

**NiAu-AlGa_N/Ga_N HETEROYAPILARIN ELEKTRİKSEL
KARAKTERİSTİKLERİNİN SICAKLIĞA BAĞLI İNCELENMESİ**

Selçuk DEMİREZEN

**DOKTORA TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**EKİM 2010
ANKARA**

Selçuk DEMİREZEN tarafından hazırlanan “NiAu-AlGaN/GaN HETEROYAPILARIN ELEKTRİKSEL KARAKTERİSTİKLERİNİN SICAKLIĞA BAĞLI İNCELENMESİ” adlı bu tezin Doktora tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Doç Dr. Şemsettin ALTINDAL
Tez Danışmanı, Fizik Anabilim Dalı

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği ile Fizik Anabilim Dalında Doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Mehmet KASAP
Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL
Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Doç. Dr. İlbilge DÖKME
Fen Bilgisi Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Doç. Dr. Şükrü KARATAŞ
Fizik Anabilim Dalı, Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi

Doç.Dr. Mehmet Mahir BÜLBÜL
Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Tarih: .././....

Bu tez ile G.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Doktora derecesini onamıştır.

Prof.Dr. Bilal TOKLU
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Selçuk DEMİREZEN

NiAu-AlGa_{0.78}N/GaN HETEROYAPILARIN ELEKTRİKSEL KARAKTERİSTİKLERİNİN SICAKLIĞA BAĞLI İNCELENMESİ

(Doktora Tezi)

Selçuk DEMİREZEN

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Ekim 2010

ÖZET

(Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN heteroyapıların (çokluyapıların) akım-voltaj (I-V), kapasitans-voltaj (C-V), kondüktans-voltaj (G/w-V) karakteristikleri, 80-400 K sıcaklık aralığında ölçüldü. Termiyonik emisyon (TE) teorisine göre; I-V karakteristiklerinden elde edilen sıfır beslem engel yüksekliğinin (Φ_{B0}) artan sıcaklıkla artarken idealite faktörünün (n) artan sıcaklıkla azaldığı gözlemlendi. Ayrıca Richardson grafiğinin 80 - 200 K ve 240 - 400 K sıcaklık aralığında iki farklı eğime sahip olduğu gözlemlendi. Bu şekildeki davranış, Schottky engel homojensizliğine atfedildi ve engel homojensizliğinin çift Gaussian dağılımı ile açıklandı. Sonuç olarak, (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çokluyapıların doğru beslem I-V karakteristiklerinin sıcaklığa bağlılığı, engel yüksekliklerinin TE mekanizması temelinde çift Gaussian dağılımı ile başarılı bir şekilde açıklanabileceği görüldü. Ayrıca (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çokluyapıların doğru ve ters beslem C-V ve G/w-V karakteristiklerinden, seri direnç (R_s) ve arayüzey durum yoğunluğu (N_{ss}) dikkate alınarak 80 - 400 K sıcaklık aralığında 1 MHz için incelendi. C-V ve G/w-V sonuçlarından, N_{ss} ve R_s değerlerinin çokluyapının elektriksel özellikleri üzerinde oldukça etkili olduğu gözlemlendi. Doğru ve ters beslemde ölçülen yüksek frekans (1 MHz) C ve G/w değerleri, gerçek C_c ve G/ω değerlerini elde etmek için seri direnç etkisi dikkate alınarak düzeltildi. AC elektriksel iletkenliğin (σ_{ac}) ise sıcaklıkla azalmakta olduğu

gözlendi. Doğru öngerilimdeki farklı gerilimler için Arrhenius eğrilerinin eğiminden aktivasyon enerjileri hesaplandı. Hesaplanan değerlerin gerilimden bağımsız olduğu gözlendi.

Bilim Kodu : 202.1.147
Anahtar Kelimeler : Çokluyapı, I-V ve C-V ölçümleri, engel homojensizliği, çift Gaussian dağılımı
Sayfa Adedi : 88
Tez yöneticisi : Doç.Dr. Şemsettin ALTINDAL

**THE INVESTIGATION OF TEMPERATURE DEPENDENCE OF
ELECTRICAL CHARACTERISTICS OF THE NiAu-AlGa_N/Ga_N
HETEROSTRUCTURES**

(Ph. D. Thesis)

Selçuk DEMİREZEN

GAZİ UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY

October 2010

ABSTRACT

The current-voltage (I-V), capacitance-voltage (C-V) and conductance-voltage (G/w-V) characteristics of (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN heterostructures were measured in the temperature range of 80-400 K. Calculated from I-V characteristics according to thermionic emission (TE) theory; while the zero bias barrier height (Φ_{B0}) increases with increasing temperature, the ideality factor (n) values decreases with increasing temperature. The Richardson plot deviated from linearity under room temperatures. Such behavior is attributed to inhomogeneties of Schottky barrier by assuming a double Gaussian distribution. It has been concluded that the temperature dependence of the forward I-V characteristics of the (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN heterostructures can be successfully explained on the basis of TE mechanism with double Gaussian distribution of the barrier heights. Also, the forward and reverse bias C-V and G/w-V characteristics of (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN heterostructures have been investigated by considering the effect of the series resistance (R_s) and surface states (N_{ss}) over a wide temperature of 80-400 K, at 1 MHz. The C-V and G/w-V characteristics confirm that the N_{ss} and R_s of the heterostructure are important parameters that strongly influence the electrical parameters. The high frequency (1 MHz) C and G/w values measured under

both reverse and forward bias were corrected for the effect of series resistance to obtain the real heterostructure capacitance. Also the electrical conductivity (σ_{ac}) is found to decrease with increasing temperature. The activation energy values were obtained from Arrhenius plot for various applied forward bias voltages. Calculated values are almost independent from applied forward bias voltage.

Science Code : 202.1.147
Key Words : Heterostructure, I-V and C-V measurements, barrier, inhomogeneity, double Gaussian distribution
Page Number : 88
Adviser : Associate Prof. Dr. Şemsettin ALTINDAL

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca her türlü konuda yardımlarını esirgemeyen, engin tecrübelerinden faydalandığım değerli tez danışman hocam Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL' a sonsuz teşekkürlerimi sunarım. Yine yardımlarını benden esirgemeyen değerli hocam Prof. Dr. Mehmet KASAP'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca değerli önerileri için Yrd. Doç. Dr. Adem TATAROĞLU'na ve Doç.Dr. Mehmet Mahir BÜLBÜL'e teşekkür ederim.

Üniversitemizin Yarıiletken Teknolojileri ileri Araştırmalar Laboratuvarında her türlü imkânı sağlayan 2001K120590 nolu DPT projesinin yürütücüsü Prof. Dr. Süleyman Özçelik'e ve tez çalışmamda kullandığım numunelerin büyütülmesini sağlayan Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezinden sorumlu Bilkent Üniversitesi Elektrik Elektronik Mühendisliği ve Fizik Bölümü öğretim üyesi Prof. Dr. Ekmel ÖZBAY'a teşekkür ederim.

Yaşamımın her döneminde desteklerini hep yanımda hissettiğim, kardeşlerim Selda ve Ayla DEMİREZEN'e, annem Alime DEMİREZEN ve babam Ahmet DEMİREZEN'e ne kadar teşekkür etsem azdır. Emeklerinizi asla ödeyemeyeceğimi belirterek bu tezi sizlere ithaf ediyorum.

Her zaman beni olumlu yönde motive eden ve desteğiyle yanımda olan, çalışmalarım boyunca bana sabır gösteren ve destekleyen eşim Ebru DEMİREZEN'e ve oğlum Ahmet Gökalep DEMİREZEN'e çok teşekkür ederim...

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	iv
ABSTRACT	vi
TEŞEKKÜR	viii
İÇİNDEKİLER	ix
ÇİZELGELERİN LİSTESİ	xi
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	xii
RESİMLERİN LİSTESİ	xv
SİMGELER VE KISALTMALAR	xvi
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER	4
2.1. Grup III-Nitrürlerin Kristal Yapısı	4
2.2. Çoklu Yapı	6
2.2.1. Alttaş, AlN tampon ve aratabaka kullanımı	7
2.3. AlGaIn/GaN Çokluyapılarında Polarizasyon ve 2DEG	9
2.3.1. Kendiliğinden polarizasyon	9
2.3.2. Piezoelektrik polarizasyon	10
2.4. Kristal Büyütme	12
2.4.1. Metal organik kimyasal buhar faz epitaksi (MOVPE)	13
2.5. Metal/Yarıiletken Kontaklar	14
2.5.1. İdeal metal-yarıiletken kontaklarda engel oluşumu	14
2.6. Metal-Yarıiletken (MY) Kontaklarda Akım İletim Mekanizmaları	20

Sayfa

2.6.1. Termiyonik emisyon teorisi (TE).....	21
2.6.2. Difüzyon teorisi.....	25
2.6.3. Termiyonik emisyon- difüzyon teorisi.....	26
2.6.4. Engel boyunca tünelleme	28
2.6.5. To etkili akım iletimi.....	31
2.7. Potansiyel Değişim Modeli	32
2.7.1. Gaussian engel dağılımı $P(\Phi_B)$	33
2.7.2. Akım ve kapasite için etkin potansiyel engel yüksekliği.....	34
2.7.3. Sıcaklığa bağlı potansiyel engel yüksekliği	35
3. MATERYAL VE YÖNTEM	37
3.1. Çokluyapı Büyütme Detayları.....	37
3.2. Ohmik ve Schottky Kontakların Oluşturulması	37
3.3. Elektriksel Ölçümlerin Alınması.....	38
4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA	42
4.1. Sıcaklığa Bağlı Akım-Gerilim (I-V) Karakteristikleri	42
4.1.1. Homojen olmayan engel analizi.....	53
4.2. Sıcaklığa Bağlı C-V ve G/ω -V Karakteristikleri.....	60
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	73
KAYNAKLAR	79
ÖZGEÇMİŞ	87

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. Materyal parametreleri.....	6
Çizelge 2.2. GaN büyümesinde sık kullanılan alttaşların ısı genleşme katsayısı ve örgü uyumsuzluğu.....	8
Çizelge 2.3. Yarıiletken tipine ve iş fonksiyonlarına göre doğrultucu ve ohmik kontağın oluşumu.....	14
Çizelge 4.1. (Ni/Au)/Al _{0.22} Ga _{0.78} N/AlN/GaN çokluyapının I-V karakteristiklerinden elde edilmiş sıcaklığa bağlı bazı parametre değerleri.....	45

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Wurtzite kristal yapının birim hücresi (a ve c örgü sabitleri).....	4
Şekil 2.2. GaN kristalinde Ga-yüzlü ve N-yüzlü kristal düzenleri.....	5
Şekil 2.3. c-yönelimi boyunca büyütülen Ga-yüzlü GaN veya AlGaN kristallerinde kendiliğinden polarizasyon ve elektrik alan yönelimi.....	10
Şekil 2.4. Ga-yüzlü (a, b) ve N-yüzlü (c, d) kristallerde kendiliğinden ve piezoelektrik polarizasyon yönelimleri.....	11
Şekil 2.5. MOCVD'nin çalışma şeklini gösteren şematik şekil.....	13
Şekil 2.6. Metal/n-tipi yarıiletken kontakta $\phi_m > \phi_s$ durumunda elektron enerji-bant diyagramı. (a) Birbirinden ayrılmış nötral materyaller, (b) kontak oluşturulduktan sonra termal denge durumu.....	15
Şekil 2.7. Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak için (a) Termal denge durumunda, (b) Doğru beslem durumunda, (c) Ters beslem durumunda elektron enerji-bant diyagramı.....	18
Şekil 2.8. $\phi_m < \phi_s$ için metal/n-tipi yarıiletken ohmik kontakın elektron enerji bant diyagramı (a) birbirinden ayrı nötral materyaller (b) termal dengede kontak (c) yarıiletken negatif beslemde (d) yarıiletken pozitif beslemde.....	19
Şekil 2.9. Metal/n-tipi yarıiletkende doğru beslem altında temel akım iletim mekanizmaları (a) potansiyel engelin tepesini aşan elektronların iletimi (termiyonik emisyon) (b) elektronların engel içinden kuantum mekaniksel tünellemeleri (c) uzay yük bölgesinde yeniden birleşme (d) metalden yarıiletkene deşik enjeksiyonu.....	21
Şekil 2.10. Elektronların engel üzerinden termiyonik emisyonla geçişini gösteren enerji band diyagramı.....	22
Şekil 2.11. Metal/n-tipi yarıiletken Schottky diyot için tünelleme akımı enerji band diyagramı a) doğru beslem altında b) ters beslem altında.....	29
Şekil 2.12. Farklı akım iletim mekanizmaları.....	31
Şekil 2.13 Homojen olmayan Schottky kontaklarının 3-boyutlu enerji-bant durumu.....	32
Şekil 3.1. AlGaIn/AlN/GaN çokluyapının şematik görünümü.....	38

Şekil	Sayfa
Şekil 3.2. I-V, C-V ve G/ω -V ölçüm sistemi.....	42
Şekil 4.1. (Ni/Au)/Al _{0.22} Ga _{0.78} N/AlN/GaN çoklu yapının farklı sıcaklıklarda doğru ve ters beslem yarı-logaritmik $\ln(I) - V$ eğrileri.....	44
Şekil 4.2. (Ni/Au)/Al _{0.22} Ga _{0.78} N/AlN/GaN çokluyapının sıfır beslem engel yüksekliği (Φ_{Bo}) değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	46
Şekil 4.3. Değişik sıcaklıklarda (Ni/Au)/Al _{0.22} Ga _{0.78} N/AlN/GaN çokluyapının idealite faktörü (n).....	47
Şekil 4.4. (Ni/Au)/Al _{0.22} Ga _{0.78} N/AlN/GaN çokluyapının değişik sıcaklıklarda (a) $dV/d\ln(I)$ -I, (b) $H(I)$ -I değişimi.....	49
Şekil 4.5. (Ni/Au)/Al _{0.22} Ga _{0.78} N/AlN/GaN çokluyapının değişik sıcaklıklarda R_s karakteristikleri.....	50
Şekil 4.6. (Ni/Au)/Al _{0.22} Ga _{0.78} N/AlN/GaN çokluyapının $n-1000/T$ eğrisi.....	51
Şekil 4.7. Ni/Au)/Al _{0.22} Ga _{0.78} N/AlN/GaN çokluyapının $nkT/q-kT/q$ eğrisi.....	52
Şekil 4.8. (Ni/Au)/Al _{0.22} Ga _{0.78} N/AlN/GaN çokluyapının $\ln(I_0/T^2)-10^3/T$ ve $10^3/nT$ Richardson eğrileri.....	54
Şekil 4.9. (Ni/Au)/Al _{0.22} Ga _{0.78} N/AlN/GaN çokluyapının farklı sıcaklıklarda $\Phi_{Bo} - n$ eğrisi.....	55
Şekil 4.10. (Ni/Au)/Al _{0.22} Ga _{0.78} N/AlN/GaN çokluyapının engel yüksekliğinin Gaussian dağılımına göre sıfır beslem görünür engel yüksekliği ve idealite faktörünün - $q / 2kT$ ye göre değişim eğrileri.....	58
Şekil 4.11. (Ni/Au)/Al _{0.22} Ga _{0.78} N/AlN/GaN çokluyapının yeniden düzenlenmiş $\ln(I_0/T^2)-q^2\sigma^2/2k^2T^2 - q/kT$ eğrileri.....	59
Şekil 4.12. (Ni/Au)/Al _{0.22} Ga _{0.78} N/AlN/GaN çokluyapının a) düşük sıcaklıklarda, b) yüksek sıcaklıklar için C-V eğrileri.....	61
Şekil 4.13. (Ni/Au)/Al _{0.22} Ga _{0.78} N/AlN/GaN çokluyapının a) düşük sıcaklıklarda, b) yüksek sıcaklıklar için G/ω -V eğrileri.....	62
Şekil 4.14. (Ni/Au)/Al _{0.22} Ga _{0.78} N/AlN/GaN çoklu yapının a) C-T, b) G/ω -T eğrileri.....	63

Şekil	Sayfa
Şekil 4.15. (Ni/Au)/Al _{0.22} Ga _{0.78} N/AlN/GaN çokluyapının a) düşük sıcaklıklarda, b) yüksek sıcaklıklar için R _s -V eğrileri.....	65
Şekil 4.16. (Ni/Au)/Al _{0.22} Ga _{0.78} N/AlN/GaN çokluyapının farklı gerilimlerde sıcaklığa bağlı R _s eğrileri (1MHz).....	66
Şekil 4.17. (Ni/Au)/Al _{0.22} Ga _{0.78} N/AlN/GaN çoklu yapının oda sıcaklığında düşük ve yüksek frekans C-V eğrileri.....	70
Şekil 4.18. (Ni/Au)/Al _{0.22} Ga _{0.78} N/AlN/GaN çoklu yapının gerilime bağlı N _{ss} grafiği.....	70
Şekil 4.19. (Ni/Au)/Al _{0.22} Ga _{0.78} N/AlN/GaN çoklu yapının 1MHz'de ac elektrik iletkenliğinin (σ _{ac}) sıcaklığa bağlı değişimi.....	71
Şekil 4.20. (Ni/Au)/Al _{0.22} Ga _{0.78} N/AlN/GaN çoklu yapının 1MHz'de ac elektrik iletkenliğinin Arrhenius eğrileri.....	72

RESİMLERİN LİSTESİ

Resim	Sayfa
Resim 3.1. Gazi Üniversitesi Yarıiletken Teknolojileri İleri Araştırmalar Laboratuvarı (STARLAB) bünyesinde kurulu olan Keithley akım - gerilim (I-V) ölçüm sistemi.....	39
Resim 3.2. Gazi Üniversitesi Yarıiletken Teknolojileri İleri Araştırmalar Laboratuvarı (STARLAB) bünyesinde kurulu olan HP 4192 A LF empedans analizmetre.....	39
Resim 3.3. Gazi Üniversitesi Yarıiletken Teknolojileri İleri Araştırmalar Laboratuvarı (STARLAB) bünyesinde kurulu olan Janes vpf-475 kroystat.....	40
Resim 3.4. Gazi Üniversitesi Yarıiletken Teknolojileri İleri Araştırmalar Laboratuvarı (STARLAB) bünyesinde kurulu olan Lake Shore model 321 sıcaklık kontrol sistemi.....	40

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış bazı simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda verilmiştir.

Simgeler	Açıklamaları
A	Alan
Å	Angström
A*	Richardson sabiti
A**	Etkin Richardson sabiti
C	Kapasitans
C₀	Boş kondansatörün sığası
CH₃OH	Metanol
a	Örgü sabiti
c	Örgü sabiti
nm	Nanometre
Al₂O₃	Safir
AlN	Alüminyum nitrür
Al_xGa_{1-x}N	Alüminyum galyum nitrür
x	Alüminyum kompozisyonu
TMGa	Trimethylgallium
TMAI	Trimethylaluminium
TMIn	Trimethylindium
GaN	Galyum nitrür
InN	İndiyum nitrür
NaCl	Sodyum klorür
MgO	Mağnezyum oksit
GaAs	Galyum arsenik
NH₃	Amonyak
n_s	Taşıyıcı yoğunluğu

Simgeler	Açıklamaları
E_g	Yarıiletken yasak enerji aralığı
E_c	İletkenlik bant kenarı enerjisi
E_v	Değerlik (valans) bant kenarı enerjisi
E_f	Fermi enerjisi
$E(x)$	Schottky bölgesindeki elektrik alan
E_a	Aktivasyon enerjisi
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti
ϵ_i	Yalıtkan tabakanın diielektrik sabiti
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
$F(V)$	Norde fonksiyonu
Hz	Frekans birimi (Hertz)
h	Planck sabiti
I	Akım
I_o	Doyum akımı
I_{gr}	Üretim ve yeniden birleşme akımı
J_{Ro}	Üretim ve yeniden birleşme akımı yoğunluğu
J_{SD}	Difüzyon teorisi için akımı yoğunluğu
J_{sm}	Yarıiletkenden metale doğru doyum akımı
J_{ms}	Metalden yarıiletkene doğru doyum akımı
J_o	Doyum akım yoğunluğu
K	Termodinamik sıcaklık birimi (Kelvin)
k	Boltzman sabiti
m^*	Elektronun etkin kütlesi
m_o	Serbest elektron kütlesi
N_D	Verici (donor) katkı atomlarının yoğunluğu
N_A	Alıcı (acceptor) katkı atomlarının yoğunluğu
N_c	İletkenlik bandının etkin taşıyıcı yoğunluğu
Simgeler	Açıklamaları

N_v	Değerlik bandının durumların yoğunluğu
N_{ss}	Arayüzey durumları yoğunluğu
N_{sb}	Yarıiletken ile dengede olan arayüzey durumlarının yoğunluğu
$n(x)$	Elektron yoğunluğu
$p(x)$	Deşik yoğunluğu
n	İdealite faktörü
Q_m	Metal üzerindeki yük
Q_{ox}	Oksit tabaka yükü
p_o	Tüketim tabakası kenarında deşiklerin denge konsantrasyonu
q	Elektrik yükü
R_s	Seri direnç
Si	Silisyum
T	Kelvin cinsinden sıcaklık
V	Gerilim (Voltaj)
T_o	İdealite faktörünün sıcaklıkla değişim katsayısı
V_d	Difüzyon potansiyeli
V_F	Doğru beslem
V_R	Ters beslem
W_d	Tüketim tabakasının kalınlığı
Φ_B	Potansiyel engel yüksekliği
Φ_{Bo}	Sıfır beslem potansiyel engel yüksekliği
Φ_s	Yarıiletkenin işfonksiyonu
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
δ	Yalıtkan tabaka kalınlığı
Ω	Direnç (Ohm)

Simgeler**Açıklamaları**

ρ	Özdirenç
σ	Öziletkenlik

χ_s	Elektron yakınlığı
ψ_s	Yüzey potansiyeli
π	pi sayısı
C_{ox}	Oksit kapasitansı
χ_s	Yarıiletkenin elektron yakınlığı
τ	Arayüzey tuzaklarının ömrü

Kısaltmalar	Açıklamaları
a.c.	Alternatif akım sinyali
d.c.	Doğru akım
FE	Alan emisyonu
MY	Metal/yalıtkan/yarıiletken
MY	Metal/yarıiletken
TAE	Termiyonik alan emisyonu
TE	Termiyonik emisyon
I-V	Akım-gerilim
C-V	Kapasitans-gerilim
G/ω-V	İletkenlik-gerilim
HEMT	Yüksek elektron mobiliteli transistor
HFET	Heteroyapılı alan-etkili transistor
HT	Yüksek sıcaklık
MBE	Moleküler demet epitaksi
MOVPE	Metal organik buhar fazı epitaksisi

1. GİRİŞ

Daha sonraki süreçte muazzam bir şekilde gelişecek ve teknolojinin odak noktası haline gelecek transistörler ilk olarak Bell Araştırma laboratuvarları'nda J. Bardeen, W.H. Brattain ve W. Shockley tarafından 1948 yılında icat edilmiş ve araştırmacılara 1956 yılında Nobel ödülünü kazandırmıştır. Transistörün keşfi ile yarıiletkenlerin temel özelliklerinin daha iyi anlaşılmasına yönelik yapılan gerek elektriksel gerekse optiksel çalışmalar ivme kazanmış, günümüze kadar büyük ilerlemelerin sağlanmasında temel etken olmuştur.

Özellikle silisyum ve germanyum tabanlı metal-yarıiletken kontakların İkinci Dünya Savaşı sırasında radar teknolojisinde yaygınca kullanılması yarıiletkenler üzerindeki ilginin daha da artmasına sebep olmuştur.

Galyum nitrid (GaN), alüminyum nitrid (AlN) ve indiyum nitrid (InN) gibi grup III nitrid yarıiletkenler üzerindeki araştırmalar 1960'lara dayanmaktadır. Güç cihazların performanslarını arttırmada, geniş ve direkt bant aralığı (InN için 1.9 eV, AlN için 6.2 eV), yüksek kesme potansiyeli ve yüksek elektron hareketliliği gibi birçok özellikleri barındırdığından yüksek sıcaklıklarda ve yüksek güç gerektiren cihaz uygulamalarında, kızılötesi ve morötesi bölgesi optoelektronik cihaz uygulamalarında kullanılabilmelerine olanak sağlamıştır.

1979 yılında ise çoklu yapı alan etkili transistör (HFET) olarak da bilinen yüksek elektron hareketliliğine sahip transistörler (HEMT) Mimura ve arkadaşları tarafından AlGaAs/GaAs çoklu yapıda kuantum kuyusu oluşturularak elde edilmiştir [1]. Kuantum kuyuda elektronlar, kristalle etkileşimleri az olduğundan 2 boyutta hızlı hareket serbestliğine sahiptirler.

2 boyutta hızlı hareket edebilen bu elektronlar iki boyutlu elektron gazı yaklaşımıyla (2DEG) açıklanmış ve 1992 yılında Khan ve arkadaşları tarafından ilk defa AlGaAs/GaN çoklu yapılarda 2DEG oluşumu gösterilmiştir [2]. Bu çalışma GaN

temelli araştırmaların artmasına sebep olmuştur. Hem ticari hem de askeri beklentiler zaman içinde yüksek güç ve yüksek frekans uygulamalarının ivme kazanmasına sebep olmuştur.

AlGaIn/GaN oklu yapılar, yüksek güç ve yüksek sıcaklıkta işlemesiyle HEMT, oklu yapılı alan-etkili transistor (HFET), modülasyon katkılı alan-etkili transistor (MODFET) gibi elektronik cihazların üretilmesinde beklenen avantajları nedeniyle de umut verici araştırma konusu olmuştur [3]. HEMT'ler günümüzde özellikle yüksek güçte, yüksek sıcaklık ve frekanslarda çalışabilen g transistörleri olarak dünya çapında kullanılmaktadırlar. Cep telefonları, kablosuz aē uygulamaları, mikrodalga haberleşme, radar uygulamaları ve uzay radyo teleskopları tipik uygulama alanlarıdır.

AlGaIn/GaN oklu yapıların elektriksel ve optiksel özelliklerinin araştırılması artan beklentilere cevap verebilen HEMT'lerin yapılmasına olanak saēlayacaktır. Bu sebepten bu cihazların yapısının, elektriksel karakteristiēi ve çalışma şartlarının detaylıca incelenmesi ve belirlenmesi, bu cihazların gvenirliēi ve performansı açısından son derece önemlidir. Bu incelemenin ise geniş bir sıcaklık ve frekans aralıēında yapılması, yapının akım iletim mekanizması ve engel homojenliēinin belirlenmesi açısından önem taşımaktadır. Çünkü tek bir frekansta veya sıcaklıkta ölçülen akım-gerilim (I-V), kapasitans-gerilim (C-V) ve iletkenlik-gerilim (G/ω -V) lmleri bize akım iletim mekanizması ve engel homojenliēi hakkında detaylı bilgi veremez. Bu yapıların gvenirliēi ve performansını etkileyen parametrelerin başında metal ile yarıiletken arasında oluşan doēal veya yapay yalıtkan oksit tabakanın homojenliēi ve kalınlıēı, yapının seri direnci (R_s), yarıiletken ile yalıtkan arasında ve yasak enerji bandında yer alan arayüzey durumları (N_{ss}) ile M/Y arayüzeyinde oluşan potansiyel engelin homojenliēi gelmektedir.

Bu alışmada Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezi (NANOTAM) Laboratuvarında metal organik buhar fazı epitaksisi (MOVPE) yöntemi ile büyütülen (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN oklu yapının, Gazi Üniversitesi Fizik Bölümü

Yarıiletken Teknolojileri İleri Araştırma Laboratuvarına (STARLAB) bağlı I-V / C-V laboratuvarında, akım iletim mekanizması ve elektriksel özelliklerini irdelleyebilmek amacıyla, akım-gerilim (I-V), kapasitans-gerilim (C-V) ve iletkenlik-gerilim (G/ω -V) karakteristikleri geniş bir sıcaklık aralığında (80-400 K) incelenmiştir. C-V ve G/ω -V ölçümleri, arayüzey durumlarının etkisini azaltmak amacıyla yeterince yüksek frekansta (1 MHz) gerçekleştirilmiştir. (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çoklu yapının farklı sıcaklıklardaki deneysel I-V karakteristiklerinden, diyotun doyum akımı (I_0), idealite faktörü (n), sıfır beslem engel yüksekliği (Φ_{B0}), ve seri direnç (R_s) gibi temel diyot parametreleri hesaplanmıştır. Sıcaklığa bağlı seri dirençlerinin hesaplanmasında, $dV/d\ln(I)$ -I ve $H(I)$ -I fonksiyonları kullanılmıştır. Ayrıca, hem sıcaklığa hem de gerilime bağlı N_{ss} ve R_s profili deneysel C-V ve G/ω -V ölçümlerinden elde edilmiştir. Seri direnç etkisinin dikkate alınmasıyla C-V ve G/ω -V karakteristikleri düzeltilerek C_c -V ve G_c/ω -V karakteristikleri elde edilmiştir.

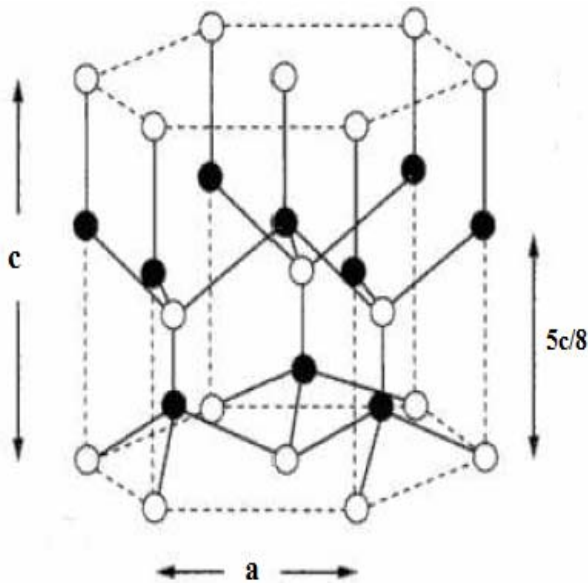
Bu tez çalışması aşağıdaki gibi düzenlenmiştir. Birinci bölümde çoklu yapıların HEMT üretimindeki önemi, tarihsel gelişimi ve çalışmanın amacı ile kapsamı üzerinde durulmuştur. İkinci bölümde, bu yapıların fiziği ve akım iletim mekanizmaları ile ilgili bilgiler verilmiştir. Üçüncü bölümde, deney setiyle ölçümler hakkında bilgi verilmiştir. Dördüncü bölümde, deneysel ölçüm sonuçlarından elde edilen tüm veriler değerlendirilerek, bunlarla ilgili gerekli şekiller ve çizelgeler literatürle kıyaslamalı olarak incelenmiştir. Beşinci bölümde ise elde edilen deneysel sonuçlarla ilgili genel bir değerlendirme yapılarak sonuçlar yorumlanmıştır.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Grup III-Nitrürlerin Kristal Yapısı

Grup III-nitrürler wurtzite, çinkosülfür (ZnS) ve kayatuzu (NaCl) olmak üzere üç yapıda kristalleşebilirler. Normal şartlar altında, AlN, GaN ve InN için termodinamik olarak kararlı yapı hegzagonal yapıdır. Si, MgO ve GaAs gibi (011) kristal düzlemleri kübik alttaşıların üzerine epitaksiyel olarak büyütülen GaN ve InN ince filmleri için ise kararlı yapı çinkosülfür yapısıdır. Kaya tuzu ya da NaCl yapı ise AlN, GaN ve InN için çok yüksek basınç altında gerçekleşebilir.

