir.



Şekil 4.14. R_{xx} 'in B 'ye göre ikinci türevi SdH salınımlarını vermektedir.



Şekil 4.15. SdH salınımlarının pik noktalarına karşılık gelen $1/B$ değerlerinin pik numarasına karşı çizimi.



Şekil 4.16. SdH salınımlarına FFT uygulanması sonrasında elde edilen baskın frekans-genlik bağıllığı.

SdH salınımlarının bağıl genliklerinin sıcaklıkla değişimi ise Şekil 4.17'de çizilmiştir. Şekil 4.17'teki deneysel noktalar için, Eş.2.59 ile verilen,

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

ifadesine en iyi çakıştırma eğrilerinden, örneklerdeki 2D elektronların etkin kütlesi m^* bulunmuştur. Burada $A(T, B_n)$ ve $A(T_0, B_n)$; n . pikteki B_n manyetik alan değerindeki T ve $T_0 = 1,9$ K (en düşük sıcaklık)'daki SdH genlikleridir. Bulunan m^* , her iki örnek için $0,25m_e \pm 0,01m_e$ 'dir ve literatürde GaN tabanlı heteroeklem yapılarında bulunan değerle uyumludur (Knap vd. [101]; Elhamri vd. [102]; Wang vd. [107]; Saxler vd. [117]).

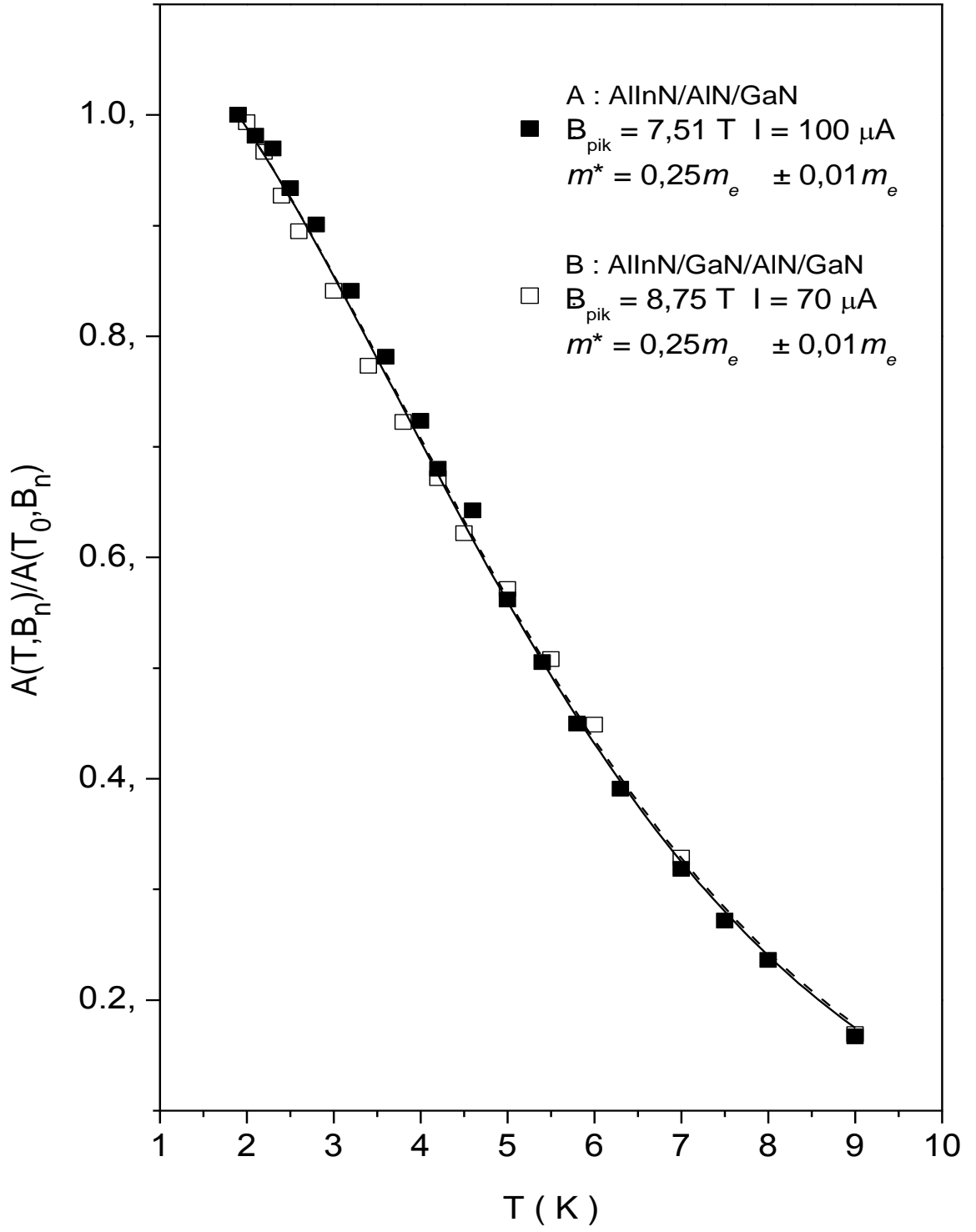
Daha sonra, $T=1,9$ K için, deneysel noktalardan B_n ve $A(T, B_n)$ değerleri elde edilmiş ve etkin kütle ile birlikte, SdH salınımları genliklerinin manyetik alanla değişimini ifade eden Eş.2.63'ün sol tarafının verileri türetilmiştir.

$$\ln \left[\frac{A(T, B_n) B_n^{-1/2} \sinh(\chi)}{\chi} \right] = (\text{sabit}) - \frac{\pi}{\mu_q} \frac{1}{B_n} \quad (2.63)$$

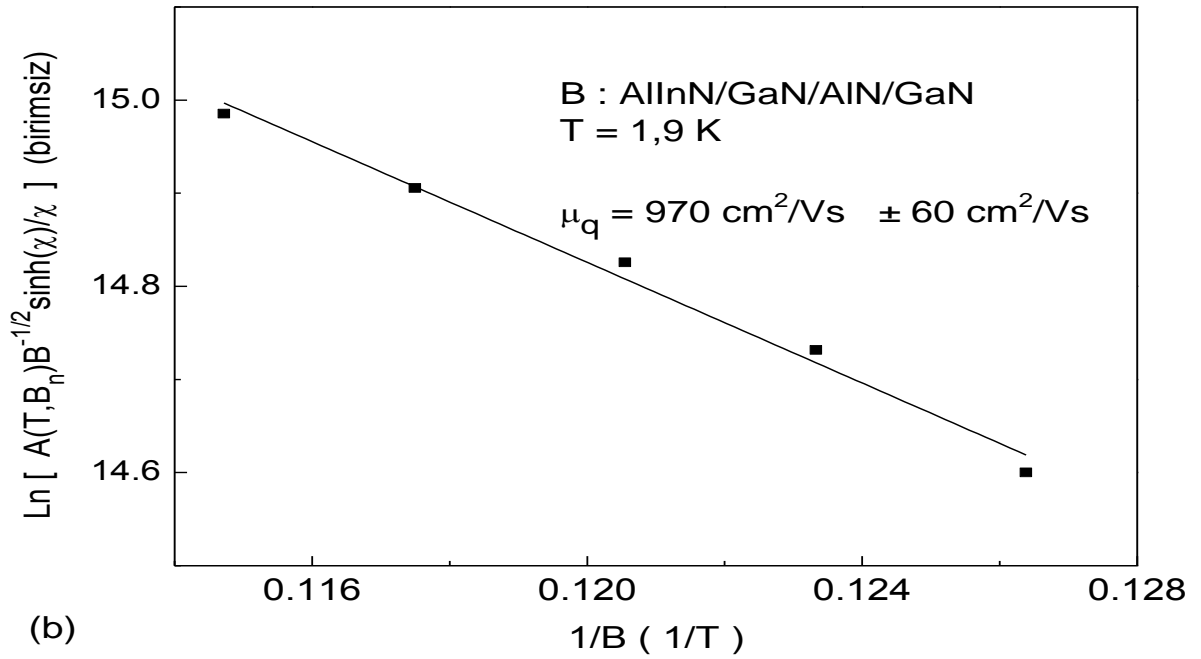
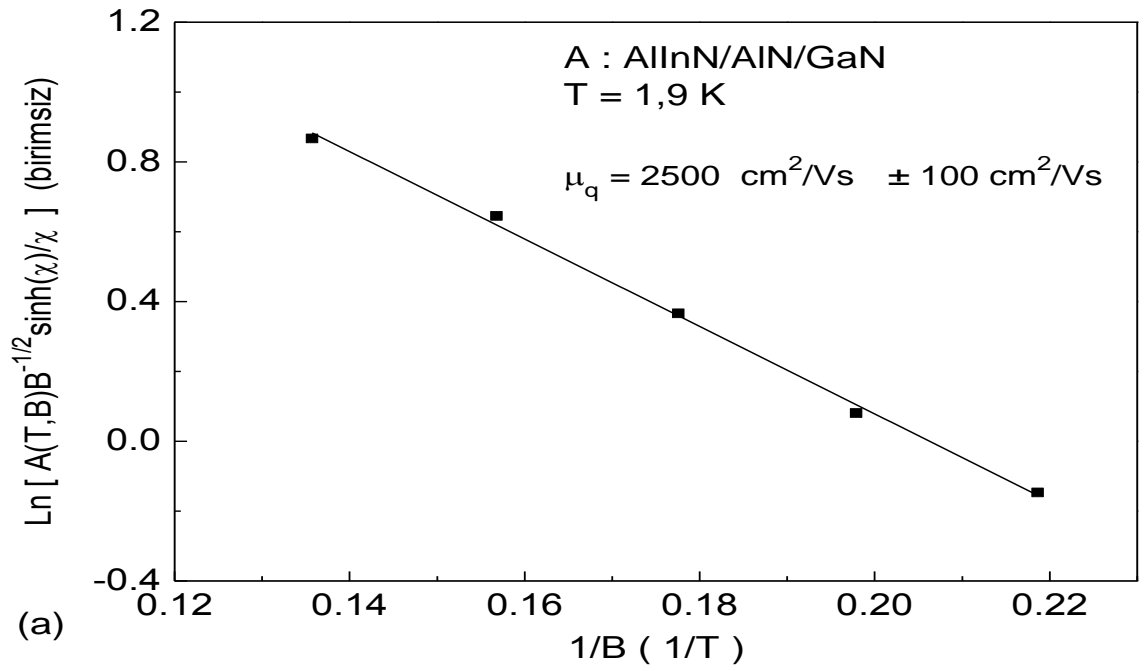
$$\chi = 2\pi^2 k_B T_0 m^* / \hbar e B_n$$

Eş.2.63'ün sol tarafı için hesaplanan verilerden en iyi geçen doğrunun eğiminden 2BEG'in kuantum mobilitesi μ_q bulunmuştur (Şekil 4.18).

1,9K sıcaklıkta Van der Pauw, Hall ve SdH ölçümlerinden bulunan Hall taşıyıcı yoğunluğu (n_H), Hall mobilitesi (μ_H), 2BEG taşıyıcı yoğunluğu (n_{2D}) ve 2BEG kuantum mobilitesi (μ_q) Çizelge 4.2'de özetlenmiştir.



Şekil 4.17. Bağıl SdH genliğinin sıcaklıkla değişiminden 2D elektronların etkin kütlesi (m^*) bulunur.



Şekil 4.18. Kuantum mobilitesinin (μ_q) bulunması.

Çizelge 4.2. 1,9 K'de Van der Pauw, Hall ve SdH ölçümlerinden bulunan Hall Taşıyıcı Yoğunluğu (n_H), 2BEG taşıyıcı yoğunluğu (n_{2D}), Hall mobilitesi (μ_H) ve kuantum mobilitesi (μ_q).

Örnek	n_H 10 ¹³ 1/cm ²	n_{2D} 10 ¹³ 1/cm ²	μ_H cm ² /(Vs)	μ_q cm ² /(Vs)
A	3,06	0,24	1460	2500
B	2,81	1,67	3082	970

Çizelge 4.2'de örneklerin Hall taşıyıcı yoğunluklarının 2BEG yoğunluklarından büyük olduğu görülmektedir. 2BEG yoğunluğu sadece heteroklem arayüzünde bulunan elektronlardan kaynaklandığından, örneklerde paralel iletkenlik olduğunu söyleyebiliriz.

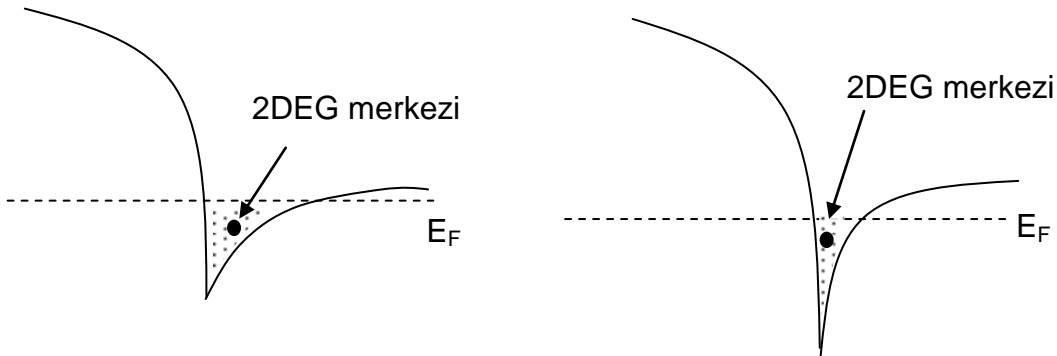
Örneklerin Hall taşıyıcı yoğunlukları birbirine yakın olmasına rağmen 2BEG yoğunluklarında belirgin bir fark vardır ($n_{2D-A} = 0,24 \times 10^{13}$ 1/cm², $n_{2D-B} = 1,67 \times 10^{13}$ 1/cm²). B örneğinde, 2nm GaN ara tabakanın varlığının, 2BEG taşıyıcı yoğunluğunun artmasına etki ettiğini söyleyebiliriz.

AllnN/AIn/GaN yapılarında, 2BEG'in ana sebebinin arayüzdeki kutuplanma farkı olduğu bilinmektedir (Yamaguchi vd. [110]; Hums vd. [114]). Dolayısıyla, bizim AllnN/GaN/AIn/GaN örneğimizde, 2nm GaN ara tabaka, bir şekilde bu kutuplanma farkının artmasına katkı sağlamıştır. Artan kutuplanma farkı, 2BEG'in bulunduğu arayüzde elektriksel alanı büyütür ve böylece 2BEG yoğunluğu artma eğilimi gösterir (Bu sonucu, kutuplanma çözümlenmesinden çıkarmaya çalışacağız).

