

**T.C.
ERCIYES ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**Al_xGa_{1-x}N'A DAYALI DEVRE ELEMANI ÜRETİMİ
VE ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU**

**Hazırlayan
Abdullah AKKAYA**

**Danışman
Prof. Dr. Enise AYYILDIZ**

Doktora Tezi

**Eylül 2013
KAYSERİ**

**T.C.
ERCIYES ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**$Al_xGa_{1-x}N$ 'A DAYALI DEVRE ELEMANI ÜRETİMİ
VE ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU
(Doktora Tezi)**

**Hazırlayan
Abdullah AKKAYA**

**Danışman
Prof. Dr. Enise AYYILDIZ**

Bu çalışma; Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) ve Erciyes Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi (ERU-BAP) tarafından FDA-2012-4124 ve FBD-10-3308 kodlu projeler ile desteklenmiştir.

**Eylül 2013
KAYSERİ**

BİLİMSEL ETİĞE UYGUNLUK

Bu çalışmadaki tüm bilgilerin, akademik ve etik kurallara uygun bir şekilde elde edildiğini beyan ederim. Aynı zamanda bu kural ve davranışların gerektirdiği gibi, bu çalışmanın özünde olmayan tüm materyal ve sonuçları tam olarak aktardığımı ve referans gösterdiğimi belirtirim.

Abdullah AKKAYA

İmza :

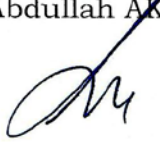


YÖNERGEYE UYGUNLUK

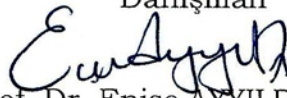
“Al_xGa_{1-x}N’a Dayalı Devre Elemanı Üretimi ve Elektriksel Karakterizasyonu”
adlı Doktora tezi, Erciyes Üniversitesi Lisansüstü Tez Önerisi ve Tez Yazma
Yönergesi’ ne uygun olarak hazırlanmıştır.

Tezi Hazırlayan

Abdullah AKKAYA



Danışman


Prof. Dr. Enise AYYILDIZ



Fizik ABD Başkanı

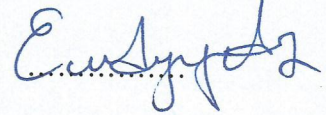
Prof. Dr. Ayhan GÜLDESTE

Prof. Dr. Enise AYYILDIZ danışmanlığında **Abdullah AKKAYA** tarafından hazırlanan “**Al_xGa_{1-x}N’a Dayalı Devre Elemanı Üretimi ve Elektriksel Karakterizasyonu**” adlı bu çalışma, jürimiz tarafından Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında **Doktora** tezi olarak kabul edilmiştir.

27 / 09 / 2013

JÜRİ:

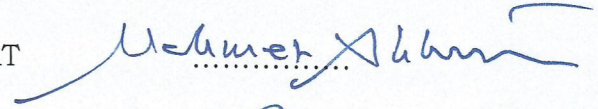
Danışman : Prof. Dr. Enise AYYILDIZ



Üye : Prof. Dr. Abdülmecit TÜRÜT



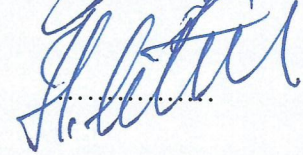
Üye : Prof. Dr. Mehmet AKKURT



Üye : Prof. Dr. Mustafa GENÇASLAN

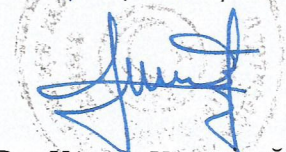


Üye : Doç. Dr. Hidayet ÇETİN

**ONAY :**

Bu tezin kabulü Enstitü Yönetim Kurulunun 05.11.2013 tarih ve 2013/48-05 sayılı kararı ile onaylanmıştır.

05 / 11 / 2013

Prof. Dr. Kâzım KEŞLİOĞLU
Enstitü Müdürü

TEŞEKKÜR

Doktora tezi olarak sunmuş olduğum bu çalışma, Erciyes Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünde gerçekleştirilmiştir. Çalışmalarım boyunca desteğini ve ilgisini esirgemeyen ve bana farklı bir çalışma ortamı sunan çok değerli hocam Sayın Prof. Dr. Enise AYYILDIZ'a teşekkürlerimi sunarım

Programlama ve deneysel çalışmalarım sırasında teorik ve pratik bilgilerinden istifade ettiğim sayın hocam Prof. Dr. Hasan EFEOĞLU'na (Atatürk Üniv.) Doç. Dr. Hidayet ÇETİN'e (Bozok Üniv.), aynı laboratuvarı paylaştığımız çalışma arkadaşlarım Leyla ESMER, Osman KAHVECİ ve Behiye BOYARBAY KANTAR'a teşekkür ederim.

Bu tez çalışmasına maddi destek veren Türkiye Bilimsel ve Teknik Araştırma Kurumu'na (Proje No: 110T369) ve Erciyes Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Koordinasyon Birimi'ne (Proje No: FDA-2012-4124 ve FBD-10-3308) teşekkür ederim.

Erciyes Üniversitesi Teknoloji Araştırma ve Uygulama Merkezi (TAUM)'nden Sayın Uzm. İhsan AKŞİT'e, Bilkent Üniversitesi Ulusal Nano Teknoloji Merkezi (UNAM)'den Sayın Müh. Enver KAHVECİ'ye, ölçümler ve değerlendirmeler esnasında gösterdikleri yardımlar için teşekkür ederim. Sayın Filiz TECİROĞLU'na (sevgi ve rahmetle anıyoruz), Sayın Rauf Selçuki'ye, Serkan CİNGİL'e ve Bilal Özcan'a sarf malzemelerinin temininde gösterdikleri ilgi ve teknik desteklerinden dolayı teşekkür ederim.

Çalışmalarım süresince desteklerini esirgemeyen aileme en içten teşekkürlerimi sunarım.

Abdullah AKKAYA

Kayseri, Eylül 2013

Al_xGa_{1-x}N'A DAYALI DEVRE ELEMANI ÜRETİMİ VE ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU

Abdullah AKKAYA

Erciyes Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü

Doktora Tezi, Eylül 2013

Danışman: Prof. Dr. Enise AYYILDIZ

KISA ÖZET

Bu çalışmada farklı Al mol kesirli ($x=0.09$ ve 0.20) $Al_xGa_{1-x}N$ alttaşlar kullanılarak Ni/AlGa_N Schottky diyotlar üretildi. Kontak desenleri fotolitografi işlemiyle, omik ve Schottky kontak metalizasyonu ise termal buharlaştırma ve dc manyetik saçtırma yöntemleriyle gerçekleştirildi. Diyotların oda sıcaklığında ve karanlıkta akım-gerilim, kapasitans-gerilim ve kapasitans-frekans ölçümleri yapıldı. Üretilen Schottky diyotların engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri termoiyonik emisyon teorisi kullanılarak doğru beslem akım-gerilim karakteristiklerinden elde edildi. Diyotların 200 Hz-2 MHz aralığındaki farklı frekanslarda C-V ölçümleri kullanılarak Hill-Coleman metodu ile arayüzey hal yoğunluğu ve seri direnç değerleri bulundu. Farklı dc gerilimlerinde (0.00 V-2.00 V) C-f ölçümleri kullanılarak kondüktans metodu ile de arayüzey hal yoğunluğu ve bu hallerin zaman sabitleri belirlendi. Diyotların sıcaklığa bağlı akım-gerilim karakteristikleri yardımıyla akım-iletim mekanizması açıklanmaya çalışıldı. I-V-T grafiklerinin analizinden, artan sıcaklıkla engel yüksekliğinin arttığı ve idealite faktörünün azaldığı görüldü. Deneysel olarak gözlenen bu davranış engel yüksekliğinin homojensizlik modeli dikkate alınarak değerlendirildi. Ayrıca, üretilen diyotların karakteristik parametrelerini iyileştirmek için termal tavlama işlemi yapıldı. Kontakların tavlama işlemi ile elektriksel karakteristikleri ve kimyasal kompozisyonundaki değişim XPS derinlik profili analizi ile incelendi.

Anahtar Kelimeler: AlGa_N, Schottky diyot, I-V ölçümleri, C-V ölçümleri, C-f ölçümleri, Schottky engel homojensizliği, İkili Gauss dağılımı, Richardson grafiği, Richardson sabiti, XPS ölçümleri, Derinlik profili, TLM metodu, Tavlama.

**FABRICATION OF $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ BASED SCHOTTKY CONTACTS AND
ELECTRICAL CHARACTERIZATION**

Abdullah AKKAYA

Erciyes University, Graduate School of Natural and Applied Sciences

Ph.D. Thesis, September 2013

Supervisor: Prof. Dr. Enise AYYILDIZ

ABSTRACT

Ni/AlGa_xN Schottky diodes were fabricated by using the conventional photolithographic technique for the contact pattern formation and thermal evaporation and dc magnetron sputtering for the contact metallization on the Al_xGa_{1-x}N substrate with the different Al mole fractions ($x= 0.09$ and 0.20). The current-voltage, capacitance-voltage and capacitance-frequency measurements of diodes were carried out at room temperature and in dark. The values of the ideality factor and the barrier height were obtained via thermionic emission theory from the forward bias I - V characteristics. The interface state densities at the metal/semiconductor interface were found by using Hill-Coleman method from C - V measurements at different frequencies in the range of 200Hz-2 MHz. Also the interface state density and time constant were determined by using conductance method from C - f measurements at different dc voltages (0.00V-2.00V). The current-conduction mechanism was investigated with the help of the temperature-dependent current-voltage characteristics of the diodes. It was found from the analysis of the I - V - T curves that the ideality factor decreases while the barrier height increases with increasing temperatures. The observed behavior was evaluated taking into account the barrier height inhomogeneities model. Furthermore the thermal annealing was performed to improve the characteristic parameters of the diodes. The variations in the chemical composition of the contacts with the annealing process were examined by XPS depth profile analysis.

Keywords: AlGa_xN, Schottky diode, I - V measurement, C - V measurement, C - f measurement, Schottky barrier inhomogeneity, Double Gaussian distribution, Richardson plot, Richardson constant, XPS measurement, Depth profile, TLM method, Annealing.

İÇİNDEKİLER

AL_xGA_{1-x}N'A DAYALI DEVRE ELEMANI ÜRETİMİ VE ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU

	<u>Sayfa</u>
BİLİMSEL ETİĞE UYGUNLUK SAYFASI.....	ii
YÖNERGEYE UYGUNLUK SAYFASI.....	iii
KABUL VE ONAY SAYFASI.....	iv
TEŞEKKÜR.....	v
ÖZET.....	vi
ABSTRACT.....	vii
İÇİNDEKİLER.....	viii
KISALTIMA ve SİMGELER.....	xii
TABLolar LİSTESİ.....	xvi
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	xix
GİRİŞ.....	1

1. BÖLÜM

GENEL BİLGİLER ve LİTERATÜR ÇALIŞMASI

1.1. Giriş.....	6
1.2. Metal-Yarıiletken Kontaklar.....	7
1.2.1. Schottky Kontaklar.....	8
1.2.2. Omik Kontaklar.....	10
1.3. Kontak Boyunca Akım İletimi.....	11
1.4. Literatür Özeti.....	12

2. BÖLÜM:

GEREÇ VE YÖNTEM

2.1. Transmisyon Uzunluğu Metodu.....	18
2.2. Akım İletim Mekanizmaları.....	22
2.2.1. Difüzyon Teorisi.....	22
2.2.2. Termoyonik Emisyon Teorisi.....	24
2.2.3. Alan ve Termoyonik-Alan Emisyonu Teorisi.....	29
2.2.4. Cheung Metodu ile Seri Direncin Belirlenmesi.....	32
2.3. Engel Yüksekliğinin Homojensizliği.....	33
2.3.1. Schottky Kontaklarda Engel Yüksekliğinin Gaussian Dağılımı.....	36
2.3.2. Engel Yüksekliğinin Gerilim Bağımlılığı ve İdealite Faktörü.....	39
2.3.3. İdealite Faktörünün Sıcaklığa Bağımlılığı ve T_0 Etkisi.....	43
2.3.3.1. T_0 'ın Sıcaklığa Bağlılığı.....	46
2.4. Metal-Yarıiletken Kontakların Kapasitansı.....	47
2.4.1. Görüntü Yükün Engel Yüksekliği Üzerine Etkisi.....	49
2.4.2. Arayüzey Hal Yoğunluğunun Kondüktans Metodu ile Belirlenmesi.....	52
2.4.3. Arayüzey Hal Yoğunluğunun Belirlenmesi için Hill-Coleman Yaklaşımı.....	55
2.5. Altaşların Temizliği ve Diyot Üretimi.....	58
2.5.1. Yüzey Aşındırma (Etching).....	58
2.5.1.1. Kuru Aşındırma.....	60
2.5.1.2. Islak Aşındırma.....	60
2.5.2. Geometri Seçimi.....	65
2.5.3. Fotolitografi.....	66
2.5.4. Metalizasyon.....	67
2.5.4.1. Termal Buharlaştırma.....	68
2.5.4.2. Saçtırma.....	69
2.5.4.2.1. Saçtırma Sistemleri.....	70
2.5.4.2.2. Mıknatıslı Saçtırma Sistemleri.....	71
2.6. Deney Sistemleri.....	72
2.6.1. Saçtırma ve Termal Buharlaştırma Sistemi.....	72

2.6.2. Tavlama Fırınları.....	73
2.6.3. 4140b Picoammeter.....	74
2.6.4. <i>I-V-T</i> Ölçüm Sistemi.....	74
2.6.5. E4980A LCR Metre.....	75
2.6.6. Atomik Kuvvet Mikroskopisi (AFM).....	75
2.6.7. X-Işını Fotoelektron Spektroskopisi (XPS)	76
2.7. Ni/AlGa _N Schottky Diyotların Üretimi.....	77
2.7.1. Alttaşların Temizliği.....	77
2.7.2. Fotolitografi.....	77
2.7.3. Metalizasyon.....	78

3. BÖLÜM

ARAŞTIRMA BULGULARI

3.1. TLM Analizleri.....	80
3.2. <i>I-V</i> Ölçümleri ve Bulgular.....	84
3.3. <i>C-V</i> Ölçümleri ve Bulgular.....	90
3.4. <i>C-f</i> Ölçümleri ve Bulgular.....	94
3.5. <i>I-V-T</i> Ölçümleri ve Bulgular.....	98
3.5.1. İkili Gaussian Dağılım Analizleri.....	102
3.5.2. T_0 Analizi.....	108
3.5.3. TFE Analizi.....	110
3.6. Tavlama İşleminin Diyot Parametreleri Üzerine Etkisi.....	111
3.6.1. Tavlama İşleminin Akım-Gerilim Grafikleri Üzerine Etkisi.....	112
3.6.2. Tavlama İşleminin Kapasitans-Gerilim Grafikleri Üzerine Etkisi.....	114
3.6.3. Tavlama İşleminin Sıcaklığa Bağlı Akım-Gerilim Grafikleri Üzerine Etkisi.....	116
3.7. X-Işını Fotoelektron Spektroskopisi XPS ile Derinlik Profili Analizleri.....	126
3.7.1. Ni/AlGa _N Schottky Kontakların Derinlik Profili Analizleri.....	127
3.7.2. Ti/Al/AlGa _N Omik Kontakların Derinlik Profili	

Analizleri.....	134
3.7.3. Tavlama İşleminin Kontağın Kimyasal Kompozisyonu	
Üzerine Etkisi.....	141
3.7.3.1. Tavlama İşleminin Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky	
Kontaklar Üzerine Etkisi.....	141
3.7.3.2. Tavlama İşleminin Ti/Al/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Omik	
Kontaklar Üzerine Etkisi.....	151
3.8. AFM İle Yüzey Analizleri.....	157
3.8.1. Kaplama Kalitesinin İncelenmesi.....	157
3.8.2. Alttaşın Temizlik Yönteminin Yüzey Morfolojisi	
Üzerine Etkisinin İncelenmesi.....	159
3.8.3. Tavlamanın Omik ve Schottky Kontak Yüzeylerine	
Etkisinin AFM ile İncelenmesi.....	161