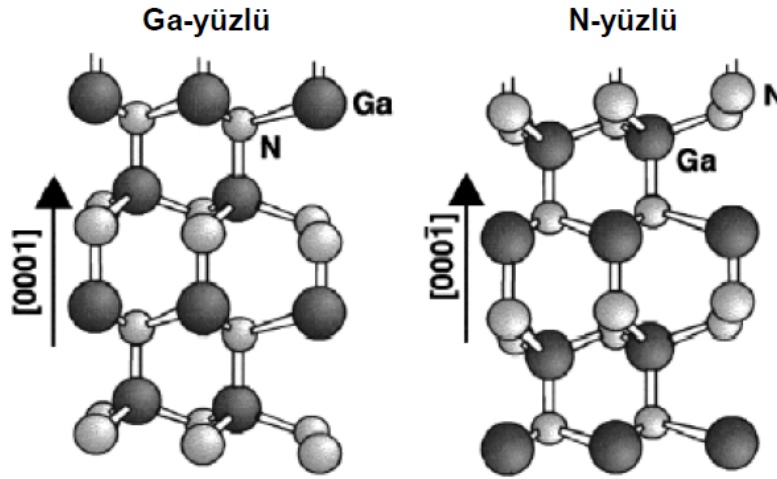
Zincblende ve wurtzite yapılar benzerdirler. Her iki yapı da, her bir atom diğer 4 atom tarafından çevrilmiştir. Bu yapılar arasındaki başlıca fark; sıkı paketlenmiş iki atomlu düzlemlerinin ardı ardına istiflenmesidir. Wurtzite yapının sıkı paketlenmesi (001) yöneliminde ABABAB şeklinde takip ederken, çinko sülfür yapıda ise (111) yöneliminde ABCABC şeklinde takip eder [4].



Şekil 2.1. Wurtzite kristal yapının birim hücresi (a ve c örgü sabitleri)

Şekil 2.1’de wurtzite kristal yapının birim hücresi verilmiştir. Wurtzite yapı hekzagonal birim hücreye sahiptir ve her bir birim hücre altışar atom içerir. Birim hücre iki örgü sabiti ile tanımlanır. Bu sabitler “c” ve “a” olarak adlandırılır. Bu yapının uzay grubu $P6_3mc$ (C_{6v}^4)’dir. Her alt örgü tek tip atomlardan oluşur ve c-ekseni boyunca $5c/8$ kadar farklı yerleşmişlerdir.

Wurtzite yapılı nitrür bileşik yarıiletkenler direk bant aralıkları 0,7 - 6,2 eV aralığında değişen alaşım yarıiletken malzemeleri oluşturur. Bu malzemeler c-yönünde tersinme simetrisine sahip olmadıklarından safır üzerine [0001] yönünde büyütülmek istendiklerinde iki farklı şekilde büyüyebilirler [5, 6]. Bu iki farklı şekil Ga-yüzlü ve N-yüzlü olarak adlandırılırlar. Şekil 2.2’de Ga- ve N-yüzlü polariteli wurtzite yapılı GaN’ın kristal yapısı gösterilmektedir. Polarite, gövde içinde oluşan elektrik alanı ve yüzeyin kimyasal olarak aktifliğini etkilediğinden oldukça önemlidir [7].



Şekil 2.2. GaN kristalinde Ga-yüzlü ve N-yüzlü kristal düzenleri

Bu tez dahilinde safır üzerinde büyütülmüş wurtzite AlN, GaN ve bu iki materyalin bir alaşımı olan AlGaN kristalleri kullanılmıştır. Kullanılan bu kristallere ait bazı temel materyal parametreleri Çizelge 2.1’de verilmiştir [8-12].

Çizelge 2.1. Materyal parametreleri

Özellik	GaN	AlN	Al _{0,22} Ga _{0,78} N	Safir
Kristal yapısı	wurtzite	wurtzite	wurtzite	wurtzite-rombohedral
Simetri grubu	P ₆ mc (C _{6v} ⁴)	P ₆ mc (C _{6v} ⁴)	P ₆ mc (C _{6v} ⁴)	
1 cm ³ 'deki atom sayısı	8,9x10 ²²	9,58x10 ²²	9,07x10 ²²	2,35x10 ²²
Erime sıcaklığı	2500 °C	3273 °C		2030 °C
Yoğunluğu	6,15g/cm ³	3,23g/cm ³	5,42g/cm ³	3,98g/cm ³
Elektron etkin kütlesi	0,2 m ₀	0,4 m ₀	0,25 m ₀	
Deşik etkin kütlesi	1,25 m ₀	3,53 m ₀	1,82 m ₀	
Elektron ilgisi	4,1 eV	0,6 eV	3,23 eV	
Örgü sabiti (a)	3,19 Å	3,11 Å	3,17 Å	4,76 Å
Örgü sabiti (c)	5,19 Å	4,98 Å	5,14 Å	13 Å
Isıl genleşme Katsayısı (α)	5,59x10 ⁻⁶ K ⁻¹	4,2x10 ⁻⁶ K ⁻¹		7,5x10 ⁻⁶ K ⁻¹

2.2. Çoklu Yapı

Çoklu yapı; farklı bant aralıklarına sahip iki veya daha fazla yarıiletken malzemeden oluşan yapıdır. Nitrür alaşımlı çoklu yapılar günümüz teknolojisinde oldukça önemli bir yer tutar. Tasarlanan cihazlarda çoklu yapı oluşturularak elektronların ve deşiklerin hareketi kontrol edilebilir. Bu tip uygulamalar elektronik ve optoelektronik uygulamalarda oldukça önemlidir.

AlGaN ve GaN yarıiletkenleri farklı bant aralıklarına sahip olduklarından Fermi enerjilerinin aynı seviyeye gelebilmesi için bu yarıiletkenlerden oluşturulan AlGaN/GaN çoklu yapısında bant bükülmesi oluşur. Bu bükülme sırasında GaN'ın iletkenlik bandı, tüm iletimin gerçekleştiği Fermi seviyesinin altına iner. N-tipi bir

yarıiletken materyal için Fermi seviyesi kimyasal potansiyel olarak kabul edilirse, iletkenlik bandının Fermi enerjisinin altında kalan yeri elektronlar tarafından doldurulacaktır. Elektronlar biriktikçe elektrik alan oluşur ve bant bükülür, yaklaşık birkaç nanometre büyüklüğünde üçgen kuvantum kuyusunun oluşumuna yol açar. Bu değer elektronların de Broglie dalgaboyundan çok daha küçük (birkaç yüz nanometre) olduğundan oluşan kuyunun enerji seviyeleri arasındaki fark büyük olacaktır. Bu sebeple, genellikle sadece birinci enerji seviyesi, Fermi seviyesinin altında kalır ve elektronlar tarafından doldurulur. İki boyutlu iletim tamamıyla bu doldurulmuş tek enerji düzeyindeki elektronlar tarafından yapılır [13-15].

2.2.1. Alttaş, AlN tampon ve aratabaka kullanımı

GaN alttaşlar pahalı olduğundan ticari olarak tercih edilmezler. Bu sebepten AlGaIn/GaN çoklu yapılar yaygın olarak silisyum (Si), silisyum karbür (SiC) ve safir (Al_2O_3) alttaş malzemeler üzerine büyütülür. 1968 yılında Manasevit tarafından MOVPE kristal büyütme tekniğinin kullanılmasıyla ilk GaN ince filmler safir alttaşlar üzerine büyütülmüştür [16]. Kolay bulunması, ucuz olması ve yüksek sıcaklıklarda dayanıklı bir materyal olması safiri cazip kılan özellikleridir. Bunun yanında, örgü uyumu ve sıcaklık genleşme katsayısının GaN'dan farklı olması, safir üzerinde büyütülen katmanlarda yüksek gerinme oluşturmakta ve dislokasyonlara sebep olmaktadır. Bu sebepten bir çoklu yapı oluşturulurken gerinmeyi azaltmak için termal genleşme katsayıları ve örgü sabitleri birbirine yakın malzemelerin kullanılması gerekir.

Bu sebeple 1983 yılında Yoshida ve arkadaşları safir üzerine GaN tabakasının büyütülmesinden önce bir AlN tampon tabaka büyütülmesini önermişlerdir [17]. Daha sonra ise Amano ve arkadaşları MOVPE kristal büyütme tekniği ile büyütülen çoklu yapılarda AlN tampon tabaka kullanımıyla ilgili bir çok çalışma yapmışlardır [18-20]. Tampon tabaka oluşturulması sürecinde öncelikle 500-700 °C sıcaklıkta ince bir AlN kümelenme tabakası büyütülür. Kümelenme tabakası ilk önce amorf olarak büyümeye başlar, daha sonra tek kristaller kümelenerek, kısa bir sürede büyük tek

kristal parçaları oluştururlar. Bu tabakanın büyütülmesi sonrasında tüm yapı yüksek sıcaklıklara çıkarılarak, kümelenme tabakasının olabildiğince tek kristal haline gelmesi sağlanır. Sonraki tabakalar bu kümelenme tabakasının oluşturduğu tek kristalin üzerine büyüdüğü için yine de yüksek oranda dislokasyon bulunur.

AlN'in örgü parametresi GaN'a göre safir'e daha yakın olduğundan safir ile GaN arasındaki gerinmeyi azaltan bir AlN tampon tabaka kullanımı kristal kalitesini önemli ölçüde arttırmaktadır. Daha kaliteli kristaller elde edebilmek için son zamanlarda SiC alttaşlarda kullanılmaktadır [21]. Örgü uyumsuzluğu ve ısıl genleşme uyumsuzluğu safire göre daha düşüktür. Safire göre daha kolay parlatılabilir ve yüksek ısıl iletkenliği sebebiyle, cihaz uygulamalarında problem olan ısının dışarı atılması konusunda daha etkilidir [22]. Ayrıca yarıiletken olması nedeniyle, cihaz yapımında alt kontak alımını sağlaması sebebiyle çok büyük kolaylıklar sağlar. Safir'e göre pahalı olması ve daha küçük alttaşlar şeklinde bulunabilmesi ise dezavantajları olarak sayılabilir.

Çizelge 2.2. GaN büyütmesinde sık kullanılan alttaşların ısıl genleşme katsayısı ve örgü uyumsuzluğu [23]

Alttaş	Örgü Uyuşmazlığı GaN/Alttaş (%)	Isıl Genleşme Katsayısı Uyuşmazlığı GaN/Alttaş (%)
AlN	2,4	25
Si	-16,9	54
6H-SiC	3,5	25
Safir	16	-34

Bir transistorün elektriksel performansında taşıyıcı yoğunluğu ve taşıyıcı hareketliliğinin rolü büyüktür. Taşıyıcı yoğunluğunu arttırmak için kullanılan yöntemlerden biri de GaN ile AlGaN bariyeri arasına çok ince (~1 nm) bir AlN tabakası yerleştirmektir. Bu yöntem ile kuyu içindeki elektronların sayıları ve bulunma olasılıkları önemli miktarda değiştirilebildiği için hem taşıyıcı yoğunluğu hem de taşıyıcı hareketliliği önemli oranda arttırılabilir [24-27].

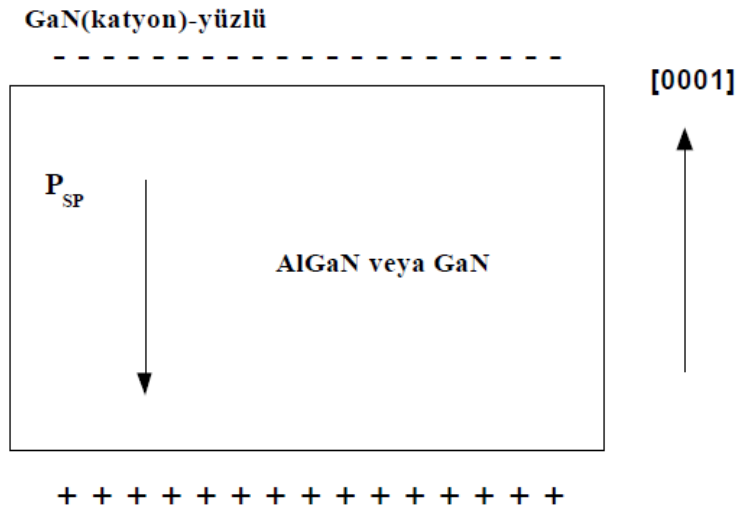
2.3. AlGaN/GaN Çokluyapılarında Polarizasyon ve 2DEG

Grup III-nitrürlerden AlGaN/GaN çokluyapılarda polarizasyon etkisiyle elektrik alan oluşabilir. Bu alan AlGaN ve GaN arasında kendiliğinden (spontaneous) polarizasyon (P_{SP}) ve kristaldeki olası gerilmelerden kaynaklanan piezoelektrik polarizasyon (P_{PE}) etkilerinden kaynaklanır. Bu etkiler AlGaN/GaN çokluyapılarda iki boyutlu elektron gazının (2DEG) oluşumunu sağlar [5]. AlGaN/GaN çokluyapılarda kendiliğinden polarizasyon (P_{SP}) ve piezoelektrik polarizasyon (P_{PE}) etkileri ve 2DEG oluşumu aşağıda kısaca anlatılmıştır.

2.3.1. Kendiliğinden polarizasyon

Kristalde oluşan kendiliğinden polarizasyon pozitif ve negatif iyonların oluşumuyla ifade edilebilir. Wurtzite veya çinko sülfür yapıda olan GaN tersinme simetrisine sahip değildir. Yani pozitif yük merkezi ile negatif yük merkezi birbiri ile çakışmadığından, her pozitif ve her negatif iyon çiftleri elektrik dipolleri oluşturarak kendiliğinden polarizasyon etkisi oluşturur. İki atom arasındaki kimyasal bağ tamamen kovalent karakterde değil, yarı iyoniktir. Bu nedenle elektron yük bulutu, bağdaki atomların birine doğru yer değiştirir. Kristalin tersinme simetrisine sahip olmadığı yönde, asimetrik elektron bulutu kristalin bir yüzeyinde net bir pozitif yükün, diğer yüzeyinde ise net bir negatif yükün yerleşmesine neden olur. Bu durumda iyonlar, denge pozisyonu aldığı anda kristalin serbest enerjisi minimum olur. Al-N ve Ga-N bağlar oldukça iyonik ve her çift kuvvetli dipole sahiptir. N'in elektronegatifliği Ga'unkinden daha yüksektir. Ga-N çifti etrafındaki elektron dalga fonksiyonu nitrojen tarafında dengelenir. Bu etki Al-N çiftinde daha büyüktür. Grup III-nitrürlerdeki bu özellik yani kendiliğinden polarlanma, pek çok III-V yarıiletkenlerinkinden yaklaşık beş kere daha fazla olduğu hesaplanmıştır. Grup III-nitrürlerde kendiliğinden polarizasyon işareti negatiftir. Kendiliğinden polarizasyon yöneliminde pozitif yön, c-ekseni boyunca katyondan en yakın komşu anyona doğrudur. Oluşan elektrik alanın şiddeti malzemenin kendiliğinden polarizasyon katsayısına bağlıdır [28-30]. Şekil 2.3, c-yönelimi boyunca büyütülen Ga-yüzlü GaN

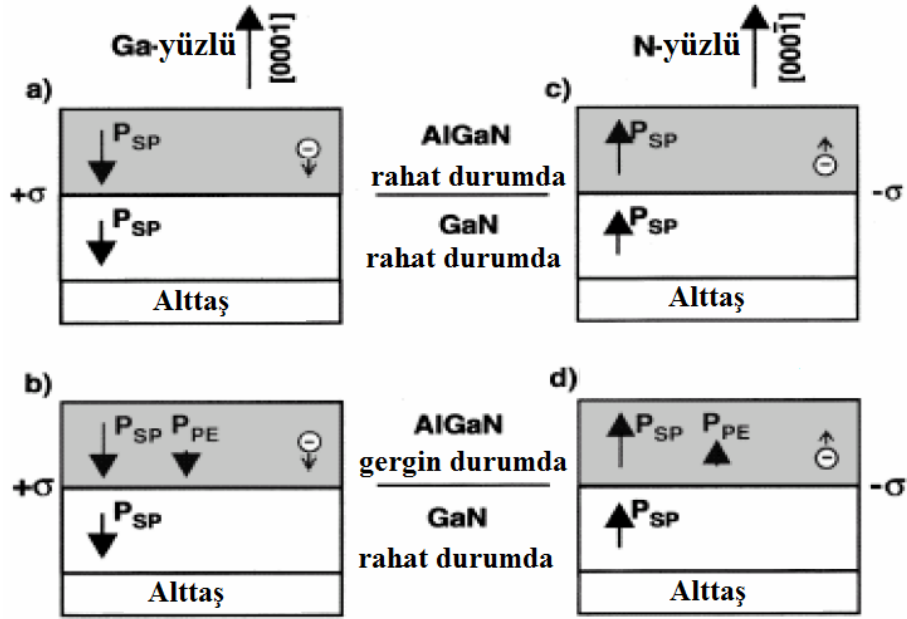
veya AlGaN kristallerinde kendiliğinden polarizasyon ve elektrik alan yönelimini göstermektedir. Elektrik alan yönelimi kendiliğinden polarizasyon nedeniyle negatif yöndedir [0001].



Şekil 2.3. c-yönelimi boyunca büyütülen Ga-yüzlü GaN veya AlGaN kristallerinde kendiliğinden polarizasyon ve elektrik alan yönelimi [29]

2.3.2. Piezoelektrik polarizasyon

GaN ve AlN'in örgü sabitleri birbirlerinden farklı olduğu için iki malzeme birleştirildiğinde farklı örgü sabitleri ve aynı zamanda da farklı termal genleşme katsayıları nedeniyle bir gerilim meydana gelir. Bu gerilim piezoelektrik polarizasyon olarak adlandırılır. GaN üzerine büyütülen ince AlGaN tabakalar çekme gerilimi oluşturur ki nitrür sistemlerde piezoelektrik sabitler pek çok III-V yarıiletkenlerinkinden yaklaşık bir mertebe daha büyük olduğu görülmüştür [28]. Ga-yüzlü malzemede gerilim altındaki piezoelektrik polarizasyon, kendiliğinden polarizasyon vektörlerine paralel ve altaşa doğrudur. Şekil 2.4, nitrür heteroyapılarda kendiliğinden ve piezoelektrik polarizasyonun yönelimini göstermektedir.



Şekil 2.4. Ga-yüzlü (a, b) ve N-yüzlü (c, d) kristallerde kendiliğinden ve piezoelektrik polarizasyon yönelimleri [29]

Piezoelektrik polarizasyon aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$P_{PE} = \sum_j e_{ij} \varepsilon_j \quad (2.1)$$

Burada ε_j gerginliği, e_{ij} ise piezoelektrik sabitleri ifade eder. Grup III-nitrürler için 2.1 denklemi aşağıdaki şekle indirgenebilir:

$$P_{PE} = e_{33} \varepsilon_3 + e_{31} (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \quad (2.2)$$

$$\varepsilon_3 = \frac{(c - c_0)}{c_0} \quad (2.3)$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \frac{(a - a_0)}{a_0} \quad (2.4)$$

Burada ε_3 , c yönelimindeki gerilimi, ε_1 ve ε_2 düzlemsel gerilimi, a_0 ve c_0 ise örgü sabitlerini ifade eder. Aynı yönlü vektörler daha büyük polarizasyon etkisi oluşturur ve dolayısıyla arayüzeyde daha yüksek taşıyıcı yoğunluğuna neden olabilir. Polarizasyondan indüklenmiş yük yoğunluğu iki katmanlı bir yapı için

$$\begin{aligned}\sigma &= P(\text{üst}) - P(\text{alt}) \\ \sigma &= \{P_{SP}(\text{üst}) + P_{PE}(\text{üst})\} - \{P_{SP}(\text{alt}) + P_{PE}(\text{alt})\}\end{aligned}\quad (2.5)$$

eşitliği ile ifade edilir. Eş.2.2, AlGa_xN/GaN çokluyapısı için

$$|\sigma(x)| = |P_{SP}(Al_xGa_{1-x}N) + P_{PE}(Al_xGa_{1-x}N) - P_{SP}(GaN)| \quad (2.6)$$

olarak yazılabilir [29]. Burada x, Al katkı oranıdır.

Eğer polarizasyonun indüklediği iki boyutlu yük yoğunluğu Şekil 2.4 (a) ve (b)'deki gibi pozitif ise (+ σ), serbest elektronlar arayüzeyde birikmeye başlayacak, oluşturdukları elektrik alanın etkisi ile bandı bükerek bir kuyu oluşumuna neden olacak ve dolayısıyla da oluşan kuyu içinde 2DEG oluşturacaklardır. Polarizasyonun indüklediği iki boyutlu yük yoğunluğu Şekil 2.4 (c) ve (d)'deki gibi negatif ise (- σ), arayüzeydedeşikler birikerek iki boyutludeşik gazı (2DHG) oluşumuna sebep olacaktır.

2.4. Kristal Büyütme

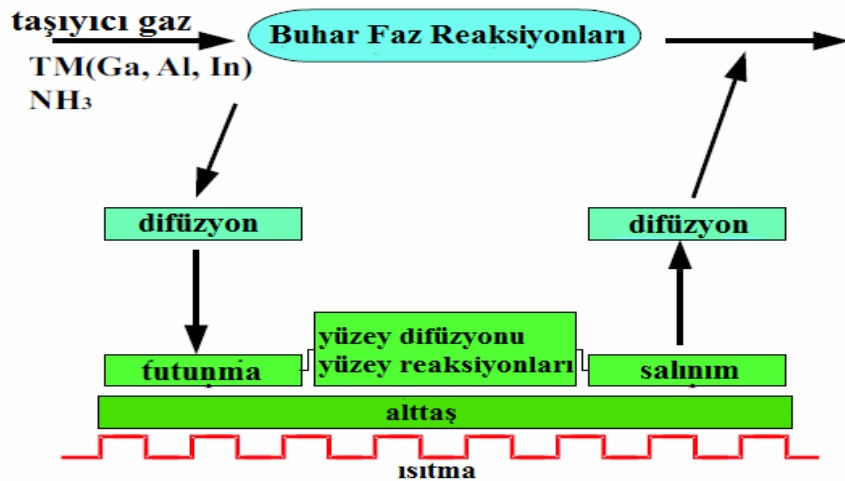
Bir alttaş üzerine yönelimli kristal büyütme işlemine “epitaksi” adı verilir. Büyütülen ince film ve alttaş aynı tür malzemeden oluşuyorsa büyütme işlemine homoepitaksi, farklı tür malzemeden oluşuyor ise heteroepitaksi denir. Grup III-nitrürlerin büyütülmesinde en çok kullanılan teknik metalorganik kimyasal buhar birikimi (MOCVD) veya diğer adıyla metal organik buhar fazı epitaksisi (MOVPE) ve molekül demet epitaksidir (MBE). Bunun yanında farklı büyütme teknikleri de mevcuttur. Bunlardan bazıları hibrid-buhar faz epitaksi (HVPE), buhar faz epitaksi

(VPE) ve sıvı faz epitaksidir (LPE) [31-33]. Bu tez çalışmasında incelenen numuneler MOVPE tekniği ile büyütüldüğünden aşağıda bu tekniğin çalışma prensibi anlatılmıştır.

2.4.1. Metal organik kimyasal buhar faz epitaksi (MOVPE)

MOVPE, gaz bileşenleri arasında kimyasal reaksiyonlarla düzenlenmiş epitaksiyel tabaka büyütme sürecidir. Çekirdek yerine taban-numune (alttaş) kullanılır. Epitaksiyel büyütmede kaynak bazen erime sıcaklığı civarında ısıtılarak oluşan molekül demetinin alttaş üzerinde birikmesi ile oluşur.

Şekil 2.5'deki diyagram bu tekniğin çalışma prensibini özetlemektedir. Büyütme sürecinde gaz fazındaki kaynak malzeme ısıtılmış tutucu üzerindeki alttaş yüzeyine gönderilir. Kaynak gaz moleküllerin bir kısmı sıcak yüzeyde ayrışarak bir kısmı soğurulur, diğerleri yüzeyden saçılır. Böylece epitaksiyel ince film oluşmuş olur. MOVPE ile nitrür yarıiletken malzemelerin büyütülmesinde kaynak malzeme olarak TMIIn (trimethylindium), TMGa (trimethylgallium), TMAI (trimethylaluminium) ve NH₃ (amonniac) kullanılır.



Şekil 2.5. MOVPE'nin çalışma şeklini gösteren şematik şekil [15]

2.5. Metal/Yarıiletken Kontaklar

Kontak, kristal ile malzemenin en az dirençle atomik boyutta temas etmeleri olarak düşünülebilir. Metal-yarıiletken kontaklar, doğrultucu (Schottky) ve ohmik olmak üzere ikiye ayrılırlar. Metal-yarıiletken kontaklarda iletkenliği sağlayan yük taşıyıcıları (deşikler ve elektronlar) bir yönde kolay iletilirken diğer yönde hemen hemen hiç iletilmiyorsa bu tür kontağa doğrultucu kontak denir. Yani doğru beslem altında akım çok iyi iletilirken, ters beslem altında hemen hemen hiç iletilmemektedir. Ohmik kontaklarda ise taşıyıcılar her iki yönde de kolay iletilir. Kontakın ohmik veya doğrultucu olmasını, metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonları (ϕ_m ve ϕ_s) belirler (Çizelge 2.3). Elektronu katı malzemenin içinden dışarıya atmak için gereken en az enerji iş fonksiyonu veya çıkış işi olarak adlandırılır. Kısaca; Fermi enerji seviyesindeki bir elektronu vakum seviyesine sıfır kinetik enerjiyle çıkarmak için gerekli enerjiye metalin veya yarıiletkenin iş fonksiyonu denir (ϕ). Burada vakum seviyesi; metalin veya yarıiletkenin yüzeyidir. Bir metalin tam dışındaki sıfır kinetik enerjili bir elektronun enerji seviyesi veya bir elektronu yüzeyden koparıp serbest hale geçirmek için ihtiyaç duyulan minimum enerji miktarı olarak da tanımlanabilir. Yarıiletkenlerde Fermi enerjisi katkılanan madde atomlarının yoğunluğu ile değiştiğinden dolayı yarıiletkenin iş fonksiyonu da (ϕ_s) değişken bir niceliktir.

Çizelge 2.3. Yarıiletken tipine ve iş fonksiyonlarına göre doğrultucu ve ohmik kontakın oluşumu

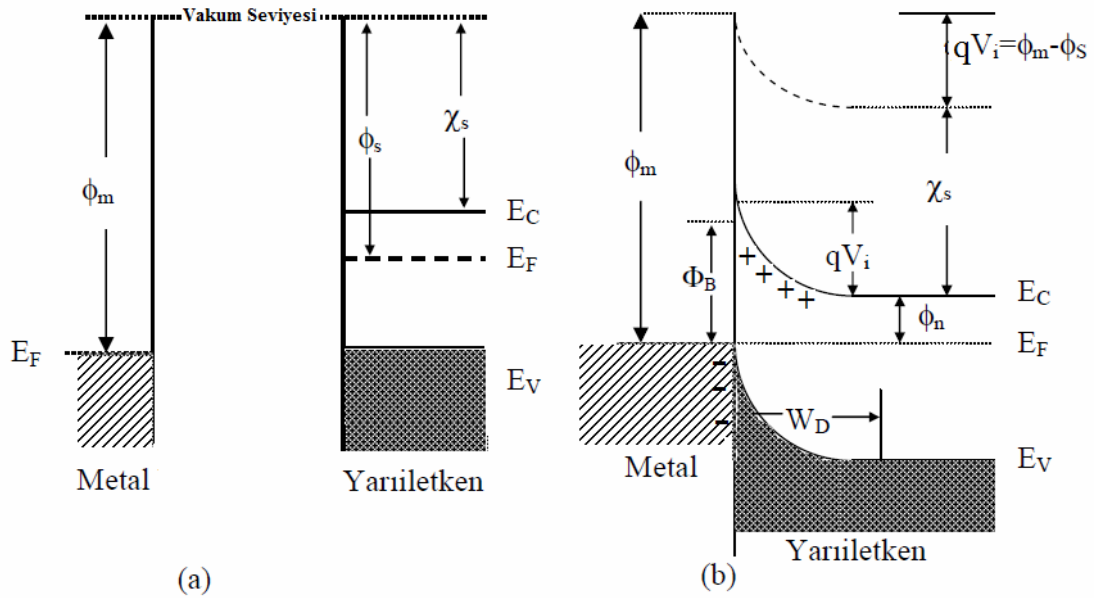
Kontak Türü	n-tipi yarıiletken/metal	p-tipi yarıiletken/metal
Doğrultucu kontak	$\phi_s < \phi_m$	$\phi_s > \phi_m$
Ohmik kontak	$\phi_s > \phi_m$	$\phi_s < \phi_m$

2.5.1. İdeal metal-yarıiletken kontaklarda engel oluşumu (Schottky-Mott teorisi)

Bir metal, bir yarıiletkenle ile sıkı kontak edildiğine, metal-yarıiletken (MY) arayüzeyinde yüklerin ayrışmasından dolayı bir potansiyel engel yüksekliği oluşur.

Arayüzeyde oluşan potansiyel engelin yapısı MY kontakların karakteristiklerini belirleyen en önemli parametrelerden biridir. Arayüzey bölgesi, MY arasında oluşan ve hareketli yüklerden arınmış bölgedir. MY kontaklarda, metal ile yarıiletken arayüzeyinde bir potansiyel engel oluştuğunu ilk olarak Schottky, eklemde oluşan bu potansiyelin, metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki farktan kaynaklandığını ise Mott açıklamıştır. Schottky-Mott teorisine göre potansiyel engel, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki fark nedeniyle oluşmaktadır [34].

Sekil 2.6 (a)'da metal ile n-tipi bir yarıiletkenin ($\phi_m > \phi_s$), kontakta önceki enerji-bant diyagramı gösterilmiştir. Burada yarıiletkende katkı miktarına bağlı olmayan önemli diğer bir parametre χ_s ile gösterilen elektron yakınlığıdır ve iletkenlik bandının en üst seviyesindeki bir elektronu vakum seviyesine çıkarmak için gerekli olan enerji miktarıdır [35]. Katkı atomlarının konsantrasyonuna yani yarıiletkenin tipine bağlı değildir.