Mobilite sonuçlarını incelemek için, saçılma olaylarını göz önünde bulundurmamız gerekir. Düşük sıcaklıklarda, 2BEG için ana saçılma olayları; alaşım düzensizliği, arayüz pürüzlülüğü, arka plan safsızlıklar ve akustik fonon temellidir (Teke vd. [115]). Heteroyapılarda alaşım düzensizliği kaynaklı saçılma, AIn aratabaka sayesinde 2BEG'ten uzak tutulduğundan azalmaktadır. Bu, 2nm GaN ara tabakalı B örneği için A örneğine göre Hall mobilitesi açısından daha avantajlı bir durum yaratacaktır. Zaten, Çizelge 4.1 ve Çizelge 4.2'de tüm sıcaklıklarda, B örneğinin Hall mobilitesi daha büyüktür. Ayrıca B örneğinin Hall mobilitesi, kuantum mobilitesinden de büyüktür. Bu sonucun, alaşım saçılmasının uzak erimli bir

saçılma olduğunu gösterdiğini söyleyebiliriz. A örneğinde, kuantum Mobilitesinin, Hall mobilitesinden büyük olması yakın erimli (arayüz saçılması) saçılmanın etkin olduğuna işaret etmektedir. Diğer taraftan B örneğinin kuantum mobilitesinin A örneğinden küçük oluşu daha dikkatli irdelenmelidir.

B örneğinde kuantum mobilitesinin daha küçük oluşu, safsızlıklardan ve akustik fononlardan kaynaklanan saçılmalar ile de açıklanamaz, çünkü her iki saçılma mekanizmasının artan 2BEG yoğunluğunun perdeleme etkisi nedeni ile azalması beklenmektedir. Diğer taraftan, arayüz pürüzlülüğü kaynaklı saçılma, 2BEG'in arayüze ortalama mesafesi ile doğrudan ilişkilidir. Arayüze yakın konumdaki bir 2BEG elektronu daha fazla saçılma etkisi altında olacaktır (oysa safsızlık ve fonon saçılması 2BEG'in arayüze yakınlığından etkilenmez) (Teke vd. [115]; Miao vd. [118]). Bizim örneklerimizde SdH salınımları tek frekanslı olduğundan, arayüzde oluşan üçgenimsi kuantum kuyusunda sadece ilk alt-bandın dolu olduğu tespit edilmiştir. Üçgenimsi kuantum kuyuları karşılaştırıldığında, daha derin olan kuyuda, birinci alt bandın daha aşağıda ve bulundurduğu 2BEG'in arayüze olan ortalama mesafesinin de arayüze daha yakın olduğu, dolayısıyla mobilitesinin de daha küçük olacağı Miao vd. [118] tarafından bildirilmiştir. Şekil 4.19'da bu durum şematik olarak gösterilmektedir.



Şekil 4.19. Üçgenimsi kuantum kuyusunda 2BEG merkezi olarak gösterilen, arayüze ortalama mesafesinin konumu; a) geniş (ve sığ) ve b) dar (ve derin) kuyular için şematik gösterimi.

Bu olayı şu şekilde açıklayabiliriz; A örneğine göre daha büyük kutuplanma yüklerine sahip B örneğinde, kutuplanma elektrik alanı GaN tarafındaki iletkenlik bandı profilini daha derin kuyu oluşacak şekilde bükmektedir. Sonuçta, dolu olan

ilk alt bantta bulunan 2BEG'in arayüze olan ortalama mesafesi kısalmakta ve yakın erimli arayüz pürüzlülüğü saçılması büyümektedir (mobilite küçülmektedir). Bu yüzden, 2BEG kuantum mobilitesi; A'dan B'ye geçişte, $2500 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ 'den $970 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ 'ye azalmaktadır (Bayraklı vd. [119]).

4.2.2. 2BEG Yoğunluklarının Katman Yapısı ile İlişkisi

Önceki bölümde, örneklerdeki 2BEG taşıyıcı yoğunlukları arasındaki farkın, katman yapılarındaki değişiklikten kaynaklanabileceği ileri sürülmüştü – kutuplanma alanlarının farklı olacağı öngörüsü ile-. Bu görüşü desteklemek adına, örneklerin kutuplanma yükleri, 2BEG yükleri ve iletkenlik bandı değişimi arasındaki denge bağıntılarının kurulması gerekir.

Bu bölümünde, denge bağıntıları bağlamında yapılması planlanan çözümleme ile, AlInN/AlN/GaN (A) örneğinden AlInN/GaN/AlN/GaN (B) örneğine geçişte GaN ara tabakasının 2BEG yoğunluğuna etkisinin bulunması amaçlanmıştır.

Başlangıç için, heteroeklem için verilen denge bağıntısı Eş.2.24'ü, A örneğine uyarlayalım. Denge bağıntısı, A örneği için üst yüzeyden 2BEG arayüzüne kadar;

$$e\phi_1 - ed_{\text{GaN}(3)} E_{E,\text{GaN}(3)} - \Delta E_{c,\text{GaN}/\text{AlInN}} - ed_{\text{AlInN}} E_{E,\text{AlInN}} - \Delta E_{c,\text{AlInN}/\text{AlN}} - ed_{\text{AlN}} E_{E,\text{AlN}} - \Delta E_{c,\text{AlN}/\text{GaN}} + E_{0A} + (E_{FA} - E_{0A}) = 0 \quad (4.1)$$

şeklinde yazılabilir.

Burada;

- $e\phi_1$; A örneğinin koruyucu GaN tabakası (3 nm) tarafında, yüzey potansiyelidir. B örneği de aynı GaN katmanına ve omik Ti/Al/Ni/Au metal alaşım kontaklara sahip olduğundan yüzey potansiyeli A örneği ile eşit kabul edilebilir.
- d_{GaN} , d_{AlN} , d_{AlInN} ; katman kalınlıkları, $E_{E,\text{GaN}}$, $E_{E,\text{AlInN}}$, $E_{E,\text{AlN}}$; elektrik alanlardır.
- E_{0A} ; 2BEG'in temel enerji seviyesi, $E_{FA}-E_{0A}$; Fermi Enerji seviyesi ile 2BEG temel enerji seviyesi arasındaki farkı;

$$E_{0A} = \left(\frac{9\pi\hbar e^2}{8\varepsilon_0\varepsilon_{\text{GaN}}\sqrt{8m^*}} n_A \right)^{2/3} \text{ ve } E_{FA} - E_{0A} = \frac{\pi\hbar^2}{m^*} n_A \text{ 'dır.}$$

m^* ; 2BEG elektronlarının etkin kütlesi (GaN için $m^*=0,22m_0$), n_A ; 2BEG yoğunluğu, ε_{GaN} ; GaN'ın bağıl elektrik geçirgenliğidir.

- Bant süreksizlikleri: Başlangıç ve bitiş katmanı GaN olduğundan, Eş.4.1'e toplam etkileri sıfırdır;

$$-\Delta E_{c,\text{GaN}/\text{AlInN}} - \Delta E_{c,\text{AlInN}/\text{AlN}} - \Delta E_{c,\text{AlN}/\text{GaN}} = 0$$

Elektrik alanları, Gonschorek [58] tarafından verilen tanımlamalara uygun olarak, bariyer tarafına doğru pozitif olacak şekilde (Eş.2.35 ve Eş.2.36'daki gibi),

$$E_{E,\text{GaN}(3)} = \frac{1}{\varepsilon_0\varepsilon_{\text{GaN}}} (\sigma_{\text{GaN}(3)/\text{AlInN}} + \sigma_{\text{AlInN}/\text{AlN}} + \sigma_{\text{AlN}/\text{GaN}(1160)} - en_A) \quad (4.2)$$

$$E_{E,\text{AlInN}} = \frac{1}{\varepsilon_0\varepsilon_{\text{AlInN}}} (\sigma_{\text{AlInN}/\text{AlN}} + \sigma_{\text{AlN}/\text{GaN}(1160)} - en_A) \quad (4.3)$$

$$E_{E,\text{AlN}} = \frac{1}{\varepsilon_0\varepsilon_{\text{AlN}}} (\sigma_{\text{AlN}/\text{GaN}(1160)} - en_A) \quad (4.4)$$

biçiminde yazalım. Burada, GaN(3); 3nm kalınlığındaki koruyucu katman; GaN(1160) ise 1160 nm kalınlığındaki tampon katmandır. $\sigma_{\text{GaN}(3)/\text{AlInN}}$; GaN(3)/AlInN arayüzünde net bağlı yük yoğunluğu, $\sigma_{\text{AlInN}/\text{AlN}}$; AlInN/AlN arayüzünde net bağlı yük yoğunluğu, $\sigma_{\text{AlN}/\text{GaN}(1160)}$; AlN/GaN(1160) arayüzünde net bağlı yük yoğunluğu ve en_A ; A örneğinin 2BEG yük yoğunluğudur (2BEG, AlN/GaN(1160) arayüzünde GaN tarafındadır).

Yukarıda verilenler ile Eş.4.1'i tekrar düzenlersek, A örneği için denge bağıntısı;

$$\begin{aligned}
& e\phi_1 - \frac{ed_{GaN(3)}}{\epsilon_0 \epsilon_{GaN}} (\sigma_{GaN(3)/AlInN} + \sigma_{AlInN/AlN} + \sigma_{AlN/GaN(1160)} - en_A) \\
& - \frac{ed_{AlInN}}{\epsilon_0 \epsilon_{AlInN}} (\sigma_{AlInN/AlN} + \sigma_{AlN/GaN(1160)} - en_A) \\
& - \frac{ed_{AlN}}{\epsilon_0 \epsilon_{AlN}} (\sigma_{AlN/GaN(1160)} - en_A) \\
& + \left(\frac{9\pi\hbar e^2}{8\epsilon_0 \epsilon_{GaN} \sqrt{8m^*}} \right) n_A^{2/3} + \frac{\pi\hbar^2}{m^*} n_A = 0
\end{aligned} \tag{4.5}$$

olur. Benzer işlemleri B örneği için yaparsak, B örneğinin denge bağıntısı;

$$\begin{aligned}
& e\phi_1 - \frac{ed_{GaN(3)}}{\epsilon_0 \epsilon_{GaN}} (\sigma_{GaN(3)/AlInN} + \sigma_{AlInN/GaN(2)} + \sigma_{GaN(2)/AlN} + \sigma_{AlN/GaN(1160)} - en_B) \\
& - \frac{ed_{AlInN}}{\epsilon_0 \epsilon_{AlInN}} (\sigma_{AlInN/GaN(2)} + \sigma_{GaN(2)/AlN} + \sigma_{AlN/GaN(1160)} - en_B) \\
& - \frac{ed_{GaN(2)}}{\epsilon_0 \epsilon_{GaN}} (\sigma_{GaN(2)/AlN} + \sigma_{AlN/GaN(1160)} - en_B) \\
& - \frac{ed_{AlN}}{\epsilon_0 \epsilon_{AlN}} (\sigma_{AlN/GaN(1160)} - en_B) \\
& + \left(\frac{9\pi\hbar e^2}{8\epsilon_0 \epsilon_{GaN} \sqrt{8m^*}} \right) n_B^{2/3} + \frac{\pi\hbar^2}{m^*} n_B = 0
\end{aligned} \tag{4.6}$$

olur. Burada, GaN(2); B örneğindeki 2nm GaN katmanıdır.

2nm GaN katmanının 2BEG yoğunluğuna etkisini araştırmak için, Eş.4.6'dan Eş.4.5'yi çıkarmak uygun olur;

$$\begin{aligned}
& - \frac{ed_{GaN(3)}}{\epsilon_0 \epsilon_{GaN}} (\sigma_{AlInN/GaN(2)} + \sigma_{GaN(2)/AlN} - en_B - \sigma_{AlInN/AlN} + en_A) \\
& - \frac{ed_{AlInN}}{\epsilon_0 \epsilon_{AlInN}} (\sigma_{AlInN/GaN(2)} + \sigma_{GaN(2)/AlN} - en_B - \sigma_{AlInN/AlN} + en_A) \\
& - \frac{ed_{GaN(2)}}{\epsilon_0 \epsilon_{GaN}} (\sigma_{GaN(2)/AlN} + \sigma_{AlN/GaN(1160)} - en_B) \\
& - \frac{ed_{AlN}}{\epsilon_0 \epsilon_{AlN}} (-en_B + en_A) \\
& + \left(\frac{9\pi\hbar e^2}{8\epsilon_0 \epsilon_{GaN} \sqrt{8m^*}} \right) (n_B^{2/3} - n_A^{2/3}) + \frac{\pi\hbar^2}{m^*} (n_B - n_A) = 0
\end{aligned} \tag{4.7}$$

Eş.4.7'deki arayüz yüklerini, katmanların kendine ait bağlı yükleri (kutuplanma yükleri) cinsinden yazabiliriz. Örneğin, AlInN katmanının pozitif kutuplanma yükü σ_{AlInN} , AlInN ile arayüzü olan GaN(2)'nin negatif kutuplanma yükü $-\sigma_{GaN(2)}$ olsun. Bu durumda, AlInN/GaN arayüzündeki net yük,

$$\sigma_{AlInN/GaN(2)} = \sigma_{AlInN} - \sigma_{GaN(2)}$$

şeklinde yazılabilir. Buna göre Eş. 4.7, açık biçimde tekrar yazılırsa;

$$\begin{aligned} & -\frac{ed_{GaN(3)}}{\epsilon_0\epsilon_{GaN}}(\sigma_{AlInN} - \sigma_{GaN(2)} + \sigma_{GaN(2)} - \sigma_{AlN} - en_B - (\sigma_{AlInN} - \sigma_{AlN}) + en_A) \\ & -\frac{ed_{AlInN}}{\epsilon_0\epsilon_{AlInN}}(\sigma_{AlInN} - \sigma_{GaN(2)} + \sigma_{GaN(2)} - \sigma_{AlN} - en_B - (\sigma_{AlInN} - \sigma_{AlN}) + en_A) \\ & -\frac{ed_{GaN(2)}}{\epsilon_0\epsilon_{GaN}}(\sigma_{GaN(2)} - \sigma_{AlN} + \sigma_{AlN} - \sigma_{GaN(1160)} - en_B) \\ & -\frac{ed_{AlN}}{\epsilon_0\epsilon_{AlN}}(-en_B + en_A) \\ & + \left(\frac{9\pi\hbar e^2}{8\epsilon_0\epsilon_{GaN}\sqrt{8m^*}} \right) (n_B^{2/3} - n_A^{2/3}) + \frac{\pi\hbar^2}{m^*} (n_B - n_A) = 0 \end{aligned} \quad (4.8)$$

olur. Eş. 4.8'i uygun şekilde düzenlersek;

$$\begin{aligned} & \left(\frac{9\pi\hbar e^2}{8\epsilon_0\epsilon_{GaN}\sqrt{8m^*}} \right) (n_B^{2/3} - n_A^{2/3}) + (n_B - n_A) \left(\frac{e^2 d_{GaN(3)}}{\epsilon_0\epsilon_{GaN}} + \frac{e^2 d_{AlInN}}{\epsilon_0\epsilon_{AlInN}} + \frac{e^2 d_{AlN}}{\epsilon_0\epsilon_{AlN}} + \frac{\pi\hbar^2}{m^*} \right) \\ & + n_B \left(\frac{e^2 d_{GaN(2)}}{\epsilon_0\epsilon_{GaN}} \right) = 0 \end{aligned} \quad (4.9)$$

elde edilir. Son işlemde, *pseudomorphic* büyütme uyarınca GaN katmanlarının kutuplanma yükleri eşit alınmıştır.