4. BÖLÜM

SONUÇ VE ÖNERİLER

KAYNAKLAR.....	163
ÖZGEÇMİŞ.....	203

SİMGELER ve KISALTMALAR LİSTESİ

<u>Sembol</u>	<u>Anlamı</u>	<u>Birimi</u>
β	Sabit katsayı	--
γ	Sabit tamsayı	--
δ	Oksit kalınlığı	(cm)
$\Delta\Phi_{bi}$	Görüntü yük etkisi	(eV)
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti	(F/m)
\mathcal{E}_{max}	Potansiyel enerjinin maksimum değeri	(eV)
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti	--
ζ_s	Elektrokimyasal potansiyel	(eV)
η	n-tipi yarıiletken için elektron konsantrasyonu	(cm ⁻³)
μ	Mobilite	(cm ² /Vs)
μ	Popülasyon ortalaması	--
v_x	İletim doğrultusundaki taşıyıcının hızı	(cm/s)
ξ_n	Yarıiletkenin iletim bandının FS'ne göre enerjisi	(eV)
ρ_c	Spesifik kontak direnci	(Ω cm ²)
ρ_1	Sıcaklığa bağlı idealitenin gerilim katsayısı	(V)
$\rho(x)$	Uzay-yük yoğunluğu	(C/cm ³)
ρ_{21}	Gerilim deformasyon katsayısı (n ₁)	(V)
ρ_{31}	n ₁ ortalama değerinin katsayısı	--
ρ_{22}	Gerilim deformasyon katsayısı (n ₂)	(V)
ρ_{32}	n ₂ ortalama değerinin katsayısı	--
σ	Popülasyon standart sapması	--
σ^2	Varyans	--
σ_1	$\Phi_b^{(1)}$ ortalama değerinin standart sapması	(eV)
σ_2	$\Phi_b^{(2)}$ ortalama değerinin standart sapması	(eV)
σ_{s0}	V = 0 durumunda standart sapma	(eV)
τ	Arayüzey hallerinin zaman sabit	(s)
Φ_{bn}	Engel yüksekliği (n tipi bir yarıiletkende)	(eV)
Φ_{bp}	Engel yüksekliği (p tipi bir yarıiletkende)	(eV)
$\overline{\Phi_b}$	Ortalama engel yüksekliği	(eV)
Φ_{b0}^{IV}	I-V ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği	(eV)
Φ_b^{CV}	C-V ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği	(eV)

Φ_b^{homo}	Homojen engel yüksekliği	(eV)
$\Phi_b^{(1)}$	Engel yüksekliğinin 1. ortalama değeri	(eV)
$\Phi_b^{(2)}$	Engel yüksekliğinin 2. ortalama değeri	(eV)
ϕ_m	Metalin iş fonksiyonu	(eV)
χ_s	Yarıiletkenin elektron ilgisi	(eV)
ω	Deplasyon tabakası ya da tükenme bölgesi	(cm)
ω	Açısal frekans	(s ⁻¹)
A	Alan	(cm ²)
A ^{**}	Etkin Richardson sabiti	(AK ² /cm ²)
A ^{*(1)}	Düşük sıcaklık bölgesi için Richardson sabiti	(AK ² /cm ²)
A ^{*(2)}	Yüksek sıcaklık bölgesi için Richardson sabiti	(AK ² /cm ²)
A _{eff}	Etkin alan	(cm ²)
CBM-İBEN	Yarıiletkenin iletim bandının en düşük noktası	(F)
C _D	Deplasyon kapasitansı	(F)
C _{ma}	Ölçülen kapasitans	(F)
c _n	Elektron yakalama olasılığı	--
C _{ox}	Oksit kapasitansı	(F)
C _{ss}	Arayüzey hallerinin kapasitansı	(F)
d ₁ , d ₂	Kontaklar arası mesafe	(cm)
Dit	Arayüzey hallerinin yoğunluğu (C-V yada C-f için)	(eV/cm ⁻²)
D _n	Elektronların difüzyon sabiti	--
D _s	Arayüz hallerinin dağılım fonksiyonu	--
DS	Düşük sıcaklık	--
E	Elektrik alan	(V/cm ²)
E ₀₀	Karakteristik tünelleme enerjisi	(eV)
E ⁽¹⁾ _(act.)	Düşük sıcaklık bölgesi için aktivasyon enerjisi	(eV)
E ⁽²⁾ _(act.)	Yüksek sıcaklık bölgesi için aktivasyon enerjisi	(eV)
E _c	Yarıiletkenin iletkenlik bandı enerjisi	(eV)
E _F	Fermi enerji seviyesi	(eV)
E _g	Yasak band aralığı	(eV)
E _{max}	Ara yüzeydeki elektrik alanının maksimum değeri	(V/cm ²)
F(E)	Fermi parçacıkları için dağılım fonksiyonu	(eV)
F(V)	Norde fonksiyonu	(V)
G _{ma}	Ölçülen kondüktans	(S)
I _h	Yüksek engelden geçen akımın	(A)

I_l	Düşük engelden geçen akım	(A)
I_{min}	Minimumun gerilim değerine karşılık gelen akım	(A)
I_t	Toplam akım	(A)
I_{te}	Termo iyonik emisyon akımı	(A)
I_{yama}	Yamalardan geçen akım	(A)
$J_{s \rightarrow m}$	Yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğu	(A)
J_0	Sızıntı akımı	(A)
k	Boltzmann sabiti	(eV/K)
L	Kontak uzunluğu	(cm)
L_{eff}	Etkin aktarma uzunluğu	(cm)
L_T	Transfer uzunluğu	(cm)
m^*	Akım taşıyıcıların etkin kütlesi	--
m_0	Birim kütle	(kg)
n_0^*	Karakteristik idealite faktörü	--
n_1	İdealitenin 1. ortalama değeri	--
n_2	İdealitenin 2. ortalama değeri	--
n	İdealite faktörü	--
$n(V)$	Gerilime bağlı idealite	--
$N(E)$	Durum yoğunluğu	(eV/cm ³)
N_a	Akseptör yoğunluğu	(cm ⁻³)
NaOH	Sodyum hidroksit	--
N_c	İletkenlik bandında etkin hal yoğunluğu	(eV/cm ³)
N_d	Donör yoğunluğu	(cm ⁻³)
n_{so}	Yüzeydeki elektron yoğunluğu	(cm ⁻³)
N_{SS}	Hallerin yoğunluğu	(eV/cm ³)
$P(ab)$	Olasılık fonksiyonu	--
Q_{ss}	Arayüzdeki toplam yük	(C)
R_0	Yama yarıçapları	(cm)
r_c	Normalize direnç	(Ω sq)
R_c	Kontak direnci	(Ω cm)
R_C	Toplam kontak direnci	(Ω)
RMS	karekök ortalama (root mean square)	--
R_s	Seri direnç	(Ω)
R_{sh}	Tabaka direnci	(Ω cm ²)
R_{SK}	Modifiye edilmiş tabaka (sheet) direnci	(Ω cm ²)

R_{Ti}	Özdeş kontaklar için toplam direnç	(Ω)
R_{T1} ve R_{T2}	Kontaklar arasındaki direnç	(Ω)
S_{Φ}	Arayüz davranış parametresi	--
T	Sıcaklık	(K)
T_0	İdealitenin sıcaklığa bağımlılık katsayısı	(K)
TFE	Termoionik Alan Emisyonu	--
TS	Tavlama sıcaklığı	($^{\circ}$ C)
V	Uygulanan gerilim	(V)
V_0	Seri direnç üzerinde düşen gerilim	(V)
V_{bb}	Eyer noktasının potansiyeli band bükülmesi Miktarı	(eV)
V_{bi}	Sıfır beslemdeki built-in potansiyeli	(V)
V_d	Metal-yarıiletken arayüzündeki band bükülmesi	(eV)
\bar{V}_d	Uzaysal dağılımının ortalama değeri	(eV)
V_{min}	Minimumun gerilim değeri	(V)
V_n	Fermi potansiyeli	(V)
V_{th}	Termal hız	(eV)
V_n	Difüzyon potansiyeli	(V)
$V(z)_{saddle}$	Eyer noktası potansiyeli	(V)
W	Difüzyon uzunluğu	(cm)
Y_{ma}	Eşdeğer admitans	--
YS	Yüksek sıcaklık	--
Y_{ss}	Arayüzey hallerinin admitansı	--
Z	Standart normal dağılım	--
Z	Kontak genişliği	(cm)

TABLOLAR LİSTESİ

Tablo 2.1. Bazı deneysel çalışmalarda elde edilen ρ_2 ve ρ_3 değerleri.....	43
Tablo 3.1. Ti/Al/Al _{0.09} Ga _{0.91} N omik kontakların kontak parametrelerinin tavlama sıcaklığı ile değişimi.....	81
Tablo 3.2. AlGaN alttaşlarla en iyi kontak direnci elde edildiği <i>I-V</i> ve <i>d-R_T</i> grafiklerinden elde edilen bazı kontak parametreleri.....	83
Tablo 3.3. Omik kontaklarla ile yapılan bazı <i>TLM</i> çalışmalarında elde edilen sonuçlar.....	83
Tablo 3.3. Devamı.....	84
Tablo 3.4. AlGaN alttaşlar ile yapılan bazı Schottky diyot çalışmalarında elde edilen diyot parametreleri.....	87
Tablo 3.4. Devamı.....	88
Tablo 3.5. GaN ve AlGaN alttaşlarla yapılan diyotlardan elde edilen arayüzey hal yoğunluğu ve hallerin zaman sabiti değerleri... ..	97
Tablo 3.6. <i>I-V-T</i> grafikleri kullanılarak N24 diyotu için elde edilen diyot parametreleri.....	99
Tablo 3.7. <i>I-V-T</i> grafikleri kullanılarak S23 diyotu için elde edilen diyot parametreleri.....	100
Tablo 3.8. Engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılım parametreleri.....	103
Tablo 3.9. İdealite faktörünün ikili Gaussian dağılım parametreleri.....	103
Tablo 3.10. Literatürde yer alan GaN ve AlGaN alttaşlarla yapılmış Schottky diyotların engel yüksekliği dağılım parametreleri... ..	105
Tablo 3.11. Literatürde yer alan GaN ve AlGaN alttaşlarla yapılmış Schottky diyotların idealite faktörünün dağılım parametreleri.....	105
Tablo 3.12. Farklı Al mol kesrine sahip AlGaN alttaşların elektronlarının etkin kütleleri kullanılarak türetilen Richardson sabitleri.... ..	108
Tablo 3.13. Literatürde yer alan GaN ve AlGaN alttaşlarla yapılmış çalışmalarda elde edilen Richardson sabiti ve aktivasyon enerjisi değerleri.....	108
Tablo 3.14. Literatürde yer alan GaN ve AlGaN alttaşlarla yapılmış çalışmalarda elde edilen bazı parametreler.....	109
Tablo 3.15. <i>nT-T</i> grafiklerinden elde edilen parametreler.....	110

Tablo 3.16. Termoionik alan emisyonu kullanılarak elde edilen diyot parametreleri.....	111
Tablo 3.17. Ni/Al _{0.09} Ga _{0.91} N diyotlarının her bir tavlama sıcaklığında on diyot için <i>I-V</i> eğrilerinden elde edilen karakteristik parametrelerinin ortalama değerlerinin tavlama sıcaklığına bağlı değişimi.....	113
Tablo 3.18. Ni/Al _{0.20} Ga _{0.80} N diyotlarının her bir tavlama sıcaklığında on diyot için <i>I-V</i> eğrilerinden elde edilen karakteristik parametrelerinin ortalama değerlerinin tavlama sıcaklığına bağlı değişimi.....	114
Tablo 3.19. Al mol kesrine bağlı olarak sızıntı akımının tavlamadan önce ve tavlama ile elde edilen optimum değerleri.....	116
Tablo 3.20. Ni/Al _{0.09} Ga _{0.91} N diyotların her bir tavlama sıcaklığında on diyot için <i>C²-V</i> eğrilerinden elde edilen karakteristik parametreleri.....	116
Tablo 3.21. Ni/Al _{0.20} Ga _{0.80} N diyotların her bir tavlama sıcaklığında on diyot için <i>C²-V</i> eğrilerinden elde edilen karakteristik parametreleri.....	116
Tablo 3.22. Al mol kesrine bağlı olarak engel yüksekliğinin tavlamadan önce ve tavlama ile elde edilen optimum değerleri.....	116
Tablo 3.23. Ni/Al _{0.09} Ga _{0.91} N Schottky diyotunun (N24) 100 °C'de tavlandıktan sonra sıcaklığa bağlı akım gerilim grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.....	118
Tablo 3.24. Ni/Al _{0.09} Ga _{0.91} N Schottky diyotunun (N24) 200 °C'de tavlandıktan sonra sıcaklığa bağlı akım gerilim grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.....	118
Tablo 3.25. Ni/Al _{0.09} Ga _{0.91} N Schottky diyotunun (N24) 300 °C'de tavlandıktan sonra sıcaklığa bağlı akım gerilim grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.....	118
Tablo 3.26. Ni/Al _{0.09} Ga _{0.91} N Schottky diyotunun (N24) 400 °C'de tavlandıktan sonra sıcaklığa bağlı akım gerilim grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.....	119
Tablo 3.27. Ni/Al _{0.09} Ga _{0.91} N Schottky diyotunun (N24) 500 °C'de tavlandıktan sonra sıcaklığa bağlı akım gerilim grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.....	119

Tablo 3.28. Ni/Al _{0.09} Ga _{0.91} N Schottky diyotunun (N24) 600 °C'de tavlandıktan sonra sıcaklığa bağlı akım gerilim grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.....	119
Tablo 3.29. Ni/Al _{0.20} Ga _{0.80} N Schottky diyotunun (S23) 100 °C'de tavlandıktan sonra sıcaklığa bağlı akım gerilim grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.....	121
Tablo 3.30. Ni/Al _{0.20} Ga _{0.80} N Schottky diyotunun (S23) 200 °C'de tavlandıktan sonra sıcaklığa bağlı akım gerilim grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.....	121
Tablo 3.31. Ni/Al _{0.20} Ga _{0.80} N Schottky diyotunun (S23) 300 °C'de tavlandıktan sonra sıcaklığa bağlı akım gerilim grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.....	121
Tablo 3.32. Ni/Al _{0.20} Ga _{0.80} N Schottky diyotunun (S23) 400 °C'de tavlandıktan sonra sıcaklığa bağlı akım gerilim grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.....	122
Tablo 3.33. Ni/Al _{0.20} Ga _{0.80} N Schottky diyotunun (S23) 500 °C'de tavlandıktan sonra sıcaklığa bağlı akım gerilim grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.....	122
Tablo 3.34. Ni/Al _{0.20} Ga _{0.80} N Schottky diyotunun (S23) 600 °C'de tavlandıktan sonra sıcaklığa bağlı akım gerilim grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.....	122
Tablo 3.35. AFM analiz sonuçları.....	159
Tablo 3.36. GaN/AlGaN numunelerin yüzey analiz sonuçları.....	160

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 1.1.-- Arayüzey seviyelerinin dikkate alınmadığı durumda metal-yarıiletken kontakların yarıiletken tipine ve iş fonksiyonların göre gruplandırılması.....	7
Şekil 1.2. a) Metal ve yarıiletkenin kontak yapılmadan, b) aralarında δ kadar mesafe varken, c) δ mesafesi azaldığında ve d) Metal ve yarıiletken bir araya getirildiğindeki enerji band diyagramları.....	9
Şekil 1.3. $n+n$ kontağın enerji band diyagramı (1).....	11
Şekil 1.4. İleri beslem altındaki bir Schottky engel diyotta akım iletim mekanizmaları (78).....	12
Şekil 2.1. a) düşey akım iletim ve b) yanal akım iletim modelleri.....	18
Şekil 2.2. Üç kontak iki terminal yöntemi ile kontak direnci test düzeneği. Kontak genişliği L , kontak uzunluğu Z , difüzyon uzunluğu W dır.....	19
Şekil 2.3. Bir kontakta akan akım ve akım kalabalıklaşması (174).....	20
Şekil 2.4. Kontaklar arası direncin aralarındaki mesafeye bağlı değişimi.....	22
Şekil 2.5. Homojen olmayan Schottky kontaklarda iki boyutlu enerji band diyagramı (187).....	35
Şekil 2.6. 100 °C ile +100 °C aralığında farklı koşullar altında E_0-T grafiği (210).....	45
Şekil 2.7. Engel yüksekliği üzerinde görüntü yük ve deplasyon tabakasındaki elektrik alanın etkisini gösteren enerji band diyagramı.....	50
Şekil 2.8. Metal-yalıtkan-yarıiletken kapasitörün etkin eşdeğer devresi	55
Şekil 2.9. Yüzey aşındırma yöntemlerinin genel sınıflandırması (232)...	59
Şekil 2.10. Bazı kuru aşındırma yöntemlerinde kullanılan sistemlerin şematik gösterimi (232).....	60
Şekil 2.11. Foto elektrokimyasal (PEC) aşındırma sisteminin şematik gösterimi.....	62
Şekil 2.12. KOH çözeltisi içerisinde gerçekleşen yüzey aşındırma sürecinin şematik gösterimi.....	63