Şekil 2.6. Metal/n-tipi yarıiletken kontakta $\phi_m > \phi_s$ durumunda elektron enerji-bant diyagramı. (a) Birbirinden ayrılmış nötral materyaller, (b) kontak oluşturulduktan sonra termal denge durumu

Kontaktan önceki durumda Şekil 2.6 (a)'da görüldüğü gibi yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\phi_m - \phi_s$ kadar yukarıdadır. Metal- yarıiletken kontak oluşturulduğunda, metaldeki elektronlardan daha yüksek enerjiye sahip olan yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar, iki taraftaki Fermi enerji düzeyi eşit olana kadar metale doğru akarlar. Yarıiletken yüzeyden metale elektronlar geçerken geride pozitif yükler bırakırlar. Elektronlar yarıiletkenden metale doğru hareket ettiği için yarıiletkenin sınıra yakın bölgesinde serbest elektron konsantrasyonu azalır ve yarıiletkenin enerji seviyesi Şekil 2.6 (b)'de görüldüğü gibi $\phi_m - \phi_s$ kadar alçalarak yasak enerji aralığı kontak sebebiyle değişmediği için iletkenlik (E_c) ve valans (E_v) bant kenarı birbirine paralel olarak bükülür. Sonuç olarak, kontakta oluşan dipol tabakası nedeniyle arayüzeyde bir potansiyel engeli meydana gelir. Bu engelin yarıiletken tarafındaki yüksekliği $\phi_m - \phi_s$ ve metal tarafındaki yüksekliği ise $\phi_m - \chi_s$ kadardır. Buradan;

$$\phi_s = \chi_s + \phi_n \quad (2.7)$$

ve

$$\phi_m = qV_i + \phi_s \quad (2.8)$$

olduğu için,

$$\Phi_B = (qV_i + \phi_n) \quad (2.9)$$

elde edilir. Burada $\phi_n = (E_c - E_F)$ olup, q elektronik yüküdür. Bu eşitlikler birbirinden bağımsız olarak Schottky ve Mott tarafından ifade edilmiştir. Schottky'ye göre yarıiletken homojen bir şekilde katkılanmıştır. Bu durum arayüzey tüketim bölgesinde homojen bir yük yoğunluğu verir. Bu sabit uzay yük için elektrik alan şiddeti uzay yük tabakasının kenarından olan uzaklık ile artar ve oluşan parabolik engel “Schottky Engeli” olarak bilinir. Mott'a göre yarıiletkenin hiç yük içermeyen

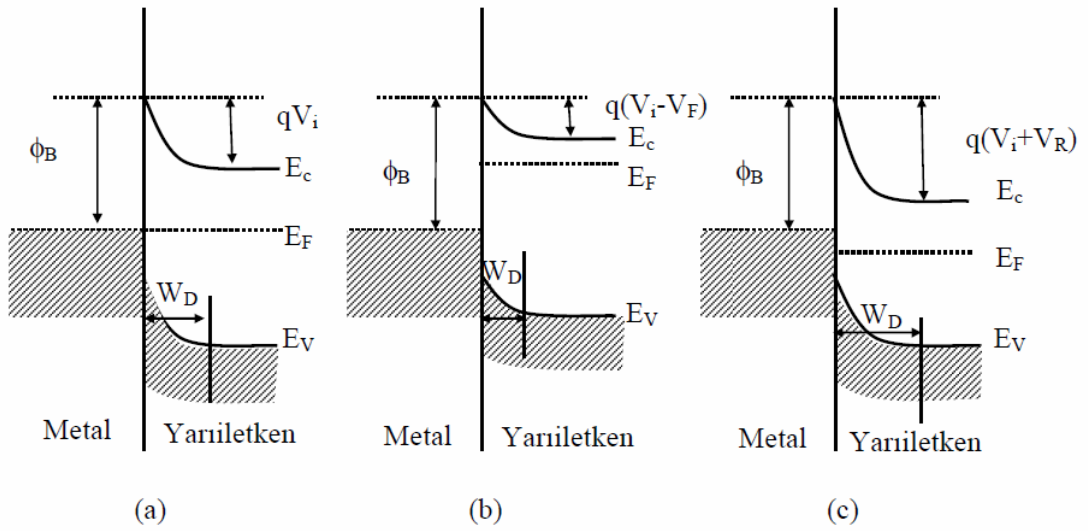
ince bir tabakası, düzenli olarak katkılanan bir yarıiletken ile metal arasına yerleştirilirse bu ince bölgedeki elektrik alan büyüklüğü sabittir ve potansiyel, bu bölgeye doğru geçerken doğrusal olarak artar. Engelin bu tipi “Mott Engeli” olarak bilinir.

Şekil 2.7’de metal ile yarıiletkenin kontak edildikten sonraki; termal dengede, doğru ve ters beslem altında enerji-bant diyagramları gösterilmiştir. Şekil 2.7(a), termal denge halinde, yarıiletkenden metale geçen elektronlar metalden yarıiletkene geçen elektronlar ile dengelenir ve net bir akım oluşmaz. Yarıiletkenin tüketim bölgesi (W_D) çok az hareketli taşıyıcı içerdiği için, bu bölgenin direnci metalin ve yarıiletkenin nötral kısmının direnci ile kıyaslandığında çok yüksektir. Bu nedenle uygulanan dış gerilimin neredeyse tamamı bu bölgeye düşer. Yapıya uygulanacak doğru veya ters bir ön gerilim voltajı termal denge durumundaki enerji-bant diyagramını değiştirecektir. Metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda, metal pozitif, yarıiletken negatif olacak şekilde $V=V_F$ gerilim uygulandığında, Şekil 2.7(b)’de gösterildiği gibi termal dengedeki potansiyel engel yüksekliği, qV_i ’den $q(V_i-V_F)$ ’ye düşerek tüketim bölgesinin genişliği azalır.

Bu durumda yarıiletkenden metale geçecek elektronlar azalmış bir engel ile karşılaşacağından bunun sonucu olarak da da yarıiletkenden metale doğru olan elektron akımı termal denge değerine göre artarken metalden yarıiletkene elektron akımı değişmez. Çünkü metalde herhangi bir gerilim düşmesi oluşmaz ve potansiyel engel yüksekliği (Φ_B) uygulanan gerilimden etkilenmez. Sonuç olarak yarıiletken tarafı negatif, metal tarafı pozitif olacak şekilde kontağa bir dış gerilim uygulandığında, yarıiletkenden metale doğru olan net bir akım oluşur. Bu durumda metal-yarıiletken kontak doğru ön gerilimlenmiş olur. Doğru beslem akımı, uygulanan V_F doğru beslem gerilimi ile üstel olarak artar [36].

Kontağın ters beslem durumundaki enerji bant diyagramı ise Şekil 2.7(c)’de gösterilmiştir. Yarıiletken pozitif, metal negatif olacak şekilde $V=V_R$ gerilimi uygulandığında ise tüketim bölgesindeki potansiyel engel yüksekliği qV_i ’den

$q(V_i+|V_R|)$ 'ye yükselir. Bu nedenle yarıiletken den metale doğru elektron akımı termal denge durumuna göre azalır. Metalden yarıiletkene elektron akımı ise pratik olarak termal dengedeki akımın aynısıdır. Yarıiletken den metale doğru olan akım doğru beslemdeki ile kıyaslandığında daha küçüktür. Böylece tek yönde akım ileten doğrultucu bir kontak oluşmuş olur [35-37].

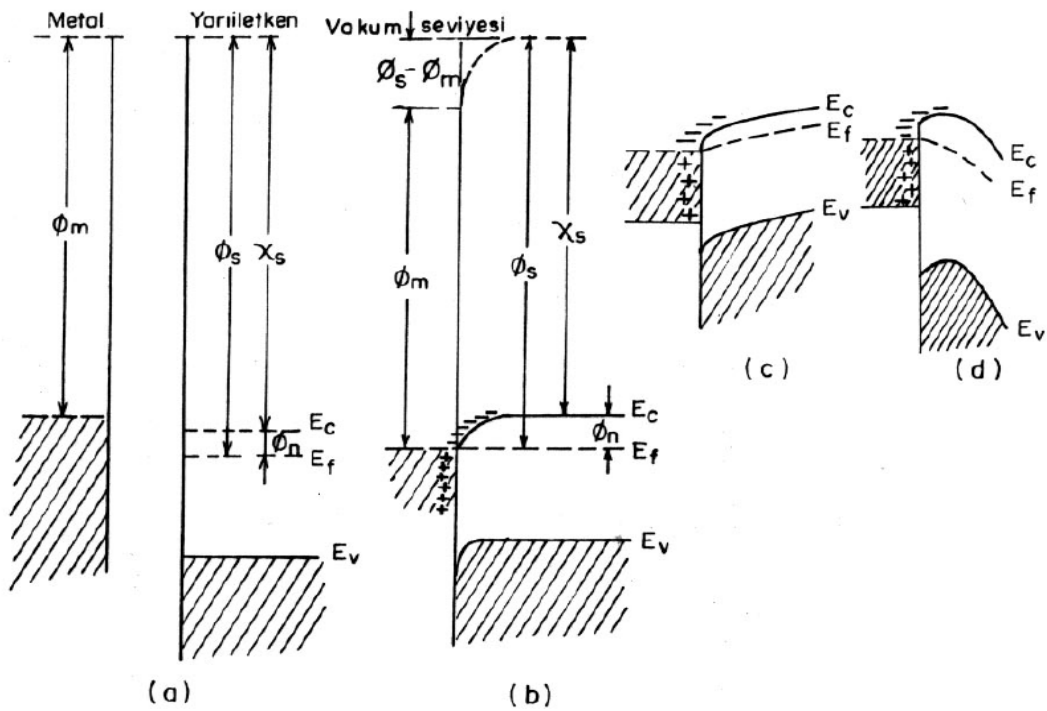


Şekil 2.7. Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak için (a) Termal denge durumunda, (b) Doğru beslem durumunda, (c) Ters beslem durumunda elektron enerji-bant diyagramı

Şekil 2.7(b) ve 2.7(c)'deki enerji-bant diyagramları denge şartlarında değildir ve tek bir Fermi seviyesi yoktur. Uygulanan düz ve ters beslem gerilimleriyle oluşan elektron akışından dolayı değişir ve elektronlar yüksek Fermi enerjili bölgeden düşük Fermi enerjili bölgeye geçiş yaparlar.

Şekil 2.8'de $\phi_m < \phi_s$ için metal/n-tipi yarıiletken ohmik kontakın enerji bant diyagramı gösterilmektedir. Bu kontaklar, uygulanan gerilimin polaritesinden bağımsız olarak her iki yönde de akıma karşı minimum direnç gösteren metal/yarıiletken kontaklardır. Şekil 2.8(a)'da materyaller ayrı durumda iken, Şekil 2.8(b)'de ise ohmik kontak oluşturulduktan sonraki enerji bant diyagramı görülmektedir. Ohmik kontak oluşturulduğunda metal elektronları arkalarında pozitif yükler bırakarak,

metalden yarıiletkenin iletkenlik bandına doğru akarlar ve sınırın yarıiletken tarafında elektronların yığılmasına sebep olurlar. Termal dengeye ulaşıldığında ise yarıiletkenin Fermi seviyesi $\phi_s - \phi_m$ kadar yükselir. Yarıiletkende negatif yüklerin yığılması ile oluşan tabaka Debye mesafesi kadar bir kalınlık içinde sınırlanır ve bunlar yüzey yüklerini oluşturur. Metalde elektron yoğunluğu fazla olduğu için metal tarafındaki pozitif yükler de, metal yarıiletken arayüzeyinden yaklaşık $0,5 \text{ \AA}$ 'luk bir uzaklık içinde sınırlanmış olan yüzey yüklerini oluşturur. Yarıiletken içinde oluşan bir tüketim bölgesi ve yarıiletkenden metale ya da tersi yönde elektronların akması için bir potansiyel engel yoktur. Şekil 2.8(c) ve Şekil 2.8(d)'de sırasıyla doğru ve ters beslemdeki metal/n-tipi yarıiletken ohmik kontağın enerji bant diyagramı görülmektedir.



Şekil 2.8. $\phi_m < \phi_s$ için metal/n-tipi yarıiletken ohmik kontağın elektron enerji bant diyagramı

- (a) birbirinden ayrı nötral materyaller
- (b) termal dengede kontak
- (c) yarıiletken negatif beslemde
- (d) yarıiletken pozitif beslemde [39]

Metal tarafına pozitif bir $+V$ gerilimi uygulanırsa bu durumda yarıiletken den metale doğru akan elektronlar için engel yoktur ve elektronlar bu yönde kolayca hareket edebilirler (Şekil 2.8c). Eğer yarıiletken tarafına bir $+V$ gerilimi uygulanırsa, elektronların karşılaşacakları engel yüksekliği yine çok küçük olacaktır ve elektronlar kolayca metalden yarıiletkene doğru akacaklardır (Şekil 2.8d). Akım bu bölgenin direnci ile belirlenir ve uygulanan voltajın yönünden bağımsızdır.

Metale negatif bir $-V$ gerilimi uygulandığında, metalden yarıiletkenin iletkenlik bandına elektron geçişi olmasından dolayı bu kontaklara enjeksiyon kontakları da denir [38]. Normalde ohmik kontak elde edebilmek için n-tipi yarıiletkenin yüzeyine buharlaştırılan metal, daha sonra yarıiletkenin yüzeyinde bir n^+ tabakası oluşturmak için belli bir sıcaklıkta tavlınır ve yarıiletkenle alaşım haline getirilir. Bu n^+ tabakası yarıiletken gövdeye göre elektron bakımından daha zengindir [35].

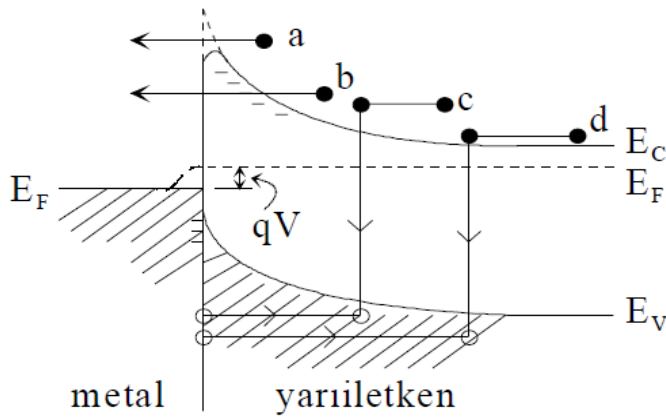
2.6. Metal-Yarıiletken (MY) Kontaklarda Akım İletim Mekanizmaları

MY ve metal-yalıtkan-yarıiletken (MYY) yapılarda akım iletimi çoğunluk taşıyıcılarıyla olur. Bir dış gerilim altında akım iletimi; arayüzey durumları, seri direnç, metal ile yarıiletken arasındaki oksit tabaka, gerilimin yönü, sıcaklık, yarıiletkenin tipi gibi faktörlerden etkilenir. Bu nedenle MY ve MYY kontakların elektriksel karakteristiklerinin tam olarak anlaşılmasında, hangi durumda hangi akım-iletim mekanizmalarının etkili olduğunu belirlemek büyük önem taşımaktadır. MY ve MYY yapılı kontaklarda başlıca akım-iletim mekanizmaları [34-36] aşağıdaki gibidir;

- Termoiyonik Emisyon(TE) teorisi,
- Difüzyon teorisi,
- Termiyonik Emisyon-Difüzyon teorisi (TED),
- Kuantum mekaniksel tünelleme (Termiyonik Alan Emisyonu (TAE), Alan Emisyonu (AE), Çok katlı tünelleme),
- Üretilme- yeniden birleşme,

- Azınlık taşıyıcı enjeksiyonu,
- T_0 etkili akım iletimi.

Şekil 2.9'da metal/n-tipi yarıiletken için doğru beslemde başlıca akım-iletim mekanizmaları gösterilmiştir



Şekil 2.9. Metal/n-tipi yarıiletkende doğru beslem altında temel akım iletim mekanizmaları

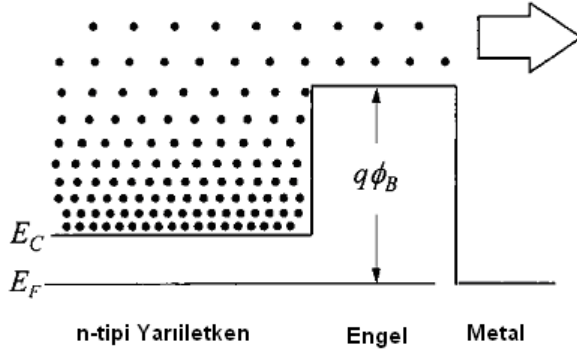
- potansiyel engelin tepesini aşan elektronların iletimi (termiyonik emisyon)
- elektronların engel içinden kuantum-mekaniksel tünellemeleri
- uzay yük bölgesinde yeniden birleşme
- metalden yarıiletkene deşik enjeksiyonu [36]

2.6.1. Termiyonik emisyon teorisi (TE)

Schottky kontaklarda yeterli ısısal enerji kazanan taşıyıcıların potansiyel engel (ϕ_B) üzerinden, yarıiletkenden metale ya da metalden yarıiletkene geçmeleri TE olayı olarak bilinir. Bu olay metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda elektronlar, metal/p-tipi yarıiletken kontaklarda deşikler tarafından sağlanır. Beethe'nin MY kontaklarda akımın çoğunluk taşıyıcıları tarafından iletildiğini kabul ederek kurduğu temiyonik emisyon teorisinin varsayımları şunlardır [36];

- Potansiyel engel yüksekliği kT/q enerjisinden çok büyüktür,

- b) Schottky bölgesinde taşıyıcı çarpışmaları yoktur yani taşıyıcıların ortalama serbest yolları Schottky tabakasının kalınlığından daha büyüktür,
- c) Görüntü (hayali) kuvvetlerin etkisi ihmal edilmektedir ve akım engel yüksekliğine zayıfça bağlıdır.



Şekil 2.10. Elektronların engel üzerinden termiyonik emisyonla geçişini gösteren enerji band diyagramı

Bu varsayımlar kullanılarak akım yoğunluğu ifadesi düzenlenir. Burada akım akışı engelin şeklinden bağımsız olup akım engel yüksekliğinin sadece büyüklüğüne bağlıdır. Yarıiletken metal doğru akım yoğunluğu J_{sm} , potansiyel engelini geçmeye yetecek kadar enerjiye sahip elektronların konsantrasyonu ve bunların hızı ile;

$$J_{sm} = \int_{E_F + q\phi_B}^{\infty} qv_x dn \quad (2.10)$$

ifade edilir. Burada v_x x-eksenindeki taşıyıcı hızı ve $E_F + q\phi_B$ metalden TE için gerekli olan minimum enerjidir. Küçük bir enerji aralığındaki elektron yoğunluğu dn ,

$$dn = N(E) f(E) d(E) = \left[\frac{4\pi(2m^*)^{3/2}}{h^3} \right] \sqrt{E - E_C} \exp\left[\frac{-(E - E_C + qV_n)}{kT} \right] dE \quad (2.11)$$

şeklinde verilir. Denklemden $N(E)$ ve $f(E)$ sırasıyla bandlardaki durumların yoğunluğu ve Fermi-Dirac dağılım fonksiyonudur, $qV_n = E_C - E_F$ ve m^* elektronun etkin kütlesidir. İletim bandındaki elektronların tüm enerjilerinin kinetik enerji olduğu varsayımından yola çıkarak

$$E - E_C = \frac{1}{2} m^* v^2 \quad (2.12)$$

yazılabilir. Bu eşitlik kullanılarak dE ve $\sqrt{E - E_C}$ elde edilir.

$$dE = m^* v dv \quad (2.13)$$

$$\sqrt{E - E_C} = v \sqrt{\frac{m^*}{2}} \quad (2.14)$$

Eş. 2.12, 2.13 ve 2.14 Eş. 2.11'de yerine konularak

$$dn = 2 \left(\frac{m^*}{h} \right) \exp \left(\frac{-qV_n}{kT} \right) \exp \left(\frac{-m^* v^2}{2kT} \right) 4\pi v^2 dv \quad (2.15)$$

elde edilir. Eş. 2.15, bütün yönlerde birim hacim başına hızları v -($v+dv$) arasında değişen elektronların sayısıdır. Bu eşitlik Eş. 2.10'da yerine yazılır ve gerekli düzenlemeler yapılırsa,

$$j_{sm} = \left(\frac{4\pi q m^* k^2}{h^2} \right) T^2 \exp \left(\frac{-qV_n}{kT} \right) \exp \left(\frac{-m^* v_{ox}^2}{2kT} \right) \quad (2.16)$$

elde edilir. Burada v_{ox} , x-ekseninde engeli aşmak için gerekli eşik hız değeridir ve

$$\frac{1}{2} m^* v_{ox}^2 = q(V_d - V) \quad (2.17)$$

şeklindedir. Eş. 2.17, Eş. 2.16'da yerine konulduğunda akım yoğunluğu

$$j_{sm} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (2.18)$$

elde edilir. Burada A^* Richardson sabitidir ve

$$A^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \quad (2.19)$$

şeklinde ifade edilir. Metal yarıiletken doğru beslemdeyken engel yüksekliği azalacağı için akım yoğunluğu uygulanan gerilimle exponansiyel olarak artacaktır. Metalden yarıiletkene giden elektronlar için ise engel yüksekliği uygulanan gerilimle değişmediğinden akım uygulanan gerilimden bağımsızdır. Böylece termal denge durumunda, yarıiletken den metale ve metalden yarıiletkene doğru olan akım yoğunlukları eşit olur ve toplam akım yoğunluğu ifadesi $J_n = J_{sm} + J_{ms}$ iki akım yoğunlunun toplamı olur. Burada metalden yarıiletkene akım yoğunluğu J_{ms}

$$J_{ms} = -A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.20)$$

olarak ifade edilir ve toplam akım yoğunluğu Eş. 2.20 ve Eş. 2.18 kullanılarak

$$J_n = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_{Bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.21)$$

elde edilir. Burada $J_o = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right)$ ifadesi sızıntı akımı olarak da adlandırılan doyma akım yoğunluğudur. Yani, akım yoğunluğu için

$$J_n = J_o \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.22)$$

olarak yazılabilir.

2.6.2. Difüzyon teorisi

Aralarında yoğunluk farkı bulunan bölgelerde, yoğunluğun çok olduğu bölgeden az olduğu bölgeye doğru olan yük geçişlerine difüzyon denir. Schottky tarafından verilen difüzyon teorisi şu varsayımlara dayanır [35];

- a) Potansiyel engelin yüksekliği kT/q enerjisinden büyüktür,
- b) Tüketim bölgesindeki elektronların çarpışma etkisi ihmal edilmiştir,
- c) $x=0$ ve $x=W_D$ ' deki taşıyıcı konsantrasyonları akımdan etkilenmemiştir (termal denge değerlerine sahiptirler),
- d) Yarıiletkendeki safsızlık konsantrasyonu ($n_i < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) dejenere değildir (katkı atomlarının yoğunluğu sabittir).

Kabuller doğrultusunda tüketim bölgesindeki akım, bölgesel alan ve yoğunluk farkına bağlı olduğundan akım yoğunluğu denklemi kullanılır. Bu denklemler metal/n- tipi yarıiletken Schottky kontaklar için,

$$j_x = J_n = q \left[n(x) \mu E(x) + D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right] \quad (2.23)$$

$$= q D_n \left[\left(\frac{-qn(x)}{kT} \right) \left(\frac{\partial V(x)}{\partial x} \right) + \frac{\partial n}{\partial x} \right] \quad (2.24)$$

şeklindedir. Burada $n(x)$ elektron yoğunluğu, μ elektronun mobilitesi, D_n elektron difüzyon sabiti ve $E(x)$ Schottky bölgesindeki elektrik alandır. Buna göre difüzyon kuramına göre akım ifadesi,

$$J = J_{SD} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.25)$$

ifadesi ile verilir. Burada J_{SD} doyum akım yoğunluğu olup,

$$J_{SD} = \left(\frac{q^2 N_c D_n}{kT} \right) \left[\frac{q(V_d - V) 2N_D}{\epsilon_s} \right]^{1/2} \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.26)$$

şeklinde ifade edilir. Burada N_c iletkenlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu, V_d difüzyon voltajı, N_D verici yoğunluğu, ϵ_s yarıiletkenin dielektrik geçirgenliğidir. Difüzyon ve termiyonik emisyon teorisinden elde edilen akım yoğunluğu ifadeleri temelde birbirine benzerdir [34-36]. Ancak doyum akım yoğunlukları ele alındığında difüzyon teorisinden elde edilen doyum akım yoğunluğu voltaj bağımlıdır ve termiyonik emisyon teorisinden elde edilen doyum akım yoğunluğuna göre sıcaklığa daha az duyarlıdır.

2.6.3. Termiyonik emisyon- difüzyon teorisi

Crowell ve Sze, MY kontaklarda akım iletim mekanizmalarını açıklayan Schottky' nin difüzyon teorisi ile Bethe' nin termiyonik emisyon teorisini (TE), tek bir termiyonik emisyon difüzyon (TED) modelinde birleştirmişlerdir [35]. Bu teori, MY arayüzey kenarında tanımlanmış olan V_r rekombinasyon hızı üzerine kurulmuştur. Metal ile yarıiletken gövde arasına uygulanan gerilim, metale doğru bir elektron akışına sebep olur. Taşıyıcıların bir kısmı optik fonon geri saçılmalarına bir kısmı da kuantum mekanik yansımalar uğradığından akımın değeri azalır. Sze bunun nedenini rekombinasyon hızındaki azalmaya bağlamıştır. Termiyonik emisyon-

difüzyon teorisine göre elektronların MY arayüzeyinde optik fononlarla etkileşmeksizin potansiyel engel üzerinden salınma olasılığı ve ortalama iletim katsayısı değerleri göz önüne alınarak A^* Richardson sabiti A^{**} olarak değişir. Buna göre en genel akım-voltaj (I-V) ifadesi,

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.27)$$

ile verilir. Burada n idealite faktörü, T sıcaklık ve J_0 doyum akım yoğunluğu olup,

$$J_0 = A^{**} \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.28)$$

olarak verilir. A^{**} , düzenlenmiş etkin Richardson sabitidir. β engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişim katsayısı olmak üzere,

$$A^{**} = A^* \exp\left(\frac{\beta}{kT}\right) \quad (2.29)$$

ile verilir. Eğer metal ile yarıiletken arasında yalıtkan bir oksit tabakası varsa Richardson sabiti oksit tabakasına bağlı etkin değer alır ve A^{**} yerine yalıtkan oksit tabakası nedeniyle A_{etk} alınır.

$$A_{et} = A^{**} \exp\left(\frac{-4\pi\delta}{h(2m^* \chi)^{1/2}}\right)^{1/2} \quad (2.30)$$

Burada δ metal ile yarıiletken arasındaki yalıtkan oksit tabakanın kalınlığı, $m^* = m_0$ etkin kütle, h planck sabiti, χ ise yarıiletkenin elektron yakınlığıdır.

İdeal diyottan sapmaları belirlemek amacıyla bir idealite faktörü (n) tanımlanır. Termiyonik emisyon teorisine göre ideal bir Schottky diyotta n=1 dir. Buna göre akım yoğunluğu ifadesi

$$J = J_o \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (2.31)$$

olarak ifade edilir. Burada idealite faktörü (n) birden uzaklaştıkça engel yüksekliğinin gerilime bağıllığı artmaktadır. n, yarıiletken ile dengede arayüzey durumları (N_{ss}) ve metal yarıiletken arasındaki yalıtkan oksit tabakasının kalınlığı (δ) cinsinden

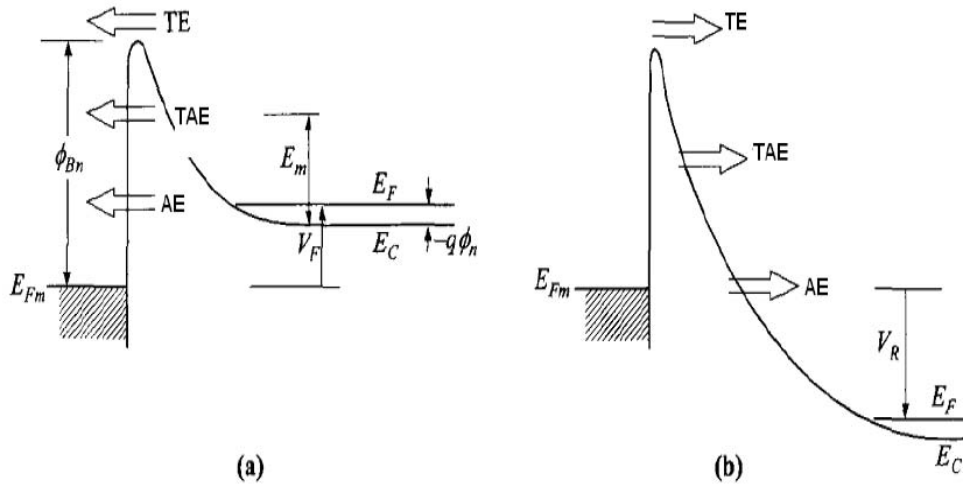
$$n = 1 + \frac{\delta}{\epsilon_i} \left[\frac{\epsilon_s}{W_D} + qN_{ss} \right] \quad (2.32)$$

şeklinde ifade edilir. Burada W_D ve ϵ_s sırasıyla tüketim tabakasının kalınlığı ve yarıiletkenin geçirgenlik sabitidir. Bu denklemde ikinci terimin artması ile ideallikten uzaklaşılır. Kısaca n, hem yalıtkan tabaka kalınlığının artmasıyla hem de arayüzey durumlarının artmasıyla doğru orantılı olarak artmaktadır [40]. Engel alçalması ve A^{**} 'nin alana bağımlı olması nedeniyle gerçek Schottky diyotlarda n idealite faktörü $1 < n < 1,2$ arasında değer alır.

2.6.4. Engel boyunca tünelleme

MY kontaklarda taşıyıcıların engel içerisinden karşı tarafa geçmeleri kuantum mekaniksel tünelleme olarak bilinir. Schottky diyot, MY ve MYY kontakların geniş bir sıcaklık aralığındaki I-V karakteristikleri incelendiğinde, enerjileri potansiyel engelden düşük bazı elektronların kuantum mekaniksel tünelleme ile (engele nüfuz etme) engel içinden karşıya geçebildikleri görülmüştür. Engel içinden tünelleme yüksek katkılı yarıiletkenlerde veya çok düşük sıcaklıklarda etkili bir akım-iletim mekanizmasıdır. Çünkü yüksek katkılı yarıiletkenlerde veya çok düşük sıcaklıklarda

engel genişliği azalır ve engelden daha düşük enerjili elektronların engel içerisinden tünelleme ihtimali artar. Tünelleme olayı, alan emisyonu (AE) ve termiyonik alan emisyonu (TAE) olmak üzere ikiye ayrılır. Aşırı katkılanmış ($N_d \geq 10^{18} \text{cm}^{-3}$) dejenere yarıiletken ve düşük sıcaklık durumunda doğru beslem yönündeki akım, yarıiletkendeki fermi enerjisine yakın olan elektronların tünellenmesiyle artar. Bu olay alan emisyonu olarak adlandırılır. Sıcaklık artırılırsa elektronlar daha yüksek enerjilere uyarılmış olurlar ve engel içinden tünelleme ihtimalleri artar. Böylece doğru beslem yönündeki akımda artmış olur. Bu durum termiyonik alan emisyonu (TAE) olarak bilinir. Yüksek sıcaklıklarda, elektronların önemli bir kısmı Fermi seviyesinin üstüne doğru yükselir. İletkenlik bandından E_m kadar yukarıda bulunan bu elektronların daha yüksek enerjili olması ve bu seviyede daha ince bir tüketim tabakası ile karşılaşılıyor olmaları tünelleme ihtimalini ve dolayısıyla doğru beslem yönündeki akımı artırır. Tünelleme ihtimallerinin artması elektronların gördükleri engel genişliğinin azalmasından kaynaklanır. Şekil 2.11’de doğru ve ters beslem için bu mekanizmalar ayrı ayrı gösterilmiştir.