Eş.4.9, sayısal yöntemle çözülebilir (n_A değeri kullanılarak n_B değeri hesaplanabilir). Ancak, ilk bakışta, Eş.4.9'un sağlanması için n_B 'nin n_A 'dan küçük olması gerektiği görülmektedir. Bu da, deneysel sonuçla çelişir. Eş.4.9'un çözümü, deneysel $n_A = 0,24 \times 10^{17} \text{ 1/m}^2$ değeri için $n_B = 0,22 \times 10^{17} \text{ 1/m}^2$ değerini vermektedir ki, bu, deneysel $n_B = 1,67 \times 10^{17} \text{ 1/m}^2$ değerinden oldukça küçüktür. Diğer taraftan, Eş.4.9, $n_A = n_B$ için çözümsüzdür.

Gonschorek [58] tarafından verilen elektrik alanlar doğrultusunda yapılan yukarıdaki çözümlere, Ridley vd. [54] tarafından verilen Eş.2.22'deki $\varepsilon_0\varepsilon_1E_1\left(\frac{a}{b} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)$ terimi ihmal edildiğinde, kalan kısmının denge bağıntısıyla eşleştirilerek, elektrik alanların yaklaşık olarak yazılmasının bir sonucudur. Şöyle ki, Ridley vd. [54] tarafından, iki katmanlı yapı için verilen,

$$\sigma_n = \sigma_{p1} - \sigma_{p2} + \varepsilon_0\varepsilon_1E_1\left(\frac{a}{b} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right) - \left(\frac{\varepsilon_0\varepsilon_1}{ea}\right)(e\phi + E_F - \Delta E_c) \quad (2.22)$$

eşitliği, $\varepsilon_0\varepsilon_1E_1\left(\frac{a}{b} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)$ ihmal edilip düzenlenirse, denge bağıntısına benzer bir ifade olan;

$$e\phi - \frac{ea}{\varepsilon_0\varepsilon_1}(\sigma_{p1} - \sigma_{p2} - \sigma_n) - \Delta E_c + E_F = 0 \quad (4.10)$$

elde edilir. Eş.4.10'un, denge bağıntısı Eş.2.23 ile eşleştirilmesi sonucunda, 2 katmanlı yapı için bariyer tarafındaki elektrik alan,

$$-\frac{ed}{\varepsilon_0\varepsilon_1}(\sigma_{p1} - \sigma_{p2} - \sigma_n) = -ed(E_E)$$

eşleştirmesinden (d; bariyer katmanının kalınlığı);

$$E_E = \frac{1}{\varepsilon_0\varepsilon_1}(\sigma_{p1} - \sigma_{p2} - \sigma_n) \quad (4.11)$$

olarak bulunur. Bu şekilde bir ifade elektrik alan için yaklaşık değerdir. A örneğinde, katmanların Eş.4.2, Eş.4.3 ve Eş.4.4 elektrik alanları Eş.4.11'e uygun olarak yazılmıştır. Ancak, içerdikleri yaklaşıklık dolayısıyla, örneklerin denge bağıntılarının farkı olan Eş.4.9'un çözümü deneysel sonuca uymamaktadır.

$\varepsilon_0\varepsilon_1E_1\left(\frac{a}{b} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)$ terimi, kalınlıkları a (bariyer tarafı) ve b (GaN tarafı) olan 2 katmanlı

yapı için geçerli bir terimdir ve Eş.22 türetilirken sınır koşullarından ortaya çıkmıştır. Bu çalışmada kullanılan örnekler iki katmanlı olsa idi, denge bağıntısı ve elektrik alanlar, bu terim de hesaba katılarak yazılabilirdi.

Yük nütürlemesi ve çok katmanlı yapılar için sınır koşulları doğru olarak belirlendiğinde, elektrik alanlara bağlı olarak denge bağıntısı eksiksiz olarak yazılabilir. Elektrik alanlar ise, örnekteki dış yüzey yükleri, kutuplanma yükleri, serbest yükler ve katman parametreleri cinsinden tam olarak yazılabilir. Bu amaçla ve 2BEG'in hangi arayüzde bulunduğunu göstermek için, örneklerin kutuplanma-yük çözümlemesini yapalım.

Kutuplanma değerleri ve bağlı yüklerin hesaplanması için, Bölüm 2.2.1'deki bağıntılar aşağıda tekrar verilmiştir. Notasyon kolaylığı açısından, bağıntılarda yerine göre P_{sp} veya P^{sp} ; P_{pz} veya P^{pz} ; σ_b (bağlı yük) yerine σ yazılmıştır.

P_{sp} , kendiliğinden kutuplanma;

$$P_{Al_xGa_{1-x}N}^{sp} = -0,090x - 0,034(1-x) + 0,021x(1-x)$$

$$P_{Al_xIn_{1-x}N}^{sp} = -0,090x - 0,042(1-x) + 0,070x(1-x)$$

P_{pz} , piezoelektrik kutuplanma;

$$P_{Al_xGa_{1-x}N/GaN}^{pz} = -0,0525x + 0,0282x(1-x)$$

$$P_{Al_xGa_{1-x}N/AlN}^{pz} = 0,026(1-x) + 0,0248x(1-x)$$

$$P_{Al_xIn_{1-x}N/GaN}^{pz} = -0,0525x + 0,148(1-x) + 0,0938x(1-x)$$

Bağlı yük;

$$\sigma = \vec{\nabla} \cdot \vec{P}$$

Bir tabakanın alt yüzündeki bağlı yük;

$$\sigma = \hat{n}_\downarrow \cdot \vec{P} = -(P_{sp} + P_{pz})$$

Bir tabakanın üst yüzündeki bağlı yük;

$$\sigma = \hat{n}_\uparrow \cdot \vec{P} = P_{sp} + P_{pz}$$

Kutuplanma-yük çözümlenmesi:

1) *Pseudomorphic* büyütme uyarınca, yeterince kalınlığa sahip tampon GaN katmanı (1160 nm) diğer katmanları GaN örgüsüne uymaya zorlar. Bu yüzden, GaN tampon katmanı ve diğer GaN katmanlarında piezoelektrik kutuplanma yoktur. Sadece, kendiliğinden kutuplanmadan kaynaklı bağlı yükler vardır. Ga yüzlü büyütmeğe göre, herhangi bir GaN katmanında;

$$\text{Alt yüzde bağlı yük; } \sigma = -(P_{sp} + P_{pz}) = 0,034 - 0 = 0,034 \text{ C/m}^2$$

$$\text{Üst yüzde bağlı yük; } \sigma = P_{sp} + P_{pz} = -0,034 + 0 = -0,034 \text{ C/m}^2$$

2) $\text{Al}_{0,83}\text{In}_{0,17}\text{N}$ tabakası: xy düzlemindeki örgü sıkışması, GaN örgüsüne uygun olarak devam etmektedir.

$$x=0,83 \text{ için Eş.2.11'den; } P_{\text{Al}_{0,83}\text{In}_{0,17}\text{N}/\text{GaN}}^{pz} = -0,00518 \text{ C/m}^2$$

$$x=0,83 \text{ için Eş.2.8'den; } P_{\text{Al}_{0,83}\text{In}_{0,17}\text{N}}^{sp} = -0,07196 \text{ C/m}^2$$

$$\text{Alt yüzde bağlı yük; } \sigma = -(P_{sp} + P_{pz}) = 0,07714 \text{ C/m}^2$$

$$\text{Üst yüzde bağlı yük; } \sigma = P_{sp} + P_{pz} = -0,07714 \text{ C/m}^2$$

3) AlN katmanları: Tampon GaN'ın örgüsüne uyar. xy düzleminde örgü sıkışması vardır ve katman boyunca devam eder.

$$x=1 \text{ için Eş.2.8'den; } P_{sp} = -0,090 \text{ C/m}^2$$

$$x=1 \text{ için Eş.2.9'dan; } P_{\text{AlN}/\text{GaN}}^{pz} = -0,0525 \text{ C/m}^2$$

$$\text{Alt yüzde bağlı yük; } \sigma = -(P_{sp} + P_{pz}) = 0,090 + 0,0525 = 0,1425 \text{ C/m}^2$$

$$\text{Üst yüzde bağlı yük; } \sigma = P_{sp} + P_{pz} = -0,1425 \text{ C/m}^2$$

Burada açıklama yapmak uygun olur. Tampon GaN'ın altındaki 320 nm ve 15 nm AlN katmanının kutuplanma yükleri, sadece 2BEG düzleminde altaşa doğru

kurulacak denge bağıntısında etkili olur ve iki örnek için etkileri aynıdır. Bu yüzden, örneklerin 2BEG düzleminde altına kadar olan denge bağıntıları karşılaştırılacak ise bu katmanların etkileri birbirini götürülecektir (Böylece, 15 nm AlN katmanının, düşük sıcaklıkta safir üzerine büyütülmesinden dolayı amorf (kutupsuz) gibi davranma özelliğinin olabileceği de işlemleri etkilemeyecektir).

4) Katmanların kutuplanma yükleri toplamı sıfır olduğundan, yük nötrleşmesi 2BEG ile yüzey yükleri arasındadır;

A örneğinde yük nötrleşmesi;

$$\sigma_{s1A} - en_A - \sigma_{s2A} = 0 \quad (4.12)$$

B örneğinde yük nötrleşmesi;

$$\sigma_{s1B} - en_B - \sigma_{s2B} = 0 \quad (4.13)$$

σ_{s1A} , σ_{s1B} ; örneklerin üst dış yüzeylerindeki yüzey yükleri, $-\sigma_{s2A}$, $-\sigma_{s2B}$; alt dış yüzeylerindeki yüzey yükleridir.

Örneklerin kutuplanma ve bağlı yükleri, Şekil 4.20 ve Şekil 4.21'de gösterilmektedir. 2BEG, net yükü artı değerli olan AlN/GaN(1160nm) arayüzündedir.

Örneklerin, katmanlarına karşılık gelen elektrik alanlar Şekil 4.22 ve Şekil 4.23'de verilmektedir. Elektrik alanlardan türetilen denge bağıntıları; Eş.4.16, Eş.4.17, Eş.4.18 ve Eş.4.19'da verilmiştir. Eş.4.16 ve Eş.4.18 ile verilen denge bağıntıları, örneklerin üst dış yüzeyinden 2BEG düzlemine kadar, Eş.4.17 ve Eş.4.19 denge bağıntıları ise 2BEG düzleminde altına dış yüzeyine kadar yazılır. Eş.4.17 ve Eş.4.19'da, X ile gösterilen terim 15 nm AlN katmanı ve safir altına kaynaklanan

terimdir ve değeri, $X = \frac{ed_{AlN(15)}}{\epsilon_0 \epsilon_{AlN}} + \frac{ed_{safir}}{\epsilon_0 \epsilon_{safir}}$ 'dir.

Açıklayıcı olması bakımından, herhangi bir katmandaki (A örneğindeki AlN katmanları olsun) elektrik alanının nasıl türetildiğini aşağıdaki örnekle gösterelim;

- σ yüzey yükü yoğunluğuna sahip milimetre boyutlarında bir tabakanın, yüzeyinden nanometre mesafelerdeki elektrik alanı; sonsuz bir tabakanın önündeki elektrik alan için verilen ifadeyle aynıdır;

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0\epsilon}$$

- Elektrik alan, örnek düzlemine dik ve altaştan yukarı yönde (+z yönü) artı değerli tanımlandığında,

a) 2BEG düzleminin yukarisındaki AIN katmanın elektrik alanı;

$$\begin{aligned} E_{E,AIN} &= -\frac{\sigma_{s1A}}{2\epsilon_0\epsilon_{AIN}} - \frac{-\sigma_{AIN}}{2\epsilon_0\epsilon_{AIN}} + \frac{\sigma_{AIN}}{2\epsilon_0\epsilon_{AIN}} - en_A + \frac{-\sigma_{s2A}}{2\epsilon_0\epsilon_{AIN}} \\ &= \frac{1}{2\epsilon_0\epsilon_{AIN}} (2\sigma_{AIN} - \sigma_{s1A} - en_A - \sigma_{s2A}) \\ &= \frac{1}{2\epsilon_0\epsilon_{AIN}} (2\sigma_{AIN} - \sigma_{s1A} - en_A - (\sigma_{s1A} - en_A)) \\ &= \frac{1}{2\epsilon_0\epsilon_{AIN}} (2\sigma_{AIN} - 2\sigma_{s1A}) = \frac{1}{\epsilon_0\epsilon_{AIN}} (\sigma_{AIN} - \sigma_{s1A}) \end{aligned} \quad (4.14)$$

b) 2BEG düzleminden aşağıdaki AIN katmanın elektrik alanı;

$$\begin{aligned} E_{E,AIN} &= -\frac{\sigma_{s1A}}{2\epsilon_0\epsilon_{AIN}} - \frac{-\sigma_{AIN}}{2\epsilon_0\epsilon_{AIN}} + \frac{\sigma_{AIN}}{2\epsilon_0\epsilon_{AIN}} + en_A + \frac{-\sigma_{s2A}}{2\epsilon_0\epsilon_{AIN}} \\ &= \frac{1}{2\epsilon_0\epsilon_{AIN}} (2\sigma_{AIN} - \sigma_{s1A} + en_A - \sigma_{s2A}) \\ &= \frac{1}{2\epsilon_0\epsilon_{AIN}} (2\sigma_{AIN} - \sigma_{s1A} + en_A - (\sigma_{s1A} - en_A)) \\ &= \frac{1}{2\epsilon_0\epsilon_{AIN}} (2\sigma_{AIN} - 2\sigma_{s1A} + 2en_A) = \frac{1}{\epsilon_0\epsilon_{AIN}} (\sigma_{AIN} - \sigma_{s1A} + en_A) \end{aligned} \quad (4.15)$$

Burada, σ_{s1A} ; üst dış yüzeydeki yüzey yükü; $-\sigma_{s2A}$; alt dış yüzeydeki yüzey yükü, n_A ; A örneğinin 2BEG yoğunluğu olup diğer nicelikler bilinen anlamlarını taşımaktadır. σ_{s1A} , $-\sigma_{s2A}$ ve en_A arasındaki yük nötrlemesi; $\sigma_{s1A} - en_A - \sigma_{s2A} = 0$ kullanılmıştır.