Şekil 2.13. AlGaN alttaşlarla yapılan Schottky diyotlarda kullanılan (a) nokta-şerit ve (b) halka-nokta geometrileri.....	65
Şekil 2.14. Litografi işleminin basamakları.....	66
Şekil 2.15. Termal buharlaştırma sisteminin şematik gösterimi.....	69
Şekil 2.16. Çeşitli tipte flamanlar ve buharlaştırma potaları.....	69
Şekil 2.17. Mıknatıslı saçırma sisteminin şematik diyagramı ve kalıcı mıknatısların yerleşimi (278).....	71
Şekil 2.18. Kurt Lesker firmasına ait Torus 2" dc mıknatıslı saçırma sistemi.....	71
Şekil 2.19. (a) NVTS-400 saçırma-buharlaştırma sistemi, (b) ısı buharlaştırma hazneleri ve dc manyetik saçırma kafası, (c) saçırma sırasında oluşan Ar ⁺ plazması.....	73
Şekil 2.20. Tavlama işlemi için kullanılan fırın.....	73
Şekil 2.21. a) Fırının elektrik şeması ve b) gaz bağlantı ve akış şeması...	74
Şekil 2.22. Laboratuvarımızda bulunan ölçüm sistemi (a): Kontrol bilgisayarları, HP 16055A Text Fixture ve numune tutucu, HP 4140B Picoammeter, Agilent E4980A LCR Metre. (b) Ölçüm sisteminin şematik diyagramı.....	75
Şekil 2.23. Diyot yapım sürecinde mikroskop altında 5x-10x büyütme ile elde edilmiş kontak desenlerine ait litografi görüntüleri.....	78
Şekil 2.24. Metalizasyon (Ni/Au) işleminin ardından (lift-off işlemi yapılmadan hemen önce) numune tutucunun görüntüsü.....	78
Şekil 2.25. Metalizasyon işleminin ardından lift-off işlemi ile kantağın dışında kalan metal kaplamanın çözücü içerisinde yüzeyden uzaklaştırılması süreci.....	79
Şekil 3.1. (a) Ti/Al/Al _{0.09} Ga _{0.91} N omik kontakların tavlamadan önce ve 650 °C, 800 °C, 900 °C'de tavlandıktan sonra V_{A-B} - I_{A-B} grafikleri ve (b) toplam direncin kontaklar arasındaki mesafe ile değişimi.....	81
Şekil 3.2. Farklı alttaşların optimum tavlama sıcaklıklarında elde edilen akım-gerilim grafikleri.....	82
Şekil 3.3. AlGaN alttaşlarla en iyi kontak direnci elde edildiği durumdaki kontaklar arası mesafeye karşı toplam direncin değişimi.....	83
Şekil 3.4. Ni/AlGaN diyotların şematik gösterimi.....	85

- Şekil 3.6. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların Cheung fonksiyonları kullanılarak elde edilen $dV/d\ln I(V)-I$ ve $H(V)-I$ grafikleri86
- Şekil 3.7. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotun (N24) çeşitli frekanslarda kapasitans-gerilim ve kondüktans-gerilim eğrileri.....91
- Şekil 3.8. Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotun (S23) çeşitli frekanslarda kapasitans-gerilim ve kondüktans-gerilim eğrileri.....91
- Şekil 3.9. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların seri direnç ve arayüzey hallerinin yoğunluğunun değişimi.....93
- Şekil 3.10. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların gerilimin fonksiyonu olarak seri direncin değişim eğrileri.....93
- Şekil 3.11. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotun (N24) çeşitli gerilim değerlerinde kapasitans-frekans ve kondüktans-frekans eğrileri.....94
- Şekil 3.12. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotun (N24) çeşitli gerilim değerlerinde kapasitans-frekans ve kondüktans-frekans eğrileri.....95
- Şekil 3.13. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların çeşitli gerilim değerleri için kondüktans yöntemiyle elde edilen $G_{SS}/\omega-\omega$ eğrileri.....95
- Şekil 3.14. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların $G_{SS}/\omega-\omega$ eğrileri kullanılarak elde edilen arayüzey hallerinin yoğunluğunun ve bu hallerin zaman sabitinin uygulanan dc gerilimle değişimi.....96
- Şekil 3.15. 100-310 K sıcaklık aralığında Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların $I-V$ eğrileri.....99
- Şekil 3.16. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa olarak grafikleri..100
- Şekil 3.17. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların seri direnç değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.....101
- Şekil 3.18. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N (N24) Schottky diyotun engel yüksekliği ve $(1-n)/n$ değerlerinin $1/2kT$ ile değişimi.....102
- Şekil 3.19. Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N (S23) Schottky diyotun engel yüksekliği ve $(1-n)/n$ değerlerinin $1/2kT$ ile değişimi.....103

- Şekil 3.20. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N (N24) Schottky diyotun engel yüksekliği ve idealite faktörü değerlerinin sıcaklık ile değişimi. Teorik fitler düşük sıcaklık (DS) ve yüksek sıcaklık (YS) bölgelerinde karşılık gelen sabitler ve Gaussian dağılım denklemleri kullanılarak elde edilmiştir.....104
- Şekil 3.21. Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N (S23) Schottky diyotun engel yüksekliği ve idealite faktörü değerlerinin sıcaklık ile değişimi. Teorik fitler düşük sıcaklık (DS) ve yüksek sıcaklık (YS) bölgelerinde karşılık gelen sabitler ve Gaussian dağılım denklemleri kullanılarak elde edilmiştir.....104
- Şekil 3.22. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların Richardson grafiği.....106
- Şekil 3.23. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların modifiye Richardson grafiği. Düşük sıcaklık (DS) ve yüksek sıcaklık (YS) bölgelerine karşılık gelen lineer fitler.....107
- Şekil 3.24. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların sıcaklığın bir fonksiyonu olarak nT grafiği ve lineer fitleri.....109
- Şekil 3.25. a) Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N (N24) ve b) Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N (S23) Schottky diyotların farklı E_0 değerleri için teorik ve deneysel idealite faktörü değerlerinin sıcaklıkla değişimi.....110
- Şekil 3.26. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların akım-gerilim eğrisinin tavlama sıcaklığı ile değişimi.....112
- Şekil 3.27. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotunun (N24) 1 MHz'de C^2-V eğrilerinin tavlama sıcaklığı (0-600 °C) ile değişimi.....115
- Şekil 3.28. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotun (N24) $I-V-T$ grafiklerinin tavlama sıcaklığı (0-600 °C) ile değişimi.....117
- Şekil 3.29. Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotun (S23) $I-V-T$ grafiklerinin tavlama sıcaklığı (0-600 °C) ile değişimi.....120
- Şekil 3.30. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N (N24) ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N (S23) Schottky diyotların ikili Gaussian dağılım kullanılarak elde edilen engel yüksekliğinin ortalama değerinin tavlama sıcaklığına bağlı değişimi.....123
- Şekil 3.31. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N (N24) ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N (S23) Schottky diyotların engel yüksekliğinin standart sapma değerlerinin tavlama sıcaklığına bağlı değişimi.....124

Şekil 3.32. Ni/Al _{0.09} Ga _{0.91} N (N24) ve Ni/Al _{0.20} Ga _{0.80} N (S23) Schottky diyotların düşük ve yüksek sıcaklık bölgelerindeki idealite faktörü değerlerinin tavlama sıcaklığına bağlı değişimi.....124
Şekil 3.33. Ni/Al _{0.09} Ga _{0.91} N (N24) ve Ni/Al _{0.20} Ga _{0.80} N (S23) Schottky diyotların düşük ve yüksek sıcaklık bölgelerindeki idealite faktörlerinin gerilim deformasyon katsayılarının tavlama sıcaklığına bağlı değişimi.....125
Şekil 3.34. Ni/Al _{0.09} Ga _{0.91} N ve Ni/Al _{0.20} Ga _{0.80} N Schottky diyotların Richardson sabitlerinin tavlama sıcaklığına bağlı olarak değişimi.....126
Şekil 3.35. Al 2 <i>p</i> 'nin derinliğe bağlı iki boyutlu grafiği.....128
Şekil 3.36. Au 4 <i>f</i> 'in derinliğe bağlı iki boyutlu grafiği.....128
Şekil 3.37. Ga 3 <i>d</i> 'nin derinliğe bağlı iki boyutlu grafiği.....128
Şekil 3.38. N 1 <i>s</i> 'in derinliğe bağlı iki boyutlu grafiği.....129
Şekil 3.39. Ni 2 <i>p</i> 'nin derinliğe bağlı iki boyutlu grafiği.....129
Şekil 3.40. O 1 <i>s</i> 'in derinliğe bağlı iki boyutlu grafiği.....129
Şekil 3.41. Al 2 <i>p</i> pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.....130
Şekil 3.42. Au 4 <i>f</i> pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.....131
Şekil 3.43. Ga 3 <i>d</i> pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.....131
Şekil 3.44. N 1 <i>s</i> pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.....132
Şekil 3.45. Ni 2 <i>p</i> pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.....133
Şekil 3.46. O 1 <i>s</i> pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.....133
Şekil 3.47. Al 2 <i>p</i> 'nin derinliğe bağlı iki boyutlu grafiği.....134
Şekil 3.48. Ga 3 <i>d</i> 'nin derinliğe bağlı iki boyutlu grafiği.....134
Şekil 3.49. N 1 <i>s</i> 'in derinliğe bağlı iki boyutlu grafiği.....135
Şekil 3.50. Ti 2 <i>p</i> 'nin derinliğe bağlı iki boyutlu grafiği.....135
Şekil 3.51. Al 2 <i>p</i> 'nin yüzey tarama modunda kontak aşındırılmadan önce elde edilen spektrumları, ters evrişim pikleri ve bu piklerin alanlarına dayalı atomik kompozisyon grafikleri.....136

- Şekil 3.52. Al $2p$ 'nin a) derinliğe bağlı spektrumlarından piklerin ters evrişimi yoluyla elde edilen piklerin alanlarına dayalı pik alanının değişimi atomik yüzdesine dayalı grafikleri ve b) pik alanının (pikten pike) aşındırma zamanına bağlı değişimi.....137
- Şekil 3.53. Ga $3d$ 'nin yüzey tarama modunda kontak aşındırılmadan önce elde edilen spektrumları, ters evrişim pikleri ve bu piklerin alanlarına dayalı atomik kompozisyon grafikleri.....137
- Şekil 3.54. Ga $3d$ 'nin a) derinliğe bağlı spektrumlarından piklerin ters evrişimi yoluyla elde edilen piklerin alanlarına dayalı pik alanının değişimi atomik yüzdesine dayalı grafikleri ve b) pik alanının (pikten pike) aşındırma zamanına bağlı değişimi.....138
- Şekil 3.55. N $1s$ 'in yüzey tarama modunda kontak aşındırılmadan önce elde edilen spektrumları, ters evrişim pikleri ve bu piklerin alanlarına dayalı atomik kompozisyon grafikleri.....139
- Şekil 3.56. N $1s$ 'in a) derinliğe bağlı spektrumlarından piklerin ters evrişimi yoluyla elde edilen piklerin alanlarına dayalı pik alanının değişimi atomik yüzdesine dayalı grafikleri ve b) pik alanının (pikten pike) aşındırma zamanına bağlı değişimi.....139
- Şekil 3.57. Ti $2p$ 'nin yüzey tarama modunda kontak aşındırılmadan önce elde edilen spektrumları, ters evrişim pikleri ve bu piklerin alanlarına dayalı atomik kompozisyon grafikleri.....140
- Şekil 3.58. Ti $2p$ 'nin a) derinliğe bağlı spektrumlarından piklerin ters evrişimi yoluyla elde edilen piklerin alanlarına dayalı pik alanının değişimi atomik yüzdesine dayalı grafikleri ve b) pik alanının (pikten pike) aşındırma zamanına bağlı değişimi.....140
- Şekil 3.59. 600 °C'de tavlanmış Schottky kontaklarda Al $2p$ 'nin pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.....142
- Şekil 3.60. 900 °C'de tavlanmış Schottky kontaklarda Al $2p$ 'nin pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.....142

- Şekil 3.61. 600 °C'de tavllanmış Schottky kontaklarda Au $4f$ 'in pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.....143
- Şekil 3.62. 900 °C'de tavllanmış Schottky kontaklarda Au $4f$ 'nin pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.....144
- Şekil 3.63. 600 °C'de tavllanmış Schottky kontaklarda Ga $3d$ 'nin pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.....144
- Şekil 3.64. 900 °C'de tavllanmış Schottky kontaklarda Ga $3d$ 'nin pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.....145
- Şekil 3.65. 600 °C'de tavllanmış Schottky kontaklarda N1s'in pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.....146
- Şekil 3.66. 900 °C'de tavllanmış Schottky kontaklarda N 1s'in pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.....146
- Şekil 3.67. 600 °C'de tavllanmış Schottky kontaklarda Ni $2p$ 'nin pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.....147
- Şekil 3.68. 900 °C'de tavllanmış Schottky kontaklarda Ni $2p$ 'nin pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.....147
- Şekil 3.69. 600 °C'de tavllanmış Schottky kontaklarda O1s'in pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.....148
- Şekil 3.70. 900 °C'de tavllanmış Schottky kontaklarda O1s'nin pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.....148
- Şekil 3.71. Tavlamadan önce Schottky kontaklarda Ni ve Au difüzyonu ve kontak kompozisyonu.....149
- Şekil 3.72. Engel yüksekliği ve idealite faktörü için optimum koşullar elde edildiğinde Schottky kontaklarda Ni ve Au difüzyonu ve kontak kompozisyonu.....150
- Şekil 3.73. Diyot niteliğini kaybettiği durumda Schottky kontaklarda Ni ve Au difüzyonu ve kontak kompozisyonu.....150

- Şekil 3.74. 800 °C'de tavllanmış kontaklarda Al $2p$, Ga $3d$, N $1s$ ve Ti $2p$ 'nin sırasıyla pik alanı ve atomik yüzde grafikleri (a, c, e ve g) ve pik alanının (pikten pike) aşındırma zamanına bağlı değişimi (b, d, f ve h).....152
- Şekil 3.75. 900 °C'de tavllanmış kontaklarda Al $2p$, Ga $3d$, N $1s$ ve Ti $2p$ 'nin sırasıyla pik alanı ve atomik yüzde grafikleri (a, c, e ve g) ve pik alanının (pikten pike) aşındırma zamanına bağlı değişimi (b, d, f ve h).....153
- Şekil 3.76. 650 °C'de tavlandıktan sonra omik kontaklarda Ti ve Al difüzyonu ve kontak kompozisyonu.....154
- Şekil 3.77. 900 °C'de tavlandıktan sonra omik kontaklarda Ti ve Al difüzyonu ve kontak kompozisyonu.....155
- Şekil 3.78. Ti-Al ikili alaşım faz diyagramı (353). Al ve Ti miktarları ve omik kontak tavlama sıcaklığının karşılık geldiği noktalar (•) ile gösterilmiştir.....156
- Şekil 3.79. Kontak metallerinin tavlama ile alttaşa yayılması.....157
- Şekil 3.80. (a, b) Buharlaştırma (c, d) saçtırma tekniği ile Ti biriktirilmiş numuneye ait *AFM* görüntüleri.....158
- Şekil 3.81. KOH ile temizlenen numunelerin yüzey görüntüleri.....160
- Şekil 3.82. HCl ile temizlenen numunelerin yüzey görüntüleri.....160
- Şekil 3.83. (a) Tavlamadan önce, (b) 600 °C ve (c) 800 °C'de tavlandıktan sonra Schottky kontaklarının yüzey görüntüleri. Pürüzlülük değerleri sırasıyla 4.6 nm, 2.2 nm ve 2.1 nm'dir.....161
- Şekil 3.84. (a) Tavlamadan önce, (b) 600 °C ve (c) 800 °C'de tavlandıktan sonra omik kontaklarının yüzey görüntüleri. Pürüzlülük değerleri sırasıyla 3.3nm, 5.6nm ve 5.2nm'dir....162

GİRİŞ

Neden Metal/yarıiletken Kontaklar?

Uygulamalı fizikte, elektrik-elektronik mühendisliğinde ve malzeme biliminde yarıiletken aygıtlar oldukça fazla araştırmaya konu olmuştur. Bu durumun temel nedeni 1998'den beri dünyanın en büyük endüstri kolu olan elektronikte bu aygıtların kullanılıyor olmasıdır. Yarıiletkenler hakkındaki temel bilgiler elektronikteki ilerlemenin kaynağıdır ve buradaki gelişmeler elektronik teknolojisine dayanan bilgi çağına katkı sağlayacaktır. Bu alanda yapılacak çalışmalar özellikle;

- Yarıiletken aygıtların yapıtaşlarının üretim aşamasına,
- Yarıiletken teknolojisi ve bunların elektronikteki uygulamalarına,
- Aygıt üretimindeki rollerine,
- Yüksek yoğunluklu, yüksek hızlı ve düşük güç tüketimine odaklanan teknoloji eğilimlerine

katkıda bulunacaktır [1].

Bu güne kadar 60 farklı tipte aygıt ve bunların 100'den fazla varyasyonu üretilmiştir [2]. Bununla birlikte tüm bu aygıtlar dört temel yapıtaşı üzerinde üretilir. Bunlar; metal-yarıiletken kontaklar, p-n eklemleri, metal-okisit-yarıiletkenler ve hetero eklemlerdir. Bunlardan metal-yarıiletkenler bir metal ile yarıiletkenin aracısız kontak durumunu gösterir. Bu yapı ilk çalışılan yarıiletken aygıttır [3] ve arayüzünde akımın ya bir yönde kolayca aktığı doğrultucu ya da her iki yönde kolayca akabildiği omik kontak olarak davranır.

Bir yarıiletken aygıtta son bağlantı daima en az bir tümleşik devre-metal tabaka şeklindedir yani bir yarıiletken aygıt en az iki metal-yarıiletken kontağı

vardır. Bu nedenle iyi bir kontak her yarıiletken aygıt için vazgeçilmezdir. Örneğin mikrodalga bölgesinde çalışan önemli bir aygıt olan MESFET (metal-yarıiletken alan etkili transistör)'in akıtıcı (drain) ve kaynak (source) kontakları omik, kapı (gate) kontağı Schottky kontaklıdır.

Neden AlGaN?