Şekil 2.11. Metal/n-tipi yarıiletken Schottky diyot için tünelleme akımı enerji band diyagramı a) doğru beslem altında b) ters beslem altında

Termiyonik alan emisyonu (TAE) doğru beslem I-V karakteristiği

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{E_0}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)\right] \quad (2.33)$$

şeklinde ifade edilir [41]. Burada

$$E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \quad (2.34)$$

$$E_{00} = \frac{h}{4\pi} \left(\frac{N^*}{m^* \varepsilon_s} \right)^{1/2} \quad (2.35)$$

şeklinde dir. Burada E_0 termal enerji, E_{00} tünelleme enerjisi, N^* etkin taşıyıcı yoğunluğu, m^* etkin elektron kütlesi ve h Planck sabitidir. Bu durumda doyum akımı (I_0) gerilime zayıf şekilde bağlıdır ve $E_0 \approx E_{00}$ 'dır. In I-V eğrisinin eğimi sabit ve sıcaklıktan bağımsız ise alan emisyonu (AE) oluşur. Yüksek sıcaklıklarda, ($E_{00} \ll kT$), $E_0 = kT$ olur. In I-V eğrisinin eğimi q/kT olur ki, bu da TE'ye karşılık gelir. Orta sıcaklık değerleri için eğimi, q/nkT şeklinde yazabiliriz. Burada;

$$n = \frac{E_{00}}{kT} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \quad (2.36)$$

olarak yazılabilir. TAE'nun diyot akımına katkısı, $E_0 \approx kT$ olduğu zaman mümkündür. TAE'nun maksimum katkısı olduğu zaman E_m enerjisi,

$$E_m = \frac{qV_d}{[\cosh(E_{00}/kT)]^2} \quad (2.37)$$

ile verilir. Burada V_d toplam band bükülmesine karşılık gelen voltajdır ve E_m tüketim bölgesindeki iletim bandının kenarından ölçülür.

Radovani ve Stratton ile Crowell ve Rideout tünelleme üzerine çalışmalarında Schottky etkisini ve elektronların engel üzerinden kuantum mekaniksel yansımalarını ihmal etmişlerdir. Ayrıca elektron dağılımları Boltzmann istatistiği kullanılarak

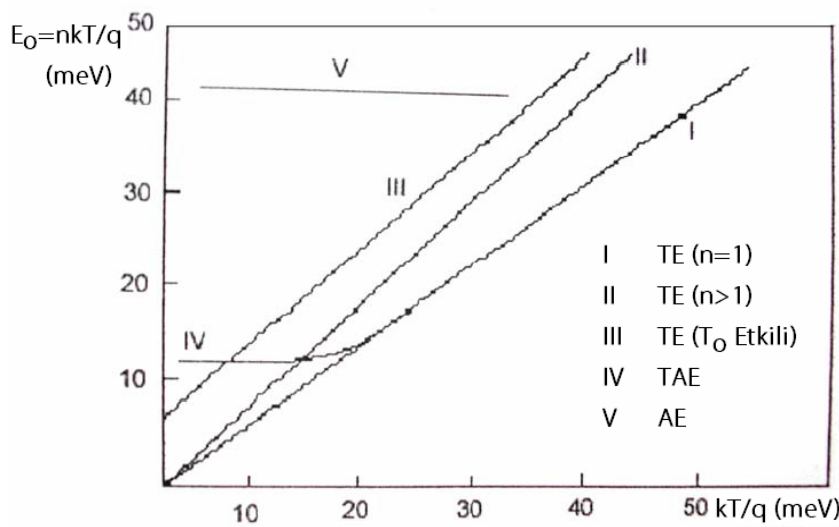
tanımlanmıştır [41]. Crowell ve Rideout tünelleme ile ilgili diğer çalışmalarında Schottky etkisi ve kuantum mekaniksel yansımaları da ele almışlardır. Bu etkiler dikkate alındığında akım yoğunluğunda kayda değer bir değişme olduğunu ancak n değerinin çok az değiştiğini gözlemlemişlerdir.

2.6.5. T_0 etkili akım iletimi

İdealite faktörünün birden büyük olması, Schottky etkisinden yada arayüzey durumlarından kaynaklanıyorsa n sıcaklıktan bağımsız olmalıdır. Eğer idealite faktörünün birden büyük değerleri TAE veya tüketim bölgesindeki rekombinasyon akımlarından kaynaklanıyorsa n sıcaklığa bağlı olmalıdır. Genelde Schottky diyotlarda n sıcaklığa bağlıdır. T_0 etkili akım yoğunluğu

$$J = A^{**} T^2 \exp\left[-\frac{q\phi_B}{k(T+T_0)}\right] \left\{ \exp\left[\frac{qV}{k(T+T_0)}\right] - 1 \right\} \quad (2.38)$$

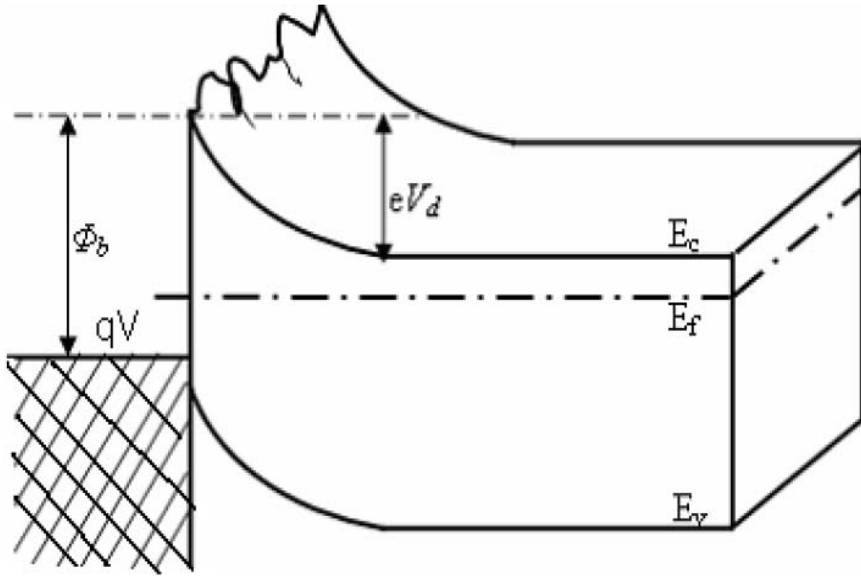
olarak ifade edilir [34]. Burada T_0 geniş bir sıcaklık aralığında sıcaklık ve voltajdan bağımsız olan sabit bir parametredir. n 'nin sıcaklığa bağımlılığı deneysel olarak $n=1+(T_0/T)$ olarak ifade edilir.



Şekil 2.12. Farklı akım iletim mekanizmaları [42]

2.7. Potansiyel Değişim Modeli

Genelde Schottky kontaklarda I-V ve C-V ölçümlerinden hesaplanan engel yükseklikleri farklılık gösterir. Bunun nedeni metal ile yarıiletken arasındaki ara yüz durumlarından ve kontak metalinin yarıiletken yüzeyi boyunca farklı kalınlıkta olmasından kaynaklanır. Difüzyon gerilimi (V_d) ve Schottky engeli (Φ_B), Şekil 2.13’de görüldüğü gibi homojen (inhomojen) olmayan bir davranış sergiler [43,44]. Farklı engel yüksekliğine sahip olan homojen ve homojen olmayan metal/yarıiletken ve metal/yalıtkan/yarıiletken yapılarıyla ilgili çok sayıda bilimsel çalışma yapılmıştır. Ohdamari ve Tu’nin çalışmasında, I-V ve C-V ölçümlerinden hesaplamış oldukları farklı engel yüksekliği değerlerini yayınlamışlardır [45]. Buna göre, Schottky engellerinin yüzey boyunca değiştiği ve bir dağılım gösterdiği, dolayısıyla büyük ve küçük potansiyel engellerinin bir çeşit bileşkesi olduğunu belirtmişlerdir.



Şekil 2.13 Homojen olmayan Schottky kontaklarının 3-boyutlu enerji-bant durumu

2.7.1. Gaussian engel dağılımı $P(\Phi_B)$

Potansiyel değişim modeli metal ve yarıiletken arasındaki arayüzeyde sürekli bir engel dağılımının olduğunu kabul eder. Bu model ile yüksek katkılı bir yarıiletken için yüzey yük bölgesinin genişliğine göre oluşan bant bükülmesi (V_d) ve Schottky engellerin (Φ_B) değişimleri incelenir. Burada önerilen model Schottky diyotların taşıma özelliklerini analiz etmek için tanımlanmıştır; model yalnız kapasitans ve akımlardan oluşan engel yüksekliklerinin farkını değil aynı zamanda idealite faktörlerinin neden $n>1$ olduğunu da açıklar. Buna göre, ortalama bir V_d durumunda standart sapmaya (σ_s) sahip bir Gaussian dağılımı $P(V_d)$ ile metal/yarıiletken ara yüzeyinde bant bükülmesinin (V_d) uzaysal dağılımı,

$$P(V_d) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\bar{V}_d - V_d)^2}{2\sigma_s^2} \right] \quad (2.39)$$

bağıntısıyla ile verilir. Sonuç olarak bant bükülmesi (V_d) ve Schottky engeli

$$\Phi_B = V_d + \xi + V \quad (2.40)$$

ortalama bir Schottky engeli ϕ_B durumunda bir engel dağılımına sahip ara yüzey içindeki bölgeye bağlı olarak

$$P(\Phi_B) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\bar{\Phi}_B - \Phi_B)^2}{2\sigma_s^2} \right] \quad (2.41)$$

dağılım fonksiyonuyla ifade edildiğinde

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P(V_d) dV_d = \int_{-\infty}^{+\infty} P(\Phi_B) d\Phi_B \quad (2.42)$$

bağıntısı bulunur. Werner ve Güttler, Song ve arkadaşları yaptıkları çalışmalarda ideal olmayan MYY yapılarda sıfır beslem engel yüksekliğini ve idealite faktörünün farklı çözümlemesini gerçekleştirmişlerdir [44, 46]. Buna göre, engel yüksekliğinde Gaussian dağılım varsayılarak idealite faktörü ve sıfır beslem engel yüksekliği yerine n_{ap} ve Φ_{ap} şeklinde ifade edilen, görünen engel yüksekliği ve görünen ideallik faktörünü tanımladılar. n_{ap} ve Φ_{ap} , σ_s standart sapmaları da dikkate alınarak,

$$\Phi_{ap} = \bar{\Phi}_{B0}(T = 0) - \frac{q\sigma_s^2}{2kT} \quad (2.43)$$

$$\left(\frac{1}{n_{ap}} - 1 \right) = \rho_2 - \frac{q\rho_3}{2kT} \quad (2.44)$$

şeklinde ifade edilmiştir. Ortalama Schottky engel yüksekliği $\bar{\Phi}_B = \bar{\Phi}_{B0} + \rho_2 V$ ve standart sapma değeri $\sigma_s = \sigma_{s0} + \rho_3 V$, Gaussian parametreleridir. Burada ρ_2 ve ρ_3 sıcaklığa bağlı gerilim sabitleridir. Standart sapmanın değerinin sıcaklığa bağlılığı genelde küçüktür ve bu yüzden ihmal edilebilir. Buradan da görülüyor ki, sıfır beslem engel yüksekliğinin azalması, standart sapmanın kendisiyle hesaplanan geniş etkisi ve Gaussian dağılımı varlığından kaynaklandığı söylenebilir.

2.7.2. Akım ve kapasite için etkin potansiyel engel yüksekliği

Homojen olmayan Schottky kontaklarda etkili bant bükülmesi (V_d^j) ve engel yüksekliği (Φ_b^j) için net akımı TE kuramı yardımıyla elde edebiliriz. Buna göre potansiyellerin bir dağılımı $P(V_d)$ için, bütün potansiyeller üzerinden yarıiletken metale akımı integre edersek,

$$I_{sm} = AA^* T^2 e^{-q\zeta/kT} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-qV_d/kT} P(V_d) dV_d \quad (2.45)$$

bulunur. Bu akım için bant bükülmesi ise,

$$V_d^j = \bar{V}_d - \frac{q\sigma_s^2}{2kT} \quad (2.46)$$

şeklinde yazılabilir. Buna göre Eş. 2.45

$$I_{sm} = AA^*T^2 e^{-q\bar{\Phi}_b/kT - qV_d^j/kT} \quad (2.47)$$

olur ve engel yüksekliği de,

$$\Phi_b^j = \bar{\Phi}_b - \frac{q\sigma_s^2}{2kT} \quad (2.48)$$

olarak bulunur. Bu durumda net akım

$$I = AA^*T^2 e^{-q\Phi_b^j} (e^{qV/kT} - 1) \quad (2.49)$$

şeklini alır. Eş. 2.48'de görüldüğü gibi Φ_b^j engel yüksekliği $\bar{\Phi}_b$ engel yüksekliğinden daima büyüktür. Yani, I-V ölçümlerinden bulunan engel yükseklikleri Φ_b^j 'ye, C-V ölçümlerinden $\bar{\Phi}_b$ 'ye karşılık gelmektedir.

2.7.3. Sıcaklığa bağlı potansiyel engel yüksekliği

Potansiyel engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı değişimi Eş. (2.51)'deki gibi ifade edilebilir. Her sıcaklık için akım-voltaj eğrilerinin sıfır besleme fit edilmesiyle bulunan I_0 doyum akımlarından hesaplanan potansiyel engel yüksekliklerinin ($\Phi_B(I-V) = \Phi_b^j$), $1/T$ 'ye karşı grafiği doğrusal bir karakteristik gösterir. Bu doğrunun eğimi bize $q\sigma_s^2/2k$ 'yı verir ve bu değerden standart sapma σ_s elde edilir. Bu doğrusal

doğrunun potansiyel engel yüksekliğini kestiği nokta ise bize ortalama potansiyel engel yüksekliğini ($\overline{\Phi}_B$) verir. Bu standart sapma ve ortalama potansiyel engel yükseklik değerleri Eş. (2.47)'de yerine yazılırsa, uzaysal homojen olmayan potansiyel engeller için Gaussian dağılımı elde edilebilir. Standart sapmanın sıcaklığa bağlı ifadesi;

$$\sigma_s^2(T) = \sigma_s^2(T=0) + \alpha_0 T \quad (2.50)$$

olarak verilir. C-V ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği (Φ_b^c) ile doğru beslem altında I-V ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği (Φ_b^j) arasındaki farkın ($\Phi_b^c - \Phi_b^j$), $1/T$ 'ye karşı grafiği doğrusal bir karakteristik sergiler. Bu doğrunun eğimi $q\sigma_0^2/2k$ 'yı ve y-ekseninin kestiği nokta ise $q\alpha_0/2k$ 'yı verir. Aynı zamanda ortalama Schottky engel yüksekliği ($\overline{\Phi}_b$)'nin sıcaklığa bağlı değişimi,

$$\overline{\Phi}_B(T) = \overline{\Phi}_B(T=0) + \alpha \overline{\Phi}_B T \quad (2.51)$$

olarak verilir ve yaklaşık olarak bir doğru denklemine benzer.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

Bu tezde metal organik buhar fazı epitaksisi (MOVPE) yöntemi ile safir alttaş üzerine büyütülmüş AlGaN/AlN/GaN çokluyapının sıcaklığa bağlı elektriksel karakterizasyonu 80 - 400 K sıcaklık aralığında incelenmiştir. Çokluyapının büyütme süreci, metalizasyon işlemi, akım-gerilim (I-V), kapasitans-gerilim (C-V) ve iletkenlik-gerilim (G/ω -V) ölçümlerinin alınması aşağıda sırasıyla anlatılmıştır.

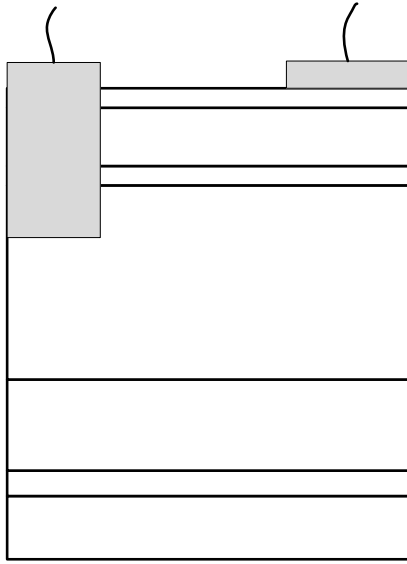
3.1. Çokluyapı Büyütme Detayları

Şekil 3.1’de şematik olarak gösterilen çokluyapı düşük basınç MOCVD reaktöründe c-yönelimli (0001) safir (Al_2O_3) alttaş üzerine büyütülmüştür. Hidrojen taşıyıcı gaz olarak, trimethylgallium (TMGa), trimethylaluminum (TMAI) ve amonyak (NH_3) ise kaynak bileşikleri olarak kullanıldı. Tabakaların büyütülmesinden önce yüzeyindeki kirliliklerin temizlenmesi amacıyla Al_2O_3 alttaş H_2 atmosferinde 1100 °C’de temizlendi. Öncelikle 15 nm kalınlığında AlN kümelenme tabakası 840 °C’de Al_2O_3 alttaş üzerine büyütüldü. Alttaşın temizlenmesi ve AlN kümelenme tabakasının büyütülmesi sırasında reaktör basıncı 50 mbar da tutuldu. AlN kümelenme tabakanın büyütülmesinden sonra numune yüksek sıcaklığa çıkarılarak tavlandı. Yaklaşık 0.60 μm kalınlığında AlN tampon tabaka 1127 °C sıcaklıkta ve 400 nm/saat hızıyla büyütüldü. Tampon tabakanın büyütülmesinin ardından 1.90 μm kalınlığında GaN tampon tabaka 1040 °C sıcaklıkta büyütüldü. Daha sonra 1080 °C sıcaklıkta 1.5 nm kalınlığında AlN aratabaka, 27 nm kalınlığında $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}$ bariyer tabakası ve 3 nm kalınlığında GaN üst tabaka büyütüldü. Tabakaların tamamı katkısız olarak büyütüldü.

3.2. Ohmik ve Schottky Kontakların Oluşturulması

Safir alttaş yalıtkan olduğu için, 2 mm çapındaki dairesel ohmik ve Schottky kontaklar numune yüzeyinden oluşturuldu. Kontaklar oluşturulmadan önce, numune ultrasonik banyoda 5 dakika isopropanol ($\text{C}_3\text{H}_8\text{O}$) ve aseton ($\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$) ile temizlendi.

Metalizasyon işleminin yapılabilmesi için numune yüksek vakum ısı buharlaştırıcıya konuldu. Yaklaşık $4-6 \times 10^{-6}$ mbar vakumda buharlaştırıp çöktürme işlemi sonucu numune üzerine şekil 3.1’de görüldüğü gibi sırasıyla 20 nm Ti, 200 nm Al, 30 nm Ni ve 70 nm Au kaplandı. Bu işlemten sonra kontak 850°C de, N_2 gazı içinde 30 saniye tavlandı. Omik kantağın oluşumundan sonra sırasıyla 30nm Ni ve 50 nm Au kaplanarak Schottky kontak oluşturuldu.



Şekil 3.1. AlGaN/AlN/GaN çokluyapının şematik görünümü

3.3. Elektriksel Ölçümlerin Alınması

Akım-gerilim (I-V) ölçümleri Keithley 2400 akım-gerilim kaynağı (Resim 3.1), kapasitans-gerilim (C-V) ve iletkenlik-gerilim (G/ω -V) ölçümleri ise, HP 4192 A LF empedans analizmetre (Resim 3.2) (5 Hz-13 MHz değerleri arasında ölçüm yapabilen) kullanılarak 80-400 K sıcaklık aralığında gerçekleştirildi. Bu ölçümler Hawlett Packard bilgisayarına takılan bir IEEE-488 ac/dc çevirici kart yardımıyla kumanda edilerek Janes vpf-475 kroystat (Resim 3.3) içinde 10^{-3} Torr’da gerçekleştirildi. Sıcaklık kontrolü, ± 0.1 K’den daha iyi duyarlılığa sahip Lake Shore model 321 sıcaklık kontrol sistemi kullanılarak sağlandı (Resim 3.4). I-V, C-V ve G/ω -V ölçüm sistemi şekil 3.2’de gösterilmiştir.

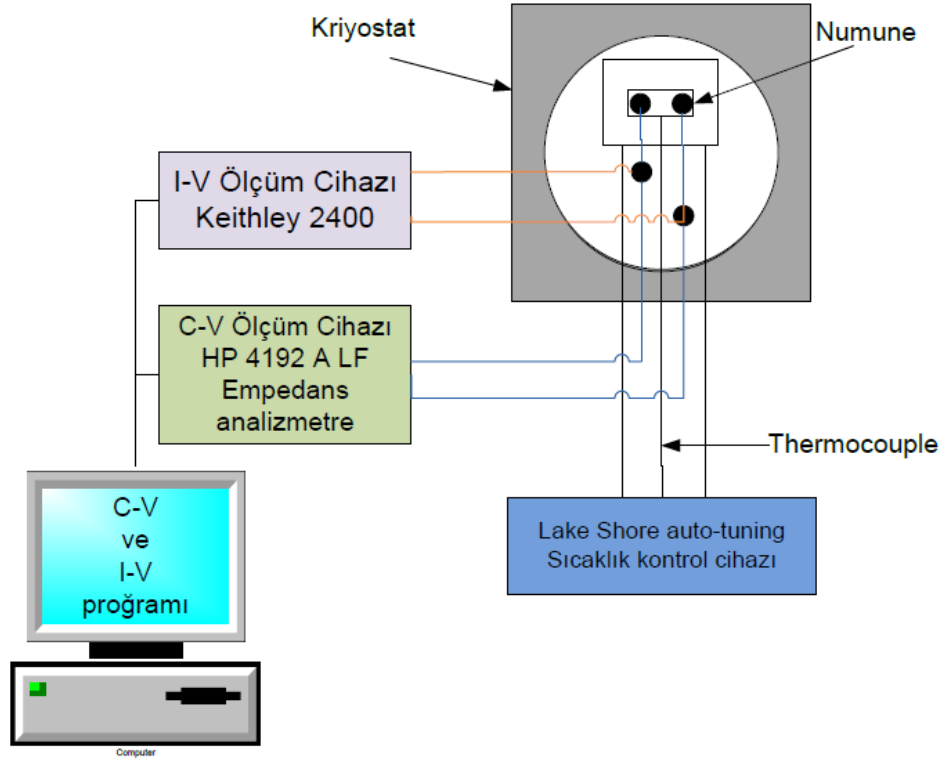
Ohmik
kontak



Resim 3.1. Gazi Üniversitesi Yarıiletken Teknolojileri İleri Araştırmalar Laboratuvarı (STARLAB) bünyesinde kurulu olan Keithley 2400 akım-gerilim (I-V) ölçüm sistemi



Resim 3.2. Gazi Üniversitesi Yarıiletken Teknolojileri İleri Araştırmalar Laboratuvarı (STARLAB) bünyesinde kurulu olan HP 4192 A LF empedans analizmetre



Şekil 3.2. I-V, C-V ve G/ω -V ölçüm sistemi

4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

Bu bölümde, bir önceki bölümde ayrıntıları verilen işlemler takip edilerek hazırlanan (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çoklu yapılardan seçilen örnek bir diyod için, akım-gerilim (I-V), kapasitans-gerilim (C-V) ve iletkenlik-gerilim (G/w-V) ölçüm metotları kullanılarak geniş bir sıcaklık aralığında (80-400 K) elde edilen temel diyod parametrelerinin sıcaklığa bağlı değişimleri ve sonuçların mevcut literatürle kıyaslamalı olarak değerlendirilmesi yer almaktadır.

4.1. Sıcaklığa Bağlı Akım-Gerilim (I-V) Karakteristikleri

Schottky diyotların yapısını açıklayabilmek için temel diyot parametrelerinin bilinmesi oldukça önemlidir. I-V karakteristiklerinin sadece oda sıcaklığı ve bir gerilim değeri için analiz edilmesi, akım iletim mekanizmaları ve elektriksel parametreleri hakkında ayrıntılı bilgi vermez. Ayrıntılı bilgi edinebilmek için I-V ölçümlerinin sıcaklığa bağlı incelenmesi gerekmektedir. I-V-T ölçümlerinden, diyodun sıfır belsem engel yüksekliği (Φ_{B0}), idealite faktörü (n), doyum akımı (I_0), seri direnç (R_s) gibi parametrelerinin elde edilmesiyle hangi iletim mekanizması veya mekanizmalarının hangi sıcaklık aralığında ve gerilimde etkin olduğu veya engel yüksekliği hakkında bilgiler ortaya konulabilir.

Bu parametrelerin elde edilmesi amacıyla önceki bölümde belirtilen deney düzeneğinde, yaklaşık sıvı azot sıcaklığına (80 K) inilerek denge sağlandıktan sonra deneysel I-V ölçümleri 80-400 K sıcaklık aralığında alınmıştır. 80-400 K sıcaklık ve $\pm 1V$ gerilim aralığında elde edilen yarı-logaritmik doğru ve ters beslem I-V karakteristikleri Şekil 4.1’de verilmiştir.

Şekil 4.1’de üç farklı karakteristik bölgenin olduğu görülmektedir. Bunlar;

- I. Düşük gerilim bölgesi ($0 V < V < 0,15 V$),

- II. Orta gerilim bölgesi (Termal emisyon bölgesi, lineer bölge) ($0,15 \text{ V} < V < 0,6 \text{ V}$)
- III. Yüksek gerilim bölgesi (Seri direnç bölgesi) ($V > 0,6 \text{ V}$), olmak üzere üç bölümden oluşmaktadır.

Şekil 4.1’de görüldüğü gibi doğru beslem $\ln(I)$ - V eğrileri, özellikle düşük sıcaklıklarda iyi bir doğrultma ve yaklaşık $0,15$ - $0,6 \text{ V}$ aralığında lineer davranış özelliği göstermektedir. Orta gerilim bölgesinde doğru beslem akım iletimi, azınlık taşıyıcıların ihmal edildiği termiyonik emisyon (TE) teorisiyle açıklanabilir [35, 47-49]. Bu teoriye göre akım;

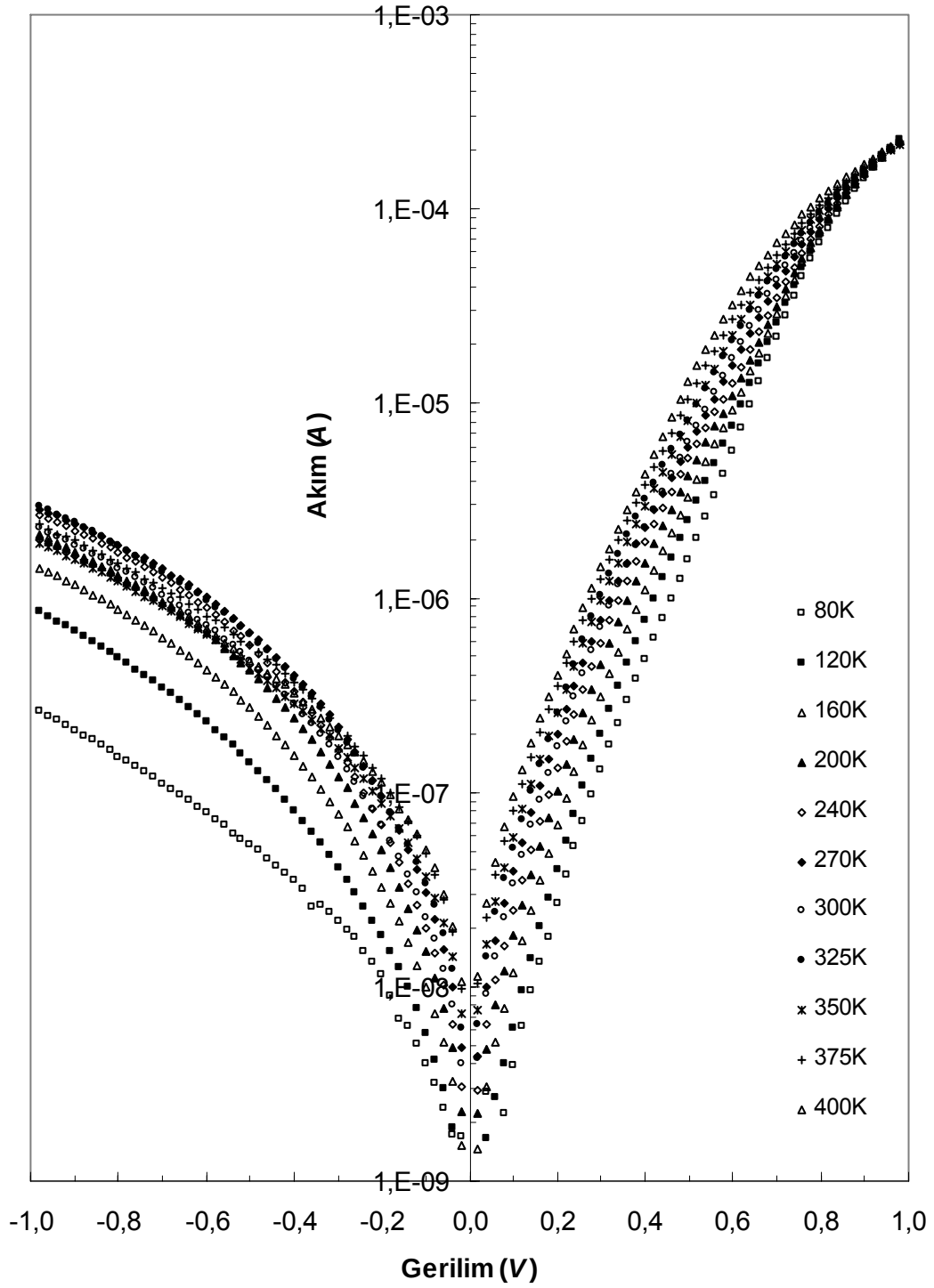
$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (4.1)$$

şeklinde ifade edilir. Burada q elektron yükü, V uygulanan doğru beslem voltajı, k Boltzmann sabiti, T Kelvin cinsinden sıcaklık ve I_0 ise doyum akımı olup;

$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_B}{kT}\right) \quad (4.2)$$

eşitliği ile verilir. Burada A diyodun doğrultucu kontak alanı ve Φ_{B0} ise sıfır beslemde potansiyel engel yüksekliğidir. A^* n-tipi (Ni/Au)/ $\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,78}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ çokluyapının etkin Richardson sabiti olup değeri $32,09 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ olarak alınmıştır [50]. I_0 , $\ln(I)$ - V grafiğinde doğru beslem bölgesinde lineer doğrunun $V=0$ ’da akım eksenini kestiği noktadan elde edilir.

Birkaç kT/q değerinden büyük gerilimlerde $\ln(I)$ - V grafiğinin bir doğru olması ve bu doğrunun eğiminin q/kT değerinde olması beklenir. Deneysel olarak elde edilen verilerde ise teoriden sapma gözlenir ve bu sapma boyutsuz idealite faktörünün (n) kullanılmasıyla düzeltilir.



Şekil 4.1. $(\text{Ni/Au})/\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ çoklu yapının farklı sıcaklıklarda doğru ve ters beslem yarı-logaritmik $\ln(I) - V$ eğrileri

Engel yüksekliğinin tüketim bölgesinde oluşan elektrik alana, dolayısıyla uygulanan gerilime bağlı olması bu düzeltmeyi gerekli kılar [37, 42, 51]. Bu düzeltme Eş. 4.1’de dikkate alındığında,

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (4.3)$$

ifadesi elde edilir ve n ise,

$$n = \frac{q}{kT} \frac{d(V)}{d(\ln I)} \quad (4.4)$$

eşitliği ile verilir. n, $\ln(I)$ -V grafiğinde doğru beslem bölgesinde lineer doğrunun eğiminden her sıcaklık değeri için elde edilmiştir.