	P_{sp} (C/m ²)	P_{pz} (C/m ²)	P (C/m ²)	σ (C/m ²)
3 nm GaN	-0,034	0	-0,034	-0,034
	-0,034	0	-0,034	0,034
17 nm AlInN	-0,0720	-0,00518	-0,0771	-0,0771
	-0,0720	-0,00518	-0,0771	0,0771
2 nm AlN	-0,09	-0,0525	-0,1425	-0,1425
	-0,09	-0,0525	-0,1425	0,1425
1160 nm GaN	-0,034	0	-0,034	-0,034
	-0,034	0	-0,034	0,034
320 nm AlN	-0,09	-0,0525	-0,1425	-0,1425
	-0,09	-0,0525	-0,1425	0,1425
15 nm AlN	-	-	-	
Safir (kutupsuz)	-	-	-	

+0,1085 C/m²

$-\sigma_{s2A}$

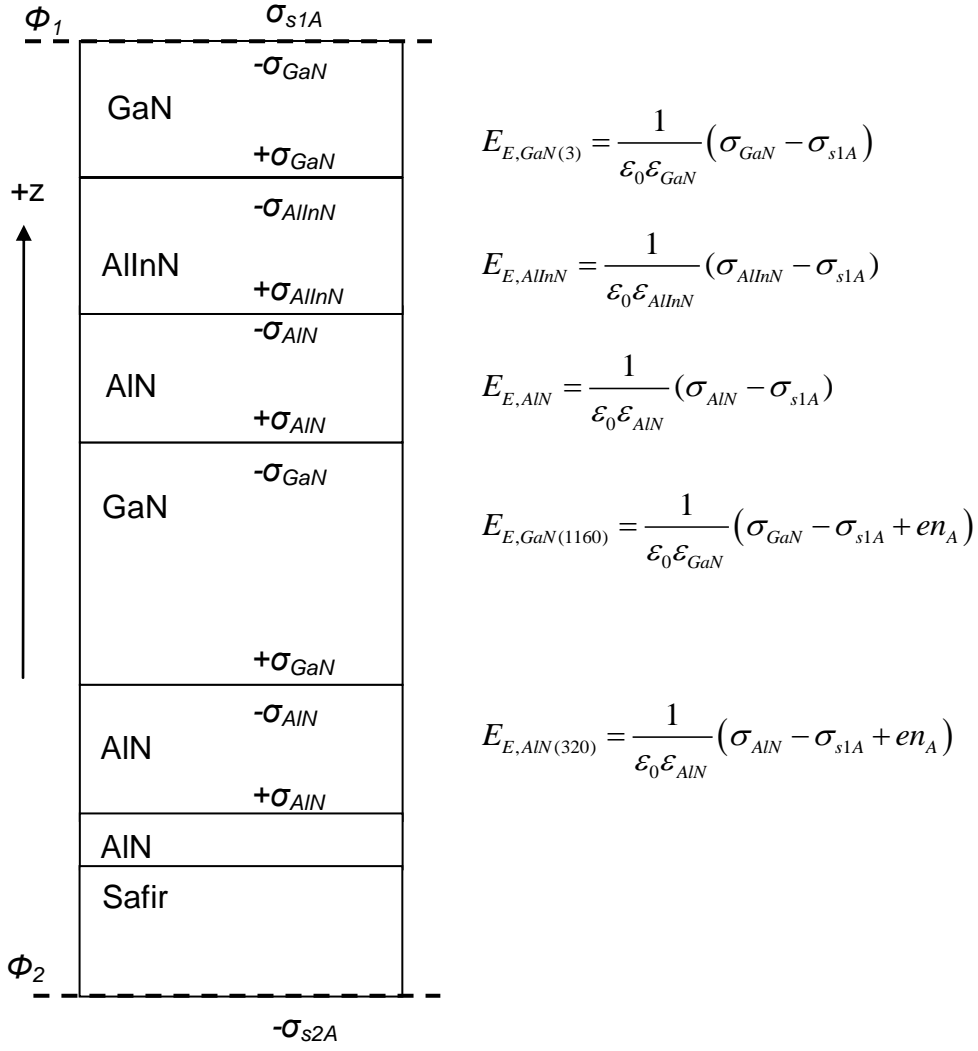
Şekil 4.20. AlInN/AlN/GaN örneğinde katmanların kutuplanması ve bağlı yükler.

	P_{sp} (C/m ²)	P_{pz} (C/m ²)	P (C/m ²)	σ (C/m ²)
3 nm GaN	-0,034	0	-0,034	-0,034
	-0,034	0	-0,034	0,034
17 nm AlInN	-0,0720	-0,00518	-0,0771	-0,0771
	-0,0720	-0,00518	-0,0771	0,0771
2 nm GaN	-0,034	0	-0,034	-0,034
	-0,034	0	-0,034	0,034
2 nm AlN	-0,09	-0,0525	-0,1425	-0,1425
	-0,09	-0,0525	-0,1425	0,1425
1160 nm GaN	-0,034	0	-0,034	-0,034
	-0,034	0	-0,034	0,034
320 nm AlN	-0,09	-0,0525	-0,1425	-0,1425
	-0,09	-0,0525	-0,1425	0,1425
15 nm AlN	-	-	-	
Safir (kutupsuz)	-	-	-	

+0,1085 C/m²

- σ_{s2B}

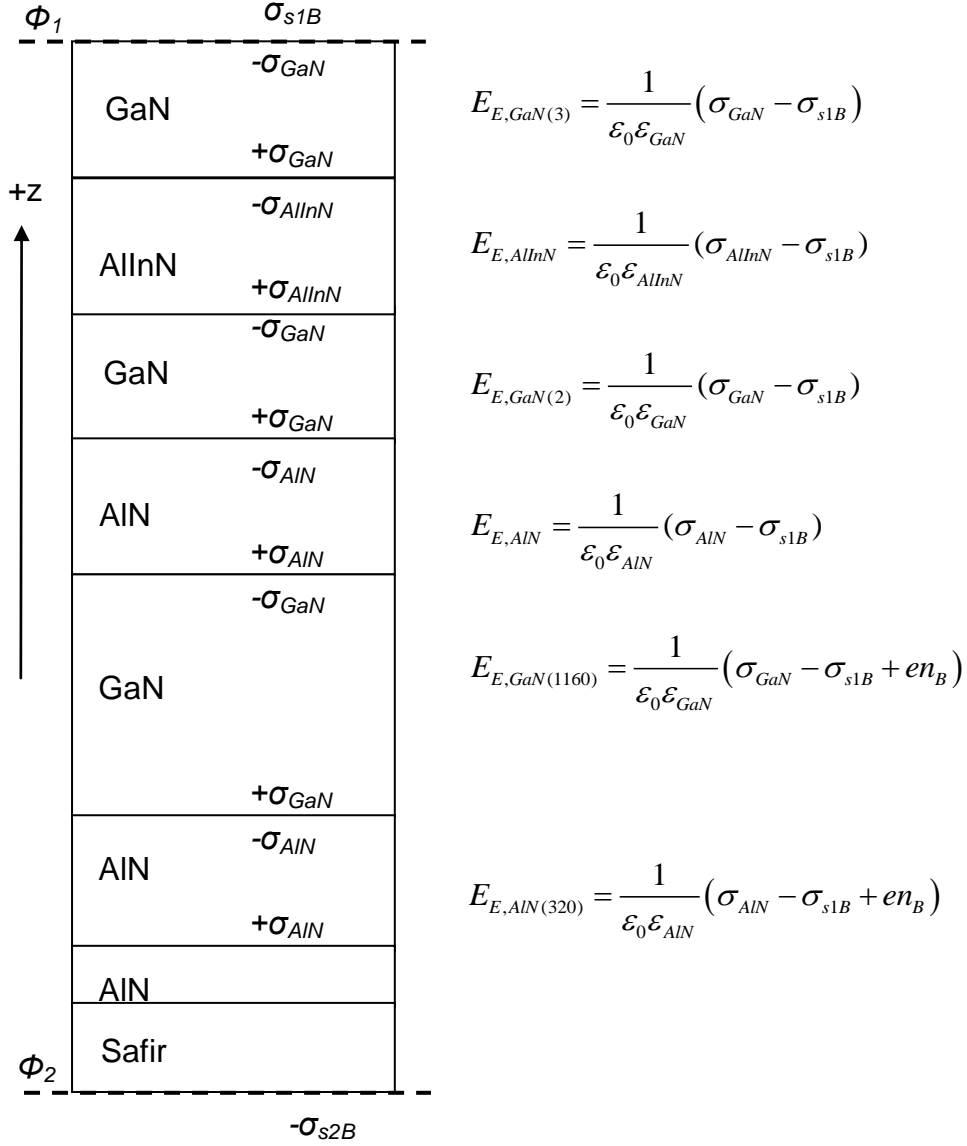
Şekil 4.21. AlInN/GaN/AlN/GaN örneğinde katmanların kutuplanması ve bağlı yükler.



Şekil 4.22. AlInN/GaN/AlN/GaN örneğinde katmanların elektrik alanları.

$$\begin{aligned}
 e\phi_1 - ed_{GaN(3)} \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{GaN}} (\sigma_{GaN} - \sigma_{s1A}) - ed_{AlInN} \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{AlInN}} (\sigma_{AlInN} - \sigma_{s1A}) \\
 - ed_{AlN} \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{AlN}} (\sigma_{AlN} - \sigma_{s1A}) + \left(\frac{9\pi\hbar e^2}{8\epsilon_0 \epsilon_{GaN} \sqrt{8m^*}} \right) n_A^{2/3} + \frac{\pi\hbar^2}{m^*} n_A = 0
 \end{aligned} \tag{4.16}$$

$$\begin{aligned}
 - \left(\frac{9\pi\hbar e^2}{8\epsilon_0 \epsilon_{GaN} \sqrt{8m^*}} \right) n_A^{2/3} - \frac{\pi\hbar^2}{m^*} n_A \\
 - \left(\frac{ed_{GaN(1160)}}{\epsilon_0 \epsilon_{GaN}} + \frac{ed_{AlN(320)}}{\epsilon_0 \epsilon_{AlN}} + X \right) (\sigma_{GaN} - \sigma_{s1A} + en_A) = e\phi_2
 \end{aligned} \tag{4.17}$$



Şekil 4.23. AlInN/AlN/GaN/AlN/GaN örneğinde katmanların elektrik alanları.

$$\begin{aligned}
 & e\phi_1 - ed_{GaN(3)} \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{GaN}} (\sigma_{GaN} - \sigma_{s1B}) \\
 & - ed_{AlInN} \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{AlInN}} (\sigma_{AlInN} - \sigma_{s1B}) - ed_{GaN(2)} \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{GaN}} (\sigma_{GaN} - \sigma_{s1B}) \\
 & - ed_{AlN} \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{AlN}} (\sigma_{AlN} - \sigma_{s1B}) + \left(\frac{9\pi\hbar^2}{8\epsilon_0 \epsilon_{GaN} \sqrt{8m^*}} \right) n_B^{2/3} + \frac{\pi\hbar^2}{m^*} n_B = 0
 \end{aligned} \tag{4.18}$$

$$\begin{aligned}
 & - \left(\frac{9\pi\hbar^2}{8\epsilon_0 \epsilon_{GaN} \sqrt{8m^*}} \right) n_B^{2/3} - \frac{\pi\hbar^2}{m^*} n_B \\
 & - \left(\frac{ed_{GaN(1160)}}{\epsilon_0 \epsilon_{GaN}} + \frac{ed_{AlN(320)}}{\epsilon_0 \epsilon_{AlN}} + X \right) (\sigma_{GaN} - \sigma_{s1B} + en_B) = e\phi_2
 \end{aligned} \tag{4.19}$$

GaN'in yüzey potansiyeli $e\Phi$, 4,1 eV'tur (Pankove ve Schade [120]; Foresi ve Moustakas [121]). Örneklerde kullanılan Ti/Al/Ni/Au metal alaşımı kontaklar ise omik olduklarından yüzey potansiyeli üzerine etkileri ihmal edilebilir. Eş.4.16; GaN yüzey potansiyeli, deneysel n_A değeri ve diğer parametrelerin bilinen değerleri yerine konularak, σ_{s1A} için sayısal yöntemle çözülebilir. Bu şekilde, Eş.4.16'yı tam olarak sağlayan üst dış yüzey yükü, $\sigma_{s1A}=0,058715 \text{ C/m}^2$ 'dir. Yük nötrlenmesinden ise alt dış yüzey yükü $-\sigma_{2A}=0,054869 \text{ C/m}^2$ bulunur. σ_{s1A} değeri, aynı zamanda Eş.4.17'de bilinmeyen X terimi ve alttaşın yüzey potansiyelinin hesaplanmasında kullanılabilir. Ancak, çalışmanın kapsamı bakımından, bu işlemler bir kenara bırakılmıştır.