GaN ve bunun üçlü bileşikleri gibi geniş band aralığına sahip yarıiletkenler yüksek güç, yüksek frekans ve yüksek sıcaklık elektronik devre elemanları için önemli ve ilgi çekici malzemelerdir. Bu malzemeler arasında SiC, malzeme kalitesi ve kısmen de yüksek güçlü devre elemanı üretiminde kendisine yer bulmuş ve üzerinde yapılan çalışmalarla SiC aygıt teknolojisi kısmen de olsa olgunlaşmıştır. Diğer taraftan *III-V* bileşik yarıiletkenleri özellikle GaN ve üçlü bileşikleri AlGaN/GaN ya da AlN/GaN arayüzündeki yüksek mobiliteli iki boyutlu elektron gazı (2DEG) nedeniyle yüksek frekans uygulamaları için daha uygundur. AlGaN alttaşlar kullanılarak Yüksek Elektron Mobiliteli Transistör (HEMT), Alan Etkili Transistör (FET), Schottky Engel Diyotlar, p-n eklemler ve foto diyotlar, sensörler ve Işık Yayıcı Diyotlar (LED) vb. pek çok elektronik devre elemanı üretilmiş ve bir kısmı ticari ya da askeri kullanıma sunulmuştur.

GaN ilk defa 1932 yılında sentezlenmesine rağmen 1968 yılına kadar bir alttaş üzerine tabakalı olarak büyütülemediği [4]. Ancak 1971 yılında hidrid buhar fazı ile tabakalı olarak başarılı biçimde biriktirilmiş ve ilk kez GaN-LED üretilmiştir [5,6]. 1986 yılında Metalorganik Kimyasal Buhar Biriktirme Metodu (MOCVD) ile oldukça yüksek kalitede alttaşlar elde edilmiş ve 1993-1994 yıllarında GaN ve AlGaN ile ilk yüksek elektron mobiliteli transistörler üretilmiştir [7-9]. Bu umut verici gelişmelerin yanı sıra tabakalı büyütme için ucuz alttaşların temin edilememesi üretimi sınırlamaktadır. Mevcut yöntemlerde safir, Si ve SiC in yanı sıra ZnO, MgAl₂O₄, GaAs, MgO, NaCl, W, WS₂, TiO₂, MoS₂, ve *II-VI* bileşikleri (ZnTe vb.) ya da *III-VI* bileşikleri de (GaSe, InSe, vb.) alttaş olarak kullanılmıştır. GaN tabakalı yapılarının büyütülmesinde başarılı sonuçlar SiC gibi örgü uyumunun iyi olduğu alttaşlarla elde edilmiştir. Örgü uyumunun az olduğu alttaşlar üzerine büyütülen GaN kristallerdeki kusur yoğunluğu diğer *III-V* bileşik kristallerinden 105 kattan daha fazladır (Si için kusur yoğunluğu birim alanda

1-10 mertebesinde, GaAs için 100-500 mertebesinde ve GaN için 107-109 mertebesinde). Ayrıca GaN ve AlGaN alttaşlarla devre elemanı üretimindeki omik kontak metalizasyonu, p tipi katkılamamanın güçlüğü, taşıyıcı yoğunluğunun kontrolü ve yüzey temizliği için uygun kimyasalların olmaması ya da plazma aşındırmadan kaynaklanan kusurlar gibi problemler araştırmaların başlangıçta yavaş ilerlemesinin en önemli nedenleridir.

Sorunlu tarihçesine ve üretim maliyetlerinin yüksek olmasına rağmen AlGaN gibi $III-N$ bileşiklerinin üçlü bileşikleri sahip oldukları eşsiz malzeme özelliklerinden dolayı son zamanlardaki çalışmaların odak konusudur. Kompozisyona bağlı olarak doğrudan geçişli yasak band aralığı 0.7 eV ile 6.2 eV arasında değişmektedir yani yasak band aralığı yakın IR 'den UV 'ye kadar geniş bir aralığı kapsamaktadır. Bu nedenle belirli dalgaboylarına duyarlı sensörler ya da güneş körü foto dedektörlerde kullanılabilir. Ayrıca GaAs ya da InP gibi ZnS yapı yerine wurtzite yapıda kristallenir. Bu nedenle de kristal içerisindeki doğal elektrik alan tek düzedir ve piezoelektrik polarizasyon gösterir. GaN elektron mobilitesi oldukça yüksektir ve $2000 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ 'e kadar ulaşabilmektedir ve kırılma gerilim 3 MVcm^{-1} 'den yüksektir Dolayısıyla yüksek hız ve yüksek güç elektroniğinde kullanıma son derece uygundur. Bir başka özelliği ise yüksek termal iletkenliğidir ($1.3 \text{ Wcm}^{-1}\text{C}^{-1}$) ki bu değer GaAs termal iletkenliğinden üç kat yüksektir.

Ticari başarısı ve eşsiz özelliklerine rağmen GaN'ın içinde gerçekleşen fiziksel olaylar tam olarak açıklığa kavuşturulamamıştır. Örneğin kristal yapının benzetimler yapılarak modellenebilmesi için standart modeller yerine gelişmiş modeller ve karmaşık benzetimler yapılmaktadır. Benzetimler yapmak ya da yeni modeller öne sürebilmek için kusur yoğunluğu, taşıyıcı yoğunluğu iç sıcaklık, iç elektrik alan ya da diğer fiziksel koşullar gibi çok sayıda malzeme parametresi ve bunların kompozisyona bağlı değişimi bilinmelidir. Bununla birlikte aygıt üretimi ve iyileştirilmesi aşaması daha da karmaşıktır. Yüksek sızıntı akımı, uyumsuz alttaşların ya da büyütme koşullarının neden olduğu kusurların varlığı ve bu kusurların sızıntı akımına ya da kırılma gerilimi üzerine etkisinin belirlenmesi gibi hala aşılması gereken önemli problemler mevcuttur. Örneğin sızıntı akımının mekanizması hakkında yüzey engelinin değişimi ya da tuzak destekli tünelleme gibi modeller [10-12] önerilmesine rağmen modeller henüz tam değildir.

Yüksek sıcaklık, yüksek frekans ve yüksek güç aygıtlarının üretiminde önemli bir konu da yüzey hallerinin kontrol edilmesidir. Aygıt performansını radyo frekansı akım dispersiyonu ve termal/elektriksel stresin neden olduğu bozulmayı engellemek veya yüzey hallerinin elektron yakalama davranışı ile doğrudan ilişkili olan kırılma gerilimini artırmak için büyük çabalar harcanmıştır. Aygıt performansının elektriksel olarak aktif yüzey halleri ile ilişkisi, yüzey pasivasyonu, plazma ya da kimyasallar ile yüzey temizliği ve tavlama gibi çeşitli tekniklerle incelenmiştir [13-23]. Bu yöntemlerden tavlama Schottky kontakların sızıntı akımının azaltılması, engel yüksekliğinin kırılma geriliminin artırılması için sıklıkla başvurulan yöntemlerdendir. İyileşmenin temelinde metal/AlGaN arayüzü yakınlarında tuzak seviyesi aktivitesindeki değişim olduğu düşünülmektedir ve tavlamanın neden olduğu değişimin tam mekanizması bilinmemektedir [17,21].

Yukarıdaki özelliklerin yanı sıra farklı Al mol kesrine sahip AlGaN alttaşların yasak band aralığı, taşıyıcıların etkin kütlesi ve elektron ilgileri gibi bazı parametreleri mol kesrine bağlıdır. Optik parametreler ve metal-yarıiletken kontakların karakteristik parametreleri de bu bağımlılığa sahiptir. Yani Al mol kesri değiştirilerek elektron ilgisini dolayısıyla da metal-yarıiletken kontakın engel yüksekliğini ya da yasak band genişliğini değiştirerek belirli bir dalga boyunun altındaki radyasyona duyarız foto dedektörler üretilebilir. Mol kesrinin etkisini incelemek için farklı Al mol kesrine sahip alttaşlarla yapılan sistematik çalışmaların sayısı son derece sınırlı olmakla birlikte araştırmacılara önemli bilgiler sağlamaktadır. Bu nedenle tez çalışmasında iki farklı Al mol kesrine sahip, aktif tabaka kalınlıkları eşit ve aynı yöntemle ve aynı alttaş üzerine büyütülmüş kristaller kullanılmıştır.

Tez Çalışmasına Genel Bir Bakış

Tez çalışması önerisinde deneysel çalışmaların AlGaN alttaşlar kullanılarak diyot üretimi ve elektriksel ölçümlerinin gerçekleştirilerek uygun akım-iletim mekanizmasının belirlenmesi şeklinde planlanmıştır ve gerçekleştirilmiştir. Diyotların karakteristik parametrelerini belirlemek için iki farklı Al mol kesrine sahip ($Al_xGa_{1-x}N$, $x=0.09, 0.20$) AlGaN alttaş ile Ni/AlGaN Schottky diyotlar üretilmiştir. Diyotların karakteristik parametrelerinin iyileştirilmesi için inert gaz ortamında adım adım tavlama işlemi gerçekleştirilmiştir. Her tavlama

işleminde sonra tüm diyotların $I-V$, $C-V$, $C-f$ ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Ayrıca üretilen diyotların 100-310 K aralığında sıcaklığa bağlı akım-gerilim ölçümleri de gerçekleştirilmiştir. Bu ölçüm sonuçları kullanılarak diyotların idealite faktörü, engel yüksekliği, metal yarıiletken arayüzeyindeki hallerin yoğunluğu ve seri direnç gibi parametreleri farklı yöntemlerle elde edilmiştir. Ayrıca akım iletim mekanizması yaklaşımımızı doğrulamak/açıklamak amacıyla tavlama ile diyot parametrelerindeki değişim, derinliğe bağlı XPS analizleri ve AFM analizleri de tez çalışmasına dâhil edilmiştir. Böylece Ni/AlGaN Schottky diyotların hem omik hem de Schottky kontak mekanizmasının spektroskopik ve elektriksel karakterizasyonu gerçekleştirilmiştir. Tez çalışmasında yer alan genel bilgiler ve deneysel bulgular aşağıdaki gibi düzenlenmiştir.

1. Bölümde Metal-yarıiletken kontaklar için kısa bir bilgi verilmiş, akım iletimi, Schottky engelinin oluşumu, doğrultucu ve omik kontaklar kısaca tartışılmıştır.
2. Bölümde verilerin değerlendirilmesi, diyot üretimi ve elektriksel ölçümlerin değerlendirilmesi hakkında literatüre dayalı temel bilgiler ve ayrıca deney sistemleri, yardımcı programlar ve son olarak Ni/AlGaN diyotların üretimi hakkında bilgiler verilmiştir.
3. Bölümde deneysel sonuçlar grafikler, tablolar ve görseller eşliğinde sunulmuştur. Bulgular literatür ile karşılaştırılmış ve tavlama sıcaklığına bağlı olarak elektriksel parametreler ve kimyasal kompozisyonun değişimi irdelenmiştir.
4. Bölümde ise bulgular özetlenmiş ve gelecekte yapılması planlanan çalışmalar özetlenmiştir.

Böylece üzerinde son 15 yıldır yoğun çalışmalar yapılan AlGaN Schottky kontakların tavlama sıcaklığına göre karakteristik parametrelerin ve kimyasal kompozisyonun değişimi üzerine henüz literatürde çok az sayıda örneği bulunan kapsamlı ve sistematik bir çalışma tamamlanmıştır.

1. BÖLÜM: GENEL BİLGİLER ve LİTERATÜR ÇALIŞMASI

1.1. Giriş

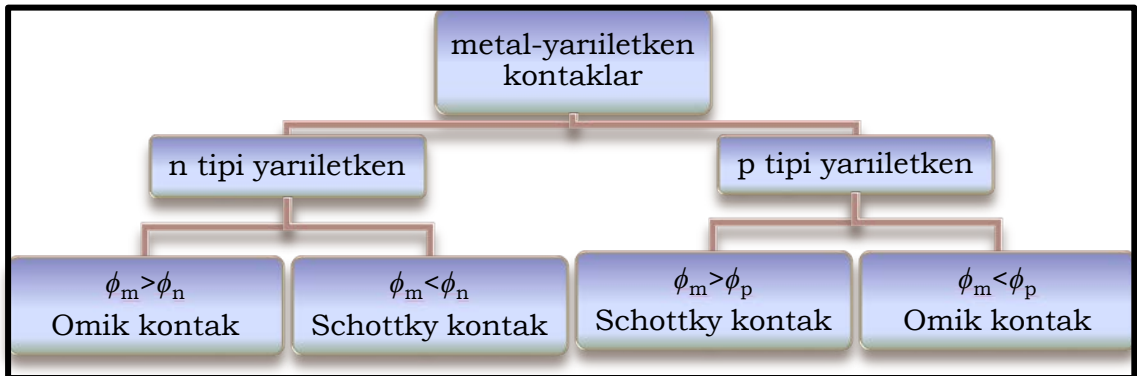
Yarıiletkenlerin tarihçesinde, 1826 yılında PbS'ün yarıiletken özelliğinin keşfedilmesinden [24] 1874'te F. Braun'un doğrultucu kontakları keşfine [3] kadar kökeni açıklanamayan sıcaklığa bağlı iletkenlik, fotoiletkenlik gibi [25-27] birkaç fiziksel fenomen dışında önemli bir gelişme kaydedilmemiştir. Metal-yarıiletken kontakların doğrultma özelliğinin keşfinden sonra ise bu alandaki gelişmeler ivme kazanarak artmıştır. Selenyumdaki fotovoltaik etki [28] ve SiC deki mavi ışık yayılımı keşfedilmiş [29] ve 1911 yılında ilk kez "yarıiletken-Halbleiter" terimi kullanılmıştır [30]. 1930 yılında ilk alan etkili transistörün yapımından sonra [31] katıhal fiziğindeki; katılardaki periyodik potansiyeli ve band yapısı teoreminin geliştirilmesi [32,33], Zener tünelleme [34] eksitonların tanımlanması [35,36] ve Cu_2O 'te doğrultmanın teorik olarak tahmin edilmesi [37,38] gibi gelişmeler yarıiletken aygıtların teorik temellerini oluşturmuştur. Bununla birlikte metal-yarıiletken kontaklardaki doğrultmanın fiziksel kökeni ile ilgili tatmin edici bir açıklama ancak 1938 yılında W. Schottky'nin ve N.F. Mott'un eş zamanlı olarak geliştirdikleri metal-yarıiletkenlerin doğrultma teorisi [39-42] ile yapılabilmektedir. Nokta kontaklı silisyum doğrultucular [43] ve germanyum doğrultucuların [44] İkinci Dünya Savaşından sonra radar teknolojisinde kullanılabileceğinin keşfi ise bu konuya olan ilgiyi artırmıştır. 1945 ile 1980 arasındaki yıllar Si, Ge ve GaAs yarıiletken alttaşlarıyla yapılan aygıtlar için ilklerin yılları olmuştur. JFET ve MESFET için ilk patentler [45], transistör [46], yarıiletken sinyal yükseltici [47] bipolar transistör [48], $p-n$ eklemi, tristör [49], JFET [50], silisyum temelli güneş pilleri [51], Çoklu eklem bipolar transistör [52], ilk tümleşik devrenin üretimi [53,54], tünel diyot [55], düzlemsel transistör [56], MOSFET [57], yarıiletken lazer [58,59], çoklu yapılı lazer [60,61], IMPATT diyot [62], MESFET [63], yarıiletken kalıcı bellekler [64], oda sıcaklığında çalışan çoklu yapılı

yariletken lazer [65,66], yükten bağlaşık aygıt [67], rezonans tünellemeli diyot [68], MODFET [69] bu dönemde üretilmiştir. 1980'li yıllarda yeni üretim tekniklerinin geliştirilmesi ve işletme maliyetlerindeki düşüş yariletken kristallerin çeşitlenmesine neden olmuş InP, SiC gibi bileşik yariletkenlerin yanı sıra 1990'lı yıllardan itibaren *III-N* bileşik yariletkenleri vb. pek çok ikili, üçlü hatta dördü bileşik yariletkenle (GaN, AlGaN ve InAlGaN gibi) yapılan çalışmalar literatürde yerini almıştır. Bu sırada kontaklar, akım iletim mekanizmaları vb. pek çok yeni olgu da yeni teorilerle açıklığa kavuşturulmaya çalışılmıştır.

1.2. Metal-Yariletken Kontaklar

Metal-yariletken kontaklar tüm elektronik ve optoelektronik aygıtların en önemli bileşenlerindedir. Metal-yariletken kontakların en önemli karakteristiği metal-yariletken arayüzeyinde yariletkenin çoğunluk taşıyıcı band kenarı ile metaldeki Fermi seviyesi arasındaki potansiyel engelinin doğasıdır. Metal-yariletken kontaklar elektriksel olarak iki tür davranış sergiler. Birinci durum akımın iki yapı arasında yük taşıyıcıların doğrudan akabildiği omik davranış, ikinci durum ise yük taşıyıcıların bir engeli aşarak akımın taşınmasını sağladığı doğrultucu davranıştır (Schottky etkisi). Bu iki durum hemen hemen tüm elektronik aygıtların temelini oluşturur.

Metal-yariletken kontakları yariletkenin tipine ve metalin iş fonksiyonlarının büyüklüklerine göre iki grupta incelemek mümkündür (Şekil 1.1).



Şekil 1.1. Arayüzey seviyelerinin dikkate alınmadığı durumda metal-yariletken kontakların yariletken tipine ve iş fonksiyonların göre gruplandırılması.