Diyot alanı ve I_0 değerleri kullanılarak sıfır beslem potansiyel engel yüksekliği değerleri (Φ_{B0}), Eş. 4.2 kullanılarak

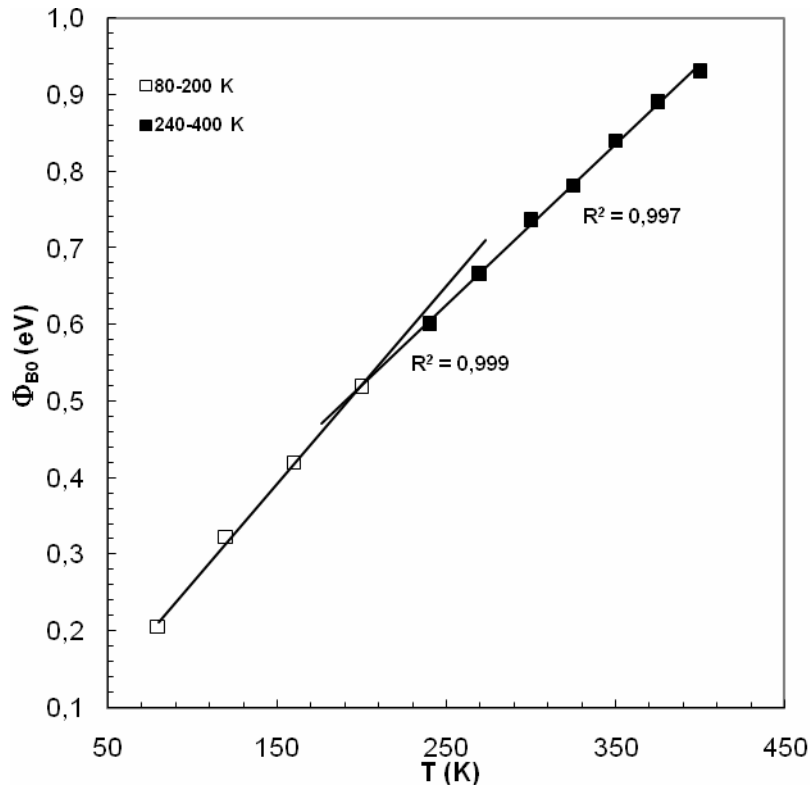
$$\Phi_{B0} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_0}\right) \quad (4.5)$$

eşitliğinden elde edilir.

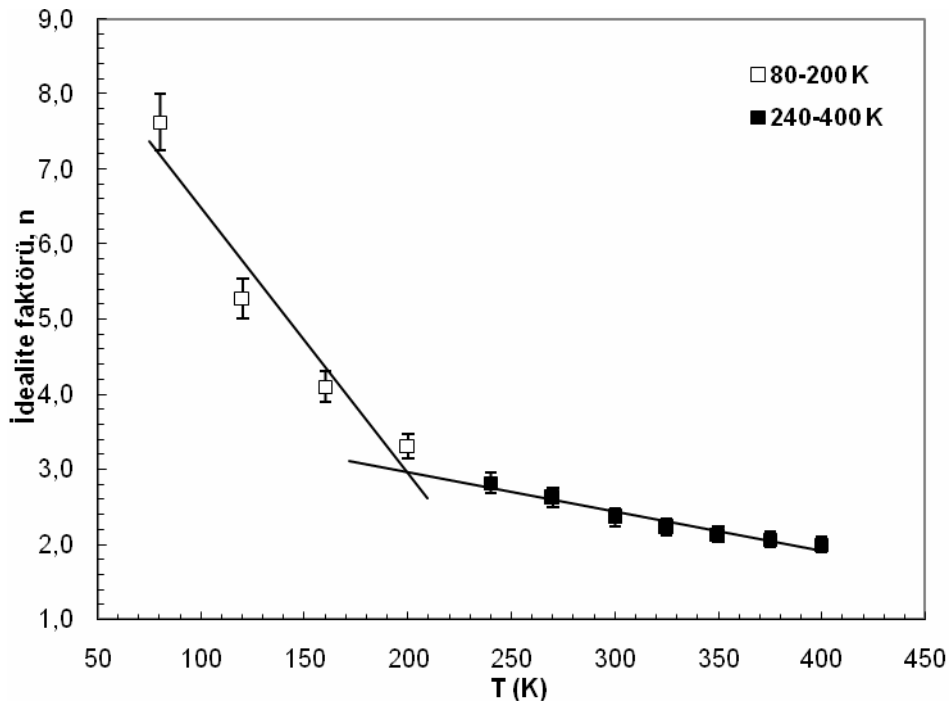
Elde edilen I_0 , Φ_{B0} ve n değerleri çizelge 4.1 de verilmiştir. Bu çizelgeden görüldüğü gibi azalan sıcaklıkla idealite faktörü değerleri artarken, engel yüksekliği değerleri azalmaktadır. Şekil 4.2 ve 4.3’de sırasıyla (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çokluyapının engel yükseklikleri ve idealite faktörlerinin sıcaklığa bağlı değişim grafikleri verilmiştir.

Çizelge 4.1. (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çokluyapının I-V karakteristiklerinden elde edilmiş sıcaklığa bağlı bazı parametre değerleri

T (K)	I ₀ (nA)	n _(I-V)	Φ _{B0(I-V)} (eV)	Φ _{B0(H-I)} (eV)	R _{s(dV/d(lnI))} (Ω)	R _{s(H-I)} (Ω)
80	0,15	7,65	0,21	0,19	32,12	32,86
120	0,36	5,23	0,32	0,32	38,69	39,01
160	0,74	4,09	0,41	0,46	48,76	50,07
200	1,25	3,31	0,52	0,58	62,33	65,34
240	3,57	2,81	0,61	0,62	91,78	90,90
270	10,07	2,62	0,67	0,67	119,75	119,65
300	14,36	2,36	0,74	0,78	151,51	149,35
325	28,37	2,22	0,78	0,91	181,48	178,53
350	35,10	2,13	0,84	0,94	215,32	212,25
375	55,49	2,05	0,89	0,96	253,47	260,27
400	109,87	1,99	0,93	0,99	299,34	298,52



Şekil 4.2. (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çokluyapının sıfır beslem engel yüksekliği (Φ_{B0}) değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi



Şekil 4.3. Değişik sıcaklıklarda (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çokluyapının idealite faktörü (n)

n ve Φ_{Bo} 'nin hesaplanan değerleri 80 K ve 400 K için sırasıyla 7,65, 0,211 eV ve 1,99, 0,93 eV olarak bulunmuştur. Uygulanan gerilim seri direnç, yalıtkan arayüzey tabakası ve diyot arasında paylaşılmaktadır. Ayrıca uygulanan gerilim engel yüksekliğini bir miktar etkilemektedir. Numunede n 'nün birden büyük değerde olması yarıiletken ve metal arasındaki yalıtkan tabakanın varlığına, metal yarıiletken arasındaki arayüzey durumlarına ve engel homojensizliğine atfedilmiştir [35, 48, 51, 52].

Doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen Φ_{Bo} değerlerinin artan sıcaklıkla artması beklenmeyen bir durumdur. Yani engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişim katsayısı pozitif değerdedir ($\alpha = \Delta\Phi_{Bo}/\Delta T \approx +2,1 \times 10^{-3}$ eV/K) ve bu durum literatüre aykırılık göstermektedir. Çünkü yarıiletkenlerde engel yüksekliği ve yasak enerji aralığının artan sıcaklıkla azalması beklenir. Dolayısıyla sıcaklık katsayısının negatif değerde olması gerekir. Metal ile yarıiletken arasındaki engel homojensizliği nedeniyle, irili ufaklı birçok potansiyel engel yükseklikleri vardır. Düşük enerjili

elektron veya holler bu küçük potansiyel engel yükseklikleri üzerinden geçiş yaparak akımın artmasına ve dolayısıyla da n 'in artmasına yol açar. Bu sebepten akım iletimi de daha düşük Schottky engel yükseklikleri boyunca baskın olacak ve n değerleri bu nedenle azalan sıcaklıkla artacaktır.

Şekil 4.1'de yeterince yüksek pozitif gerilimlerde ($V \geq 0,6 \text{ V}$) $\ln(I)$ - V eğrilerinin lineerlikten saptığı görülmektedir. Yüksek doğru beslem değerlerinde I - V eğrilerindeki aşağı doğru bükülme seri direnç (R_s) etkisinden kaynaklanmaktadır. Bu sebepten Eş. 4.1'de verilen akım ifadesi, R_s etkisi ile oluşan gerilim düşmesi de hesaba katılarak;

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (4.6)$$

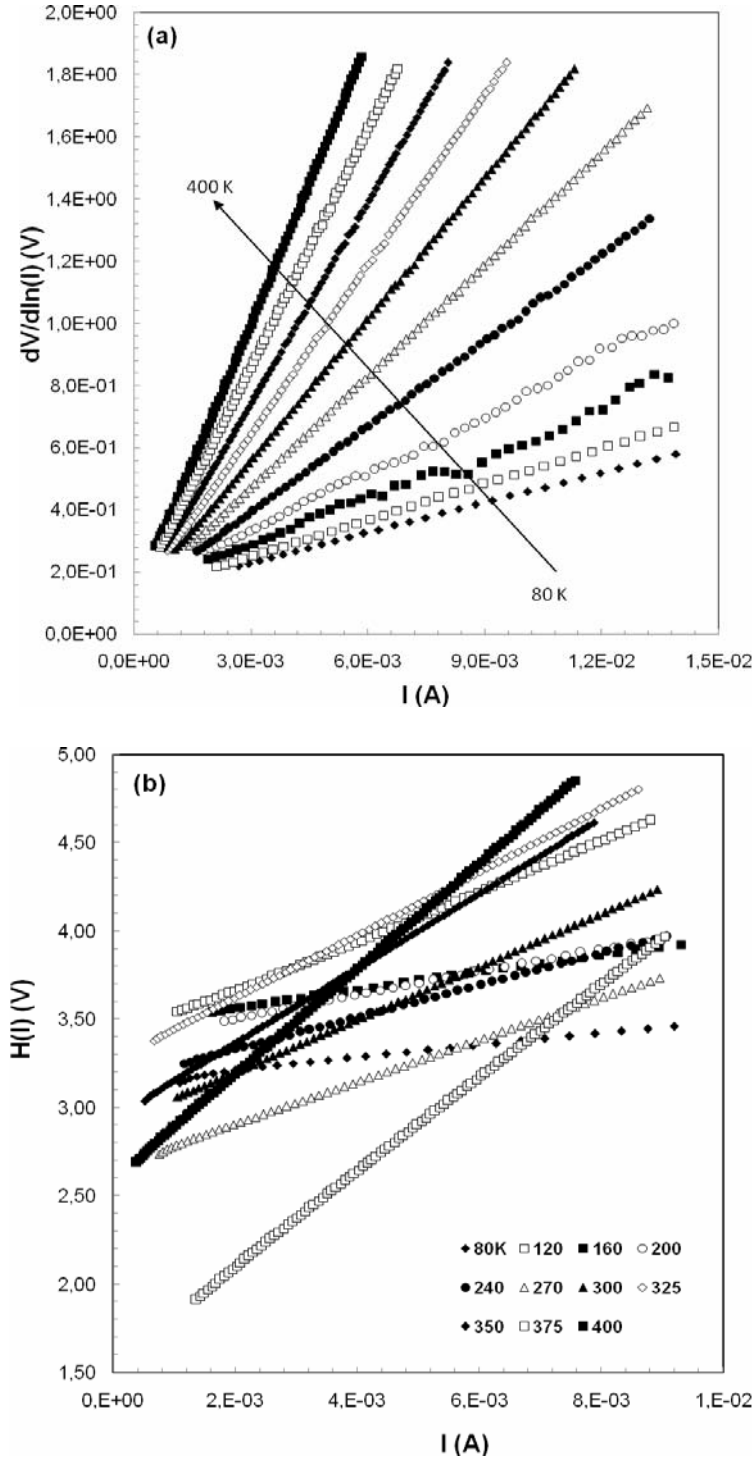
şeklinde yazılır ve temel akım denkleminde elde edilen Cheung fonksiyonları (Eş. 4.7 ve 4.8) kullanılarak, sıcaklığa bağlı olarak R_s değerleri hesaplanabilir [47]. Aynı zamanda, bu fonksiyonlar idealite faktörü ve engel yüksekliğinin tayininde ikinci bir alternatif teşkil eder. Cheung fonksiyonları;

$$\frac{dV}{d \ln(I)} = IR_s + \left(\frac{nkT}{q} \right) \quad (4.7)$$

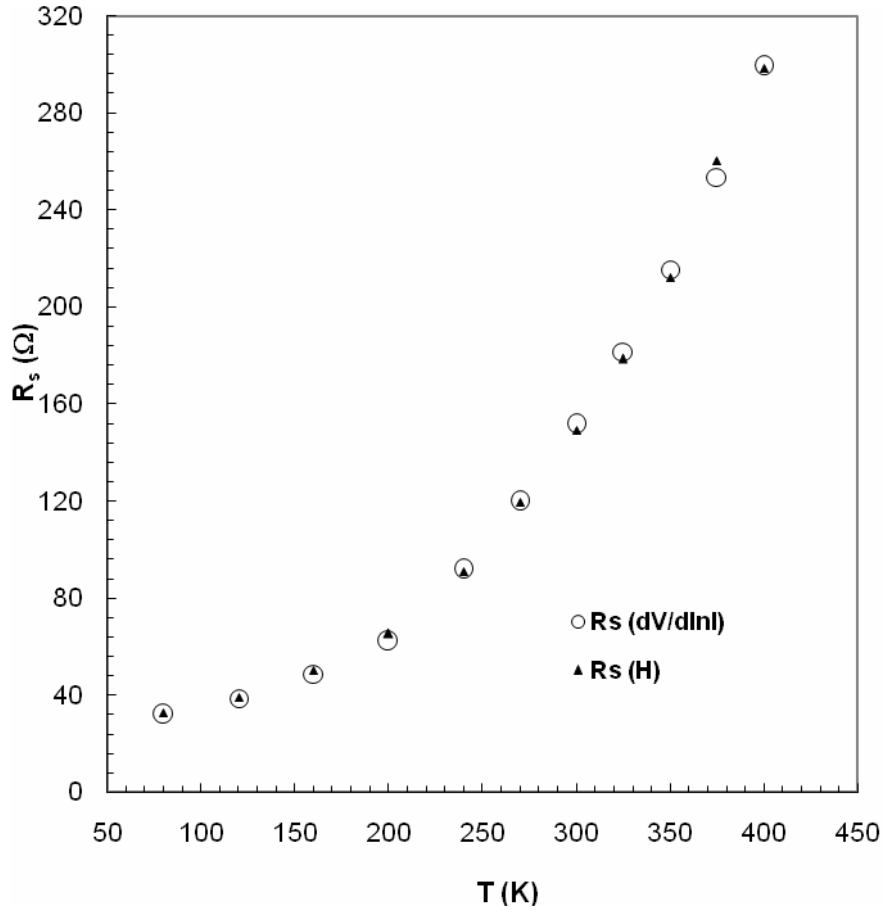
$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{q} \right) \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2} \right) = IR_s + n\Phi_B \quad (4.8)$$

ile verilir. $dV/d(\ln I)$ - I grafiği, eğim ve y-ksenini kesim noktası sırasıyla R_s ve nkT/q 'yu veren lineer bir değişim sergiler. Ayrıca, $H(I)$ - I grafiğinin eğimi ve y-ksenini kesim noktası sırasıyla R_s ve Φ_B 'yi veren lineer bir değişim sergiler. (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çokluyapımının farklı sıcaklıklardaki $dV/d(\ln I)$ - I grafiği Şekil 4.4(a)'de, $H(I)$ - I grafiği ise Şekil 4.4(b)'de verilmiştir. Bu grafiklerden elde edilen Φ_B ve R_s değerleride çizelge 4.1'de verilmiştir. Bu çizelge, değişik

değerlendirme metodları arasındaki uyumu göstermektedir. Şekil 4.5’de ise Cheung fonksiyonlarından elde edilen R_s değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimleri çizilmiştir.



Şekil 4.4. $(\text{Ni/Au})/\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ çokluyapının değişik sıcaklıklarda (a) $dV/d\ln(I)$ - I , (b) $H(I)$ - I değişimi

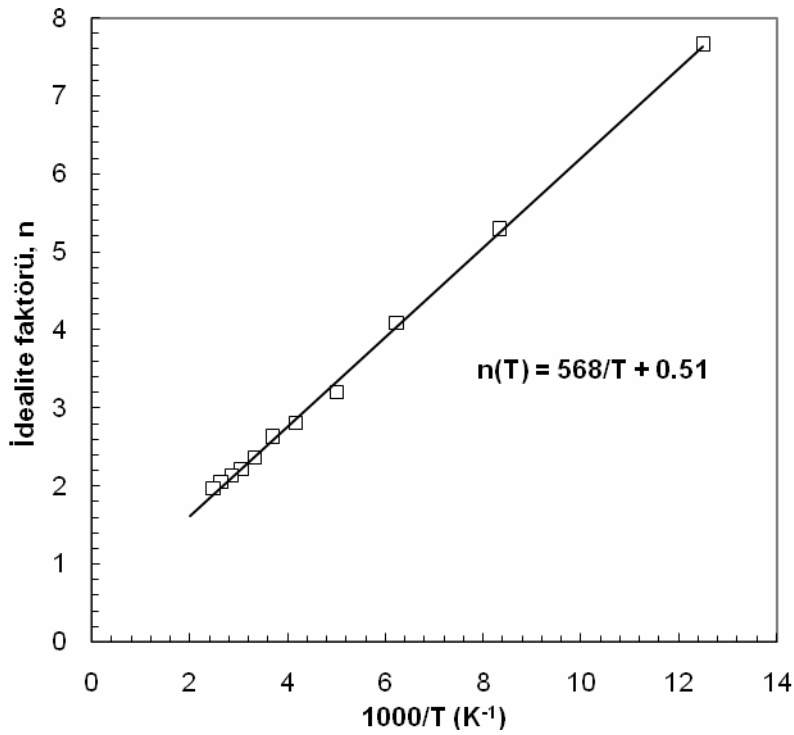


Şekil 4.5. (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çokluyapının değişik sıcaklıklarda R_s karakteristikleri

Cheung fonksiyonlarından hesaplanan R_s değerlerinin artan sıcaklıkla artması yarıiletkenler için genel olmayan bir davranıştır. Yani, bu durum R_s 'nin negatif sıcaklık katsayısıyla ifade edilen durumuna uymamaktadır. R_s 'nin artan sıcaklıkla artması, düşük sıcaklıklarda serbest taşıyıcıların eksikliğine ve yalnızca düşük sıcaklıkta ihmal edilmemiş harekete zorlanan taşıyıcıların varlığına atfedilmiştir [35, 53]. Ayrıca daha yüksek sıcaklıklarda, kontak direnci ve diğer dış bağlantıların direnci de muhtemelen R_s 'ye katkı yapmaktadır. Sıcaklığa bağlı bu durumla ilgili benzer çalışmalar, hem deneysel [54] hem de teorik [53] olarak literatürde mevcuttur.

Ayrıca şekil 4.1'de tüm sıcaklıklarda doğru beslem $\ln(I)$ -V eğrileri bir noktada ($\approx 0,95V$) kesişmektedir. Bu durum kesişme noktasında eklemdeki akımın sıcaklıktan bağımsız olduğunu göstermektedir. R_s 'nin varlığı doyum akımı nedeniyle bükülmeye

sebeup olmakta ve akım eğrilerinin bir noktada kesişmesinde önemli rol oynamaktadır [53, 55]. Schottky engelli diyotların genel davranışı göz önüne alındığında doğru beslem $\ln(I)$ -V eğrilerinde bu kesişme davranışı olağan dışı olarak ortaya çıkmasına rağmen literatürde sık rastlanmaktadır [53, 55-57].



Şekil 4.6. (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çokluyapının n-1000/T eğrisi

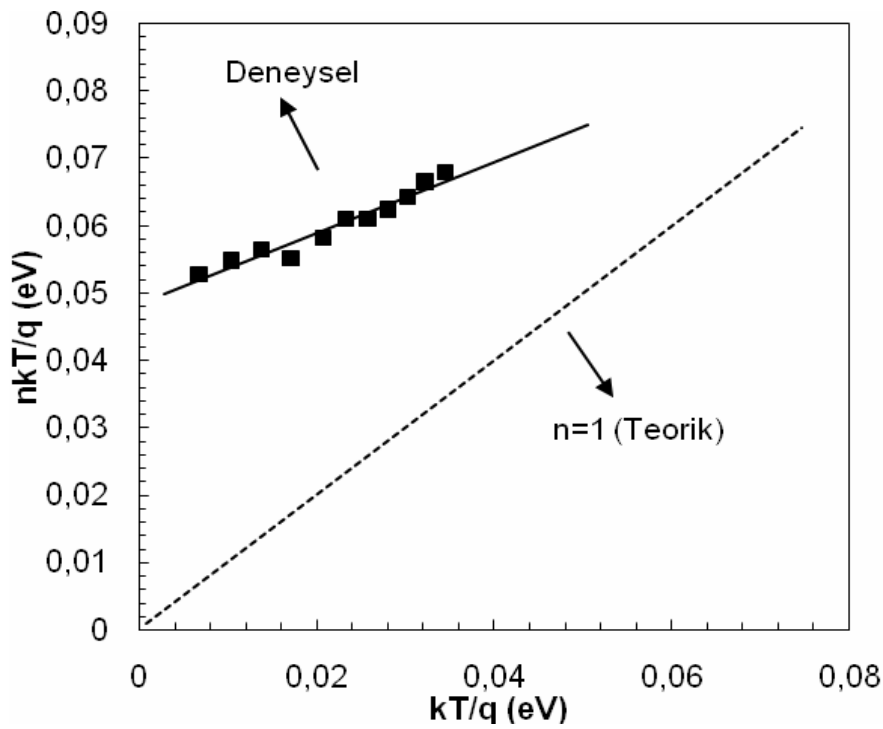
Şekil 4.6' da görüldüğü gibi, n sıcaklığın tersiyle hemen hemen lineer olarak değişir ve aşağıdaki gibi ifade edilebilir [58].

$$n(T) = n_o + \frac{T_o}{T} \quad (4.9)$$

Burada n_o ve T_o birer sabittir ve sırasıyla değerleri 0,51 ve 568 K dir. Şekil 4.1 de doğru beslem orta bölgede ($0,15 \text{ V} \leq V \leq 0,6 \text{ V}$) eğrilerin birbirine paralel olmasından dolayı, elde edilen n değerleri sıcaklıkla değişmektedir. Bu durum ara yüzey durumlarının uzaysal dağılımına veya arayüzey durumları yada dislokasyonlar

yoluyla tünelleme olayına atfedilebilir [50, 56, 57]. Φ_B 'nin ve n 'nin bu şekilde sıcaklık bağımlılığı T_0 etkisi olarak bilinir [35, 41, 49, 59]. Bu etki bariyer homojensizliğine [35, 60] veya yeniden birleşme ve tünelleme olaylarına atfedilebilir [57, 59].

Şekil 4.7'de (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çokluyapısı için elde edilen deneysel $nkT/q-kT/q$ eğrisinde n değerlerinin ideal durum ($n=1$) ile karşılaştırılması görülmektedir. T_0 etkisinde deneysel değerlerin teorik değerlere paralel olması gerekir. Şekil 4.7'de ise bir paralellik pek söz konusu olmadığından T_0 etkisi tam olarak etkin değildir. Bu durum daha ziyade homojen olmayan engel analizi ile açıklanabilir.



Şekil 4.7. (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çokluyapısının $nkT/q-kT/q$ eğrisi

4.1.1. Homojen olmayan engel analizi

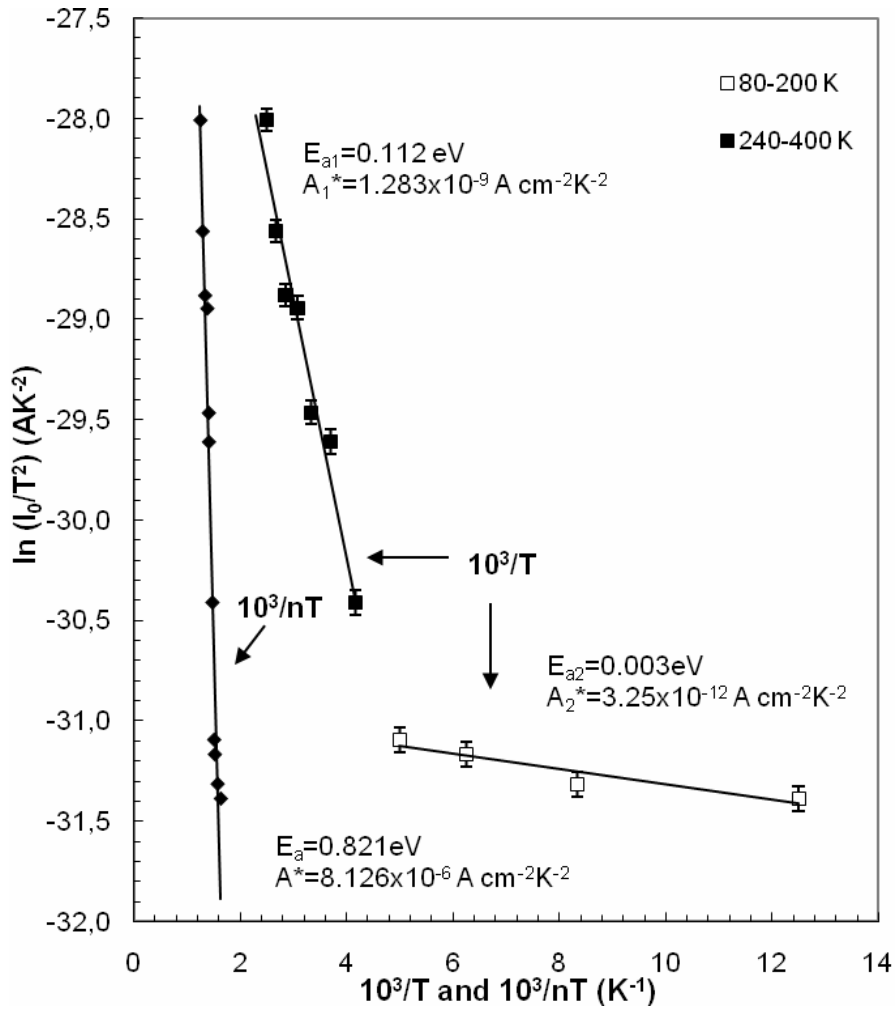
Schottky kontakların temel fiziksel özellikleri genelde M/Y arasında oluşan potansiyel engel yüksekliğinin homojen olduğunu kabul eden TE teorisi kullanılarak açıklanabilir [49, 61-63]. Fakat deneysel olarak gözlenen Φ_B , azalan sıcaklıkla azalırken n 'in artması, termiyonik emisyon teorisi tarafından desteklenmez [64]. Bu davranış da homojen olmayan engel yüksekliği ile açıklanabilir. Özellikle düşük sıcaklıklarda sıfır beslem engel yüksekliğindeki azalma ve idealite faktöründeki artış, ara yüzey yüklerinin uzaysal dağılımı ve ara yüzey tabakası ile engel yüksekliğinin homojensizliğinden kaynaklanmaktadır [46]. Son 20 yılda homojen olmayan Schottky kontaklar oldukça yoğun bir şekilde inceleme konusu olmuştur [49, 55, 59, 62, 65, 66]. Bu çalışmalar akım iletiminde beklenmeyen birçok davranışın Schottky diyotların homojen olmayan engel yükseklikleri ile ilişkili olabileceğini göstermiştir.

Engel yüksekliğinin hesaplanmasının ikinci bir yolu Eş. 4.2'nin her iki tarafının logaritması alınarak elde edilir. Eş. 4.2 yeniden düzenlendiğinde,

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q\Phi_{B0}}{kT} \quad (4.10)$$

eşitliği elde edilebilir. Şekil 4.8'de $\ln(I_0/T^2)-10^3/T$ ve $\ln(I_0/T^2)-10^3/nT$ grafikleri verilmiştir. Ölçülen sıcaklık aralığında (80-400 K) $\ln(I_0/T^2)-10^3/T$ eğrisi iki farklı eğimli lineer bölgeye sahip iken $\ln(I_0/T^2)-10^3/nT$ eğrisi tek lineer bölgeye sahiptir. Bu lineer bölgeler için doğrunun eğim denklemi $y=ax+b$ ifadesi kullanılarak düz çizgilerin eğiminden aktivasyon enerjisi (E_a), y-eksenini kestiği noktadan ise Richardson sabiti (A^*) elde edilir. $\ln(I_0/T^2)-10^3/nT$ grafiğinde lineer eğrinin verilen denkleme göre bu değerler sırası ile $E_a=0,821$ eV ve $A^*=8,126 \times 10^{-6}$ A/cm²K² olarak hesaplanmıştır. Ayrıca $\ln(I_0/T^2)-10^3/T$ eğrisinde farklı eğim ve farklı kesim noktalarına sahip iki lineer bölge gözlenmesi iki farklı akım iletim mekanizmasının etkin olduğunu göstermektedir. Birinci bölgeden (240-400 K) elde edilen E_a ve A^* değerleri sırasıyla 0,112 eV ve $1,283 \times 10^{-9}$ A/cm²K² iken ikinci bölgeden (80-200K)

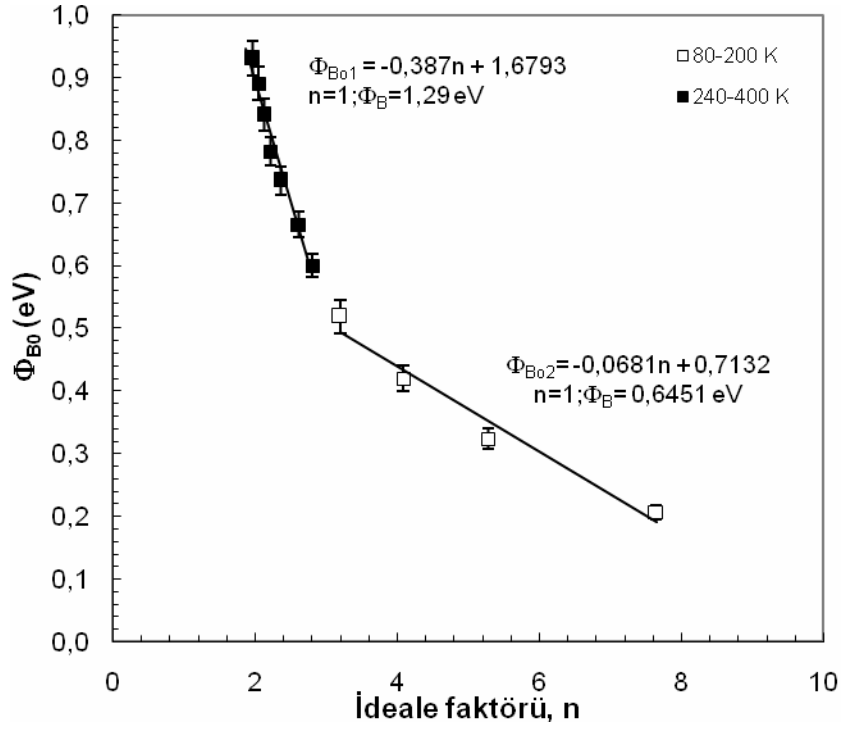
elde edilen E_a ve A^* değerleri sırasıyla 0,003 eV ve $3,25 \times 10^{-12} \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ dir. (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çokluyapı için Richardson sabitinin elde edilen bu değerleri, bilinen $A_{\text{Teorik}} = 32,09 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ değere göre oldukça düşük olduğu görülmektedir. Ayrıca aktivasyon enerji değerleri de her iki lineer bölge için çoklu yapının yasak enerji aralığı ile karşılaştırıldığında ($\approx 3,9\text{eV}$) oldukça küçüktür.