B örneğinin denge denklemini sağlayan σ_{s1B} ve $-\sigma_{s2B}$ yükleri de deneysel n_B değeri kullanılarak benzer şekilde bulunabilir. Ancak, 2nm GaN ara tabakasının 2BEG yoğunluğuna etkisini gösteren bir ifade de türetebiliriz. İki örneğin yüzey potansiyellerini eşit kabul ederek, Eş.4.16 ve Eş.4.18'in eşitliğinden,

$$\begin{aligned}
& -(\sigma_{s1A} - \sigma_{s1B}) \left(\frac{ed_{GaN(3)}}{\epsilon_0 \epsilon_{GaN}} + \frac{ed_{AlInN}}{\epsilon_0 \epsilon_{AlInN}} + \frac{ed_{AlN}}{\epsilon_0 \epsilon_{AlN}} \right) - ed_{GaN(2)} \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{GaN}} (\sigma_{GaN} - \sigma_{s1B}) \\
& + \left(\frac{9\pi\hbar e^2}{8\epsilon_0 \epsilon_{GaN} \sqrt{8m^*}} \right) (n_B^{2/3} - n_A^{2/3}) + \frac{\pi\hbar^2}{m^*} (n_B - n_A) = 0
\end{aligned} \tag{4.20}$$

buluruz. Eş.4.20'yi ve Eş.18'i sağlayan B örneği yüzey yükü; $\sigma_{s1B} = \sigma_{s1A} - en_A$ 'dır. Bununla, Eş.4.20'yi tekrar düzenlersek kullanışlı bir ifade ortaya çıkar;

$$\begin{aligned}
& n_A \left(\frac{e^2 d_{GaN(3)}}{\epsilon_0 \epsilon_{GaN}} + \frac{e^2 d_{AlInN}}{\epsilon_0 \epsilon_{AlInN}} + \frac{e^2 d_{AlN}}{\epsilon_0 \epsilon_{AlN}} + \frac{e^2 d_{GaN(2)}}{\epsilon_0 \epsilon_{GaN}} \right) + \frac{e^2 d_{GaN(2)}}{\epsilon_0 \epsilon_{GaN}} \left(\frac{\sigma_{GaN} - \sigma_{s1A}}{e} \right) \\
& = \left(\frac{9\pi\hbar e^2}{8\epsilon_0 \epsilon_{GaN} \sqrt{8m^*}} \right) (n_B^{2/3} - n_A^{2/3}) + \frac{\pi\hbar^2}{m^*} (n_B - n_A)
\end{aligned} \tag{4.21}$$

Eş.4.21'de A örneğinin mevcut parametreleri ile (katman kalınlıkları, σ_{GaN} , σ_{s1A} ve diğer nicelikler), katmanlar arasına ilave edilen ara tabaka GaN'in, 2BEG yoğunluğunu arttıracığı gösterilebilir. Sağlama yapmak açısından, Eş.4.18'in, $\sigma_{s1B} = \sigma_{s1A} - en_A$ ve $e\Phi_1 = 4,1 \text{ eV}$ değerleri için sayısal yöntemle çözümünden B

örneğin 2BEG yoğunluğu $n_B=1,69 \times 10^{17} \text{ 1/m}^2$ bulunur (Deneysel değer $1,67 \times 10^{17} \text{ 1/m}^2$).

Eş.4.21'in kullanılabilmesi, iki örneğin büyütme koşullarının ve kontaklarının tam olarak aynı olması gibi ideal bir durum gerektirir. Yukarıda yapılan çözümlemede, örneklerde kullanılan Ti/Al/Ni/Au metal alaşımı kontaklar omik olduklarından, etkileri ihmal edilmişti. Omik olsalar bile, yayınlanmış çalışmalar, Ti/Al/Ni/Au kontak yapılması sırasında tavlama sıcaklığının, yüzey potansiyelini düşürme etkisinde rol aldığını göstermektedir. Örneğin, Lucolano vd. [122] yaptıkları bir çalışmada $600 \text{ }^\circ\text{C}$ tavlama sıcaklığında yüzey potansiyelini $1,21 \text{ eV}$, $800 \text{ }^\circ\text{C}$ tavlama sıcaklığında ise $0,81 \text{ eV}$ olarak ölçmüşlerdir. Bu çalışmadaki tavlama sıcaklığı ise, iki örnek için de $700 \text{ }^\circ\text{C}$ olduğundan, kontakların yüzey potansiyeline etkisi eşit kabul edilmiştir. Böylece, Eş.4.21'in n_B için çözümü, deneysel sonucu tam olarak desteklemiştir.

Bu bölümün başında belirtildiği gibi, daha yoğun 2BEG, daha derin kuantum kuyusu anlamına gelmektedir. Kuantum kuyusunun derinliğini (ΔE), arayüzde, Fermi Enerji seviyesi ile kuantum kuyusu tarafında iletkenlik bandı arasındaki enerji farkı olarak düşünebiliriz;

$$\Delta E = \left(\frac{9\pi\hbar e^2}{8\varepsilon_0\varepsilon_{\text{GaN}}\sqrt{8m^*}} \right) n_{2\text{BEG}}^{2/3} + \frac{\pi\hbar^2}{m^*} n_{2\text{BEG}} \quad (4.22)$$

Eş.4.22'de, örnekler için fiziksel niceliklerin değerleri ve ölçülen 2BEG yoğunlukları yerine konulursa, A örneği (AlInN/AlN/GaN) ve B örneği (AlInN/GaN/AlN/GaN) için;

$$\Delta E_B = 0,54 \text{ meV} \quad \text{ve} \quad \Delta E_A = 0,13 \text{ meV}$$

buluruz. Bu sonuçla birlikte, kuantum kuyusu için verilen birinci bant enerjisi, Eş.2.38 ($i=1$),

$$E_1 = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\pi}{L_z} \right)^2$$

karşılaştırıldığında, B örneğindeki kuantum kuyusu genişliğinin daha küçük olduğu söylenebilir. Böylece, önceki mobilite irdellemelerimiz de

desteklenmektedir. Sonuç olarak; yakın erimli saçılmaların etkisi taşınım mobilitesine göre büyük olan kuantum mobilitesinin, 2BEG yük yoğunluğu büyük olan B örneğinde daha düşük olduğunu, kuantum kuyusunun daha derin ve dar olduğunu gösterilmesiyle desteklendiğini söyleyebiliriz.

5. SONUÇLAR

Bu tez çalışmasında, GaN tabanlı heteroeklem yapılarda 1,9-300 K arasında magnetotransport ölçümler gerçekleştirilmiştir. AlGaN/AiNGaN örneğinde, van der Pauw, Hall ölçümleri ve 2BEG özellikleri bakımından literatüre uygun sonuçlar alınmıştır.

AllnN/AiN/GaN ve AllnN/GaN/AiN/GaN heteroeklem yapılar arasında 2BEG yoğunluğu ve elektron mobilitesi bakımından önemli ölçüde farklılık olduğu gözlenmiştir. Bununla birlikte, AllnN/GaN/AiN/GaN yapısında bir örneğin magnetotransport özelliğine ilişkin olarak literatürde çok az sayıda çalışma bulunması, magnetotransport ölçüm sonuçlarının örneklerin tabaka yapısı bakımından ele alınmasında etken olmuştur.

Çalışmanın son safhasında, AllnN/AiN/GaN ve AllnN/GaN/AiN/GaN örneklerde deneysel olarak bulunan 2BEG yoğunluklarına örneklerin tabaka yapısı bağlamında açıklık getirmek amacıyla, literatürde verilen yük-enerji profili denge bağıntıları, örneklere uygulanmaya çalışılmıştır. Ancak, söz konusu denge bağıntılarının yaklaşık terimler içermesi nedeniyle, çok katmanlı yapılar için deneysel sonuçları destekleyemeyeceği gösterilmiştir. Bunun üzerine, katmanlardaki elektriksel alanların tam olarak ifade edildiği ve çok katmanlı yapılar için geçerli olan yeni denge bağıntıları her iki örnek için türetilmiştir. Yeni denge bağıntıları ile, 2nm GaN ara tabakanın 2BEG yoğunluğunu arttırıcı etkisi olduğu gösterilmiştir. Türetilen denge bağıntılarından, örneklerin yüzey potansiyellerinin eşit olduğu varsayımı altında AllnN/GaN/AiN/GaN örneğinin hesaplanan 2BEG yoğunluğu, deneysel sonuca göre %1 hata ile bulunmuştur.

Örneklerin ölçülen kuantum mobilitelerine de, 2BEG yoğunlukları bağlamında açıklık getirilmiştir. 2BEG yoğunlukları kullanılarak, örneklerdeki kuantum kuyularının derinliği; AllnN/GaN/AiN/GaN ($n_{2D}=1,67 \times 10^{17} \text{ 1/m}^2$) için 0,54 meV, AllnN/AiN/GaN ($n_{2D}=0,24 \times 10^{17} \text{ 1/cm}^2$) için 0,13 meV olarak bulunmuştur. Daha derin kuantum kuyusuna sahip AllnN/GaN/AiN/GaN örneğinde 2BEG, arayüze daha yakındır. Bu yüzden arayüz pürüzlülüğü daha etkindir. Arayüz pürüzlülüğü, yakın erimli geniş açı saçılması kabul edilir ve kuantum mobilitesine etkisi daha fazladır (AllnN/AiN/GaN'da 2BEG kuantum mobilitesi $\mu_q=2500 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$, AllnN/GaN/AiN/GaN'da 2BEG kuantum mobilitesi $\mu_q=970 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ 'dir).

KAYNAKLAR

- [1] Ambacher, O., 1998, Growth and Application of III-V nitrides, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 31, 2653–2710, **1998**.
- [2] Manasevit, H.M., Simpson, W.I., The Use of Metal-Organics in the Preparation of Semiconductor Materials: I . Epitaxial Gallium-V Compounds, *Journal of the Electrochemical Society*, Vol.116, Issue 12, 1725-1732, **1969**.
- [3] Maruska, H.P and Tietjen J.J., The Preparation and Properties of Vapor-Deposited Single-Crystal-Line GaN, *Applied Physics Letters*, Vol.15, Issue 10., 327-329, **1969**.
- [4] Molnar, R.J., Götz, W., Romano, L.T., Johnson, N.M., Growth of gallium nitride by hydride-vapor phase epitaxy, *Journal of Crystal Growth*, 178, 147-156, **1997**.
- [5] Ploog, K., *III-V Semiconductors Crystal Growth, Properties and Applications*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Vol.3, **1980**.
- [6] Cho, A.Y., *Solid Films*, Elsevier B.V., Vol.100, Issue 4, 291-317, **1983**.
- [7] Leys, M.R., Vieggers, M.P.A., Hooff, G.W., Metal-organic vapor-phase epitaxy with a novel reactor and characterization of multilayer structures, *Philips Technical Reviews*, 43(5-6) 133-42, **1987**.
- [8] Molnar, R.J. and Moustakas, T.D., Growth of gallium nitride by electron-cyclotron resonance plasma-assisted molecular-beam epitaxy: The role of charged species, *Journal of Applied Physics*, 76 (8), 4587-4595, **1994**.
- [9] Blakemore, J.S., Semiconducting and other major properties of gallium arsenide, *Journal of Applied Physics*, Vol.53, p. R123, **1982**.
- [10] Adachi, S., GaAs, AlAs and Al_xGa_{1-x}As: Material parameters for use in research and device applications, *Journal of Applied Physics*, 58, R1-R29, **1985**.
- [11] Mimura, T., Hiyamizu, S., Fujii, T. and Nanbu, K., A new field-effect transistor with selectively doped GaAs/n-Al Ga As heterojunctions, *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol.19, No.5, 225–227, **1980**.
- [12] Mughal, G.R., Impact of Semiconductors in Electronics Industry, *Technology Forces: PAF-KIET Journal of Engineering and Sciences*, Vol.1, No.2, 91-98, **2007**.
- [13] Yoshida, S., Misawa, S., Gonda, S., Improvements on the electrical and luminescent properties of reactive molecular beam epitaxially grown GaN films by using AlN-coated sapphire substrates, *Applied Physics Letters*, 42 (8), 427-429, **1983**.

- [14] Amano, H., Sawaki, N. and Akasaki, I., Metalorganic vapor phase epitaxial growth of a high quality GaN film using AlN buffer layer, *Applied Physics Letters*, 48 (5), 353-355, **1986**.
- [15] Smorchkova, I.P., Chen, L., Mates, T., Shen, L., Heikman, S., Boran, B., Keller, S., DenBaars, S.P., Speck, J.S., Mishra, U.K., AlN/GaN and (Al,Ga)N/AlN/GaN two-dimensional electron gas structures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy, *Journal of Applied Physics*, Vol.90, No.10, 5196-5201, **2001**.
- [16] Elhamri, S., Mitchell, W.C., Mitchell, W.D. and Landis, G.R., Study of the effects of an AlN interlayer on the transport properties of AlGaN/AlN/GaN heterostructures grown on SiC, *Applied Physics Letters*, 90, 042112, 1-3, **2007**.
- [17] Kuzmik, J., Power Electronics on InAlN/(In)Ga_N: Prospect for a Record Performance, *IEEE Electron Device Letters*, Vol.22, No.10, 510-512, **2001**.
- [18] Dadgar, A., Schulze, F., Bläsing, J., Diez, A. and Krost, A., High-sheet-charge-carrier-density AlInN/GaN field-effect transistors on Si(111), *Applied Physics Letters*, 85, 22, 5400-5402, **2004**.
- [19] Gonschorek, M., Carlin, J.-F., Feltin, E., Py, M.A. and Grandjean, N., High electron mobility lattice-matched AlInN/GaN field-effect transistor heterostructures, *Applied Physics Letters*, 89, 062106,1-3, **2006**.
- [20] Xie J., Ni, X., Wu, M., Leach, J.H., Özgür, Ü. and Morkoç, H., High electron mobility in nearly lattice-matched AlInN/AlN/GaN heterostructure field-effect transistors, *Applied Physics Letters*, 91, 132116,1-3, **2007**.
- [21] Matulionis, A., Liberis, J., Šermukšnis, E., Xie, J., Leach, J.H., Wu, M. and Morkoç, H., Hot-electron energy relaxation time in AlInN/AlN/GaN 2DEG channels, *Semiconductor Science and Technology*, 23, 075048, 1-6, **2008**.
- [22] Tülek, R., Ilgaz, A., Gökden, S., Teke, A., Öztürk, M.K., Kasap, M., Özçelik, S., Arslan, E. and Özbay, E., Comparison of the transport properties of high quality AlGa_N/AlN/GaN and AlInN/AlN/GaN two-dimensional electron gas heterostructures, *Journal of Applied Physics*, 105, 013707,1-6, **2009**.
- [23] Lima, A.P., Miskys, C.R., Karrer, U., Ambacher, O., Wenzel, A., Rauschenbach, B., Stutzmann, M., Growth of quaternary AlInGa_N/Ga_N heterostructures by plasma-induced molecular beam epitaxy, *Journal of Crystal Growth*, 220, 341-344, **2000**.
- [24] Nakamura, S., Senoh, M. and Mukai, T., 1993, High-power InGa_N/Ga_N double-heterostructure violet light emitting diodes, *Applied Physics Letters*, 62, 19, 2390-2392, **1993**.
- [25] Kuzmik, J., InAlN/(In)Ga_N high electron mobility transistors: some aspects of the quantum well heterostructure proposal, *Semiconductor Science and Technology*, 17, 540-544, **2002**.