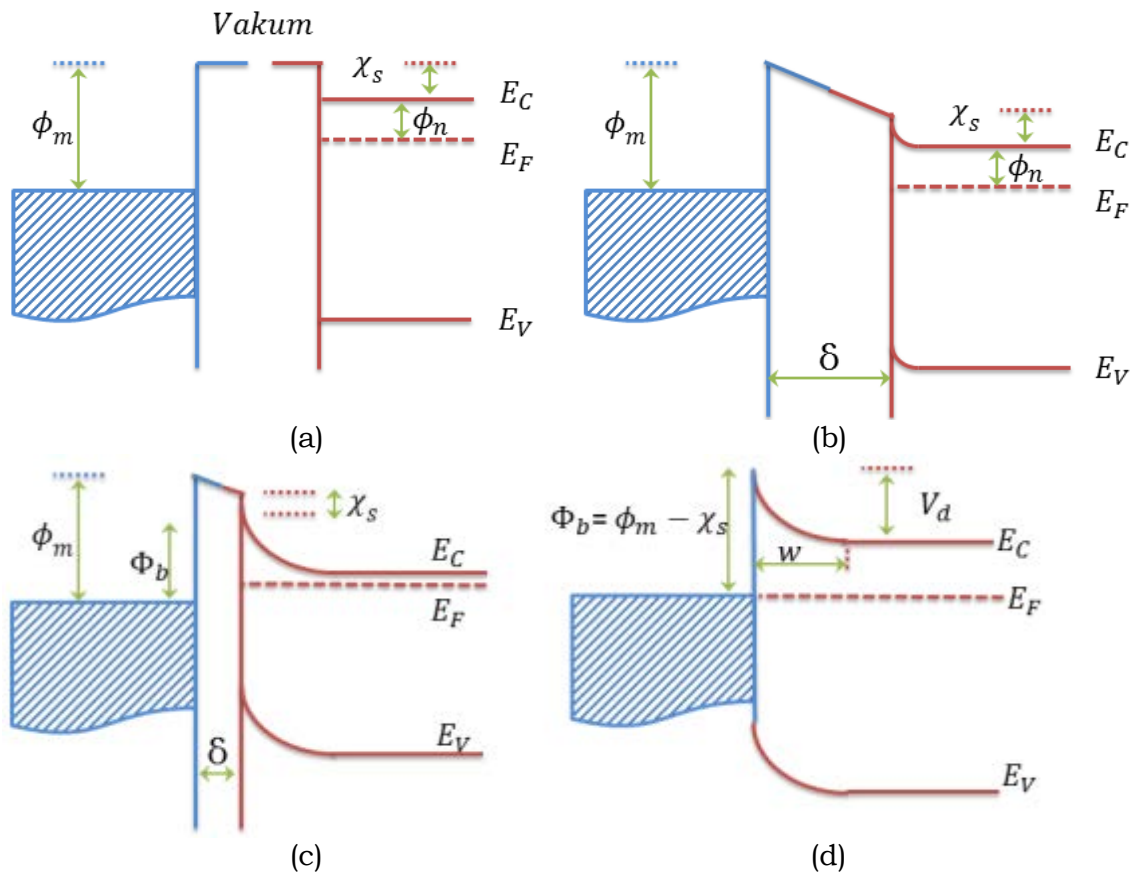
Birinci grupta n -tipi yarıiletken üzerine yarıiletkeninin iş fonksiyonunun metalin iş fonksiyonundan küçük (omik kontak) ya da büyük (Schottky kontak) olması durumu ikinci grupta ise p -tipi yarıiletken üzerine yarıiletkeninin iş fonksiyonunun metalin iş fonksiyonundan küçük (Schottky kontak) ya da büyük (omik kontak) olması durumu söz konusudur [1,70].

1.2.1. Schottky Kontaklar

Bir metal ve yarıiletken kontak oluşturacak şekilde bir araya getirilirse metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki fark nedeniyle arayüzde bir potansiyel engeli oluşur. Bu potansiyel engeli akım iletimini kontrol etmenin yanı sıra kontağın kapasitansının oluşumundan da sorumludur [71]. Son otuz yılda katıhal fiziğinde ve yarıiletken aygıt fiziğinde önemli gelişmeler kaydedilmesine rağmen engelin oluşumu ile ilgili bilgiler başlangıçta öne sürülen modeller ile sınırlıdır [39,40,42,72-75]. Engel oluşumu ile ilgili ilk teori Schottky ve Mott tarafından eş zamanlı olarak ileri sürülmüştür. Bu nedenle de Schottky-Mott teorisi olarak bilinir. Teoriye göre engelin oluşumuna, metalin iş fonksiyonu (ϕ_m) ile yarıiletkenin elektron ilgisi (χ_s) arasındaki fark neden olmaktadır yani herhangi bir etkileşme yoksa dengedeki n -tipi bir yarıiletken ile metal kontak için engel yüksekliği (Φ_{bn}^0);

$$\Phi_{bn}^0 = \phi_m - \chi_s \quad (1.1)$$

olmalıdır. Deneysel ve teorik çalışmalar engel yüksekliği ile metalin iş fonksiyonu arasındaki ilişkinin Schottky-Mott teoreminin öngördüğünden farklı olduğunu göstermiştir. Genellikle Metal-yarıiletken kontakların hazırlanma koşullarına bağlı olarak engel yüksekliği özellikle büyük iş fonksiyonuna sahip metaller için deneysel olarak Denklem 1.1'de belirtilenden biraz daha büyük bulunmaktadır. Yüzey hallerinin ve diğer anomalilerin olmadığı ideal durumda büyük iş fonksiyonuna sahip bir metalin ve n -tipi bir yarıiletken kontak haline getirilmeden önceki durumda enerji band diyagramları Şekil 1.2'de görülmektedir. Şayet dış bağlantı yardımıyla yük akışına izin verilirse bu iki ayrı sistem arasında yük akışı olur ve dengedeki tek bir sistem olarak ele alınabilir.



Şekil 1.2. a) Metal ve yarıiletkenin kontakt yapılmadan, b) aralarında δ kadar mesafe varken, c) δ mesafesi azaldığında ve d) Metal ve yarıiletken bir araya getirildiğindeki enerji band diyagramları.

Burada Schottky engel yüksekliği (Φ_b) iletkenlik bandının en yüksek değeri ile Fermi seviyesi arasındaki fark olarak tanımlanır. İş fonksiyonu ise vakum seviyesi ile Fermi seviyesi arasındaki fark olarak tanımlanır ve metal için ϕ_m ile gösterilir. İş fonksiyonunun yarıiletkendeki karşılığı $\chi + \phi_n$ 'dir. Burada χ yarıiletkenin elektron ilgisi ϕ_n ise yarıiletkenin iletkenlik bandı (E_C) ile Fermi seviyesi arasındaki farktır. İki iş fonksiyonu arasındaki potansiyel fark ($\phi_m - (\chi + \phi_n)$) kontak potansiyeli olarak adlandırılır [71].

Temelde n -tipi ya da p -tipi bir yarıiletken için engel yüksekliğinin uygulanan gerilimden bağımsız olduğu ve Schottky kuralı

$$\Phi_{bn} + \Phi_{bp} = E_g \quad (1.2)$$

ile birbirine bağlı olduğu varsayılır [76]. Burada E_g yarıiletkenin yasak band aralığıdır. Yarıiletkenindeki band bükülmesinin nedeni arayüz yakınlarında

kompanse olmamış pozitif uzay yükleridir. Yarıiletkenin hacimsel kısmında düzgün dağılmış iyonize donörler iletim bandındaki elektronlar tarafından kompanse edilirler. Metale yakın bölgede ise iletim bandındaki elektron yoğunluğu üstel biçimde ($E_c - \zeta_s$) ile orantılı olarak azalır. Burada E_c yarıiletkenin iletkenlik bandın sınırı, ζ_s ise bölgesel elektron sayısı ile orantılı bölgesel serbest enerjinin bir türevi olan elektrokimyasal potansiyeldir. Bu arayüzdeki elektronlardan arınmış bölgeye “deplasyon tabakası”, “tükenme bölgesi” ya da “uzay yükü bölgesi” adı verilir.

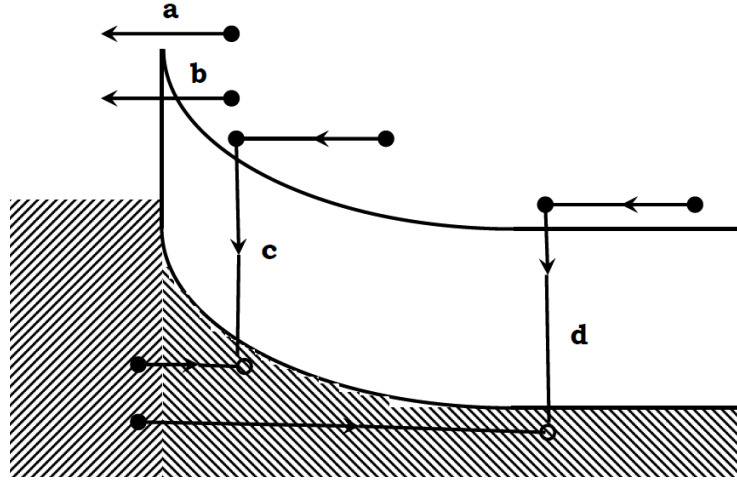
Bir metal ile yarıiletken ile kontak oluşturacak şekilde bir araya getirildiğinde eski bağlar kırılır ve yeni bağlar oluşur dolayısıyla her iki taraftan gelen ve üst üste binen dalga fonksiyonları nedeniyle arayüzde yüklerin yeniden düzenlenmesi beklenir. Yani kuantum mekaniksel olarak engel yüksekliği sadece metalin niceliklerine değil arayüzün yapısına da bağlıdır (Fermi seviyesinin sabitlenmesi gibi) [77,78]. 1980’li yılların ikinci yarısından itibaren yüksek kaliteli kristaller ile üretilen Schottky diyotlar için engel yüksekliğinin metal-yarıiletken arayüzünün yapısına ve kristal yönelimine beklenenden çok daha fazla bağlı olduğu görülmüştür [79-81]. Bu bağlılık polikristal yarıiletkenler ile yapılan metal-yarıiletken kontakların arayüzünde engelin homojensizliği olarak ortaya çıkmaktadır [81].

Günümüzde modern tekniklerle yüksek kalitede Si ve GaAs kristallerin üretiminin yanı sıra CVD, MOCVD gibi tekniklerle bileşik yarıiletken de üretilebilmektedir. Ticari ya da askeri ihtiyaçlara yönelik farklı metal-yarıiletken aygıtlar geliştirilmektedir. Bu gelişmelerle birlikte engelin oluşum mekanizması ya da akım iletimi ile ilgili farklı yaklaşımlarda öne sürülmekte ve çalışmalar hızla devam etmektedir.

1.2.2. Omik Kontaklar

Metal-yarıiletken kontakların genel kullanım alanı bu kontakların doğrultucu özelliklerine dayanır. Omik kontak ise yarıiletken aygıtın toplam direncine oranla ihmal edilebilecek kadar düşük kontak direncine sahip metal-yarıiletken kontaklıdır. İyi bir omik kontak aygıt performansını etkilememeli ve aygıtın aktif bölgesi boyunca karşılaşılabilecek gerilim düşmesini sağlayacak akım akışını sağlayabilmelidir [71].

mesafesine göre yeterince ince ise akım taşıyıcılar doğrudan tünelleyebilir ya da engelin içindeki Fermi seviyesine karşılık gelen bir seviyeye tünelleyebilir. Bu olası durumları gösteren yani bir yarıiletkenden metale doğru doğru beslem altında akan akımı kontrol eden mekanizmalar Şekil 1.4'te gösterilmiştir [78].



Şekil 1.4. İleri beslem altındaki bir Schottky engel diyotta akım iletim mekanizmaları [78].

Buna göre akım iletim mekanizmaları;

- a) Elektronların engelin üstünden emisyonu
- b) Engele doğru kuantum mekaniksel tünelleme
- c) Uzak yük bölgesindeki rekombinasyon
- d) Nötral bölgedeki rekombinasyon (hol injeksiyonu)

olarak sınıflandırılır.

1.4. Literatür Özeti

Metal-yarıiletken kontaklar hakkındaki ilk bilgiler yaklaşık 140 yıl öncesine Braun'un, 1874 yılındaki metal-yarıiletken eklemlerin doğrultucu özelliğini gösterdiği çalışmasına dayanmaktadır. Kontakların doğrultucu özelliğinin açıklanmasına yönelik ilk öneriler ise bu gelişmeden yaklaşık 64 yıl sonra Schottky ve Mott'un birbirlerinden bağımsız olarak elektronların gözlenen doğrultma yönünde, sonradan Schottky engeli olarak adlandırılan potansiyel

engeli üzerinden sürüklenme ve difüzyon yoluyla geçtiğini bildirmesiyle olmuştur.

Literatürde AlGaN diyotların Schottky kontak metalizasyonu için Ni, Pd ve Pt gibi iş fonksiyonu yüksek soy geçiş metallerinin yanı sıra Cu, Au, Ag, Mo, Al, Re ve Ti gibi metaller de kullanılmıştır [17-19,82-100]. Bu çalışmalardan elde edilen engel yükseklikleri ve idealite faktörünün değerleri sadece metalin iş fonksiyonuna değil alttaşların Al mol kesrine ve diyot üretim koşullarına (aşındırma ve metalizasyon yöntemleri gibi) bağlı olarak ta değişmektedir.

Khan *et al.* farklı Al mol kesrine sahip AlGaN alttaşlar ($0 \leq x \leq 20$) üzerine Au Schottky kontaklar ile yaptığı çalışmada engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün Al mol kesrine bağlı olarak sırasıyla 0.91 eV ile 1.55 eV ve 1.04 ile 2.30 arasında değiştiğini gözlemiştir [91]. Schottky metali olarak Ni'in kullanıldığı benzer iki çalışmada; Qiao *et al.* engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün Al mol kesrine bağlı olarak ($0 \leq x \leq 23$) sırasıyla 0.84 eV ile 1.02 eV ve 1.12 ile 1.37 arasında değiştiğini; Ha *et al.* ise ($10 \leq x \leq 50$) engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün sırasıyla 1.31 eV ile 1.41 eV ve 1.20 ile 1.40 arasında değiştiğini gözlemiştir [101,102]. Kim *et al.* ise GaN alttaşlar ile yaptığı çalışmada Ni kontakların engel yüksekliğini kimyasal aşındırma yapılmadan önce engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün ortalama değerinin sırasıyla 0.84 eV ile 1.48 olduğunu, KOH ile kimyasal aşındırma yapıldıktan sonra 0.94 eV ile 1.28 olduğunu ortaya koymuştur [103]. Benzer biçimde iç foto emisyon spektroskopisi yöntemi kullanılarak Bradley *et al.* dört farklı yöntem ile temizlenen Ni/AlGaN diyotların engel yüksekliğinin temizleme yöntemine bağlı olduğunu göstermiştir [20]. Farklı bir çalışmada ise Miura *et al.* Ni ve oksidasyonu engellemek için Schottky kontak üzerine biriktirilen Au tabaka arasına Pt, Ir, Mo ve Pd gibi erime noktası ve iş fonksiyonu yüksek metal bariyer tabakası eklemenin engel yüksekliğini ve idealite faktörünü değiştirdiğini gözlemişlerdir [21].

Bir başka önemli diyot parametresi olan seri direnç üzerine AlGaN diyotlarla yapılan kapsamlı bir çalışma bulunmamakla birlikte bu parametrenin diyot hazırlama koşullarına ve alttaşın özelliklerine sıkıca bağlı olduğu gözlenmiştir. Üretim koşullarına bağlı olarak artan Al mol kesri ile kusur yoğunluğunun arttığı dolayısıyla da alttaşların hacimsel direncinin arttığı bilinmektedir [104].

Bununla birlikte diyotların seri direnci sadece diyot hazırlama koşullarına ve alttaşa değil omik kontak metalizasyon şemasına da bağlıdır ve değeri birkaç yüz ohm mertebesinde birkaç kiloohm mertebesine kadar değişmektedir [17,83,90,93,99,105-108].

Kapasitans-gerilim ve kapasitans-frekans ölçümleri engel yüksekliği, taşıyıcı yoğunluğu ve deplasyon tabakası genişliği gibi diyot parametrelerinin yanı sıra Hill-Coleman ve kondüktans metodu gibi farklı analiz yöntemleri kullanılarak arayüzey halleri ile ilgili önemli bilgiler elde edilmesine olanak sağlar. Literatürde karakteristik parametrelerin elde edilebilmesi için yüksek frekans C^2-V grafiklerinin (1 MHz) lineer bölgelerine uygulanan doğruların denklemleri kullanılmış ve termoionik emisyon teorisi kullanılarak elde edilen engel yüksekliği değerlerine benzer biçimde artan Al mol kesri ile engel yüksekliğinin arttığı ve engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonuna bağlı olduğu gözlenmiştir. Qiao *et al.* Ni/AlGaN diyotlarda Al mol kesri 0-0.23 arasında değişirken engel yüksekliğinin 1.00 eV ile 1.36 eV arasında değiştiğini [101], Khan *et al.* Au/AlGaN diyotlarda Al mol kesri 0-0.20 arasında değişirken engel yüksekliğinin 1.01 eV ile 1.55 eV arasında değiştiğini [91], Zhou *et al.* Re/AlGaN diyotlarda Al mol kesri 0-0.26 arasında değişirken engel yüksekliğinin 0.76-1.23 eV arasında değiştiğini gözlemiştir [101]. Farklı Al mol kesri ve Schottky metaline bağlı olarak AlGaN diyotların kapasitans-gerilim ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği değerleri 0.67 eV ile 2.48 eV arasında değişmektedir [19,21,22,82,85,91,93,94,96,98,101,105,106].