Şekil 4.8. (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çokluyapının $\ln(I_0/T^2)$ - $10^3/T$ ve $10^3/nT$ Richardson eğrileri

Richardson grafiklerindeki bu sapma; yüksek engel alanları içeren arayüzeye, homojen olmayan engel yükseklikleri ve potansiyel değişimlerine atfedilebilir [44, 58, 67-69]. Literatürdeki benzer çalışmalarda düşük Schottky engel yükseklikli dağılıma sahip homojen olmayan Schottky engelli diyotların n değerleri azalan

sıcaklıkla artabileceği belirtilmiştir [43, 44, 69]. Schmitsdorf ve arkadaşları [70], Tung [59]'un teorik yaklaşımını kullanarak deneysel n ve Φ_{B0} arasında lineer bir ilişkinin varlığını göstermişlerdir.



Şekil 4.9. (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çokluyapının farklı sıcaklıklarda Φ_{B0} – n eğrisi

Şekil 4.9’da görüldüğü gibi (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çokluyapının farklı sıcaklıklarda elde edilen n ve Φ_{B0} değerleri arasında lineer bir ilişki vardır. Fakat bu lineer ilişki farklı eğime sahip iki farklı bölgeden oluşmaktadır. Birinci bölgede (240-400 K) $n = 1$ için homojen engel yükseklik değeri yaklaşık 1,29 eV, ikinci bölgede ise 0,645 eV olarak hesaplandı. Böylece düşük sıcaklıklarda özellikle n ’nin artışı ve Φ_{B0} ‘nin görünür bir şekilde azalması, engel yüksekliğinin yanal homojensizliğine atfedildi [52, 69, 70].

Engelde homojensizliği iyi analiz etmek için Werner ve Güttler [44] tarafından geliştirilen engel yüksekliğinin ortalama değeri ($\bar{\Phi}_B$) ve standart sapma değeri (σ_s) olmak üzere Gaussian engel yükseklik dağılım fonksiyonu;

$$P(\Phi_B) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\Phi_B - \bar{\Phi}_B)^2}{2\sigma_s^2} \right] \quad (4.11)$$

eşitliği ile verilir. Burada $1/(\sigma_s(2\pi)^{1/2})$, Gaussian engel yükseklik dağılımının normalizasyon sabitidir. Engel homojensizliğine sahip bir Schottky diyotta toplam akım $I(V)$

$$I(V) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\Phi_B, V) P(\Phi_B) d\Phi \quad (4.12)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $I(\Phi_B, V)$, ideal termiyonik-emisyon-difüzyon (TED) teorisine göre engel yüksekliğindeki bir V gerilimindeki akımdır, $P(\Phi_B)$ yine engel yüksekliğinde verilen olası düzeltme normalize dağılım fonksiyonudur.

Eş. 4.13 ve Eş. 4.14'de verildiği gibi Eş. 4.12, $-\infty$ dan $+\infty$ 'a kadar integre edilerek doğru gerilimde Schottky engel boyunca $I(V)$ akım ifadeleri elde edilebilir. Buradaki eşitlikler, Eş. 4.1 ve Eş. 4.2'ye benzer fakat değiştirilmiş şekildedir.

$$I_o = AA^* T^2 \exp \left(-\frac{q\Phi_{ap}}{kT} \right) \quad (4.13)$$

$$I(V) = AA^* T^2 \exp \left[-\frac{q}{kT} \left(\bar{\Phi}_{B0} - \frac{q\sigma_o^2}{2kT} \right) \right] \exp \left(\frac{qV}{n_{ap} kT} \right) \left[1 - \exp \left(-\frac{q(V - IR_s)}{kT} \right) \right] \quad (4.14)$$

burada Φ_{B0} ve n_{ap} görünür engel yüksekliği ve idealite faktörüdür ve aşağıdaki gibi ifade edilirler [44]:

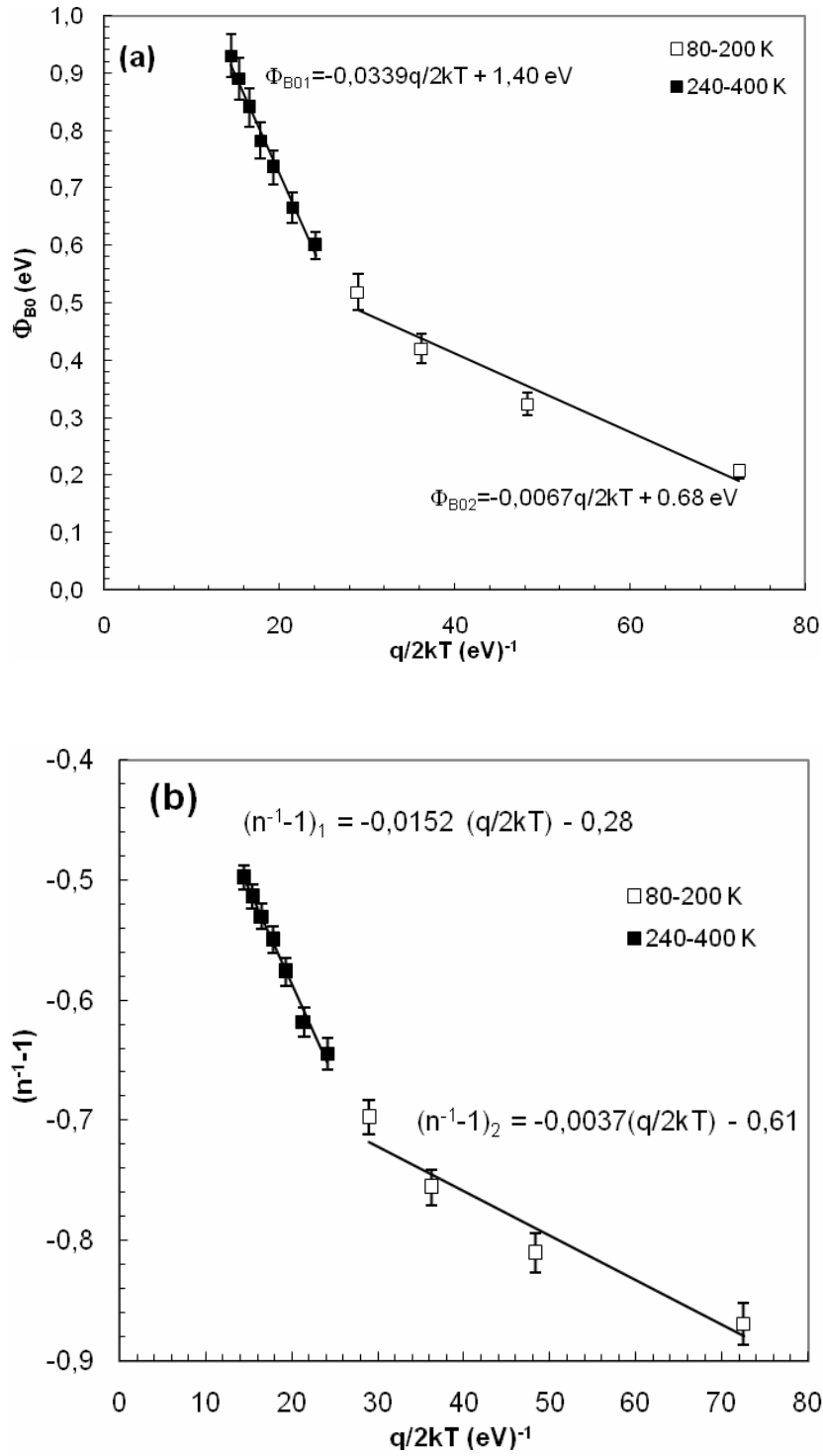
$$\Phi_{ap} = \bar{\Phi}_{B0}(T=0) - \frac{q\sigma_o^2}{2kT} \quad (4.15)$$

$$\left(\frac{1}{n_{ap}} - 1 \right) = \rho_2 - \frac{q\rho_3}{2kT} \quad (4.16)$$

Ortalama Schottky engel yüksekliği $\bar{\Phi}_B = \bar{\Phi}_{B0} + \rho_2 V$ ve standart sapma değeri $\sigma_s = \sigma_{s0} + \rho_3 V$, Gaussian parametreleridir. Burada ρ_2 ve ρ_3 sıcaklığa bağlı gerilim sabitleridir. Bu parametreler engel yüksekliği dağılımında gerilim bozulmasını düzenler [44, 52]. Sıcaklığa bağlı σ_{s0} değeri genelde küçük olduğundan ihmal edilebilir [43].

Şekil 4.10(a)'da engel yüksekliklerin Gaussian dağılımını elde etmek için Eş.4.15 kullanılarak, $\Phi_{B0} - q / 2kT$ grafiği oluşturuldu. Şekilden de görüldüğü gibi burada da iki farklı lineer bölge söz konusudur. Gözlenen bu iki farklı bölge bariyer yüksekliğinin çift Gaussian dağılımına işaret eder. Bu iki farklı bölgeden elde edilen doğru denklemleri grafik üzerinde belirtilmiştir. Bu doğruların eğiminden ve kesme noktasından sırasıyla $\bar{\Phi}_{B0}$, ve σ_s elde edilebilir. Birinci bölgede (240-400 K) engel yüksekliğinin ortama değeri, $\bar{\Phi}_{B0} = 1,40$ eV ve standart sapma değeri, $\sigma_s = 0,184$ V, ikinci bölgede (80-200 K) ise $\bar{\Phi}_{B0} = 0,68$ eV ve $\sigma_s = 0,082$ V olarak elde edildi. Standart sapma engel homojensizliğinin bir ölçüsü olduğundan, standart sapma ne kadar küçük olursa homojen engel yüksekliğine o kadar çok yaklaşılr. Sonuç olarak standart sapma değerlerinin ortalama engel yüksekliğine oranla çok küçük olmadığı görülmektedir. Bu durum ara yüzey homojensizliğinin varlığına işaret eder. Literatürde bu durum çift Gaussian dağılımı (GD1 ve GD2) olarak tanımlanmıştır [44, 49, 70].

Yine şekil 4.10(b)'deki $(n-1)-q/2kT$ grafiğinde iki farklı lineer bölgeden ρ_2 ve ρ_3 gerilim sabitleri hesaplandı. Lineer bölgenin y-ksenini kestiği noktadan ρ_2 değerleri birinci bölgede (240-400 K) -0,28V, ikinci bölgede (240-400 K) -0,61V olarak elde edildi. ρ_3 değerleri ise lineer bölgenin eğiminden birinci bölgede (240-400 K) -0,0152 V, ikinci bölgede (240-400 K) -0,0037V olarak elde edildi.

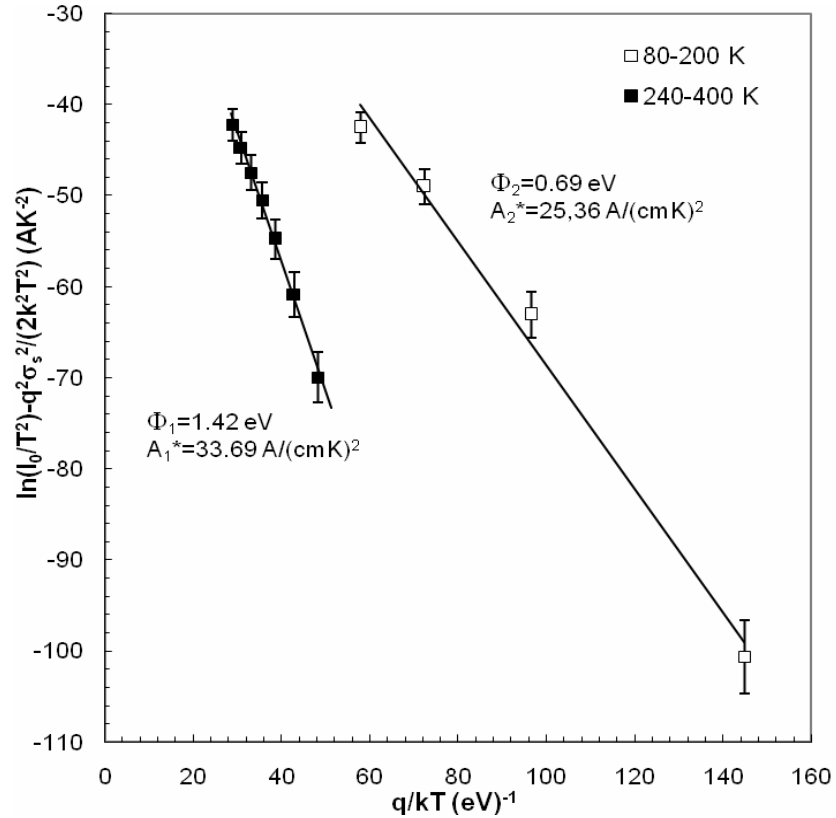


Şekil 4.10. (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çokluyapının engel yüksekliğinin Gaussian dağılımına göre sıfır beslem görünür engel yüksekliği ve idealite faktörünün $q / 2kT$ 'ye göre değişim eğrileri

Eş. 4.14 ve 4.15 dikkate alınarak Eş. 4.9 yeniden düzenlendiğinde;

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{q^2 \sigma_o^2}{2k^2 T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q\bar{\Phi}_{B0}}{kT} \quad (4.17)$$

ifadesi elde edilir. Eş. 4.17'ye göre yeniden düzenlenmiş Richardson eğrisi $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_o^2 / 2k^2 T^2 - q/kT$ grafiği çizildiğinde Şekil 4.11'de görüldüğü gibi iki farklı lineer bölge elde edilir. Bu bölgelerin eğimlerinden birinci bölge için (240-400 K) ortalama sıfır beslem engel yükseliği 1,42 eV, ikinci bölge için (80-200 K) ortalama sıfır beslem engel yükseliği 0,69 eV olarak elde edilmiştir. Yine aynı bölgelerin y eksenini kesim noktasından Richardson sabiti değerleri sırasıyla 33,69 A/cm² K² ve 25,36 A/cm² K² olarak elde edilmiştir. Richardson sabitinin elde edilen 33,69 A/cm² K² değeri çokluyapının teorik olarak bilinen 32,09 A/cm² K² değeri ile uyum içindedir.

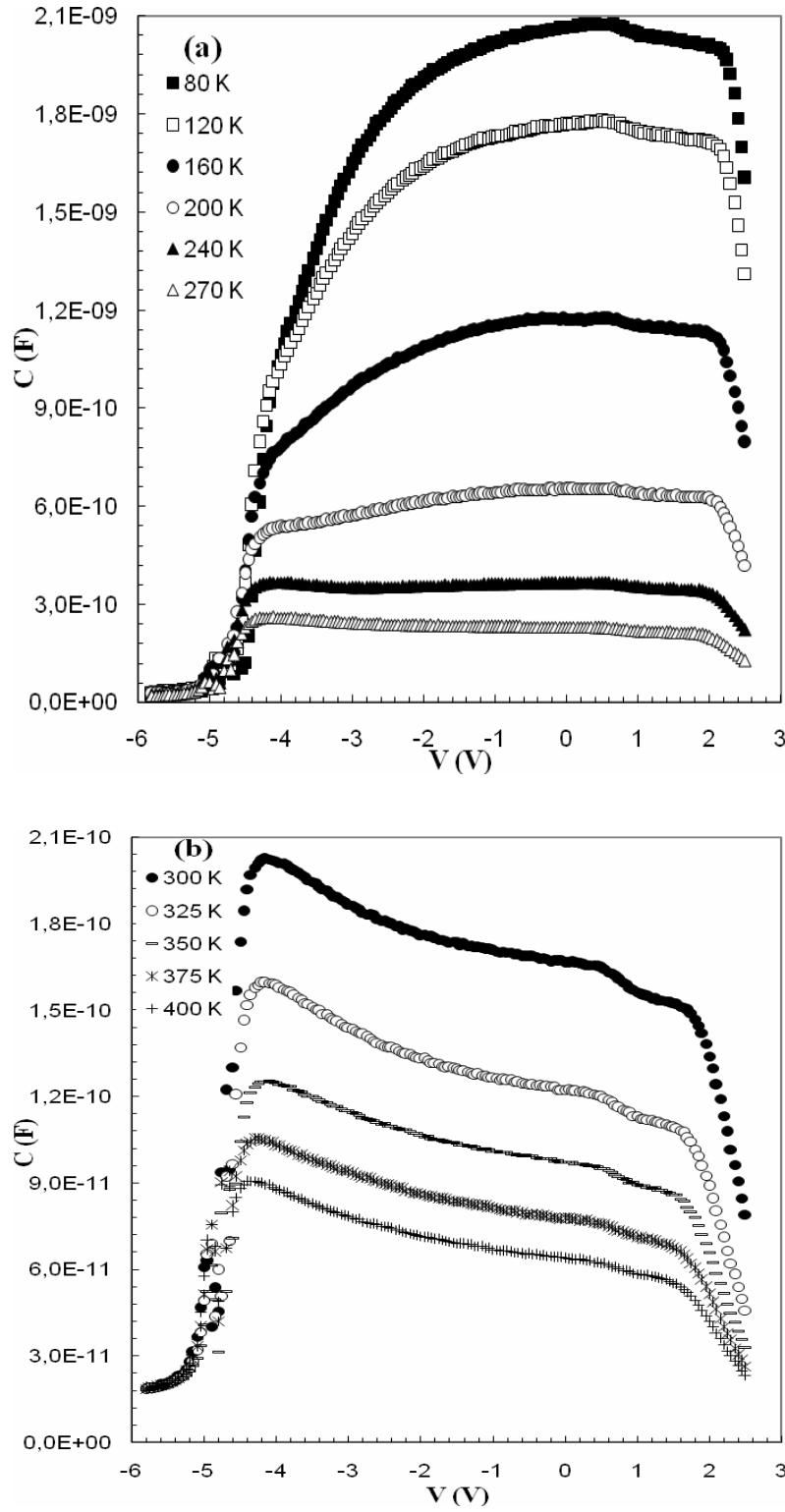


Şekil 4.11. (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çokluyapının yeniden düzenlenmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_o^2 / 2k^2 T^2 - q/kT$ eğrileri

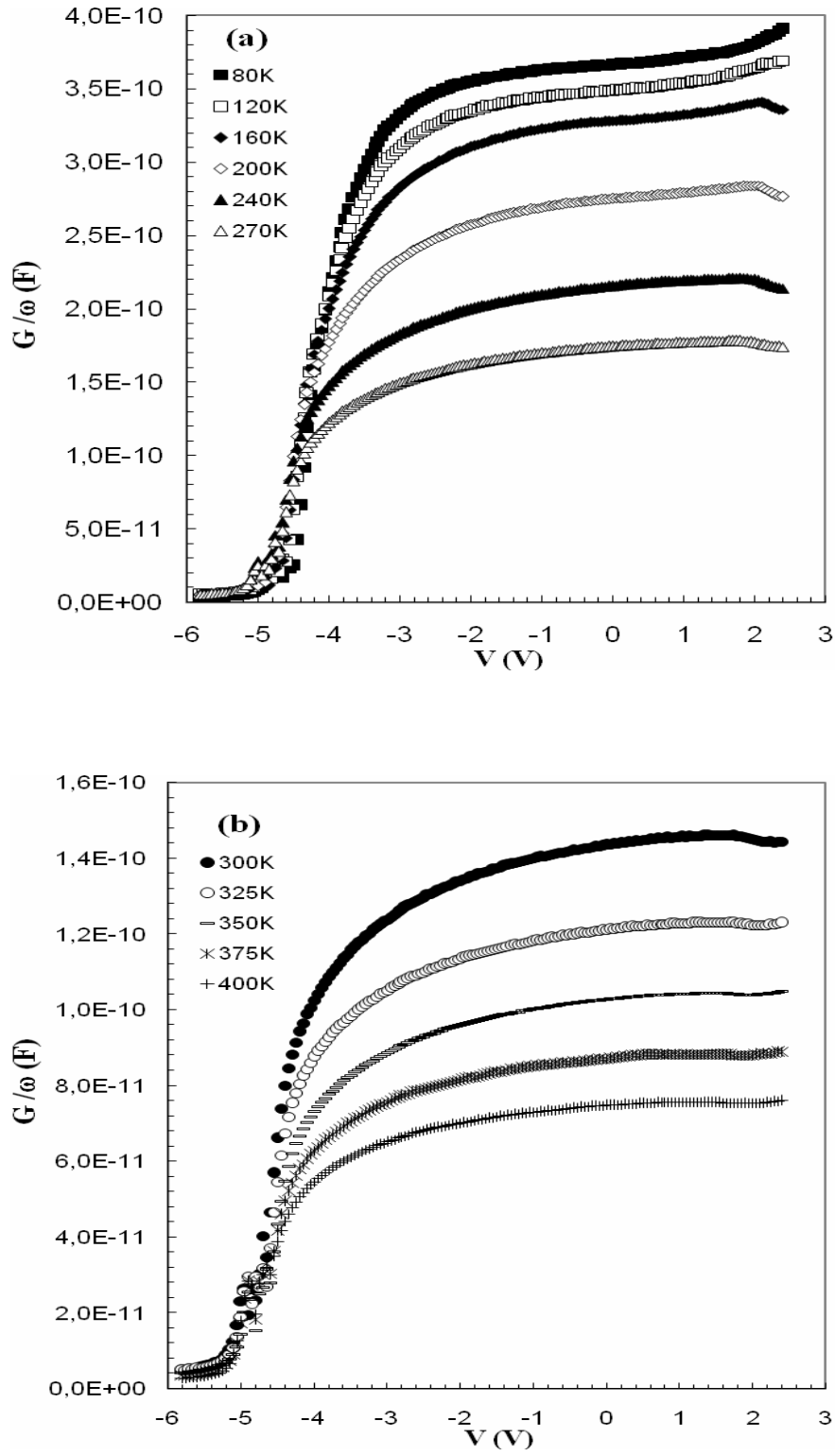
4.2. Sıcaklığa Bağlı C-V ve G/ω -V Karakteristikleri

MS, MIS, MOS veya HEMT yapılarında C-V ve G/ω -V karakteristiklerinin analizi, sadece oda sıcaklığında ve tek bir gerilimde elde edilmesi, elektriksel parametrelerin sıcaklığa ve gerilime bağlı davranışları hakkında detaylı bilgi vermediği bilinmektedir [71]. Buna karşılık geniş sıcaklık ve gerilim (doğru ve ters gerilim) aralığında alınan bu ölçümler akım iletim mekanizmaları ve metal ile yarıiletken arasında oluşan engelin biçimi hakkında ayrıntılı bilgiler elde edilmesini sağlar. Bu sebepten (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çoklu yapının, sıcaklığa bağlı C-V ve G/ω -V ölçümleri, 1MHz frekansta, 80-400 K sıcaklık ve (-6)-(+3V) gerilim aralığında alınmıştır. Farklı sıcaklıklarda C-V ve G/ω -V karakteristikleri sırasıyla şekil 4.12 ve 4.13’de verilmiştir.

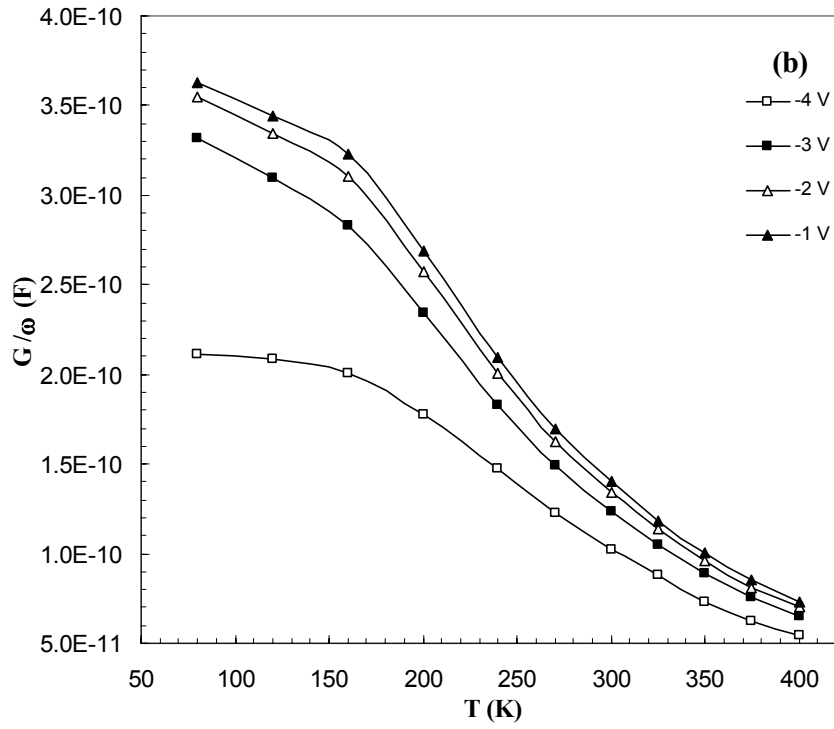
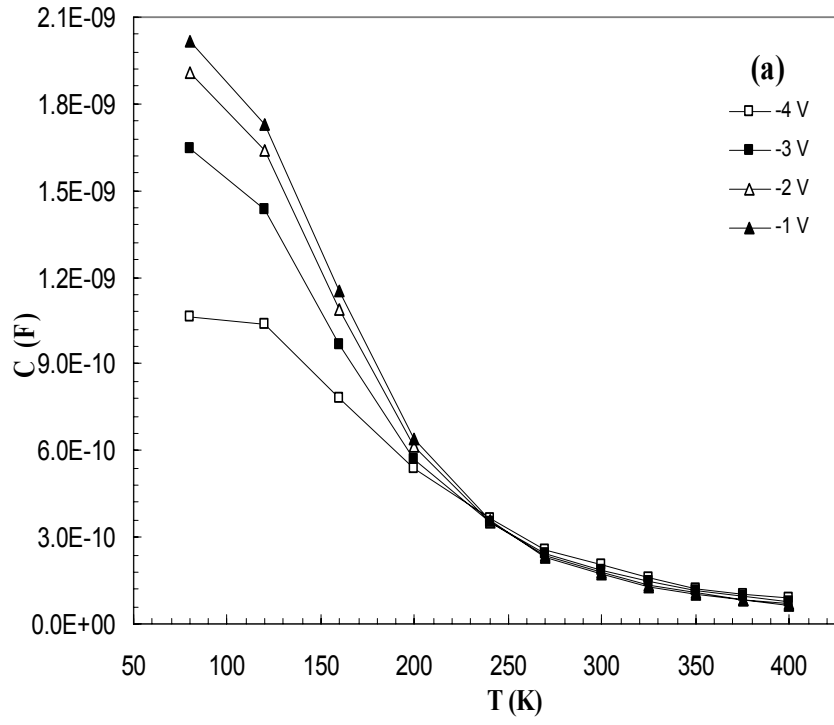
Şekil 4.12 ve 4.13’de C ve G/ω değerlerinin uygulanan gerilime ve sıcaklığa karşı oldukça duyarlı oldukları görülmektedir. Bu sebepten, grafikler daha net görülebilsin diye hem C-V, hem de G/ω -V ölçümleri düşük (80-270K) ve yüksek (300-400K) sıcaklıklar için ayrı grafiklerde gösterildi. C değerleri artan sıcaklıkla sistematik olarak azalmakta ve özellikle yüksek sıcaklıklarda (300-400K) her bir sıcaklık değeri için doğru beslemenden ters besleme doğru kayan pikler vermektedir. Bu davranış arayüzeyde tekrar yapılanma ve tekrar düzenlenme olarak yorumlanabilir [71]. Ayrıca, arayüzeyde tuzaklanmış yüklerin yeterli enerji kazanıp tuzaktan kurtulabilmesine de atfedilebilir. G/ω değerlerinin ise artan gerilimle sistematik bir şekilde arttığı fakat artan sıcaklıkla azaldığı görülmektedir. C ve G/ω değerleri özellikle yığılım bölgesinde artan sıcaklıkla azalmaktadırlar. Bu tür davranışa indüktif davranış adı verilir [72, 73].



Şekil 4.12. $(\text{Ni/Au})/\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ çokluyapının a) düşük sıcaklıklarda, b) yüksek sıcaklıklar için C-V eğrileri



Şekil 4.13. (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çokluyapının a) düşük sıcaklıklarda, b) yüksek sıcaklıklar için G/ω - V eğrileri



Şekil 4.14. $(\text{Ni}/\text{Au})/\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ çoklu yapının a) C-T, b) G/ω -T eğrileri

Şekil 4.14 (a) ve (b)'de ise yüksek frekansta (1MHz), farklı gerilimlerde (-1, -2, -3 ve -4V) kapasitans ve iletkenlik değerleri sıcaklığın fonksiyonu olarak verilmiştir. Burada görüldüğü gibi C ve G/ω değerlerinin her ikisi de artan sıcaklıkla azalmaktadır ve oda sıcaklığından sonra sıcaklıktan hemen hemen bağımsızdır. M/Y arayüzeyde tuzaklanmış yükler buradan çıkmak için yeterli enerjiye sahiptir. C ve G/ω nin bu davranışı M/Y arayüzeyinde doğal oksit tabakanın varlığına ve arayüzey durumlarının uzaysal dağılımına, ayrıca artan sıcaklıkla bu arayüzey durumlarının tekrar yapılanması ve tekrar düzenlenmesine atfedilebilir [71].