- [26] Zhang, S., Li, M.C., Feng, Z.H., Liu, B., Yin, J.Y. and Zhao, L.C., High electron mobility and low sheet resistance in lattice-matched AlInN/AlN/GaN/AlN/GaN double-channel heterostructure, *Applied Physics Letters*, 95, 212101, 1-3, **2009**.
- [27] Amano, H., Kito, M., Hiramatsu, K. and Akasaki, I., P-Type Conduction in Mg-Doped GaN Treated with Low-Energy Electron Beam Irradiation (LEEBI), *Japanese Journal of Applied Physics*, 28, 2112-2114, **1989**.
- [28] Khan, M.A., Kuznia, J.N. and Van Hove, J.M., 1992, Observation of a two-dimensional electron gas in low pressure metalorganic chemical vapor deposited GaN-Al_xGa_{1-x}N heterojunctions, *Applied Physics Letters*, 60, 24, 3027-3029.
- [29] Khan, M.A., Bhattarai, A., Kuznia, J.N. and Olson, D.T., 1993, High electron mobility transistor based on a GaN-Al_xGa_{1-x}N heterojunction, *Applied Physics Letters*, 63, 9, 1214-1215.
- [30] Akasaki, I., Amano, H., Sota, S., Sakai, H., Tanaka, T. and Koike, M., 1995, Stimulated Emission by Current Injection from an AlGaIn/GaN/GaInN Quantum Well Device, *Japanese Journal of Applied Physics*, 34, 1517-1519 .
- [31] Wu, Y.F., Keller, B.P., Keller, S., Kapolnek, D., Denbaars, S.P. and Mishra, U.K., Measured Microwave Power Performance of AlGaIn/GaN MODFET, *IEEE Electron Device Letters*, Vol.17, No.9, 455-457, **1996**.
- [32] Khan, M.A., Chen, Q., Yang, J.W., Shur, M.S., Microwave Operation of GaN/AlGaIn-Doped Channel Heterostructure Field Effect Transistors, *IEEE Electron Device Letters*, Vol.17, No.7, 325-327, **1996**.
- [33] Chen, Q., Gaksa, R., Khan, M.A., Shur, M.S., Ping, Adesida, I., Burm, J., Schaff, W.J. and Eastman, L.F., Microwave performance of 0.25µm doped channel GaN/AlGaIn heterostructure field effect transistor at elevated temperatures, *Electronics Letters*, Vol.33, No.7, 637-639, **1997**.
- [34] McCarthy, L.S., Kozodoy, P., Rodwell, M.J.W., DenBaars, S.P. and Mishra, U.K., AlGaIn/GaN Heterojunction Bipolar Transistor, *IEEE Electron Device Letters*, Vol.20, No.6, 277-279, **1999**.
- [35] Khan, M.A., Hu, X., Sumin, G., Lunev, A., Yang, J., Gaksa, R. and Shur, M.S., AlGaIn/GaN Metal Oxide Semiconductor Heterostructure Field Effect Transistor, *IEEE Electron Device Letters*, Vol.21, No.2, 63-65, **2000**.
- [36] Xing, H., Dora, Y., Chini, A., Heikman, S., Keller, S. and Mishra, U.K., High breakdown Vol.tage AlGaIn-GaN HEMTs achieved by multiple field plates, *IEEE Electron Device Letters*, Vol.25, No.4, 161–163, **2004**.
- [37] Dora Y., Chakraborty, A., McCarthy, L., Keller, S., DenBaars, S.P. and Mishra U.K., High Breakdown Vol.tage Achieved on AlGaIn/GaN HEMTs With Integrated Slant Field Plates, *IEEE Electron Device Letters*, Vol.27, No.9, 713–715, **2006**.

- [38] Hoshi S., Okita, H., Morino, Y., Itoh, M., Gallium Nitride High Electron Mobility Transistor (GaN-HEMT) Technology for High Gain and Highly Efficient Power Amplifiers, *Oki Technical Review*, October 2007/Issue 211 Vol.74, No.3, 90-93, **2007**.
- [39] Bernardini, F. and Fiorentini, V., Spontaneous versus piezoelectric in III-V nitrides: Conceptual Aspects and Practical Consequences, *Physica Status Solidi (b)* 216, 391-398, **1999**.
- [40] Strite, S., Morkoç, H., 1992, GaN, AlN, and InN: A review, *Journal of Vacuum Science and Technology B*, 10 (4), 352-397, **1992**.
- [41] Morkoç, H., Strite, S., Gao, G.B., Lin, M.E., Sverdlov, B. and Burns, M., Large-band-gap SiC, III-V nitride, and II-VI ZnSe-based semiconductor device Technologies, *Journal of Applied Physics*, 76 (3), 1, 1363-1398, **1994**.
- [42] Jain, S.C., Willander, M., Narayan, J., Van Overstraeten, R., III-V Nitrides: Growth, characterization, and properties, *Journal of Applied Physics*, 87 (3), 965-1006, **2000**.
- [43] O'Leary, S.K., Foutz, B., Shur M.S., Eastman, L.F., Steady-State and Transient Electron Transport Within the III-V Nitride Semiconductors, GaN, AlN, and InN: A Review, *Journal of Material Science: Materials in Electronics*, 17: 87-126, **2006**.
- [44] Pearton, S.J., Ren, F., Zhang, A.P., Lee, K.P., Fabrication and performance of GaN electronic devices, *Materials Science and Engineering*, R30, 55-212, **2000**.
- [45] Bernardini, F., Fiorentini, V. and Vanderbilt, D., Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides, *Physical Review B*, 56, Issue 16, R10024-R1027, **1997**.
- [46] Yu, E.T., Sullivan, G.J., Asbeck, P.M., Wang, C.D., Qiao, D. and Lau, S.S., Measurement of piezoelectrically induced charge in GaN/AlGaIn heterostructure field-effect transistors, *Applied Physics Letters*, 71, 19, 2794-2796, **1997**.
- [47] Foutz, B.E, Ambacher, O., Murphy, M.J., Tilak, V. and Eastman, L.F., Polarization Induced Charge at Heterojunctions of the III-V Nitrides and Their Alloys, *Physica Status Solidi (b)*, 216, 415-418, **1999**.
- [48] Davydov, V.Yu., Klochikhin, A.A., Emtsev, V.V., Sakharov, A.V., Ivanov, S.V., Vekshin, V.A., Bechstedt, F., Furthmüller, J., Aderhold, J., Graul, J., Mudryi, A.V., Harima, H., Hashimoto, A., Yamamoto, A., Wu, J., Feick, H. and Haller, E.E., Band gap of hexagonal InN and InGaIn alloys, *Nanostructures: Physics and Technology, 10th International Symposium*, St. Peterburg, Rusya, WGBN.03, 78-81, **2002**.

- [49] Matsuoka, T., Okamoto, H., Nakao, M., Harima, H., Kurimoto, E., Optical bandgap energy of wurtzite InN, *Applied Physics Letters*, Vol.81, Issue 7, 1246-1248, **2007**.
- [50] Ambacher, O., Foutz, B., Smart, J., Shealy, J.R., Weimann, N.G., Chu, K., Murphy, M., Sierakowski, A.J., Schaff, W.J., Eastman, L.F., Dimitrov, R., Mitchell, A. and Stutzmann, M., Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGaIn/GaN heterostructures, *Journal of Applied Physics*, Vol.87, No.1, 334-344, **2000**.
- [51] Wright, A.F., Elastic properties of zinc-blende and wurtzite AlN, GaN, and InN, *Journal of Applied Physics*, 82, 2833 – 2839, **1982**.
- [52] Deger, C., Born, E., Angerer, H., Ambacher, O., Stutzmann, M., Homsteiner, J., Riha, E. and Fischerauer, G., Sound velocity of Al_xGa_{1-x}N thin films obtained by surface acoustic-wave measurements, *Applied Physics Letters*, Vol.72, 2400-2402, **1998**.
- [53] Jena, D., Gossard, A.C. and Mishra, U.K., Dislocation scattering in a 2D electron gas, *Applied Physics Letters*, Vol.76, 13, No.13, 1707-1709, 2000.
- [54] Ridley, B.K., Ambacher, O., Eastman, L.F., “The polarization-induced electron gas in a heterostructure”, *Semiconductor Science and Technology*, 15, 270–271, **2000**.
- [55] Ambacher, O., Majewski, J., Miskys, C., Link, A., Hermann, M., Eickhoff, M., Stutzmann, M., Bernardini, F., Fiorentini, V., Tilak, V., Schaff, B. and Eastman, L.F., Pyroelectric properties of Al(In)GaIn/GaN hetero- and quantum well structures, *Journal of Physics: Condensed Matter* 14 (2002) 3399–3434, **2002**.
- [56] Ambacher, O., Smart, J., Shealy, J.R., Weimann, N.G., Chu, K., Murphy, M., Schaff, W.J., Eastman, L.F., Dimitrov, R., Wittmer, L., Stutzmann, M., Rieger, W., Hilsenbeck, J., Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaIn/GaN heterostructures, *Journal of Applied Physics*, Vol.85, No.6, **1999**.
- [57] Pelá, R.R., Caetano, C., Marques, M., Ferreira, L.G., Furthmüller, J. and Teles, L.K., Accurate band gaps of AlGaIn, InGaIn, and AlInN alloys calculations based on LDA-1/2 approach, *Applied Physics Letters*, 98, 151907, 1-3, **2011**.
- [58] Gonschorek, M., *Physical Properties of Al_{1-x}In_xN/(AlIn)/GaIn (0.07 ≤ x ≤ 0.21) Heterostructures and their Application for High Power Electronics*, PhD Thesis, Swiss Federal Institutes of Technology, No.4586, **2011**.
- [59] Schrieffer, J.R., Mobility in inversion layers: Theory and experiment, *Semiconductor and Surface Physics*, 55-69, 1957.

- [60] Fowler, A.B., Fang, F.F., Howard, W.E. and Stiles, P.J., Magnetooscillatory Conductance in Silicon Surfaces, *Physical Review Letters*, 16, No.20., 901-903, **1966**.
- [61] Dingle, R., Störmer, H.L., Gossard, A.C. and Wiegmann, W., Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattice, *Applied Physics, Letters*, 33, 665, **1978**.
- [62] Störmer, H.L., Dingle, R., Gossard, A.C., Wiegmann, W., Sturge, M.D., Two-dimensional electron gas at a semiconductor-semiconductor interface, *Solid State Communications*, Vol.29, Issue 10, 705–709, **1979**.
- [63] Dingle, R., Störmer, H.L., Gossard, A.C., Wiegmann, W., Electronic properties of the GaAs-AlGaAs interface with applications to multi-interface heterojunction superlattices, *Surface Science*, Vol.98, Issues 1-3, 90–100, **1980**.
- [64] Klitzing, K., Dorda, G., Pepper, M., New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance, *Physical Review Letters*, Vol.45, No.6, 494-497, **1980**.
- [65] Weisbuch, C. and Vinter, B., *Quantum Semiconductor Structures*, Academic Press, Inc., Sandiego, **1991**.
- [66] Bastard, G. and Schulman, J., Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures, *Physics Today*, Vol.45, Iss.2, 103, **1992**.
- [67] Isihara, A., Smrcka, L., Density and magnetic field dependences of the conductivity of two-dimensional electron systems, *Journal of Physics C: Solid State Physics*, Vol.19 , 6777-6789, **1986**.
- [68] Coleridge, P.T., Stoner, R. and Fletcher, R., Low-field transport coefficients in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs heterostructures, *Physical Review B*, 39, 1120-1124, **1989**.
- [69] Eisberg, R. and Resnick, R., *Quantum Physics of Atoms, Molecules, Solids, Nuclei, and Particles* , John Wiley & Sons Inc., USA, **1985**.
- [70] Siekacz, M., Dybko, K., Maude, D., Potemski, M., Knap, W., Skierbiszewski, C., Electron-Electron Interaction Effects in Quantum Hall Regime of GaN/AlGaN Heterostructures, *Acta Physica Polonica A*, Vol.112, No.2, 269-273, **2007**.
- [71] Bayraklı, A., *GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs Çoklu Kuantum Kuyularında Kuantum Hall Olayı ve Shubnikov de Haas Osilasyonları*, Bilim Uzmanlığı Tezi, Hacettepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, **1993**.
- [72] Balkan N, Çelik, H., Vickers, A.J. and Cankurtaran, M., Warm-electron power loss in GaAs(Ga_{1-x}Al_xAs multiple quantum wells: Well-width dependence, *Physical Review B: Condensed Matter*, 52, No.24, 17210-17222, **1995**.

- [73] Argyres, P.N., Quantum theory of longitudinal magneto-resistance, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 4, Issues 1-2, 19-26, **1958**.
- [74] Ando, T., Fowler, A.B., Frank, S., Electronic properties of two-dimensional systems, *Reviews of Modern Physics*, Vol.54, Issue 2, 437-672, **1982**.
- [75] Ando, T., Theory of Quantum Transport in a Two-Dimensional Electron System under Magnetic Fields: IV. Oscillatory Conductivity, *Journal of the Physical Society of Japan*, 37, 1233-1237, **1974**.
- [76] Shah, P.B., Smith, D.D., Griffin, T.E., Jones, K.A. and Sheppard, S.T., Carrier transport related analysis of high-power AlGa_N/Ga_N HEMT structures, *IEEE Transactions on Electron Devices*, 47, Issue 2, 308-312, **2000**.
- [77] Wang, T., Bai, J., Sakai, S., Ohno, Y., Ohno, H., Magnetotransport studies of AlGa_N/Ga_N heterostructures grown on sapphire substrates: Effective mass and scattering time, *Applied Physics Letters*, Vol.76, No.19, 2737-2739, **2000**.
- [78] Danylyuk, S.V., Vitusevich, S.A., Podor, B., Belyaev, A.E., Avksentyev, A.Y., Tilak, V., Smart, J., Vertiatchikh, A., Eastman, L.F., The investigation of properties of electron transport in AlGa_N/Ga_N heterostructures, *Microelectronics Journal*, 34, 575–577, **2003**.
- [79] Hsu, L. and Walukiewicz, W., Transport-to-quantum lifetime ratios in AlGa_N/Ga_N heterostructures, *Applied Physics Letters*, Vol.80, No.14, 2508-2510, **2002**.
- [80] Lorenzini, P., Bougrioua, Z., Tiberj, A., Tauk, R., Azize, M., Sakowicz, M., Karpierz, K., Knap, W., Quantum and transport lifetimes of two dimensional electrons gas in AlGa_N/Ga_N heterostructures, *Applied Physics Letters*, 87, 232107, 1-3, **2005**.
- [81] Hsu, L. and Walukiewicz, W., Electron mobility in AlGa_N/Ga_N heterostructures, *Physical Review B*, 56, 1520, **1997**.
- [82] Harris, J.J., Pals, J.A. and Woltjer, R., Electronic transport in low-dimensional structures, *Reports on Progress in Physics*, 52, 1217-1266, **1989**.
- [83] Molnar, R.J., Lei, T. and Moustakas, T.D., Electron transport mechanism in gallium nitride, *Applied Physics Letters*, Vol.62, No.1, 72-74, **1993**.
- [84] Gaska, R., Yang, J.W., Osinsky, A., Chen, Q. and Khan, M.A., Electron transport in AlGa_N-Ga_N heterostructures grown on 6H-SiC substrates, *Applied Physics Letters*, Vol.72, No.6, 707-709, **1998**.
- [85] Feng, Z.J., Wei, M., Cheng, Z.J. and Yue, H., The low-temperature mobility of two-dimensional electron gas in AlGa_N-Ga_N heterostructures, *Chinese Physics B*, Vol.17, No.7, 2689-2695, **2008**.