Bilindiği gibi AlGaN yarıiletken malzemesi kristal büyütme kusurları nedeniyle katkılama yapılmadan kendiliğinden n -tipi olarak büyütülmektedir. Yapısal bir kusur olan azot boşlukları donör gibi davranır. Katkılama yapılmadan MOCVD yöntemi ile büyütülen AlGaN alttaşların taşıyıcı konsantrasyonları 10^{15} - 10^{17} cm^{-3} mertebindedir [104,109-113]. CVD yöntemi ile elde edilen AlGaN alttaşların taşıyıcı yoğunluğu bu değerlerden daha yüksek olabilmektedir. Ayrıca Al mol kesrini artırmak için kristal yapı içerisine daha fazla Al yerleşmesi gerekir. Yani reaksiyon odasındaki $\text{Al}(\text{CH}_3)_3$ organometalik bileşiğinin kısmi basıncı artırılmalıdır. Hassas bir dengede bulunan NH_3 gazının kısmi basıncı bu artıştan etkilenir. Yani azot boşluğundan kaynaklanan donör konsantrasyonu artar dolayısıyla taşıyıcı konsantrasyonu artar [104].

Ayrıca diyotların kapasitansını etkileyen bir başka unsurda üretilen AlGaN alttaşların en üstünde bulunan katkılanmamış GaN tabakadır. Düşük sıcaklıkta AlGaN tabaka üzerine biriktirilen bu katkılanmamış GaN tabakanın taşıyıcı yoğunluğu oldukça düşüktür ve temelde AlGaN'dan daha az kusur yoğunluğuna sahip olarak büyütülebildiği ve AlGaN tabakayı oksidasyon gibi dış etkilerden koruduğu için son zamanlarda yapılan çalışmalarda sıklıkla pasivasyon tabakası olarak da kullanılmaktadır [114-119].

Büyük idealite faktörü, yüksek sıcaklıklarda termoiyonik akıma ilave bir tünelleme akımının gözlenmesi ya da engel yüksekliğindeki homojensizlik gibi diyotların ideal termoiyonik davranıştan sapmaları genellikle metal-yarıiletken arayüzündeki hallere atfedilir. Bu hallerin yoğunluğu ve zaman sabitleri özellikle yüksek frekans aygıtları için son derece önemlidir. Arayüzey hallerinin yoğunluğu; düşük-yüksek frekans farkı metodu [120], Terman metodu [121], doğru beslem $I-V$ eğrileri [71,78], Hill-Coleman yöntemi [122] veya kondüktans metodu [123] kullanılarak belirlenebilir. Literatürde GaN üst tabaka ya da pasivasyon tabakası olmadan yukarıdaki yöntemlerden bazıları kullanılarak elde edilen arayüz hal yoğunluğu değerleri 10^{11} - 10^{13} $eV^{-1}cm^{-2}$, hallerin zaman sabiti değerleri ise 10^{-3} - 10^{-7} s mertebesindedir [108,124-133]. Demirezen *et al.* 3 nm kalınlığında GaN üst tabakası bulunan Ni/Al_{0.22}Ga_{0.78}N Schottky diyotlar ile yaptıkları çalışmada kondüktans metodunu kullanarak yarıiletkenin arayüzey hallerinin enerji konumu (E_C-E_{SS}) 0.07 eV ile 0.45 eV arasında değişirken arayüzey hallerinin yoğunluğunun 6×10^{12} $eV^{-1}cm^{-2}$ ile 2.6×10^{13} $eV^{-1}cm^{-2}$ ve hallerin zaman sabitinin 1.8×10^{-5} s ile 3.1×10^{-5} s arasında değiştiğini gözlemiştir [134]. Bir başka çalışmada Gregušová *et al.* GaN üst tabakası bulunan ve bulunmayan Ni/Al_{0.29}Ga_{0.71}N Schottky diyotlarla yaptıkları çalışmada atomik tabaka biriktirme yöntemini kullanarak Al₂O₃ biriktirilen diyotlarda arayüzey hal yoğunluğunun azaldığını gözlemlemiştir [135]. Orta derecede katkılanmış ve yüzey modifikasyonu yapılmamış GaAs ya da Si alttaşlar ile yapılan çalışmalarda bu değerler 10^{10} - 10^{11} $eV^{-1}cm^{-2}$ ve 10^{-5} - 10^{-7} s mertebesindedir [120,123]. Kullanılan AlGaN veya GaN alttaşların yapısal kusurları özelliklede yüzeyde ve yüzeyin hemen altındaki azot boşlukları ve metal-yarıiletken arayüzündeki kimyasal reaksiyonlar hallerin yoğunluğunu artırabilmektedir.

Diyotların akım iletim mekanizmaları ile ilgili önemli bilgilerin elde edilebileceği bir başka yöntem sıcaklığa bağlı olarak gerçekleştirilen akım-gerilim ($I-V-T$) ölçümleridir. Düşük sıcaklıklarda ilave akım iletim mekanizmaları daha açık bir biçimde ortaya konulabilir veya engel yüksekliğinin dağılımı, idealite faktörünün sıcaklığa bağımlılığı ve termoyonik alan emisyonu analizi yapılabilir. Literatürde yer alan GaN ve AlGaN alttaşlarla yapılan $I-V-T$ ölçümleri ve bu ölçümlerin değerlendirilmesini içeren çalışmaların sayısı azdır. Bununla birlikte literatürdeki çalışmalarda engel yüksekliklerinin dağılımı 1, 2 veya 3. mertebeden Gaussian dağılım fonksiyonları ile temsil edilebildiği görülmüştür. Demirezen *et al.* Ni/Al_{0.22}Ga_{0.78}N Schottky diyotlarla 80-400 K sıcaklık aralığında yaptıkları çalışmada engel yüksekliğinin ortalama değerlerinin 80–200 K ve 240–400 K aralıklarında sırasıyla 0.68 eV ve 1.40 eV olduğunu standart sapmalarının ise sırasıyla 0.082 eV ve 0.184 eV olarak belirlemişlerdir [136]. Benzer bazı çalışmalarda engel yüksekliğinin ortalama değeri 0.51 eV ile 1.67 eV standart sapması 0.082 eV ile 0.490 eV arasında değişmektedir [83,97,136-140]. $I-V-T$ analizlerinin bir başka sonucu olarak modifiye Richardson grafiklerinden Richardson sabiti ve aktivasyon enerjisi değerlerini düşük sıcaklıklardaki engel yüksekliğinin dağılım parametrelerini kullanarak $27.85 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$, 0.69 eV ve yüksek sıcaklıklardaki engel yüksekliğinin dağılım parametrelerini kullanarak $37.01 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$, 1.42 eV olarak belirlemişlerdir [136]. Bu değerler Al_{0.22}Ga_{0.78}N için öngörülen teorik değere oldukça yakındır ($33.26 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$). Bu çalışmada ayrıca T_0 parametresinin 568 K olduğu bulunmuştur [136]. Ravinandan *et al.* Pd/GaN diyotlarla yaptığı çalışmada ise T_0 değerinin 186 K olarak bulunmuştur. Görüldüğü gibi GaN veya AlGaN alttaşlarla üretilen diyotların T_0 parametreleri oldukça geniş bir aralıkta değerler almaktadır Bu değerler literatürde Si, GaAs, InP ve SiC gibi farklı alttaşlarla yapılan benzer çalışmalardan da oldukça yüksektir [141-150].

AlGaN Schottky kontakların kimyasal kompozisyonunun belirlenmesinde XPS, AES, SIMS, EDX ve XRD gibi spektroskopik yöntemler kullanılmaktadır. Bu yöntemlerle metal-yarıiletken arayüzünün kimyasal kompozisyonu ve tavlamanın etkisi hakkında önemli bilgiler elde edilebilir. Bu konudaki ilk çalışmalardan birisi Ruvimov *et al.*'un enerji dağılımlı X-ışını (EDX) kullanılarak GaN alttaşlar üzerinde Ti/Al ve Ti/Al/Ni/Au omik kontakların mikro yapısını

incelediği çalışmadır [151]. Bu çalışmadan elde edilen bulgulara göre omik kontakların tavlanması Ti/GaN arayüzünde titanyumun difüze olarak kristal yapıdan Ga çıkışına neden olduğu ve TiN oluşturduğu, kontak metallere TiAl₃, Al-Ni ve Al-Au alaşımları oluşturduğu gösterilmiştir. Yine benzer çalışmalarda kontakın derin bölgelerinde Ti/Al oranı üçten küçük ise ve Ti metalinin bir kısmı GaN ile reaksiyona girerek TiN, AlTi₂N ya da TiAl intermetalik fazlarını [152-154] oluşturduğu, fakat oran üçe yakın ise Ti parçacıkların Al matrisi içerisinde çözündüğü ve Al ile reaksiyona girerek TiAl₃ oluşturduğu [86,155,156] rapor edilmiştir.

GaN ve AlGaN alttaşlar kullanılarak üretilen devre elemanlarındaki en büyük problemlerden birisi de kontakların yüksek dirence sahip olmasıdır. 1990'lı yılların ortalarına kadar AlGaN alttaşlar üzerine yapılan omik kontaklar genelde tek metal içermekteydi ve elde edilen kontak direnci $10^{-3} \Omega\text{cm}^2$ mertebesindeydi. Bununla birlikte 1994 yılında Lin *et al.* tarafından Ti ve Al ikili metalizasyon şemasının geliştirilmesi ve yüksek sıcaklıklarda tavlama işlemi ile kontak direnci $8 \times 10^{-6} \Omega\text{cm}^2$ 'ye kadar azaltılabildiği [157]. Bu gelişmeden günümüze kadar omik kontak performansını iyileştirmek için Ti/Al ikili şemasının farklı Ti/Al oranlarının olduğu çalışmaların yanı sıra Mo, Ni, Pt ya da Pd gibi bariyer tabakaları ve oksidasyon engelleyici Au tabakasını içeren dört tabakalı omik kontaklarla da çalışmalar gerçekleştirilmiştir [82,95,157-169]. Bu çalışmalarda spesifik kontak direncinin değeri $10^{-2} \Omega\text{cm}^2$ ile $8.9 \times 10^{-8} \Omega\text{cm}^2$ arasında değişmektedir.

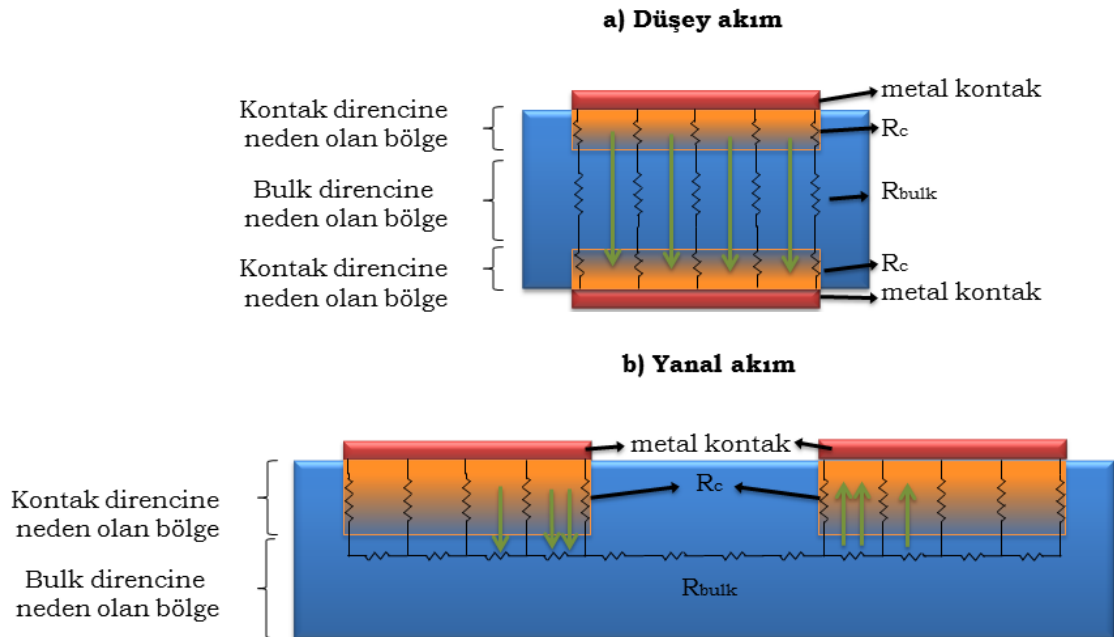
Yüksek güç, yüksek frekans ve optoelektronik alanında uygulamaları bulunan AlGaN alttaşlar ile yapılan metal-AlGaN kontakların tam olarak analiz edilebilmesi için karakteristik parametrelerinin ve kontakın kimyasal kompozisyonunun açıklığa kavuşturulması gerekmektedir. Ayrıca diyot parametrelerini iyileştirilmesi amacıyla yapılan tavlama işleminin hem elektriksel hem de spektroskopik olarak ele alınması sadece kontak parametrelerinin optimum değerlerinin elde edilmesine değil kontakta kimyasal değişimin akım iletim mekanizmaları üzerine etkisinin açıklığa kavuşturulmasını da sağlayacaktır.

2. BÖLÜM: GEREÇ VE YÖNTEM

Bu bölümde; transmisyon uzunluğu metodu (*TLM*), akım-gerilim ve frekans/gerilim'e bağlı kapasitans/kondüktans ölçümlerin değerlendirilmesinde kullanılan temel bilgiler ve diyot üretimi hakkında bilgi sunulmuştur.

2.1. Transmisyon Uzunluğu Metodu

Bir yarıiletkenin iki yüzüne yapılan kontaklar arasındaki düşey akım ile yarıiletkenin aynı yüzey üzerine yapılan kontaklardan geçen yanıl akım birbirinden tamamen farklıdır (Şekil 2.1). Bu nedenle düşey akım geçen kontakın direnci ile yanıl akım geçen kontakın dirençlerinin belirlenmesi süreci de farklıdır.

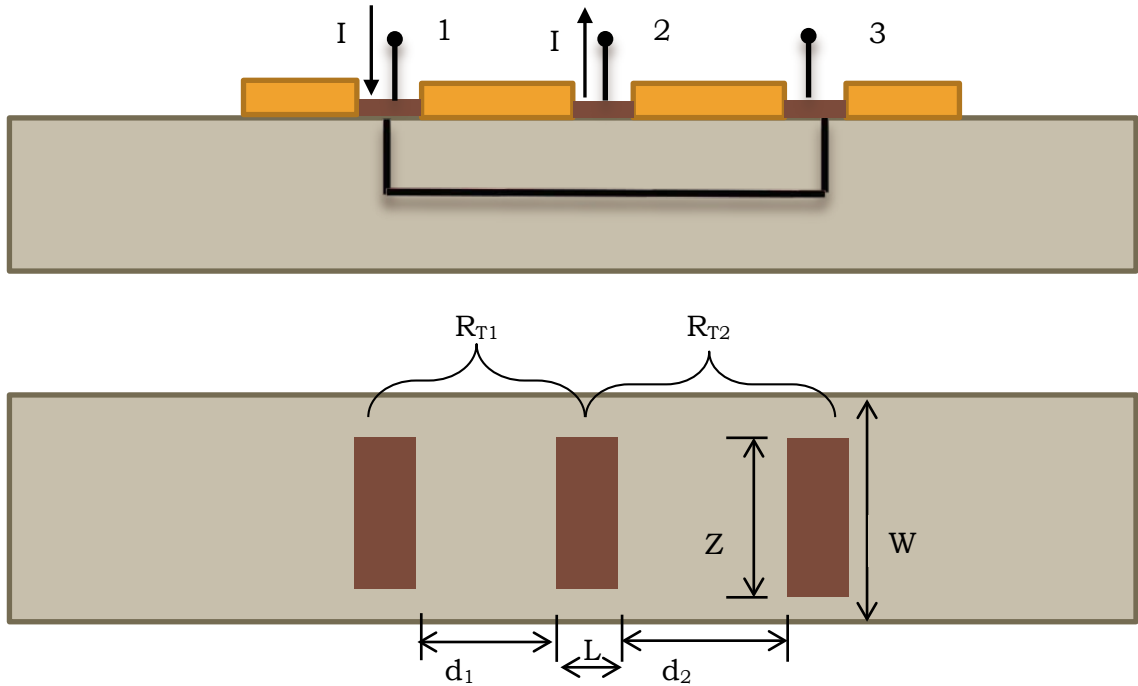


Şekil 2.1. a) düşey akım iletim ve b) yanıl akım iletim modelleri.