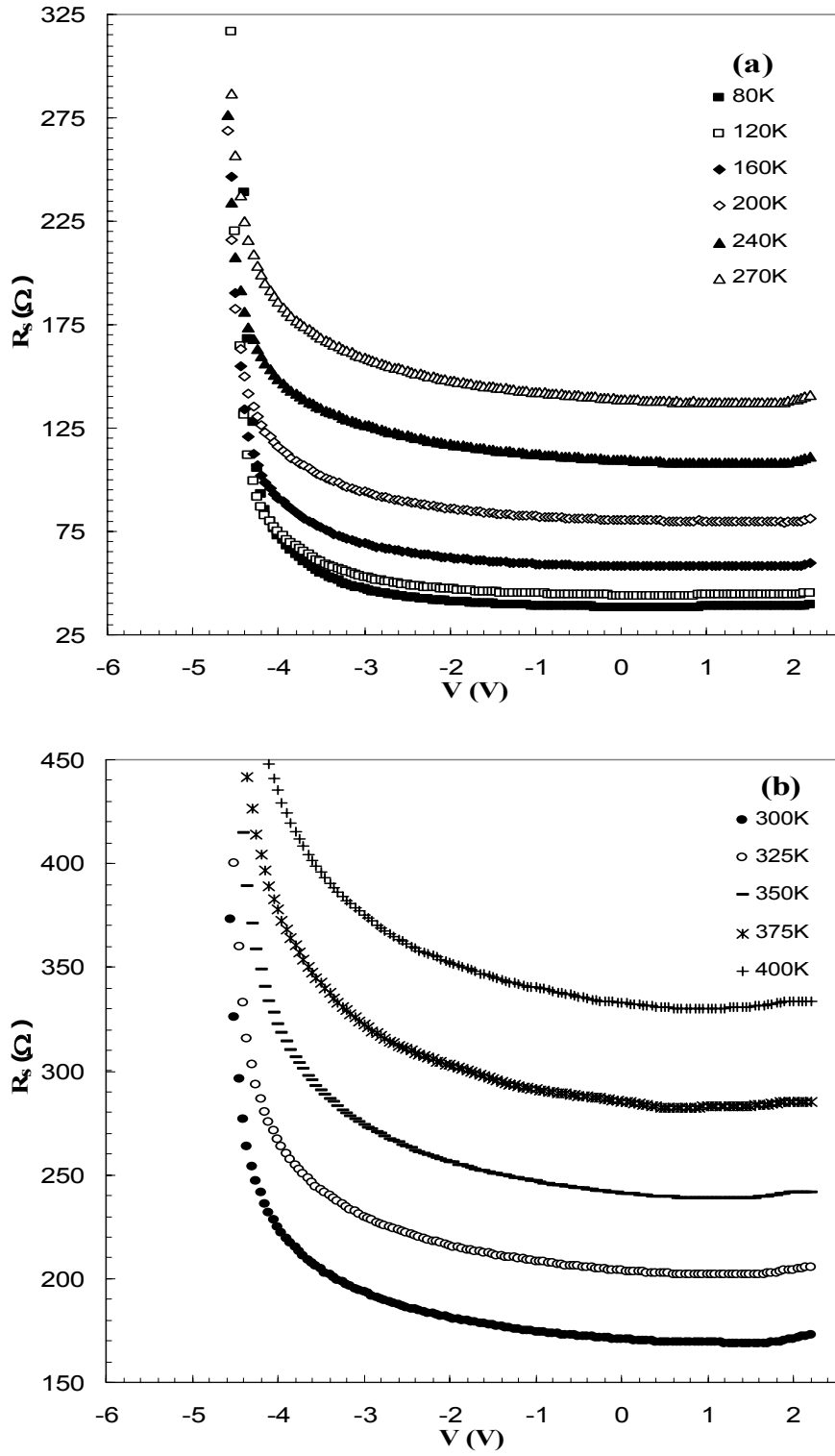
R_s değerlerinin C-V ve G/ω-V ölçümlerinden elde edilebilmesi için literatürde birkaç metot önerilmektedir [37, 47, 74, 75]. Bu çalışmada R_s hesaplamalarında en çok tercih edilen ve Nicollian ve Brews tarafından önerilen metot kullanılmıştır. Bu metoda göre gerçek R_s değerleri ancak yüksek frekansta ve güçlü tüketim bölgesindeki C ve G/ω değerlerinden hesaplanabilir. Çünkü yüksek frekanslarda ($f \geq 500$ kHz) arayüzey durumları ac sinyallerini takip edemez ve dolayısıyla C ve G/ω değerlerine bir katkı getiremez [75]. Y_{ma} admittansı:

$$Y_{ma} = G_{ma} + j\omega C_{ma} \quad (4.18)$$

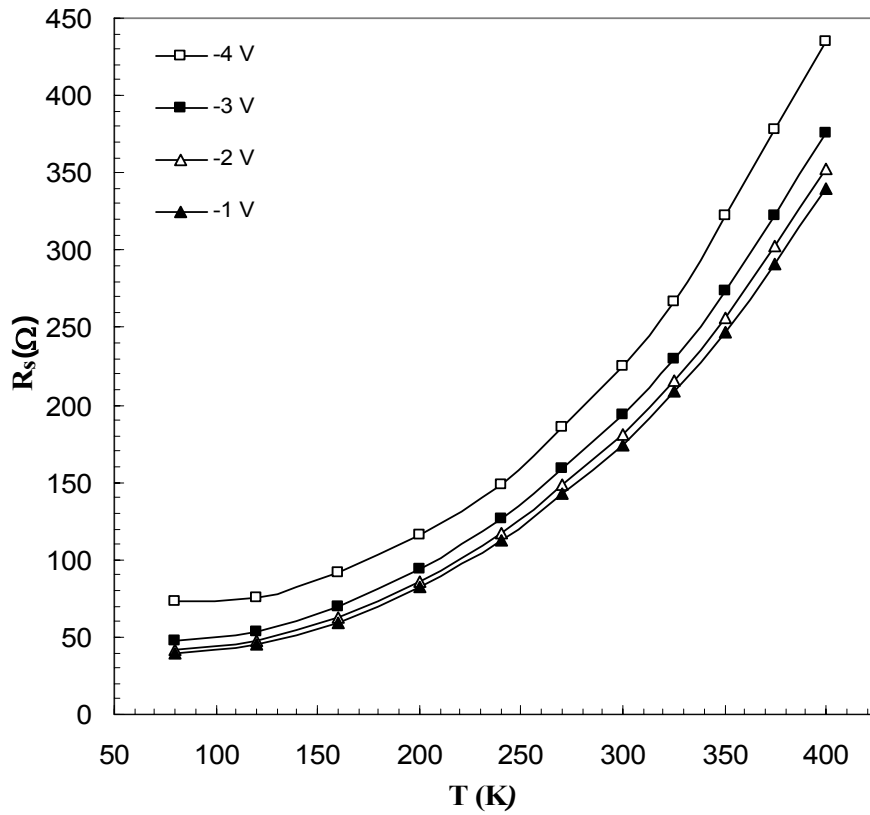
eşitliği ile verilir. Bu kuvvetli yığılma bölgesindeki C ve G/ω değerleri kullanılarak R_s değeri:

$$R_s = \frac{G_{ma}}{G_{ma}^2 + (\omega C_{ma})^2} \quad (4.19)$$

eşitliğinden elde edilir. Burada G_{ma} ve C_{ma} kuvvetli yığılma bölgesinde ölçülen kapasitans ve iletkenlik değerleri, $\omega (=2\pi f)$ ise açısal frekanstır. Direnç değerleri Eş. 4.19'a benzer şekilde hesaplanmış olup, Şekil 4.15 ve 4.16'da sırasıyla uygulanan gerilime ve sıcaklığa bağlı olarak gösterilmiştir. Burada ileri gerilimdeki direnç değeri, gerçek seri dirence karşılık gelmektedir.



Şekil 4.15. (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çokluyapının a) düşük sıcaklıklarda, b) yüksek sıcaklıklar için R_s -V eğrileri



Şekil 4.16. (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çokluyapının farklı gerilimlerde sıcaklığa bağlı R_s eğrileri (1MHz)

Şekil 4.15 ve 4.16’da R_s değerleri uygulanan gerilime kuvvetli bağlı ve artan sıcaklıkla arttığı gözlenmektedir. R_s ’nin sıcaklıkla anormal bir değişim gösterdiği gözlenmektedir. Bu değerlerin artan sıcaklıkla artması, ideal yarıiletken aygıtlardaki R_s ’nin negatif sıcaklık katsayısına aykırıdır. R_s ’nin sıcaklıkla bu şekilde anormal değişimi, bu sıcaklık bölgelerinde taşıyıcıların varlığına ve M/Y arayüzeyinde lokalize olmuş yeterli enerjiye sahip tuzaklanmış yüklerin aktif olmasına ve ayrıca metal kontağın dış direnç etkilerine atfedilebilir [76-78].

Yüksek frekanslarda ($f=1\text{MHz}$) ölçülen C ve G/ω değerlerinden çizilen grafiklerde arayüzey durumlarının yoğunluğu ihmal edilebilir. Çünkü, 500 kHz in üzerindeki frekanslarda arayüzey durumları ac sinyallerini takip edemez [75]. Bu durumda çokluyapının ideallikten sapmasında R_s ’nin etkisi önemlidir. Şekil 4.12’den de görüldüğü gibi C-V eğrileri hemen hemen tüm sıcaklıklarda R_s ve arayüzey

durumlarını varlığında dolayı pikler vermektedir. Güçlü yığılım bölgesinde seri direnç arayüzey durumlarından daha etkindir ve yarıiletkenin elektriksel karakteristiklerinin belirlenmesinde hataya neden olur. Bu hatanın en aza indirilebilmesi;

- Numunenin en uygun şartlarda fabrikasyonu
- Ölçümlerin uygun frekanslarda alınmasıyla
- C-V ve G/ω -V değerlerinde R_s etkisinin çıkarılarak düzeltilmesiyle mümkündür [37].

R_s etkisinden arındırılmış gerçek C ve G/ω değerlerini elde etmek amacıyla aşağıdaki eşitlikler kullanılabilir [37]:

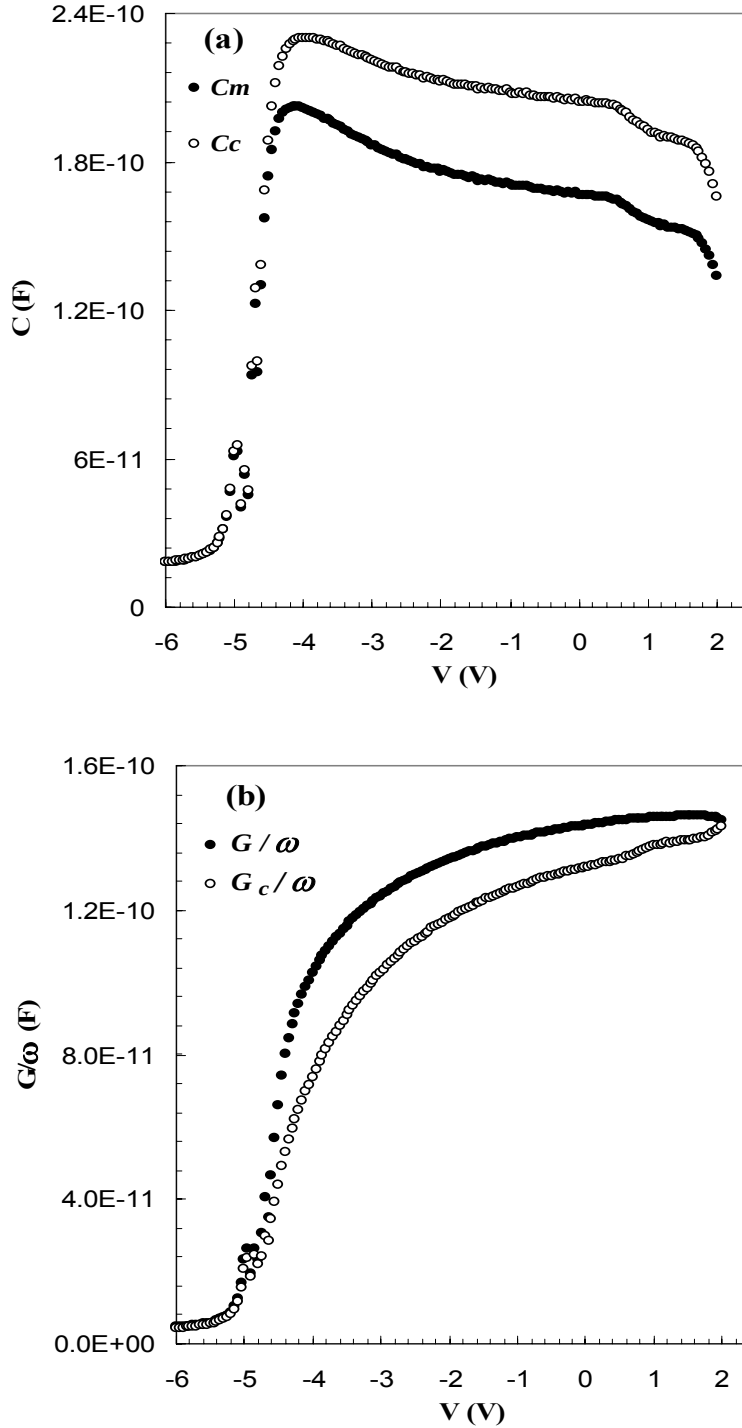
$$C_c = \frac{[G_m^2 + (\omega C_m)^2] C_m}{a^2 + (\omega C_m)^2} \quad (4.20)$$

$$G_c = \frac{[G_m^2 + (\omega C_m)^2] a}{a^2 + (\omega C_m)^2} \quad (4.21)$$

burada $a = G_m - [G_m^2 + (\omega C_m)^2] R_s$. Şekil 4.17 (a) ve (b)'de 1MHz frekansta, C-V ve G/ω -V ölçümleri üzerinde R_s 'nin etkisi görülmektedir. Özellikle tüketim bölgesinde C_c -V değerlerinin gerilime bağlı artışı C_m -V'ye göre daha fazla, G_c/ω -V'nin gerilime bağlı artışı G_m/ω -V'ye göre daha az olduğu görülmektedir. C_c değerleri çok küçük gerilim değerleri dışında ($V < -5V$) artan gerilimle artarken, G_c/ω değerleri artan gerilimle azalmaktadır. Bu durum R_s 'in, çoklu yapının kapasitans ve iletkenlik değerlerini oldukça etkilediğini göstermektedir. Bu sebepten yarıiletkende seri direnç hesabı göz ardı edilmemesi gereken önemli bir parametredir.

Arayüzey durumlarının ve oksit yüklerinin varlığı gerçek MS, MIS, MOS veya HEMT yapıların idealden sapmasına sebep olmaktadır. Bu yapıların büyütülmesi

esnasında oluşan örgü kusurları ve safsızlıklar yasak enerji aralığında enerji seviyeleri oluşmasına neden olur.



Şekil 4.16. $(\text{Ni/Au})/\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ çokluyapının oda sıcaklığında, 1MHz frekansta gerilime bağlı ölçülen ve düzeltilmiş (a) kapasitans ve (b) iletkenlik eğrileri

Yasak enerji aralığındaki bu enerji seviyelerine arayüzey durumları adı verilir. Bant bükülmesi yani yüzey potansiyelinin değişmesi sonucunda bu yüzey durumları Fermi seviyesi değişmediği için bu seviyeye göre aşağı yukarı hareket edeceği için iletkenlik veya değerlik bandı ile ani yük alışverişi yapar [35, 37, 67]. Arayüzeyde bulunan ve yasak enerji aralığı dışındaki enerjilere sahip yüzey durumlarına sabit yüzey durumları ve taşıdıkları yüke de sabit yüzey yükü veya oksit yükü adı verilir.

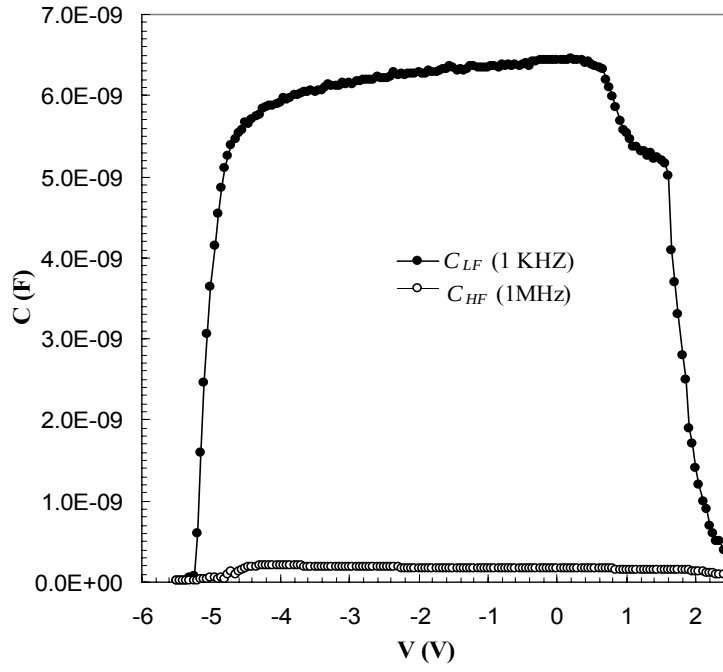
Arayüzey durumlarının yoğunluğu (N_{ss}) düşük-yüksek kapasitans metodu kullanılarak hesaplanmıştır [37, 79]. Düşük ve yüksek kapasitans eğrileri Şekil 4.17’de verilmiştir. N_{ss} değerleri tüketim bölgesinde yüksek frekanslarda ac sinyali takip edemediğinden ölçülen yüksek frekanslı kapasitans değerleri arayüzey durumlarının kapasitansını içermez. Bu sebepten N_{ss} değerleri düşük frekansta ölçülen kapasitans değerlerinden (C_{LF}), yüksek frekansta ölçülen kapasitans değerlerinin (C_{HF}) çıkarılmasıyla hesaplanabilir. N_{ss} değerleri Eş. 4.21’den elde edilmiş ve uygulanan gerilime bağlı değişimi Şekil 4.18’de verilmiştir.

$$qAN_{ss} = C_{ss} = \left[\frac{1}{C_{LF}} - \frac{1}{C_{OX}} \right]^{-1} - \left[\frac{1}{C_{HF}} - \frac{1}{C_{OX}} \right]^{-1} \quad (4.22)$$

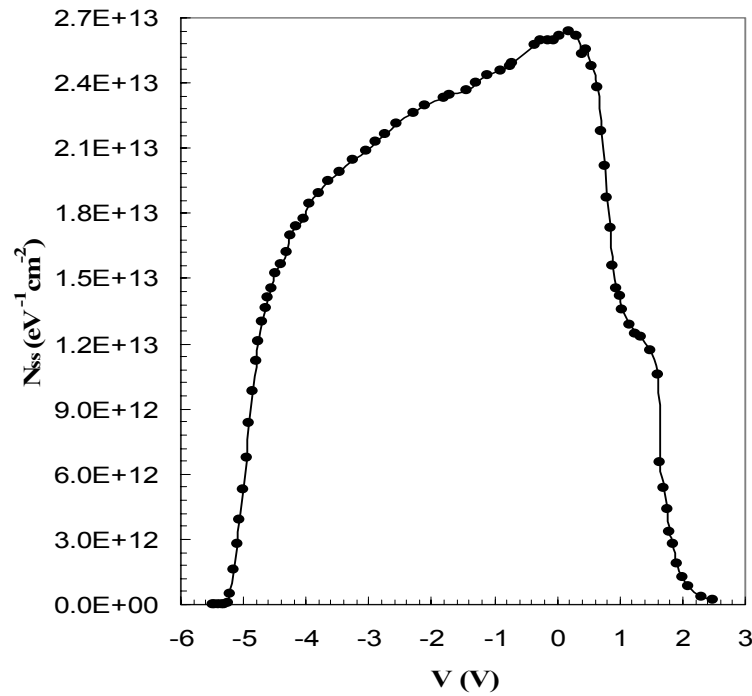
burada q elektron yükü, A ($=7,854 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$) doğrultucu kontak alanıdır. Şekil 4.18’de görüldüğü gibi arayüzey durum yoğunluğu pik vermektedir. Bu davranış literatürle uyum içindedir [80, 81]. C_{ox} yalıtkan tabaka kapasitansı ise;

$$C_{ox} = C_{ma} \left[1 + \left(\frac{G_{ma}}{\omega C_{ma}} \right)^2 \right] = \frac{\epsilon_i \epsilon_0 A}{d_{ox}} \quad (4.23)$$

eşitliğinden $2,13 \times 10^{-8}$ F olarak elde edilmiştir. Eş.4.23’deki $\epsilon_i \approx 9,6 \epsilon_0$ [82] ve ϵ_0 ($=8,85 \times 10^{-14}$ F/cm) sırasıyla arayüzey yalıtkanın ve boşluğun geçirgenlik sabitleridir. Bu değerler kullanılarak Eş. 4.23’den yalıtkan tabaka kalınlığı $31,7 \text{ Å}$ olarak hesaplanmıştır.



Şekil 4.17. (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çoklu yapının oda sıcaklığında düşük ve yüksek frekans C-V eğrileri

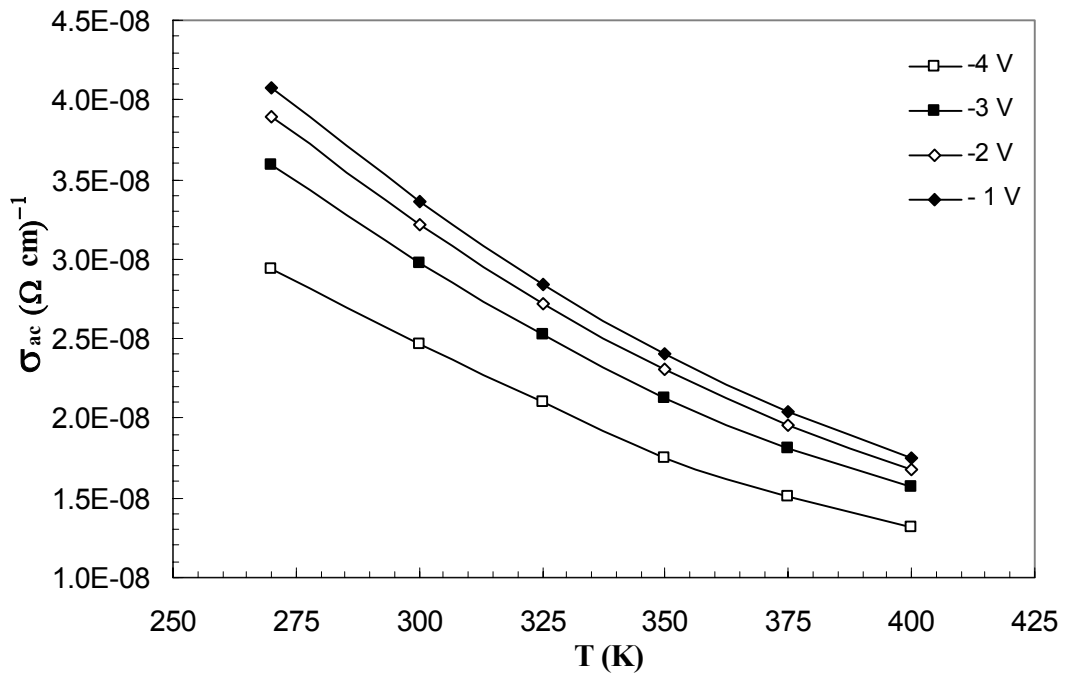


Şekil 4.18. (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çoklu yapının gerilime bağlı N_{ss} grafiği

(Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çoklu yapının ac elektrik iletkenliği (σ_{ac}) farklı gerilimler için sıcaklığın bir fonksiyonu olarak,

$$\sigma_{ac} = \frac{G_m d_{ox}}{A} \quad (4.24)$$

eşitliği ile hesaplandı ve Şekil 4.18’de verildi.



Şekil 4.19. (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çoklu yapının 1MHz’de ac elektrik iletkenliğinin (σ_{ac}) sıcaklığa bağlı değişimi

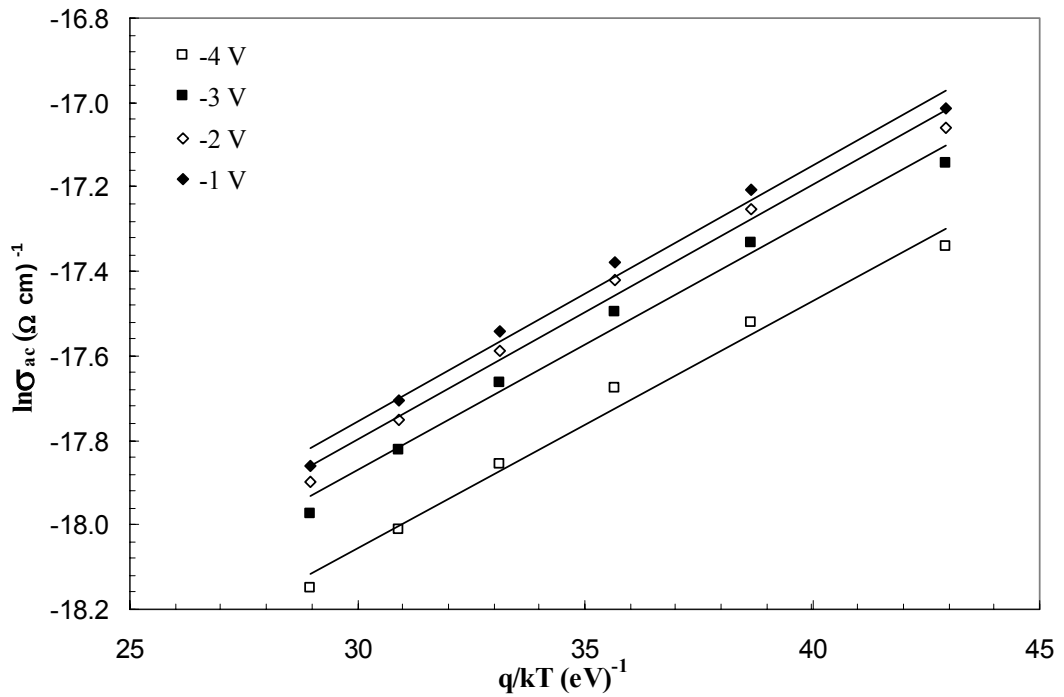
Şekil 4.19’de σ_{ac} elektrik iletkenliğinin artan sıcaklıkla azaldığı görülmektedir. Ayrıca farklı gerilimlerdeki aktivasyon enerjileri;

$$\sigma_{ac} = \sigma_0 \exp\left(\frac{-E_a}{kT}\right) \quad (4.25)$$

eşitliğinden $\ln\sigma_{ac}-q/kT$ grafiğinin çizilmesiyle (Şekil 4.20) hesaplanmıştır. Burada k Boltzmann sabiti, E_a aktivasyon enerjisidir. Arrhenius grafiği olarak bilinen $\ln\sigma_{ac}-$

q/kT grafiğinin eğiminden aktivasyon enerjileri hesaplanmıştır. Bu grafiğin eğimi materyalin davranışına göre pozitif veya negatif olabilir. (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çoklu yapıların iletkenliği sıcaklıkla azaldığı için indüktif davranış göstermektedir. Benzer sonuçlar literatürde de gözlenmektedir [72].

Şekil 4.20'den aktivasyon enerjileri -4, -3, -2 ve -1 V gerilim değerleri için sırasıyla 58,5, 59,7, 60,4 ve 60,6 meV olarak hesaplanmıştır. Aktivasyon enerjilerinin birbirine çok yakın olması gerilimden hemen hemen bağımsız olduğunu göstermektedir. Düşük aktivasyon enerjisi yeniden birleşme ve uzay yüklerinin varlığına atfedilebilir [83].



Şekil 4.20. (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çoklu yapının 1MHz'de ac elektrik iletkenliğinin Arrhenius eğrileri

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışmada MOVPE tekniği ile (0001) yöneliminde büyütülen (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çoklu yapının geniş bir sıcaklık aralığında (80-400K) elektriksel (I-V, C-V ve G/ω-V) özellikleri incelendi. Elektriksel özelliklerin geniş bir sıcaklık aralığında incelenmesi bize bu yapıların akım-iletim mekanizmaları ve fiziksel davranışları hakkında önemli bilgiler verir.

Çokluyapının, farklı sıcaklıklardaki ln(I)-V karakteristiklerinin (Şekil 4.1), orta gerilim bölgesinde (0,15 V-0,6 V) doğrusal olduğu fakat yüksek gerilim bölgesinde ($V \geq 0,6$ V) ise doğrusallığın bozularak bükülmelerin olduğu görüldü. Yüksek gerilimlerde görülen bu bükülme seri direnç etkisinden (R_s) kaynaklanmaktadır. R_s , I-V karakteristiklerinde lineer bölgenin daralmasına ve dolayısıyla lineer bölgeden hesaplanan temel elektriksel parametrelerin doğruluğunun ve güvenilirliğinin azalmasına neden olmaktadır. Yüksek gerilimde ($V_F \approx 1$ V) ln(I)-V karakteristiklerinin her bir sıcaklık için sabit bir gerilim değerinde kesişmesi bu noktada akımın sıcaklıktan bağımsız olduğunu göstermektedir. Ayrıca Şekil 4.1'den görüldüğü gibi ln(I)-V karakteristikleri tüm sıcaklıklar için doğrultma özelliği göstermektedir.

Çokluyapının sıcaklığa bağlı (80–400 K) I–V özelliklerinin incelenmesinde, genel TE modeline göre doğru beslem bölgesi I –V karakteristiklerinden, temel elektriksel parametreler olan I_0 , n , ve Φ_{B0} değerleri hesaplandı. Deneysel sonuçlardan artan sıcaklıkla n değerleri azalırken, Φ_{B0} değerlerinin arttığı gözlemlendi (Şekil 4.2 ve 4.3). Yapının I–V karakterizasyonuna Cheung fonksiyonlarının uygulanmasıyla oluşturulan grafiklerden (Şekil 4.4. $dV / d \ln I - I$ ve $H(I) - I$), Φ_{B0} ve R_s parametreleri hesaplandı. Her bir sıcaklık için bulunan değerler Çizelge 4.1'de verildi. Her iki Cheung fonksiyonundan elde edilen R_s değerlerinin birbiriyle uyum içinde, artan sıcaklıkla arttığı gözlemlendi (Şekil 4.5). Ayrıca I –V karakteristiklerinden elde edilen Φ_{B0} değerleriyle Cheung fonksiyonlarından elde edilen Φ_{B0} değerlerinin birbiriyle uyum içinde olduğu görüldü.

Artan sıcaklıkla n değerlerin azalması, metal ile yarıiletken arasındaki yalıtkan tabakanın varlığına, arayüzey durumlarına ve Schottky potansiyel engelin homojensizliğine atfedildi. Yani metal-yarıiletken arayüzeyde akım iletiminde düşük sıcaklıkta yeterli termal enerjiye sahip olmayan taşıyıcılar daha düşük potansiyel engellerden geçiş yapabileceğinden, akım iletimi daha düşük Schottky engel yükseklikli yol boyunca baskın olacak ve bu nedenle n değerleri düşük sıcaklıkla artacaktır. Yüksek sıcaklıklarında ise, taşıyıcılar yeteri kadar termal enerji kazanacaklarından dolayı, yüksek potansiyel engellerini aşabilecek ve akım iletiminde bu geçen akım etkili olacak, bu nedenle de yapının idealite faktörü ideal duruma ($n=1$) doğru yaklaşacaktır.

Φ_{Bo} 'ın artan sıcaklıkla artması nedeniyle engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişim katsayısı ($\approx +2,1 \times 10^{-3}$ eV/K) elde edildi. Ancak bu durum literatüre aykırılık göstermektedir. Çünkü yarıiletkenlerde engel yüksekliği ve yasak enerji aralığının artan sıcaklıkla azalması yani sıcaklık değişim katsayısının negatif olması beklenir. Φ_{Bo} değerlerinin artan sıcaklıkla artması, yine yapının potansiyel engelinin homojensizliğine atfedildi.

Bu davranışın arayüzeydeki engel yüksekliğinin homojensizliği nedeniyle engel yüksekliğinin Gaussian dağılım göstermesinden (Schottky engel homojensizliğinden) kaynaklandığı düşünülmektedir. Özellikle düşük sıcaklıklarda idealite faktöründeki artış ve engel yüksekliğindeki azalma akım-iletim mekanizmasının, TE teorisine dayalı Gaussian dağılımı ile başarıyla açıklanır.

I-V karakteristiklerinin bir noktada kesişmesinin R_s 'nin varlığından kaynaklanabileceği sonucuna varıldı. Artan sıcaklıkla R_s 'nin artması ise düşük sıcaklıklarda serbest yük eksikliğine ve yalnızca düşük sıcaklıkta ihmal edilmemiş taşıyıcıların harekete zorlanmasına atfedildi. Bunun yanında artan sıcaklıkla R_s değerlerinin artması, yapılan benzer çalışmalar da dikkate alındığında, daha yüksek sıcaklıklarda kontak direnci ve diğer dış bağlantıların direncinin muhtemelen R_s 'ye katkı yaptığı sonucuna varıldı.