- [86] Tao, H.C., *Electron transport in low dimensional gallium nitride-aluminum gallium nitride heterostructure*, Ph&D Thesis, Stanford University, **2009**.
- [87] Baikui, L., *Magnetotransport and optoelectronic characterizations of AlGaN/GaN heterostructures*, Ph&D Thesis, The Hong Kong University of Science and Technology, **2010**.
- [88] Lişesivdin, S.B., Yıldız, A., Balkan, N., Kasap, M., Özçelik, S., Özbay, E., Scattering analysis of two-dimensional electrons in AlGaN/GaN with bulk related parameters extracted by simple paralel conduction extraction method, *Journal of Applied Physics*, 108, 013712, 1-7, 2010.
- [89] Asgari, A., Babanejad, S. and Faraone, L, Electron mobility, Hall scattering factor, and sheet conductivity in AlGaN/AlN/GaN heterostructures, *Journal of Applied Physics*, 110, 113713, 1-7, **2011**.
- [90] Basu, P.K., Bhattacharya, K., Acoustic and piezoelectric scattering of two-dimensional electron gas in junction FET structures, *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 15, 5711-5714, **1982**.
- [91] Bannov, N., Aristov, V. and Mitin, V., Electron relaxation times due to the deformation-potential interaction of electrons with confined acoustic phonons in a free-standing quantum well, *Physical Review B*, Vol.51, No.15, 9930-9942, **1995**.
- [92] Nils, G.W. and Eastman L.F., Scattering of electrons at threading dislocations in GaN, *Journal of Applied Physics*, Vol.83., No.7, 3656-3659, **1998**.
- [93] Gökden, S., Ilgaz, A., Balkan, N., Mazzucato, S., The effect of scattering mechanisms on the low field mobility in GaN/AlGaN heterostructures, *Physica E*, 25, 86–92, **2004**.
- [94] Arslan, E., Altındal, Ş., Özçelik, S. and Ozbay, E., Dislocation-governed current-transport mechanism in (NiAu)-AlGaN/AlN/GaN heterostructures, *Journal of Applied Physics*, 105, 023705, 1-7, **2009**.
- [95] Antoszewski, J., Gracey, M., Dell, J.M., Faraone, L., Fisher, A., Parish, G., Wu, Y.F. and Mishra, U.K., Scattering mechanisms limiting two-dimensional electron gas mobility in Al_{0,25}Ga_{0,75}/GaN modulation-doped field-effect transistors, *Journal of Applied Physics*, Vol.87, No.8, 3900-3904, **2000**.
- [96] Baran, R., *GaN/AlGaN 2 Boyutlu Elektron Gazında Düşük Alan Mobilitesi Üzerine Ara Yüzey Düzensizlik Saçılmasının Etkisi*, Yüksek Lisans Tezi, Balıkesir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Balıkesir, **2005**.
- [97] Gelmont, B. and Shur, M.S., Hall factor for ionized impurity scattering, *Journal of Applied Physics*, Vol.78, No.4, 2846-2847, **1995**.

- [98] Saito, S., Torii, K., Hiratani, N. and Onai, T., Improved theory for remote-charge-scattering-limited mobility in metal–oxide–semiconductor transistors, *Applied Physics Letters*, Vol.81, No.13, 2391-2393, **2002**.
- [99] Khan, M.A., Skogman, R.A. and Van Hove, J.M., Photoluminescence Characteristics of AlGa_N-Ga_N-AlGa_N quantum wells, *Applied Physics Letters*, 56, 13, 1257-1259, **1990**.
- [100] Redwing, J.M., Tischler, M.A., Flynn, J.S., Elhamri, S., Ahoujja, M., Newrock, R.S., Mitchel, W.C., Two-dimensional electron gas properties of AlGa_N/Ga_N heterostructures grown on 6H–SiC and sapphire substrates, *Applied Physics Letters*, 69 (7), 963-965, **1996**.
- [101] Knap, W., Contreras, S., Alause, H., Skierbiszewski, C., Camassel, J., Dyakonov, M., Robert, J.L., Yang, J., Chen, Q., Khan, M.A., Sadowski, M.L., Juant, S., Yang, F.H., Goiran, M., Leotin, J. and Shur, M.S., Cyclotron resonance and quantum Hall effect studies of the dimensional electron gas confined at the Ga_NAlGa_N interface, *Applied Physics Letters*, 70, 16, 21123-2125, **1997**.
- [102] Elhamri, S., Newrock, R., Mast, D., Ahoujja, M., Mitchel, W., Redwing, J.M., Tischler, A.M., and Flynn, J., Al_{0.15}Ga_{0.85}N/Ga_N heterostructures: Effective mass and scattering times, *Physical Review B*, Vol.57, No.3, 1374-1377, **1998**.
- [103] Ahoujja, M., Mitchel, W.C., Elhamri, S., Newrock, R.S., Mast, D.B., Redwing, M.A., Tischler, M.A. and, Flynn, J.S., Transport Coefficients of AlGa_N/Ga_N Heterostructures, *Journal of Electronic Materials*, Vol.27, No.4, 210-214, **1998**.
- [104] Brana, A.F., Diaz-Paniagua, C., Batallan, F., Garrido, J.A., Munoz, E. and Omnes, F., Scattering times in AlGa_N/Ga_N two-dimensional electron gas from magnetoresistance measurements, *Journal of Applied Physics*, Vol.88, No.2, 932-937, **2000**.
- [105] Van der Pauw, L.J., *Philips Research Reports*, Vol.13, 1-9, **1958**.
- [106] Wong, L.W., Cai, S.J., Li, R., Wang, K., Magnetotransport study on the two-dimensional electron gas in AlGa_N/Ga_N heterostructures, *Applied Physics Letters*, 73, 10, 1391-1393, **1998**.
- [107] Wang, T., Bai, J., Sakai, S., Ohno, Y. and Ohno, H., Magnetotransport studies of AlGa_N/Ga_N heterostructures grown on sapphire substrates: Effective mass and scattering time, *Applied Physics Letters*, 76, 2737-2739, **2000**.
- [108] Çelik, Ö., Tıraş, E., Ardalı, Ş., Lişesivdin, S.B. and Özbay, E., 2011, Determination of the in-plane effective mass and quantum lifetime of 2D electrons in AlGa_N/Ga_N based HEMTs, *Physica Status Solidi C* 8, No.5, 1625–1628, **2011**.

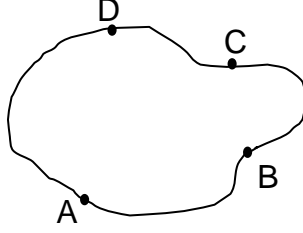
- [109] Yamaguchi, S., Kariya, M., Nitta, S., Kato, H., Takeuchi, T., Wetzel, C., Amano H. and Akasaki, I., Structural and optical properties of AlInN and AlGaInN on GaN grown by metalorganic vapor phase epitaxy, *Journal of Crystal Growth*, 195, 309-313, **1998**.
- [110] Yamaguchi, S., Kosaki, M., Watanabe, Y., Mochizuki, S., Nakamura, T., Yukawa, Y., Nitta, S., Amano H. and Akasaki, I., Crystal Growth of High-Quality AlInN/GaN Superlattices and of Crack-Free AlN on GaN: Their Possibility of High Electron Mobility Transistor, *Physica Status Solidi (a)*, 188, No.2, 895-898, **2001**.
- [111] Carlin, J.F. and Ilegems, M., High-quality AlInN for high index contrast Bragg mirrors lattice matched to GaN, *Applied Physics Letters*, 83, 668-670, **2003**.
- [112] Carlin, J.F., Zellweger, C., Dorsaz, J., Nicolay, S., Christmann, G., Feltin, E., Butté, R. and Grandjean, N., Progresses in III-nitride distributed Bragg reflectors and microcavities using AlInN/GaN materials, *Physica Status Solidi (b)*, 242, 2326-2344, **2005**.
- [113] Lorenz, K., Franco, N., Alves, E., Watson, I.M., Martin, R., W. and O'Donnell, K.P., Anomalous Ion Channeling in AlInN-GaN Bilayers Determination of the Strain State, *Physical Review Letters*, 97, 085501, 1-4, **2006**.
- [114] Hums, C., Bläsing, J., Dadgar, A., Diez, A., Hempel, T., Christen, J., Krost, A., Lorenz, K. and Alves, E., Metal-organic vapor phase epitaxy and properties of AlInN in the whole compositional range, *Applied Physics Letters*, 90, 022105, 1-3, **2007**.
- [115] Teke, A., Gökden, S., Tülek, R., Leach, J.H., Fan, Q., Xie, J., Özgür, Ü., Morkoç, H., Lişesivdin, S.B. and Özbay, E., The effect of AlN interlayer thicknesses on scattering processes in lattice-matched AlInN/GaN two-dimensional electron gas heterostructures, *New Journal of Physics*, 11, 063031, 1-12, **2009**.
- [116] Lişesivdin, S.B., Balkan, N., Özbay, E., A simple parallel conduction extraction method (SPCEM) for MODFETs and undoped GaN-based HEMTs, *Microelectronics Journal*, 40, 413-417, **2009**.
- [117] 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. and Speck, J.S., Characterization of AlGaIn-GaN 2D electron gas structure, *Journal of Applied Physics*, Vol.87, No.1, 369-374, **2000**.
- [118] Miao, Z.L, Tang, N., Xu, F.J., Cen, L.B., Han, K., Song, J., Huang, C.C., Yu, T.J., Yang, Z.J., Wang, X.Q., Zhang, G.Y., Shen, B., Wei, K., Huang, J. and Liu, X.Y., Magnetotransport properties of lattice-matched $\text{In}_{0.18}\text{Al}_{0.82}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ heterostructures, *Journal of Applied Physics*, 109, 016102, 1-3, **2011**.

- [119] Bayraklı, A., Arslan, E., Fırat, T., Özcan, Ş., Kazar, Ö., Çakmak H. and Özbay, E., Magnetotransport study on AlInN/(GaN)/AlN/GaN heterostructures, *Physica Status Solidi (a)*, Vol.209, Issue 6, 1119–1123, **2012**.
- [120] Pankove, J.I. and Schade, H.E.P., Photoemission from GaN, *Applied Physics Letters*, 25, 1, 53-55, **1974**.
- [121] Foresi, J.S. and Moustakas, T.D, Metal Contacts to GaN, *Applied Physics Letters*, 62, 22, 2859-2861, **1993**.
- [122] Lucolano, F., Roccaforte, F., Alberti, A., Bongiorno, C., Di Franco, S. and Raineri, V., Temperature dependence of the specific resistance in Ti/Al/Ni/Au contacts, *Journal of Applied Physics*, 100, 123706, 1-8, **2006**.

EK

Van der Pauw Ölçüm Tekniği

Van der Pauw modelinde, kalınlığı homojen, düzgün ve herhangi bir kabartı veya delik içermeyen herhangi bir kapalı forma sahip bir örnek kullanılabilir (Şekil 1). Ölçüm için dört adet, yeterince küçük boyutta kontak noktası örneğin sınırında olmak şartıyla rastgele yerleştirilebilir.



Şekil 1. Van der Pauw (1958) tarafından belirtilen, serbest geometriye sahip örnek.

Tabaka direnci R_S , $R_{AB,CD}$ ve $R_{BC,DA}$ karakteristik dirençleriyle aşağıdaki eşitliği sağlamaktadır.

$$e^{-\pi R_{AB,CD} / R_S} + e^{-\pi R_{BC,DA} / R_S} = 1 \quad (1)$$

Burada; $R_{AB,CD}$ (ve $R_{BC,DA}$), A'dan B'ye (B'den C'ye) akan birim akım başına D ve C arasındaki potansiyel farkıdır ($V_D - V_C$).

R_A ve R_B biliniyorsa, Eş.1, R_S için sayısal yöntemle çözülür. Ancak, Eş.1'i sağlayan R_S 'yi aramaktansa, kolaylık bakımından sayısal yöntemde değeri 0 ile 1 arasında değişen bir f fonksiyonu tanımlamak daha uygundur. Bu amaçla,

$$\frac{R_{AB,CD} - R_{BC,DA}}{R_{AB,CD} + R_{BC,DA}} = f \cdot \arccos h \left(\frac{e^{\ln 2 / f}}{2} \right) \quad (2)$$

koşulunu sağlayan bir f fonksiyonu kullanılarak Eş.1 yeniden düzenlenirse, tabaka direnci için

$$R_S = \frac{\pi}{\ln 2} \frac{(R_{AB,CD} + R_{BC,DA})}{2} f \left(\frac{R_{AB,CD}}{R_{BC,DA}} \right) \quad (3)$$

yazılabilir. Böylece, f nin 0 ile 1 arasındaki değerlerine karşılık çizilen Eş.2'nin sağ tarafı, ölçüm sonucu bulunan sol tarafa eşit olduğundaki f değeri Eş.3'te yerine konularak tabaka direnci R_S bulunur. Sayısal yöntem çözümü için yazılım algoritmaları da geliştirilmiştir. Bu çalışmada kullanılan sayısal yöntem algoritması bu bölümün ileriki kısmında verilmiştir.