Düşey akım durumunda kontak direnci $\rho_c = AR_c$ ile tanımlanır. Burada ρ_c spesifik kontak direnci, R_c kontak direnci, A ise kontak alanıdır [170]. Yanal akım durumunda ise akım akışı tek biçimli değildir yani yarıiletkendeki akım akışı konumun (x) bir fonksiyonudur bu nedenle de yukarıdaki spesifik kontak direnci için verilen bağıntı artık geçerli değildir [170-172]. Bu nedenle kontak direnci ölçümü için “aktarma uzunluğu metodu” (Transmission Length Method -*TLM*) kullanılır. Bu metod kullanılarak omik kontakın parametreleri belirlenebilir.

TLM metodu metal-yarıiletken kontakın hemen altındaki katkılamının yarıiletkenin geri kalanından farklı biçimde olmadığı varsayımına, doğruluğu ve uygulanabilirliği ise metal ve yarıiletkenin keskin bir ayrımı olduğu yaklaşımına dayanır. Alttaşların yüzey morfolojisi nedeniyle ölçülen spesifik kontak direncinin ve metal difüzyonu nedeniyle tabaka direncinin gerçek değerlerinden bir miktar sapması olağandır [159,160,170].

Aşağıda üç kontak iki terminal tekniği ile ölçümün şematik gösterimi yer almaktadır (Şekil 2.2).



Şekil 2.2. Üç kontak iki terminal yöntemi ile kontak direnci test düzeneği. Kontak genişliği L , kontak uzunluğu Z , difüzyon uzunluğu W 'dir.

Ölçüm için aralarındaki mesafe d_1 ve d_2 olan birbiri ile özdeş üç kontak bir yarıiletken üzerinde oluşturulur. Bu özdeş kontaklar için toplam direnç

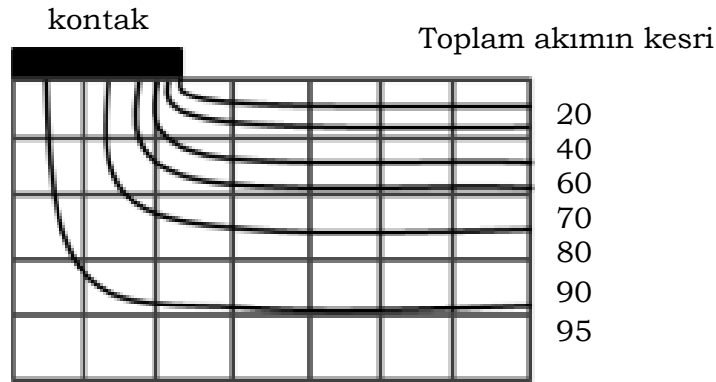
$$R_{Ti} = \frac{R_{sh}d_i}{W} + 2R_C \quad (2.1)$$

ile tanımlanır. $i=1$ ya da 2 için R_C çözülürse

$$R_C = \frac{R_{T1}d_1 - R_{T2}d_2}{2(d_1 - d_2)} \quad \dots(2.2)$$

bulunur. Burada d_1 ve d_2 kontaklar arası mesafe, W difüzyon uzunluğu, R_{T1} ve R_{T2} kontaklar arasındaki direnç. R_C ise “toplam kontak direnci” dir. Bu sonuca göre R_C değerinin belirlenebilmesi için ne hacimsel direnci ne de tabaka direncinin (sheet resistance- R_{sh}) bilinmesi gereklidir. İki direnç (R_{T1} ve R_{T2}) ölçümü sadece kontak direncini bulmak için kullanılabilir dolayısıyla bu ölçümlerden doğrudan ρ_c belirlenemez. ρ_c 'nin belirlenmesi için kontaklara giren ve çıkan akımın doğasının daha detaylı olarak incelenmesi gereklidir.

Bir yarıiletken üzerindeki kontakta akan akımda “akım kalabalıklaşması” (current crowding) vardır [173]. Kontak direncinin sıfır olması durumu göz önüne alınarak yapılan analizlere göre metalden yarıiletkene ya da yarıiletkenden metale doğru akım akarken toplam kontak uzunluğunun sadece belli bir kısmı aktiftir. Aktif kısmın uzunluğu yaklaşık olarak akımın yarıiletkene difüze olduğu kalınlık kadardır (Şekil 2.3) [174].



Şekil 2.3. Bir kontakta akan akım ve akım kalabalıklaşması [174].

Akım kalabalıklaşmasını da dikkate alarak spesifik kontak direncinin türetilmesi için detaylı teorik çalışma Murmann ve Widmann tarafından gerçekleştirilmiştir [175]. Çalışmada yarıiletkenin tabaka direnci ve kontak direncini dikkate alan “*basit TLM modeli*”ni geliştirmişlerdir. Daha sonra yaklaşım Berger tarafından Kennedy’nin kontak direncinin sıfır olduğu varsayımının aksine kontak direncinin sıfırdan farklı olması durumunu ele alarak biraz daha genişletilmiştir [171,172]. Bununla birlikte yaklaşımda yarıiletkenin tabaka kalınlığının ve tabaka direncinin ($R_{sh}h$) sıfır olduğu varsayımı yapılmıştır. Sonraki çalışmasında Berger, akımın tek boyutta akması koşulu geçerli iken tabaka kalınlığının sıfırdan farklı olması durumunu da ele almıştır [171]. Daha sonra *TLM* metodu akımı kontak yüzeyine dik olarak akabildiği iki seviyeli transmisyon (*dual-level TLM*) modeline genişletilmiştir [176].

ρ_c ve R_{sh} dikkate alındığında yarıiletkenden metale doğru akan akım en düşük dirençli yolu izleyecektir. Dolayısıyla kontağın altındaki potansiyel dağılımı ρ_c ve R_{sh} tarafından belirlenir yani

$$V(x) = \frac{I\sqrt{R_{sh}\rho_c}}{Z} \frac{\cosh\left[(L-x)/L_T\right]}{\sinh(L/L_T)} \quad (2.3)$$

ile verilir [171]. Burada I kontakta akan akımı, Z kontak genişliği, L kontak uzunluğu, R_{sh} ise tabaka direnci ve ρ_c spesifik kontak direncidir. $X=0$ limiti için potansiyel dağılımı $V(x)$ maksimum değerini alır ve artan uzaklıkla üstel olarak azalır. Eğrinin “ $1/e$ ” deki değeri transfer uzunluğu (L_T) olarak tanımlanır yani

$$L_T = \sqrt{\rho_c/R_{sh}} \quad (2.4)$$

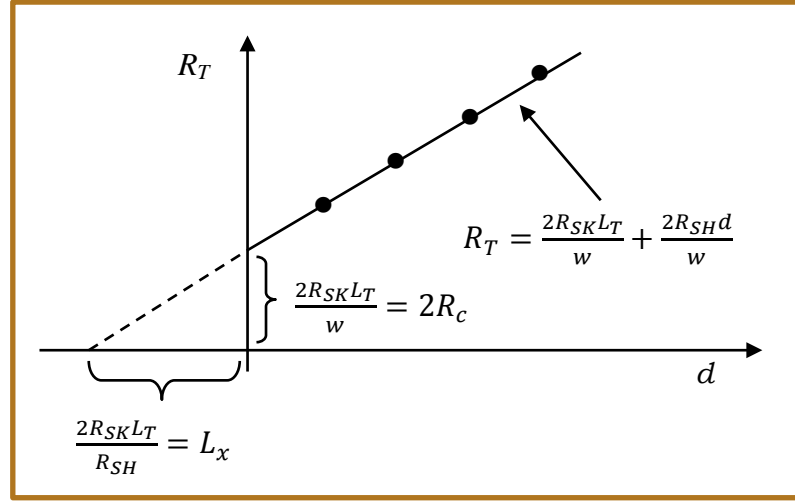
olarak verilir. Bu durumda toplam direnç etkin uzunluğa bağlı olarak

$$R_c = \frac{R_{SK}L_T}{w} \coth(d/L_T) \quad (2.5)$$

yazılabilir. Şayet $w \gtrsim 2L_T$ ise

$$R_T = \frac{2R_{SK}L_T}{w} + \frac{2R_{SH}d}{w} \quad (2.6)$$

bulunur. Burada R_{SK} modifiye edilmiş tabaka direncidir [177]. Bu durumda $R_{Ti} - l_i$ grafiği hazırlanacak olursa Şekil 2.4 elde edilir.



Şekil 2.4. Kontaklar arası direncin aralarındaki mesafeye bağlı değişimi.

Burada $2R_{SK} = R_{SH}$ yaklaşımı yapılarak etkin transfer uzunluğu dolayısıyla da $L_T = \sqrt{\rho_c/R_{sh}}$ kullanılarak spesifik kontak direnci bulunabilir. İyi bir kontak için spesifik kontak direnci $10^{-6} \Omega\text{cm}^2$ ve transfer uzunluğu $1 \mu\text{m}$ civarındadır [170].

2.2. Akım İletim Mekanizmaları

2.2.1. Difüzyon Teorisi

Schottky'nin dejenere olmayan yarıiletkenler için önerdiği difüzyon teorisi; engel yüksekliğinin elektronların termal enerjisi (kT)'den çok daha büyük olduğu, deplasyon bölgesinde elektron çarpışmalarının etkin olduğu ve deplasyon bölgesinin sınırları içerisinde taşıyıcı konsantrasyonunun akım akışından etkilenmediği varsayımına dayalıdır [1]. Böyle bir durumda deplasyon bölgesindeki akım yoğunluğu, yerel elektrik alana ve taşıyıcı konsantrasyonunun gradyentine bağlıdır ve

$$J = q \left[\eta \mu_n E + D_n \frac{dn}{dx} \right] \quad (2.7)$$

olarak ifade edilir. Bu denklemde, η n -tipi yarıiletken için elektron konsantrasyonu, μ_n elektron mobilitesi, D_n elektronların difüzyon sabiti, E engelde oluşan elektrik alan ve q ise elektronun yüküdür. Mobilitenin ve difüzyon sabitinin elektrik alanından bağımsız olduğu düşünülürse Denklem 2.7 daha basit bir şekilde ifade edilebilir. N_c iletkenlik bandında etkin hal yoğunluğu ve E_c ise iletkenlik bandının tabanının enerji seviyesi olarak tanımlandığında Fermi parçacıklarının istatistiğinden elektron konsantrasyonunun,

$$\eta = N_c \exp \left[-\frac{q(E_c - \phi_n)}{kT} \right] \quad (2.8)$$

biçiminde ifade edilebildiğini ve ayrıca $\mu_n/D_n = q/kT$ biçiminde ifade edilen Einstein ilişkisini kullanarak Denklem 2.7

$$J = q \mu_n \eta \left[\frac{d\phi_n}{dx} \right] \quad (2.9)$$

şeklinde yazılabilir. Bu denklem elektronlar için sürücü kuvveti sağlayan ϕ_n 'in gradyentine bağlıdır. Denklem 2.8 ve Denklem 2.9 birleştirilerek,

$$J = q \mu_n N_c \exp\{-q(E_c - \phi_n)/kT\} \frac{d\phi_n}{dx} = kT \mu_n N_c \exp(-q E_c/kT) \frac{d}{dx} \{\exp(q \phi_n/kT)\} \quad (2.10)$$

elde edilir. $x=0$ ve $x=w$ sınırları arasında bu denklemin integrali alınır ve N_d donör yoğunluğunun sabit olduğu düşünülürse, sınır koşulları

$$qV(0) = -q(\phi_n + V_{bi}) = -q\Phi_b \quad (2.11)$$

$$qV(w) = -q(\phi_n + V) \quad (2.12)$$

$$n(0) = N_c \exp \left(-\frac{E_c(0) - E_F}{kT} \right) = N_c \exp \left(-\frac{q\Phi_b}{kT} \right) \quad (2.13)$$

$$n(w) = n = N_c \exp\left(-\frac{q\phi_n}{kT}\right) \quad (2.14)$$

olacaktır ve Denklem 2.10

$$\begin{aligned} J &= 2kT\mu_n N_c \alpha^2 w \left\{ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right\} / \exp\left(\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \\ &= q\mu_n N_c E_{max} \exp\left(\frac{q\Phi_b}{kT}\right) / \left\{ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right\} \end{aligned} \quad (2.15)$$

biçiminde elde edilecektir. Gauss Teoremi 'ne göre ara yüzeyin maksimum alan değeri $E_{max} = qN_d w / \epsilon_s = 2kT w \alpha^2 / q$ biçimindedir [1]. Böylece Denklem 2.15, difüzyon teorisi ile belirlendiği gibi

$$J = J_0 \left\{ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right\} \quad (2.16)$$

ve

$$J_0 = q\mu_n N_d E_{max} \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right)$$

ya da

$$J_0 = A^{**} T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \quad (2.17)$$

akımın gerilime olan bağıllığını ifade etmektedir [78].

2.2.2. Termioyonik Emisyon Teorisi

Kontağın akım iletim mekanizmasının temeli doğru beslem geriliminin küçük değerleri için termioyonik emisyon teorisine dayanmaktadır. Bu teoride elektronların sahip oldukları termal enerji nedeniyle potansiyel engelini aşarak metalden yarıiletkenine geçtiği kabul edilir.

Bethe'nin öne sürdüğü bu teoride akım taşıyıcılarının yoğunluğunun bulunabilmesi için;

- Φ_b engel yüksekliğinin kT 'den daha büyük olduğu,

- Engelin şeklinin önemsiz ve akım akışının sadece engel yüksekliğine bağlı olduğu,
- Termal dengede belirlenen emisyon ile aynı düzlemde ve net bir akım akışının var olduğu,
- Yukarıdaki koşulun denge durumunu etkilemediği,

varsayılır. Böylece biri metalden yarıiletken, diğeri ise yarıiletkenden metale olan iki akımın akışı net akımı oluşturur. Yarıiletkenden metale $J_{s \rightarrow m}$ akım yoğunluğu, potansiyel engeli üzerinden geçebilecek yeterli enerjiye sahip elektronların konsantrasyonuna bağlı olarak verilir ve tek bir doğrultudaki $J_{s \rightarrow m}$ akım yoğunluğu;

$$J_{s \rightarrow m} = \int_{E_F + \Phi_b}^{\infty} v_x dn \quad (2.18)$$

dir. Burada $E_F + \Phi_b$, metal içine termoiyonik emisyon için gerekli minimum enerji ve v_x iletim doğrultusundaki taşıyıcının hızıdır. Maxwell-Boltzmann teorisine göre bir enerji aralığındaki parçacık yoğunluğu

$$dn = N(E)F(E)dE \cong \frac{4\pi(2m^*)^{2/3}}{h^3} \sqrt{E - E_c} \exp\left[-(E - E_c) + q\Phi_n/kT\right] dE \quad (2.19)$$

ile verilir. Burada $N(E)$ ve $F(E)$ sırasıyla Fermi parçacıklarının durum yoğunluğu ve dağılım fonksiyonudur, m^* çoğunluk taşıyıcıların etkin kütlesidir. Eğer iletkenlik bandındaki elektronların enerjisinin hepsi kinetik enerji olarak kabul edilirse,

$$E - E_c = \frac{1}{2} m^* v^2 \quad (2.20)$$

$$dE = m^* v dv \quad (2.21)$$

$$\sqrt{E - E_c} = v \sqrt{m^*/2} \quad (2.22)$$

Denklem 2.20, Denklem 2.19'da yerine yazılırsa,

$$dn = 2 \left(\frac{m^*}{h} \right)^3 \exp\left(-q\Phi_n/kT\right) \exp\left(-m^*v^2/2kT\right) (4\pi v^2 dv) \quad (2.23)$$

elde edilir. Denklem 2.23, bütün doğrultular üzerinden v ile $v + dv$ arasındaki hızlara sahip olan birim hacimdeki elektronların sayısını verir. Eğer hız, x eksenine paralel taşınım yönündeki eksenler boyunca bileşenlerine ayrılırsa

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \quad (2.24)$$

eşitliği elde edilir. $4\pi v^2 dv = dv_x dv_y dv_z$ dönüşümü ve Denklem 2.18, Denklem 2.23 ve Denklem 2.24'ten

$$\begin{aligned} J_{s \rightarrow m} &= 2q \left(\frac{m^*}{h} \right)^3 \exp\left(-q\Phi_n/kT\right) \int_{v_{0x}}^{\infty} v_x \exp\left(-m^*v_x^2/2kT\right) dv_x \\ &\int_{-\infty}^{\infty} v_y \exp\left(-m^*v_y^2/2kT\right) dv_y \int_{-\infty}^{\infty} v_z \exp\left(-m^*v_z^2/2kT\right) dv_z \\ &= \left(\frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left(-q\Phi_n/kT\right) \exp\left(-m^*v_{0x}^2/2kT\right) \end{aligned} \quad (2.25)$$

eşitliği elde edilir. v_{0x} hızı, engeli aşmak için x yönündeki gerekli olan minimum hızdır ve

$$\frac{1}{2} m^* v_{0x}^2 = q(V_{bi} - V) \quad (2.26)$$

eşitliği ile tanımlanır. Burada V_{bi} , sıfır beslemdeki built-in potansiyelidir. Denklem 2.26, Denklem 2.25'te yerine yazılırsa

$$\begin{aligned} J_{s \rightarrow m} &= \left(\frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left(-q(\Phi_n + V_{bi})/kT\right) \exp\left(qV/kT\right) \\ J_{s \rightarrow m} &= A^* T^2 \exp\left(-q\Phi_b/kT\right) \exp\left(qV/kT\right) \end{aligned} \quad (2.27)$$

eşitliği elde edilir. Burada $A^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3}$ termoiyonik emisyon için etkin "Richardson Sabiti" dir ve kuantum mekaniksel yansıma ve optik foton saçılması ihmal edilmiştir [71].