$\ln(I_0/T^2)-1000/T$ Richardson eğrilerinin çiziminden aktivasyon enerjisi ve Richardson sabiti elde edilmiştir. Öncelikle $\ln(I_0/T^2)-1000/nT$ grafiği çizilmiş ve bir doğru verdiği gözlenmiştir. Bu doğrunun eğiminden ve y-eksenini kestiği noktadan aktivasyon enerjisi ve Richardson sabiti 0,821 eV ve $8,126 \times 10^{-6} \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ bulunmuştur. Buna rağmen, $\ln(I_0/T_2)-1000/T$ grafiği ise iki doğru vermiştir. Birinci bölge 240-400 K aralığında olup, doğrunun eğiminden aktivasyon enerjisi ve Richardson sabiti 0,112 eV ve $1,283 \times 10^{-9} \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ olarak hesaplanmıştır. İkinci bölge ise 80-200 K aralığında olup, doğrunun eğiminden aktivasyon enerjisi ve Richardson sabiti 0,003 eV ve $3,25 \times 10^{-12} \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ olarak hesaplanmıştır. (Ni/Au)/Al_{0,22}Ga_{0,78}N/AlN/GaN çokluyapı için Richardson sabitinin elde edilen bu değerleri, bilinen $A_{\text{Teorik}} = 32,09 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ değere göre oldukça düşük olduğu görülmektedir. Ayrıca aktivasyon enerji değerleri de her iki lineer bölge için çoklu yapının yasak enerji aralığı ile karşılaştırıldığında ($\approx 3,9\text{eV}$) oldukça küçüktür. Bu sonuçlar yapımızın TE kuramından saptığının bir göstergesidir. Yayınlarda bu durum çift Gaussian dağılımına sahip, GD1 ve GD2 engel yükseklikleri olarak tanımlanmıştır [44, 49].

Engel yüksekliklerin Gaussian dağılımını elde etmek için Eş.4.15 kullanılarak, $\Phi_{B0} - q / 2kT$ grafiği çizildi. Burada da iki farklı lineer bölge elde edildi. Bu iki farklı bölgeden elde edilen doğruların eğiminden ve kesme noktasından sırasıyla $\bar{\Phi}_{B0}$, ve σ_s elde edildi. Birinci bölgede (240-400 K) engel yüksekliğinin ortama değeri, $\bar{\Phi}_{B0} = 1,40 \text{ eV}$ ve standart sapma değeri, $\sigma_s = 0,184 \text{ V}$, ikinci bölgede (80-200 K) ise $\bar{\Phi}_{B0} = 0,68 \text{ eV}$ ve $\sigma_s = 0,082 \text{ V}$ olarak elde edildi. Sonuç olarak standart sapma değerlerinin ortalama engel yüksekliğine oranla çok küçük olmadığı ve ara yüzeyde homojen olmayan durum olduğu gözlenmiştir.

Yeniden düzenlenmiş $\ln(I_0/T^2)-q^2\sigma^2/2k^2T^2 - q/kT$ grafiklerinin çizimlerinden yine iki farklı eğimli bölge elde edilmiştir. Bu bölgelerin eğimlerinden birinci bölge için (240-400 K) $\bar{\Phi}_{B0} = 1,42 \text{ eV}$, ikinci bölge için (80-200 K) $\bar{\Phi}_{B0} = 0,69 \text{ eV}$ olarak elde edilmiştir. Yine aynı bölgelerin y-eksenini kesim noktasından Richardson sabiti değerleri sırasıyla $33,69 \text{ A/cm}^2 \text{ K}^2$ ve $25,36 \text{ A/cm}^2 \text{ K}^2$ olarak elde edilmiştir.

Richardson sabitinin elde edilen $33,69 \text{ A/cm}^2 \text{ K}^2$ değeri çokluyapının teorik olarak bilinen $32,09 \text{ A/cm}^2 \text{ K}^2$ değeri ile uyum içindedir. Bu sonuç Richardson eğrisi üzerinde yapmış olduğumu yeni düzenlemenin uygun olduğunu doğrulamıştır. Ayrıca bu sonuçlar ara yüzeydeki engel yüksekliğinin homojen olmayan bir davranış gösterdiğini kanıtlamış olup akım-iletim mekanizmasının engel homojensizliğinin Gaussian dağılımı ile başarılı bir şekilde açıklanabileceğini göstermiştir.

(Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çokluyapının sıcaklığa bağlı (80-400 K) C-V ve G/ω-V ölçümleri 1 MHz'de gerçekleştirildi. Şekil 4.12'de görüldüğü C değerleri artan sıcaklıkla sistematik olarak azalmakta ve özellikle yüksek sıcaklıklarda (300-400K) her bir sıcaklık değeri için doğru beslemeden ters besleme doğru kayan pikler vermektedir. Bu davranış arayüzeyde tekrar yapılanma ve tekrar düzenlenmesidir. Ayrıca, arayüzeyde tuzaklanmış yüklerin yeterli enerji kazanıp tuzaktan kurtulabilmesine de atfedilebilir.

G/ω değerlerinin ise artan gerilimle sistematik bir şekilde arttığı fakat artan sıcaklıkla azaldığı görülmektedir. C ve G/ω değerleri özellikle yığılım bölgesinde artan sıcaklıkla azalmaktadırlar. Sıcaklık arttığında yarıiletken termal taşıyıcılar (elektron ve hol) oluşur ve oluşan bu elektron ve holler kısa bir süre sonra birleşerek nötrleşebilir. Bu durumlarda C değerlerinin sıcaklıkla azalmasına neden olabilir. Ayrıca, yarıiletkenin iletim bandından metale temal veya difüzyon yoluyla geçen elektronlar arkalarında pozitif yükleri bırakarak yarıiletken tarafında elektron konsantrasyonunun azalmasına neden olabilirler.

C -V ve G / w -V grafiklerinden N_{ss} yoğunluğunu hesaplamak, özellikle MS, MIS ve MOS tipli yapıların kalitesi hakkında da dolaylı olarak bilgi vermesi açısından önemlidir. Bu nedenle arayüzey durumlarının yoğunluğu (N_{ss}) düşük-yüksek kapasitans metodu kullanılarak hesaplanmıştır. N_{ss} değerleri tüketim bölgesinde yüksek frekanslarda ac sinyali takip edemediğinden ölçülen yüksek frekanslı kapasitans değerleri arayüzey durumlarının kapasitansını içermez. Bu sebepten N_{ss} değerleri düşük frekansta ölçülen kapasitans değerlerinden (C_{LF}), yüksek frekansta

ölçülen kapasitans değerlerinin (C_{HF}) çıkarılmasıyla hesaplandı. Elde edilen sonuçların literatürle uyum içinde olduğu gözlemlendi.

Yapının tüketim bölgesindeki seri direnci R_s , her sıcaklık için Nicolian ve Brews tarafından metodu kullanılarak hesaplandı. R_s değerlerinin uygulanan gerilime kuvvetli bağlı ve artan sıcaklıkla artarak anormal bir değişim gösterdiği gözlemlendi. Yani elde edilen sonuçların R_s 'nin negatif sıcaklık katsayısına aykırı olduğu gözlemlendi. R_s 'nin sıcaklıkla bu şekilde anormal değişimi, bu sıcaklık bölgelerinde taşıyıcıların varlığına ve M/Y arayüzeyinde lokalize olmuş yeterli enerjiye sahip tuzaklanmış yüklerin aktif olmasına ve ayrıca metal kontağın dış direnç etkilerine atfedildi. Seri direncin, C_m ve G_m/w değerleri üzerindeki etkisini incelemek amacıyla düzeltilmiş Cc-V ve G_c/w -V karakteristikleri elde edildi. Seri direnç etkisiyle düzeltilmiş C-V karakteristikleri özellikle doğru beslem altında artan voltajla artarken, düzeltilmiş G/w -V karakteristikleri artan voltajla azalmakta ve bir pik vermektedir.

(Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çoklu yapının ac elektrik iletkenliği (σ_{ac}) farklı gerilimler için sıcaklığın bir fonksiyonu olarak hesaplandı. σ_{ac} elektrik iletkenliğinin artan sıcaklıkla azaldığı görüldü. Çizilen Arrhenius eğrileri ile aktivasyon enerjileri hesaplandı. Aktivasyon enerjileri -4, -3, -2 ve -1 V gerilim değerleri için sırasıyla 58,5, 59,7, 60,4 ve 60,6 meV olarak elde edildi. Aktivasyon enerjilerinin birbirine çok yakın olması gerilimden hemen hemen bağımsız olduğunu göstermektedir. Düşük aktivasyon enerjisi yeniden birleşme ve uzay yüklerinin varlığına atfedildi.

Bu çalışmada (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN çokluyapının sıcaklığa bağlı davranışı incelendi. Buradan alınan sonuçlar, üretilen bu tip bir yapının elektronik devre elemanı olarak kullanılması aşamasında, kullanılabilirliğinin belirlenmesi açısından oldukça önemlidir. Elde edilen tüm verilerin analizinden çıkarılan bazı öneriler şöyle sıralanabilir. Öncelikle arayüzey durumlarının C-V ve G/ω -V karakteristikleir üzerindeki etkisini azaltmak için ölçümler yeterince yüksek frekanslarda alınmalıdır ($f \geq 500$ kHz). Ayrıca küçük seri dirençli elektronik aygıtları gerçekleştirebilmek için

ohmik kontakların oluşturulmasında yüksek saflıktaki metal alaşımlar kullanılmalıdır. Deneysel ölçümlerin 10^{-3} torrluk basınç altında ve ışıktan izole edilmiş karanlık bir ortamda gerçekleşmesi ölçümlerin hassasiyeti açısından oldukça önemlidir. Gerek fabrikasyon gerekse laboratuvar ortamında M/S arayüzeyde istenmeden oluşan arayüzey durumları bulunabilir. Bu durumlar yüzeysel olabileceği gibi derin de olabilir. Yasak enerji aralığındaki bu arayüzey durumlarının dağılımlarını elde etmek amacıyla I-V, C-V ve G/ω -V karakteristiklerinin kullanıldığı tekniklerden başka derin seviye iletim spektroskopisi (DLTS) kullanılarak daha ayrıntılı sonuçlara ulaşılabilir. Bundan sonra yapılacak çalışmalarda HEMT yapıların iletim mekanizmaları daha ileri gerilim değerlerinde ve daha geniş frekans aralıklarında incelenebilir.

Bu yapıyla ilgili çalışmalarımız yayınlar bölümünde gösterilen SCI Dergilerinde yayınlanmıştır.

KAYNAKLAR

1. Mimura, T., Hiyamizu, S., Fujii, T. And Nanbu, K., “A new field-effect transistor with selectively doped GaAs/n\–Al_xGa_{1-x}As heterojunctions”, **Jpn. J. Appl. Phys.**, 19(5): L225-L227 (1980).
2. Khan, M. A., Kuznia, J. N., Hove, J. M. V., Pan, N., Carter, J., “Observation of a two-dimensional electron gas in low pressure metalorganic chemical vapor deposited GaN-Al_xGa_{1-x}N heterojunctions”, **Appl. Phys. Lett.**, 60 (24): 3027-3029 (1992).
3. Arulkumaran, S., Egawa, T., Ishikawa, H. and Jimbo, T., “Characterization of different-Al-content Al_xGa_{1-x}N/GaN heterostructures and high-electronmobility transistors on sapphire”, **J. Vac. Sci. Technol. B**, 21 (2): 888-894 (2003).
4. Morkoç, H., “ Nitride semiconductors and devices”, Hull, R., Osgood, Jr., R.M., Sakaki, H., Zunger, A., **Springer-Verlag Berlin Heidelberg**, Germany, 1-39, 45-80, 83-141, 163, 332-336 (1999).
5. Ambacher, O., Smart, J., Shealy, J. R., Weinman, N. G., Chu, K., Murohy, M., Schaff, W. J., Eastman, L. F., Dimitrov, R., Wittmer, L., Stutzman, M., Rieger, W. And Hilsenbeck, J., “Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGa_N/Ga_N heterostructures”, **J. Appl. Phys.**, 85 (6): 3222-3233 (1999).
6. Hellman, E. S., “The Polarity of GaN: a Critical Review”, **MRS Internet J.Nitride Semicond. Res.**, 3: 11 (1998).
7. Gao, Y., Craven, M. D., Speck, J. S., DenBaars, S. P. and Hu, E. L., “Dislocation- and crystallographic dependent photoelectrochemical wet etching of gallium nitride”, **Appl. Phys. Lett.**, 84 (17): 3322-3324 (2004).
8. Levinstein M., Rumyantsev S. And Shur M., “Handbook Series On Semiconductor parameters Vol 1&2, 2nd edition”, **World Scientific Publishing Company**, Singapore, 77-98 (2000).
9. Madelung, O., “Semiconductors-Basic Data”, **Springer-Verlag**, Berlin, New York, 106-110 (1996).
10. Bougrov, V., Levinshtein, M.E., Rumyantsev, S.L. And Zubrilov A., “Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe”, Levinshtein M.E., Rumyantsev S.L., Shur M.S. (Eds.), **John Wiley & Sons, Inc.**, New York, 1-30 (2001).

11. Goldberg, Y., "Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe", Eds. Levinshstein, M. E., Rumyantsev, S. L. And Shur, M. S., **John Wiley & Sons, Inc.**, New York, 31-47 (2001).
12. Lişesivdin, S.B., "AlGa_N/Ga_N temelli yüksek elektron hareketlilikli Transistörlerin (hemt) elektron ve manyetoiletim özellikleri", Doktora tezi, **Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Ankara, 4-20 (2008).
13. Stengel, F., Mohammad, S. N. And Morkoç, H., "Theoretical investigation of electrical characteristics of GaN/AlGa_N modulation doped field-effect transistors", **J. Appl. Phys.**, 80 (5): 3031-3042 (1996).
14. Khan, M. A., Bhattarai, A., Kuznia, J. N. And Olson, D. T., "High electron mobility transistor based on a GaN-Al_xGa_{1-x}N heterojunction", **Appl. Phys. Lett.**, 63 (9): 1214-1215 (1993).
15. Koçan, M., "AlGa_N/Ga_N MBE 2DEG Heterostructures: interplay between surface- interface- device properties", Doktora tezi, **Pondicherry University**, Pondicherry, 1-60 (2003).
16. Manasevit, H., "Single-Crystal Gallium Arsenide on Insulating Substrates", **Appl. Phys. Lett.**, 12 (4): 156-159 (1968).
17. Yoshida, S., Misawa, S. And Gonda, S., "Epitaxial growth of GaN/AlN heterostructures", **J. Vac. Sci. Technol. B**, 1 (2): 250-253 (1983).
18. Amano, H., Sawaki, N., Akasaki, I. And Toyoda, Y., "Metalorganic vapor phase epitaxial growth of a high quality GaN film using an AlN buffer layer", **Appl. Phys. Lett.**, 48 (5): 353-355 (1986).
19. Akasaki, I., Amano, H., Koide, Y., Hiramatsu, H. And Sawaki, N., "Effects of AlN buffer layer on crystallographic structure and on electrical and optical properties of GaN and Ga_{1-x}Al_xN (0 < x < 0.4) films grown on sapphire substrate by MOVPE", **J. Cryst. Growth**, 98 (1-2): 209-219 (1989).
20. Amano, H., Akasaki, I., Hiramatsu, K., Koide, Y. And Sawaki, N., "Effects of the buffer layer in metalorganic vapour phase epitaxy of GaN on sapphire substrate", **Thin Solid Films**, 163: 415-420 (1988).
21. Simpkins, B. S. And Yu, E. T., "Influence of AlN buffer on electronic properties and dislocation microstructure of AlGa_N/Ga_N grown by molecular beam epitaxy on SiC", **J. Vac. Sci. Technol. B**, 21 (4): 1818-1821 (2003).
22. Pearton, S. J., Zolper, J. C., Shul, R. J. And Ren, F., "GaN: Processing, defects, and devices", **J. Appl. Phys.**, 86 (1): 1-78 (1999).

23. Krost, A. and Dadgar, A., “GaN-based devices on Si”, *Phys. Stat. Sol. (a)*, 194(2): 361–375 (2002).
24. Miyoshi, M., Ishikawa, H., Egawa, T., Asai, K., Mouri, M., Shibata, T., Tanaka, M. and Oda, O., “High-electron-mobility AlGaN/AlN/GaN heterostructures grown on 100-mm-diam epitaxial AlN/sapphire templates by metalorganic vapor phase epitaxy”, *Appl. Phys. Lett.*, 85(10): 1710-1712 (2004).
25. Wang, X., Wang, C., Hu, G., Wang, J., Li, J., “Room temperature mobility above $2100\text{cm}^2/\text{Vs}$ in $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ heterostructures grown on sapphire substrates by MOCVD”, *Phys. Stat. Sol. (c)*, 3(3): 607-610 (2006).
26. Balmer, R. S., Hilton, K. P., Nash, K. J., Uren, M. J., Wallis, D. J., Wells, A., Missous, M. And Martin, T., “AlGaN/GaN microwave HFET including a thin AlN carrier exclusion layer”, *Phys. Stat. Sol. (c)*, 0 (7): 2331-2334 (2003).
27. Smorchkova, I. P., Keller, S., Heikman, S., Elsass, C. R., Heying, B., Fini, P., Speck, J. S. And Mishra, U. K., “Two-dimensional electron-gas AlN/GaN heterostructures with extremely thin AlN barriers”, *Appl. Phys. Lett.*, 77 (24): 3998-4000 (2000).
28. Bernardini, F., Fiorentini, V. and Vanderbilt, D., “Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides”, *Physical Review B (Condensed Matter)*, 56 (16): 10024-7 (1997).
29. Lee, J., “Processing and characterization of advanced AlGaN/GaN heterojunction field effect transistors”, Doktora tezi, *Graduate School of The Ohio State University*, Ohio, 23-27 (2006).
30. Tekeli, Z., “Nitrit temelli (III-V) yarıiletken heteroyapıların morfolojik ve elektriksel özelliklerinin incelenmesi”, Doktora tezi, *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, 4-20 (2008).
31. Nakamura, S., Pearton, S. and Fasol, G., “The Blue Laser Diode”, *Springerverlag*, Berlin/Heidelberg, 418 (2000).
32. Ruterana, P., Albrecht, M. and Neugebauer, J., “Nitride Semiconductors, Handbook on Materials and Devices”, *Wiley-Vch Verlag GmbH & Co. KGaA*, Weinheim, (2003).
33. Nakamura, S. and Chichibu, F. S., “Introduction to Nitride Semiconductor Blue Laser and Light Emitting Diodes”, *Taylor & Francis*, London, 317-348 (2000).
34. Sharma, B.L., “Metal Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications”, *Plenum Press*, New York and London, 49 (1984).

35. Sze, S.M., "Physics of Semiconductor Devices 2nd Ed.", **Wiley**, New York, (1981).
36. Rhoderick, E. H. and Williams, R. H., "Surfaces, Interfaces, and Schottky Barriers, Metal-Semiconductor Contacts 2nd Ed.", **Clarendon Press**, Oxford, 1- 47 (1988).
37. Nicollian, E. H., Brews, J. R. "Experimental evidence for interface trap properties", MOS (Metal-Oxide-Semiconductor) Physics and Technology", **John Wiley and Sons**, New York, 285-318 (1982).
38. Van Der Ziel, A.: "Noise in double-injection space-charge-limited solid-state diodes", **IEEE Trans.**, 1968, MTT-16, 308 (1968).
39. Altındal, Ş., "Al-SiO_x - pSi aygıtların ve güneş pillerinin elektriksel karakteristikleri", Doktora Tezi, **Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Ankara, 52-74 (1993).
40. Sing, A., "Characterization of Interface State at Ni/nCdF₂ Schottky Barrier Type Diodes and Effect of CdF₂ Surface Preparation", **J. Appl. Phys.**, 28(3), 223-232 (1985).
41. Padovani, F. A. and Stratton, R., "Field and Thermionic-Field Emission in Schottky Barriers", **Solid-State Electron.**, 9 (7): 695-707 (1966).
42. Saxena, A.N., Forward Current-Voltage Characteristics of Schottky Barriers On Type Silicon, **Surface Science**, 13:151-171 (1969).
43. Sullivan, P. J., Tung, T. R., Pinto, R. M. and Graham, R. W., "Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study", **J. Appl. Phys.**, 70 (12): 7403-7424 (1991).
44. Werner, J. H., Güttler, H.H., "Barrier inhomogeneous at Schottky contacts", **J. Appl. Phys.**, 69(3): 1522-1533 (1991).
45. Ohdomari, I. and Tu, K. N., "Parallel Silicide Contacts", **J. Appl. Phys.**, 51: 3735 (1980).
46. Song, Y.P., Van Meirhaeghe, R.L., Laflere, W.H. and Cardon, F., "On the difference in apparent barrier height as obtained from capacitance-voltage and current-voltage-temperature measurements on Al/p-InP Schottky barriers", **Solid-State Electronics**, 29 (6): 633-638 (1986).
47. Cheung, S. K. and Cheung, N. W., "Extraction of schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics", **Appl. Phys. Lett.**, 49(2): 85 (1986).

48. Card, H.C. and Rhoderick, E.H., “Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effects in silicon Schottky diodes”, **J.Phys. D: Appl. Phys.**, 4 (10): 1589-1601 (1971).
49. Chand, S. and Kumar, J., “Current-voltage characteristics and barrier parameters of Pd 2Si/p-Si(111) Schottky diodes in a wide temperature range”, **Semicond. Sci. Technol.**, 10 (12): 1680-1688 (1996).
50. Arslan, E., Altındal, Ş., Özçelik, S. and Özbay, E., “Dislocation-governed current-transport mechanism in Ni/Au-AlGa_N/AlN/GaN heterostructures”, **J. Appl. Phys.**, 105: 023705 (2009).
51. Rhoderick, E.H., Williams, R.H., “Metal-Semiconductor Contacts 2nd ed.”, **Clarendon Press**, Oxford, 1-3 (1988).
52. Zeyrek, S., Altındal, Ş., Yüzer, H. and Bülbül, M. M., “Current transport mechanism in Al/Si₃N₄/p-Si (MIS) Schottky barrier diodes at low temperatures”, **Appl. Surf. Sci.**, 252 (8): 2999-3010 (2006).
53. Osvald, J., Horvath. Zs., “Theoretical study of the temperature dependence of electrical characteristics of Schottky diodes with an inverse near-surface layer”, **Applied Surface Science**, 234: 349 (2004).
54. Cvikl, B., Korosak, D. and Horvath, Zs., “Comparative study of I-V characteristics of the ICB deposited Ag/n-Si(111) and Ag/p-Si(100) Schottky junctions”, **Vacuum**, 50 (3-4): 385-393 (1998).
55. Chand, S. and Bala, S., “A comparative study of numerical and analytical methods of simulating inhomogeneous Schottky diode characteristics”, **Semicond. Sci. Technol.**, 20 (11): 1143-1148 (2005).
56. Altındal, Ş., Kanbur, H., Yıldız, E. D. and Parlak, M., “Current conduction mechanism in Al/p-Si Schottky barrier diodes with native insulator layer at low temperatures”, **Appl. Surf. Sci.**, 253 (11): 5056-5061 (2007).
57. Horvath, J. Zs., Dozsa, L., Krafesik, H. O., Mohacsy, T. and Vida, Gy., “Electrical behaviour of Al/SiO₂/Si structures with SiC nanocrystals”, **Appl. Surf. Sci.**, 234 (1-4): 67-71 (2004).
58. Hudait, M. K., Venkateswarlu, P. and Krupanidhi, S. B., “Electrical transport characteristics of Au/n-GaAs Schottky diodes on n-Ge at low temperatures”, **Solid-State Electron.**, 45: 133 (2001).
59. Tung, T. R., “Electron transport at metal-semiconductor interfaces: Generaltheory”, **Phys. Rev. B**, 45 (23):13509-13523 (1992).

60. Chattopadhyay, P. and Haldar, D.P., "The DC characteristics of anisotype heterojunction in the presence of interface states and series resistance. **Appl. Surf. Sci.** 143: 287–300 (1999).
61. Karataş, Ş., Altındal, Ş., Türüt, A., Özmen, A., "Temperature dependence of characteristic parameters of the H-terminated Sn/p-Si(1 0 0) Schottky contacts", **Appl. Surf. Sci.**, 217(1): 250-260 (2003).
62. Werner, J. H., Güttler, H.H., "Transport properties of homogeneous Schottky contacts", **Physica Scripta. T.**, 39: 258-264 (1991).
63. Hudait, M.K., Krupanidhi, S.B., "Doping dependence of the barrier height and ideality factor of Au/n-GaAs Schottky diodes at low temperatures", **Physica B.**, 307: 125-137 (2001).
64. Miller S. T., "Electrical Properties of Inhomogeneous Schottky Diodes", New Developments in Semiconductor Research, **Nova Science Publishers**, New York, 113-138 (2005).
65. Pakma, O., Serin, N., Serin, T. and Altındal, Ş., "The double Gaussian distribution of barrier heights in Al/TiO₂/p-Si (metal-insulator-semiconductor) structures at low temperatures" **J. Appl. Phys.**, 104(1): 014501-014507 (2008).
66. Zeyrek, S., Bülbül, M.M., Altındal, Ş., Baykul, C. and Yüzer, H., "The Double Gaussian Distribution of Inhomogeneous Barrier Heights in Al/GaN/p-GaAs (MIS) Schottky Diodes in Wide Temperature Range" **Braz. J. Phys.**, 38(4): 591-597 (2008).
67. Zhu, S., Van Meirhaeghe, R. L., Detavernier, C., Cardon, F., Ru, G. P., Qu, X.P., Li, B. Z., "Barrier height inhomogeneities of epitaxial CoSi₂ Schottky contacts on n-Si (100) and (111)", **Solid-State Electron.**, 44: 663-669 (2000).
68. Maeda, K., "Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in Si Schottky barriers", **Surf. Sci.**, 493: 644-652 (2001).
69. Horvarth, J. Zs., "Comment on "Analysis of I-V measurements on CrSi₂-Si Schottky structures in a wide temperature range"", **Solid-State Electron.**, 39 (1): 176-178 (1996).
70. Schmitsdorf, F. R., Kampen, U. T. and Mönch, W., "Correlation between barrier height and interface structure of Ag/Si (111) Schottky diodes", **Surf. Sci.**, 324 (2-3): 249-256 (1995).
71. Chattopadhyay, P., Daw, A. N., "On the current transport mechanism in a metalinsulator-semiconductor (MIS) diode", **Solid State Electron.**, 29: 555-560 (1986).

72. Jiang, J., Awandelkarim, O.O., Lee, D.O., Roman, P. and Ruzyllo, J., "On the capacitance of metal/high-*k* dielectric material stack/silicon structures", ***Solid-State Electron.***, 46(11): 1991-1995 (2002).
73. Gharbi, R., Abdelkrim, M., Fathallah, M., Tresso, E., Ferrero, S., Piri, C.F. and Mohamed Brahim, T., "Observation of negative capacitance in a-SiC:H/a-Si:H UV photodetectors", ***Solid-State Electron.***, 50: 367 (2006).
74. Norde, H., "A modified forward I-V plot for schottky diodes with high series resistance", ***J. Appl. Phys.***, 50 (7): 5052-5053 (1979).
75. Nicollian, E.H. and Goetzberger, A., "The Si-SiO₂ interface—Electrical properties as determined by the metal-insulator-silicon conductance technique", ***Bell Syst. Tech. J.***, 46: 1055 (1967).
76. Demirezen, S. and Altındal, Ş., "On the temperature dependent profile of interface states and series resistance characteristics in (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN heterostructures" ***Physica B***, 405: 1130–1138 (2010).
77. Tekeli, Z., Altındal, Ş., Çakmak, M., Özçelik, S. And Özbay, E., "The profile of temperature and voltage dependent series resistance and interface states in (Ni/Au)/GaN/Al_{0.3}Ga_{0.7}N heterostructures", ***Microelectric Engineering***, 85: 2316-2321 (2008).
78. Demirezen, S. and Altındal, Ş., "Possible current-transport mechanisms in the (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN Schottky barrier diodes at the wide temperature range", ***Current Applied Physics***, 10: 1188–1195 (2010).
79. Castagné, R. and Vapaille, A., "Description of the Si-SiO₂ interface properties by means of very low capacitance measurements", ***Surf. Sci.***, 28: 157-193 (1971).
80. Kar, S. and Varma, S., "Determination of silicon-silicon dioxide interface state properties from admittance measurements under illumination", ***J. Appl. Phys.***, 58: 4256 (1985).
81. Hung, K. K. and Cheng, Y. C., "Determination of Si-SiO₂ interface trap properties of p-MOS structures with very thin oxides by conductance measurements", ***Appl. Surf. Sci.***, 30: 114-119 (1987).
82. Imanaga, S., Kawai, H., "Novel AlN/GaN insulated gate heterostructure field effect transistor with modulation doping and one-dimensional simulation of charge control", ***J. Appl. Phys.***, 82: 5843 (1997).

83. Tataroğlu, A., Altındal, Ş. and Bülbül, M.M., “Temperature and frequency dependent electrical and dielectric properties of Al/SiO₂/p-Si (MOS) structure”, *Microelectron. Eng.*, 81: 140-149, (2005).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : DEMİREZEN, Selçuk
 Uyuğu : T.C.
 Doğum tarihi ve yeri : 23.05.1977 Ankara
 Medeni hali : Evli
 e-mail : s.demirezen@gazi.edu.tr

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Yüksek lisans	Gazi Üniversitesi /Fizik Bölümü	2001
Lisans	Ondoku Mayıs Üniv./ Fizik Eğitimi Bölümü	1999
Lise	Hasanoğlan Atatürk Anadolu Öğretmen Lisesi	1995

İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
2000-Halen	Milli Eğitim Bakanlığı	Fizik Öğretmeni

Yabancı Dil

İngilizce

Yayınlar

SCI-indexli makaleler

Tez İle İlgili Yayınlar

1. Demirezen, S. and Altındal, Ş., ” On the temperature dependent profile of interface states and series resistance characteristics in (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN heterostructures” Physica B, 405: 1130–1138 (2010).

2. Demirezen, S. and Altındal, Ş., “Possible current-transport mechanisms in the (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN Schottky barrier diodes at the wide temperature range” *Current Applied Physics*, 10: 1188–1195 (2010).

Tez Dışı Yayınlar

1. Lisesivdin, S. B., Demirezen, S., Caliskan, M. D., Yildiz, A., Kasap, M., Ozcelik, S. and Ozbay, E., “Growth parameters investigation of Al_{0.25}Ga_{0.75}N/GaN/AlN heterostructures with Hall Effect Measurements” **Semicond. Sci. Technol.**, 23 (9): 095008 (7pp) (2008).
2. Demirezen, S., Altındal, Ş., Özçelik, S. and Özbay, E., “On the interface states and series resistance profiles of (Ni/Au)–Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN heterostructures before and after ⁶⁰Co (γ-ray) irradiation”, **Radiation Effects & Defects in Solids: Incorporating Plasma Science & Plasma Technology**, iFirst1–10, (2010)

Bildiriler

1. Lisesivdin, S. B., Yurdugul, U., Demirezen, S., Acar, S. And Kasap, M., “Galvanomagnetic measurements of LEC grown Te-doped InSb” **XI. Solid State Matter Physics Ankara Meeting**, Ankara, P-46: 79 (2004).

Hobiler

Yüzme, Basketbol, Bilgisayar teknolojileri