Van der Pauw yönteminde kontak etkilerinin en aza inmesi gerekmektedir. Bu yüzden kontak boyutları, kontaklar arasındaki mesafeye göre olabildiğince küçük tutulur. Ayrıca, örneğin simetrik şekle sahip olması, kontak kalitesinden kaynaklanan ölçüm sorunlarının tespit edilmesi bakımından önemlidir. Şekil 2'de, van der Pauw ölçümleri için örnek geometrileri karşılaştırılmaktadır.

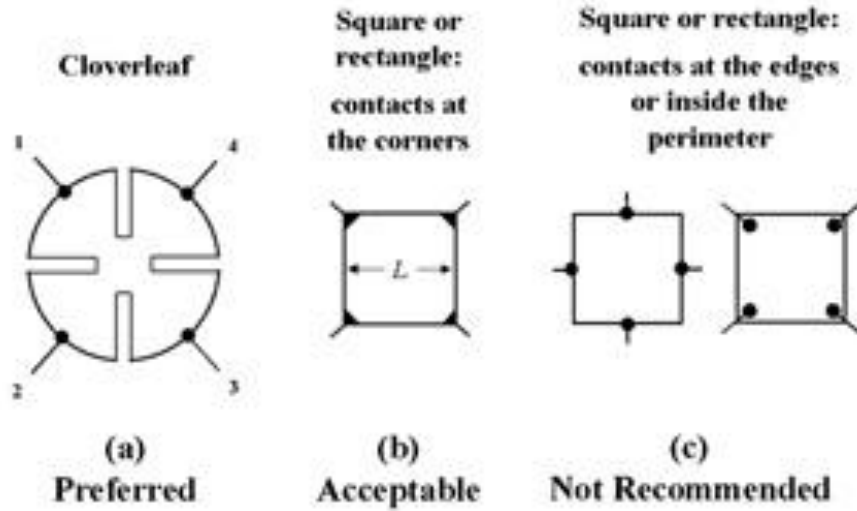
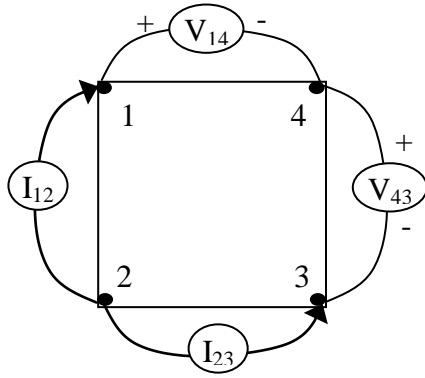


Figure 4

Şekil 2. Van der Pauw ölçümlerinde örnek geometrileri (<http://www.eeel.nist.gov/812/hall.html>).

Bu çalışma kapsamında, Şekil 2.b'ye uygun olarak 5mmx5mm boyutlarında kare formda örnekler kullanılmıştır. Indium kontakların, örneğin köşe noktalarında olmasına dikkat edilmiştir. Çalışmada, olası kontak problemlerini de ortaya çıkarmak bakımından, ayrıntıları aşağıda verilen genişletilmiş van der Pauw ölçümleri kullanılmıştır. Şekil 3'teki kare biçimli örnek için, $R_{ij,kl}$ dirençleri (8 adet ölçüm) ve karakteristik R_A ve R_B dirençleri Eş.4 ve 5'te verilmektedir.



Ölçümler

$$R_{ij,kl} = \frac{V_{kl}}{I_{ij}} = \frac{V_k - V_l}{I_{i \rightarrow j}}$$

$$R_{12,43} = V_{43}/I_{12} \quad R_{21,34} = V_{34}/I_{21}$$

$$R_{23,14} = V_{14}/I_{23} \quad R_{32,41} = V_{41}/I_{32}$$

$$R_{34,21} = V_{21}/I_{34} \quad R_{43,12} = V_{12}/I_{43}$$

$$R_{41,32} = V_{32}/I_{41} \quad R_{14,23} = V_{23}/I_{14}$$

Şekil 3. Van der Pauw ölçümü için uygun kare biçimli örnek ve ölçümler.

$$R_A = (R_{12,43} + R_{21,34} + R_{34,21} + R_{43,12})/4 \quad (4)$$

$$R_B = (R_{23,14} + R_{32,41} + R_{41,32} + R_{14,23})/4 \quad (5)$$

Ölçüm ve tersleme tutarlılığı için aşağıda verilen koşulların sağlanması önemlidir;

$$R_{12,43} = R_{21,34} \quad R_{34,21} = R_{43,12} \quad R_{23,14} = R_{32,41} \quad R_{41,32} = R_{14,23}$$

$$R_{12,43} + R_{21,34} = R_{34,21} + R_{43,12} \quad R_{23,14} + R_{32,41} = R_{41,32} + R_{14,23}$$

Bu çalışma kapsamında, bu koşulların %97 oranında sağlanmasına dikkat edilmiştir.

Buradan sonra, R_S ; aşağıdaki algoritma ile hesaplanabilir (<http://www.eeel.nist.gov/812/hall.html>);

1. Hata sınırı için bir gerçel sayı değişkeni (δ) tanımlanır ve değer atanır (örneğin %3):

$$\delta = 0,003$$

2. Gerçel sayı değişkenleri (z_0, y, z) tanımlanır ve z_0 'ın başlangıç değeri hesaplanır:

$$z_0 = 2\ln(2)/(\pi(R_A + R_B))$$

3. Döngü sayacı (l), 1'den başlayan bir döngüde, $(z_i - z_{i-1})/z_i$ değeri δ 'dan küçük oluncaya kadar;

$$y_i = \frac{1}{\exp(\pi z_{i-1} R_A)} + \frac{1}{\exp(\pi z_{i-1} R_B)} \quad z_i = z_{i-1} - \frac{(1 - y_i)/\pi}{\frac{R_A}{\exp(\pi z_{i-1} R_A)} + \frac{R_A}{\exp(\pi z_{i-1} R_A)}}$$

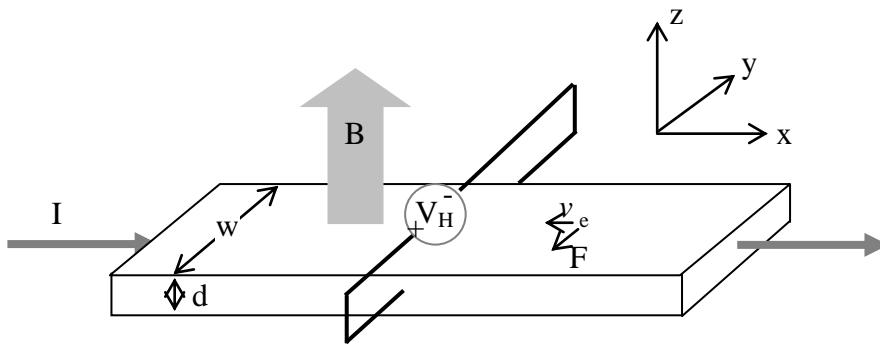
değerleri hesaplanır (y_i değeri için y değişkeni ve z_i ile z_{i-1} için z değişkeni kullanılır).

4. i döngünün son sayaç değeri olmak üzere, tabaka direnci $R_s=1/z_i$ 'dir.

Hall Ölçümü

Taşıyıcı tipi ve yoğunluğu için Hall ölçümleri kullanılır. Hall ölçümünün esası, hareketli yüklü parçacıkların manyetik alan altında Lorentz kuvveti etkisiyle belli bir yöne yönelmesi ve böylece homojen olmayan yük dağılımının ölçülebilir bir gerilim farkı oluşturmaya dayanır. Örneğin Şekil 4'te, örnek boyunca (+x yönünde) sürülen I akımını oluşturan taşıyıcı yük elektron olsun ($q=-1,602 \times 10^{-19} \text{C}$). Bu durumda Eş. 6 ile verilen Lorentz kuvveti, n -tipi yarıiletken için $-y$ yönündedir.

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (6)$$



Şekil 4 Bar formundaki bir örnekte Hall Vol.tajı ölçümü.

Elektronların örneğin (-y yönünde) bir tarafında yoğunluk göstermesi burada ölçülebilen bir gerilim (enine gerilim; Hall Vol.tajı) meydana getirir. Şekil 4'teki gösterimde göre Hall Vol.tajı eksi işaretlidir.

Hall Vol.tajının büyüklüğü,

$$|V_H| = \frac{IB}{qnd} \quad (7)$$

olmak üzere; I akım, B manyetik alan, d örnek kalınlığı, q elementer yük ($1,602 \times 10^{-19}$ C) ve n hacimsel taşıyıcı yoğunluğudur (veya Hall taşıyıcı yoğunluğu, n_H). Çoğu zaman hacimsel taşıyıcı yoğunluğu yerine n_S tabaka yoğunluğu da kullanılır ($n_S = nd$). Buna göre Eş. 7'yi n_S için tekrar düzenleyebiliriz;

$$n_S = \frac{IB}{q|V_H|} \quad (8)$$

Dolayısıyla, basit bir Hall Vol.tajı ölçümüyle tabaka yoğunluğu bulunabilir. Burada, V_H/I niceliğine Hall direnci (R_H) denir.

Hall mobilitesi (μ_H) ile V_H ve tabaka direnci (R_S) arasındaki

$$\mu_H = \frac{|V_H|}{IBR_S} \quad (9)$$

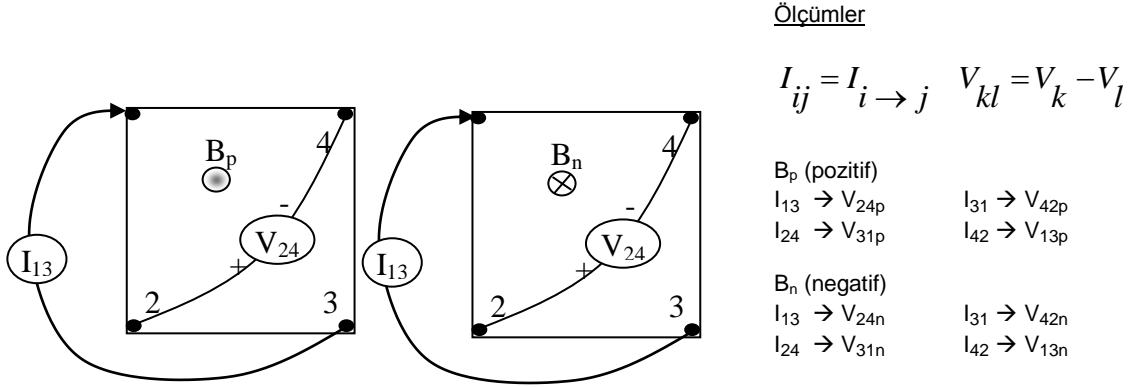
ifadesinde Eş. 8 yerine konulursa, μ_H , n_S ve R_S cinsinden yazılabilir;

$$\mu_H = \frac{1}{qn_S R_S} \quad (10)$$

R_S ile hacimsel öz direnç ρ ; $\rho = R_S d$, n_S ile hacimsel taşıyıcı yoğunluğu n ; $n = n_S/d$ ile bağıntılıdır.

Van der Pauw örneğinde/geometrisinde Hall ölçümü

Kare formundaki örneklerde Hall Vol.tajı ölçümü hassasiyeti, örnek geometrisinden ve simetrik olmayan kontaklardan oldukça etkilenir. Bu etkileri elimine etmek için, örnek düzlemine dik manyetik alanın iki yönü (pozitif/yukarı ve negatif/aşağı) için tüm ölçümler tekrarlanır (toplam 8 ölçüm).



Şekil 4. Kare biçimli örnekte Hall Vol.tajı ölçümü: B manyetik alanı, a) pozitif (yukarı) ve b) negatif (aşağı) yönde iken yapılan ölçümler.

$$V_C = V_{24p} - V_{24n} \quad V_D = V_{42p} - V_{42n} \quad V_E = V_{13p} - V_{13n} \quad V_F = V_{31p} - V_{31n}$$

$$V_{top} = V_C + V_D + V_E + V_F \quad (11)$$

$V_{top} > 0$ ise örnek p-tipi taşıyıcıya sahiptir,

$$p_s = \frac{8 \cdot 10^{-8} IB}{qV_{top}} \text{ cm}^{-2} \quad (12)$$

$V_{top} < 0$ ise örnek n-tipi taşıyıcıya sahiptir,

$$n_s = \frac{8 \cdot 10^{-8} IB}{qV_{top}} \text{ cm}^{-2} \quad (13)$$

Hall ölçümü sonucunda, van der Pauw ölçümlerinde bulunan tabaka direnci R_s , Eş.9'da yerine konularak, μ_H Hall mobilitesi hesaplanabilir. Buradan, μ_H Eş.10'da yerine konularak, n_H Hall taşıyıcı yoğunluğu (aynı zamanda, n_s tabaka taşıyıcı yoğunluğudur).

ÖZGEÇMİŞ

Kimlik Bilgileri

Adı Soyadı : Aydın Bayraklı
Doğum Yeri : Gelsenkirchen(Almanya)
Doğum yılı : 1967
Medeni Durumu : Bekar
E-posta : aydinbayrakli@gmail.com
Adresi : Kuleli Sokak 43/5 GOP ANKARA

Eğitim

Lise : 1983-1986, Kilimli Lisesi / Zonguldak
Lisans : 1987-1993, Hacettepe Üniversitesi, Fizik Mühendisliği
Bilim Uzmanlığı : 1993-1996, Hacettepe Üniversitesi, Fizik Mühendisliği
Doktora : 2009-2013, Hacettepe Üniversitesi, Fizik Mühendisliği

Yabancı Dil İyi derecede İngilizce ve Almanca

İş Deneyimi

1993-2000 : Araştırma Görevlisi (H.Ü., Fizik Mühendisliği Bölümü)
2000-.... : Uzman, Savunma Sanayii Müsteşarlığı

Tezden Üretilmiş Yayınlar

Bayraklı, A., Arslan, E., Fırat, T., Özcan, Ş., Kazar, Ö., Çakmak H. and Özbay, E.,
Magnetotransport study on AlInN/(GaN)/AlN/GaN heterostructures,
Physica Status Solidi (a), Vol.209, Issue 6, 1119–1123, 2012.

Tezden Üretilmiş Tebliğ

AlInN/(GaN)/AlN/GaN heteroeklem yapılarında magnetotransport ölçümler, 18.
Yoğun Madde Fiziği – Ankara Toplantısı – ODTÜ, 25 Kasım 2011.