Termoionik emisyon teorisine göre metal içinden yarıiletkene hareket eden elektronlar için engel yüksekliği aynı kalır bu nedenle yarıiletken içindeki akım akışı uygulanan gerilimden bağımsızdır. Böylece bu, termal denge durumunda yani $V=0$ olduğunda, yarıiletkenden metal içine olan akım akışı engel yüksekliğine eşit olmalıdır. Denklem 2.26'da $V=0$ alınırsa;

$$J_{s \rightarrow m} = A^* T^2 \exp\left(-q\Phi_b/kT\right) \quad (2.28)$$

Denklem 2.27 ve Denklem 2.28'nin toplamından elde edilen toplam akım yoğunluğu

$$J = A^* T^2 \exp\left(-q\Phi_b/kT\right) \exp\left(qV/kT - 1\right)$$

$$J = J_0 \exp\left(qV/kT - 1\right) \quad (2.29)$$

eşitliği ile verilir. Burada

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(-q\Phi_b/kT\right) \quad (2.30)$$

dir ve “doyma akım yoğunluğu” olarak bilinir. Denklem 2.29 $p-n$ eklemesindeki iletim eşitliğine benzerdir.

Burada çözüm için yapılan varsayımlardan biri engelin üçgen biçiminde olduğu ve yüksekliğinin uygulanan beslem ile değişmediğidir. Gerçekte engelin yüksekliği deplasyon tabakasındaki elektrik alan ile dolayısıyla da uygulanan gerilim ile doğrudan ilişkilidir. Engel; görüntü yükün etkisinden ve uygulanan gerilimden dolayı azalır. Bu nedenle elektronların karşılaştığı etkin engel yüksekliği;

$$\Phi_b^{eff} = \Phi_{b0} + \left(\frac{d\Phi_b^{eff}}{dV} \right) V \quad (2.31)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $d\Phi_b^{eff}/dV$ engelin beslem bağımlılığını ifade eder.

Engelin beslem bağımlılığının β gibi bir pozitif sabit olduğu düşünülürse Denklem 2.29;

$$J = J_0 \exp\left(\frac{q\beta V}{kT}\right) \left[\frac{q\beta V}{kT} - 1 \right] \quad (2.32)$$

şeklinde yazılabilir. Burada Denklem 2.32'de $1/n = 1 - \beta = 1 - \left(d\Phi_b^{eff}/dV\right)$ yazılırsa

$$J = J_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{nkT}\right) \right] \quad (2.33)$$

ve ya

$$I = A.J = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right]$$

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.34)$$

elde edilir. Bu ifadede n , diyotun idealliğinin bir ölçüsü olan '*idealite faktörü*'dür. Sadece termiyonik emisyon ile engeli aşan elektronların oluşturduğu akım için idealite faktörü değeri 1'e eşittir.

Denklem 2.34'e göre, $qV \geq 3kT$ durumunda $\ln(I)$ ya karşı V grafiğinin eğimi

$$n = \frac{q}{kT} \left(\frac{dV}{d(\ln I)} \right) \quad (2.35)$$

ekseni kesim noktasından ise

$$\Phi_b = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_0}\right) \quad (2.36)$$

bulunur. Bu durumda $\ln I-V$ grafiğinin uygun bölgesinde en küçük kareler metodu kullanılarak oluşturulacak doğrusal grafik (fit)'in y -eksenini kestiği

noktadan I_0 değeri dolayısıyla da engel yüksekliği, eğiminden ise idealite faktörü (n) belirlenebilir.

2.2.3. Alan ve Termioyonik-Alan Emisyonu Teorisi

Termioyonik emisyon klasik fizik yaklaşımını ve alan emisyonu ise taşıyıcıların tamamen kuantum mekaniksel olarak tünellemesini ifade eder. Termioyonik alan emisyonu taşıyıcıların engelin üst kısmına yakın bir bölgeden tünelleyebilecek kadar yeterli fakat engelin üstünden aşmak için gerekli termal enerjiden daha az termal enerjiye sahip olduğu durumda baskın iletim mekanizmasıdır. Düşük sıcaklıklarda taşıyıcıların termal enerjisi ihmal edilebilecek kadar küçüktür ve yükün taşınması olayı doğrudan tünelleme tarafından gerçekleşir. Doğrudan tünelleme ise ancak yarıiletken metale ya da metalden yarıiletken geçiş taşıyıcıların bir Fermi hızına sahip olmasıyla gerçekleşebilir.

Analitik bir çözüm için engelin üçgen biçiminde olduğu ve uygulanan gerilimin engelden daha düşük olduğu durumda ve engel yüksekliğinin termal enerjiden büyük olduğu ($\Phi_b \gg kT$) durumda elektrik alan için

$$E = \sqrt{\frac{2qN_d\Phi_b}{\epsilon_s}} \quad (2.37)$$

yazılabilir. Yarıiletken dejenere ise $E_F \geq E_C$ 'dir ve sıfır beslem engel yüksekliği (Φ_{b0}) band bükülmesine eşittir. Doğru beslem altında engeldeki azalma nedeniyle tünelleme olasılığı

$$TO = \exp\left(-\frac{4(\Phi_b - qV)^{1/2}}{3E_{00}}\right) \quad (2.38)$$

ile verilir [1,78]. Burada E_{00} ,

$$E_{00} = \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_d}{\epsilon_s m^*}} = 18.5 \times 10^{-15} \left(\frac{N_d}{\epsilon_s m^*}\right)^{1/2} eV \quad (2.39)$$

şeklindedir. Ters beslem durumunda sadece deplasyon tabakasında Φ_{b0} ile $\Phi_{b0} - V$ yer değiştirecektir. Dolayısıyla tünelleme olasılığı TO

$$TO = \exp\left(-\frac{4\Phi_b^{1/2}(\Phi_b - qV)^{1/2}}{3E_{00}}\right) \quad (2.40)$$

olacaktır. Bu durumda metalden yarıiletkene tünelleyen elektronların oluşturacağı akım

$$J_{ms} = q \frac{4\pi m^*}{h^3} \int_0^\infty dE \{f_m(E_F - E) - f_s(E_F + qV - E)\} \int_0^E P dE_x \quad (2.41)$$

Burada $f_m(E_F - E)$ ve $f_s(E_F + qV - E)$ metaldeki ve yarıiletkendeki taşıyıcıların Fermi-Dirac fonksiyonlarıdır. Denklem 2.41'de E_x üzerinden integral sabittir ve $E_F = 0$ alınırsa

$$J = q \frac{8\pi m^*}{h^3} \exp\left(-\frac{4\Phi_b}{3E_{00}}\right) \left\{ E_{00} \left[\exp\left(\frac{3qV}{4E_{00}}\right) - 1 \right] + qV \exp\left(\frac{3qV}{4E_{00}}\right) \right\} \quad (2.42)$$

bulunur. Doğru beslem durumunda üçgen biçimindeki engel yaklaşımı oldukça yaklaşık sonuçlar vermekle birlikte ters beslem durumunda tünelleme mesafesi tahminlerin çok üzerinde değerler almakta bu nedenle de geçen akımın beklenenden çok düşük olmasına neden olmaktadır. Bununla birlikte düşük beslem gerilimleri için $\Phi_b \ll V$ yaklaşıklığı yapılırsa yukarıdaki denklem

$$J = q \frac{A^*}{k^2} V E_{00} \exp\left(-\frac{4\Phi_b}{3E_{00}}\right) \quad (2.43)$$

şeklinde elde edilir.

Teorinin Schottky diyotlara uygulanması sırasında ilk çalışma grupları [178-180] oldukça karmaşık matematiksel analizlerin yapılabilmesi için aşağıdaki yaklaşımları da yapmışlardır;

- a) Doğru beslem altında alan emisyonu, akım taşıyıcıların çok küçük etkin kütleye sahip olmasından dolayı yalnızca dejenere yarıiletkenlerde görülür.
- b) E_{00} Schottky engelini difüzyon potansiyelidir ve deplasyon bölgesinde enerjisi iletim bandının altında olan bir elektron için tünelleme olasılığı $1/e$ 'dir. Bu nedenle de kT/E_{00} oranı Termoiyonik emisyon ve tünelleme olasılığı arasındaki ilişkiyi temsil eder. Yani

$$kT \ll E_{00} \rightarrow \text{TFE}$$

$$kT \approx E_{00} \rightarrow \text{TE}$$

$$kT \gg E_{00} \rightarrow \text{FE}$$

ve ya daha iyi bir yaklaşıklıkla

$$kT < 2E_{00} \left[\ln \left(-\frac{4\Phi_b}{\xi} \right) + \left(-\frac{2E_{00}}{\xi} \right)^{1/2} \right]^{-1} \rightarrow \text{FE} \quad (2.44)$$

$$kT > 2E_{00} \left[\ln \left(-\frac{4\Phi_b}{\xi} \right) \right]^{-1} \rightarrow \text{TFE} \quad (2.45)$$

şeklinde yazılabilir.

- c) Termoiyonik alan emisyonu için üst sıcaklık limiti

$$\frac{\cosh^2 \left(\frac{E_{00}}{kT} \right)}{\sinh^3 \left(\frac{E_{00}}{kT} \right)} < \frac{2V_d}{3E_{00}} \quad (2.46)$$

ile verilir. Burada $qV_d (= \Phi_b - \xi - qV)$ difüzyon potansiyelidir.

- d) Kontak boyunca akan akım;

$$J = J_0 \exp \left(\frac{qV}{E_0} \right) \left[1 - \exp \left(-\frac{qV}{kT} \right) \right] \quad (2.47)$$

ve

$$E_0 = E_{00} \coth \left(\frac{E_{00}}{kT} \right) \quad (2.48)$$

şeklinde tanımlanır. Bu Denklem 2.29 ve 2.30 ile benzerdir. Düşük sıcaklıklarda ($kT/E_{00} \ll 1$) $E_{00} \approx E_0$ olur yani $\ln(J/1 - \exp(-qV/kT))$ 'e karşı V

grafığının eğimi sıcaklıktan bağımsızdır. Yüksek sıcaklıklarda ise E_0 değeri kT den çok büyüktür. Bu durumda eğim $1/nkT$ olacaktır. Burada

$$n = E_0/kT = E_{00}/kT \coth(E_{00}/kT) \quad (2.49)$$

şeklindedir.

e) Denklem 2.47'de J_0 teriminin beslem bağımlılığı çok küçüktür ve

$$J_0 = \frac{A^*T^2 \exp\left(-\xi/kT\right) \{\pi E_{00}q(\Phi_b - qV - \xi)\}^{1/2}}{kT \cosh(E_{00}/kT)} \exp\left\{-\frac{(\Phi_b - \xi)q}{E_0}\right\} \quad (2.50)$$

ile verilir [78].

Burada deneysel verileri değerlendirmek için belirli E_{00} değerleri için E_0 değerleri hesaplanabilir ve bu E_0 değerlerine karşılık gelen idealite faktörü değerleri ile deneysel idealite faktörü verileri karşılaştırılarak uygun E_0 değerleri dolayısıyla da E_{00} 'ın deneysel değeri bulunabilir.

2.2.4. Cheung Metodu ile Seri Direncin Belirlenmesi

Metal-yarıiletken yapılarda idealite faktörü n , engel yüksekliği Φ_b ve seri direnç R_s değerlerinin akım-gerilim karakteristikleri yardımıyla belirlenmesinde, yaygın olarak S.K. Cheung ve N.W. Cheung tarafından önerilen metot kullanılır [181].

Bu metoda göre diyotun seri direnci omik kontak direnci ve yarıiletkenin nötral bölge direncinin toplamıdır. Seri direnç üzerinden düşen gerilim ile birlikte Denklem 2.34

$$I = AA^*T^2 \exp\left(-q\Phi_b/kT\right) \exp\left[\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right] \quad (2.51)$$

yazılabilir. Buradan ifadenin her iki tarafının logaritması alınıp V ye göre yeniden düzenlenirse;

$$V = \left(\frac{nkT}{q}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) + n\Phi_b + IR_s \quad (2.52)$$

ifadesi elde edilir. Denklem 2.51'in $\ln(I)$ 'ya göre diferansiyeli alınıp yeniden düzenlenirse

$$dV/d\ln(I) = nkT/q + IR_s \quad (2.53)$$

sonucu elde edilir. Buradan da anlaşılacağı gibi $dV/d\ln(I)$ 'nın I 'ya göre grafiği bir doğru verecektir. Bu doğrunun eğimi R_s 'ye düşey ekseni kestiği nokta ise nkT/q 'ya eşittir.

Engel yüksekliğini elde etmek için ise aşağıdaki gibi bir $H(I)$ fonksiyonu tanımlanırsa

$$H(I) = V - nkT/q \ln(I/AA^*T^2) \quad (2.54)$$

ve Denklem 2.51 yeniden düzenlenirse

$$H(I) = IR_s + n\Phi_b \quad (2.55)$$

ifadesi elde edilir. $H(I)$ 'nın I 'ya göre grafiği bir doğrudur. Bu doğrunun düşey ekseni kestiği nokta $n\Phi_b$ 'ye eğimi ise R_s değerine eşittir [181].

2.3. Engel Yüksekliğinin Homojensizliği

Metal-yarıiletken kontaklar için klasik model, eklemin sabit bir engel yüksekliğine sahip ve keskin olduğunu varsayar. Bununla birlikte böyle bir kabul, termoionik emisyon teorisine dayalı I - V karakteristiklerinin sıcaklığa bağlılığını açıklamakta başarısızdır. Bu başarısızlık genellikle engel homojensizliğinin varlığına atfedilir [182-191].

Engel yüksekliğinin homojensizliğini tanımlamak için iki farklı yaklaşım benimsenmiştir [192]. Bunlardan birincisi Werner ve Güttler'in "*Engel İnhomojenitesi Modeli*" dir [187,193-195], ikinci yaklaşım ise Tung'un "*Pinch-Off*" yaklaşımıdır [196].

Metal-yarıiletken kontakta band bükülme miktarı V_d engel yüksekliği Φ_b olan V beslemesi altındaki orta derecede katkılanmış bir Schottky diyot boyunca geçen akımın yoğunluğu Denklem 2.29 ile verilir ve $n > 1$ durumunun;

- Metal ile yarıiletken arasındaki ince oksit tabakasındaki arayüzey hallerinden [197-199],
- Aşırı katkılanmış yarıiletkenlerde tünelleme akımından, [78,200],
- Arayüzdeki elektrik alandan kaynaklanan görüntü yükün engeli azaltmasından [179],
- Uzak yükü bölgesindeki üretim-yeniden birleşim akımından [78,201],

kaynaklandığı düşünülür. Bu dört durum, (arayüz tabakası, aşırı katkılama, yüksek elektrik alan ya da arayüzdeki tuzaklar gibi) uç durumları tanımlamaktadır ve hepsi metal ile yarıiletken arasında arayüzün düz ve keskin olduğu varsayımına dayanır.

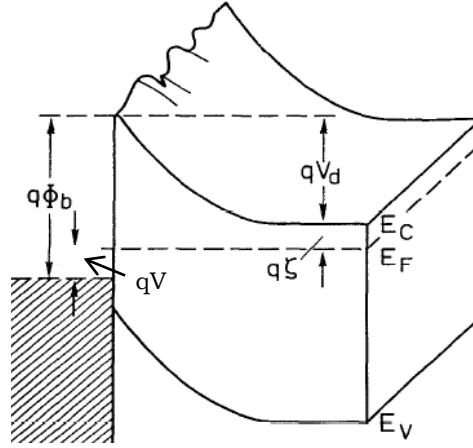
Werner ve Güttler'in modeli

- İdealite faktörünün ve engel yüksekliğinin sıcaklığa bağımlılığını
- $I-V$ ve $C-V$ 'den elde edilen engel yükseklikleri arasındaki farkı
- Richardson grafiklerinde tüm sıcaklık aralığında lineer olmayan davranışı
- Schottky kontakların gürültü özellikleri ve tanecik sınırlarının yanal homojensizlik ile ilişkili olduğunu

açıklamaktadır [202,203].

Modelin temelinde engeldeki potansiyel dalgalanmalarının neden olduğu homojensizlik yaklaşımı yer almaktadır. Arayüzdeki pürüzlülüğün bir sonucu olarak Şekil 2.5'te görüldüğü gibi engel yüksekliği ve difüzyon potansiyeli yanal dalgalanmalar gösterir. Kontak metalinin kalınlığından kaynaklanan arayüz pürüzlülüğüne, metaldeki dislokasyonlar ve tanecik sınırlarından farklı olarak bu potansiyel dalgalanmalarına alan emisyonunun neden olduğu yerel etkin engel yüksekliğinin düşmesi de neden olabilir. Genelde farklı metal fazlarından dolayı arayüz metalürjisindeki farklılıklar etkin engel yüksekliğindeki yerel değişimleri açıklamak için uygundur. Ayrıca

yarıiletkendeki donör atomları arasındaki düzenli olmayan mesafeler arayüz yakınlarında arayüzdeki potansiyel dağılımını etkiler.



Şekil 2.5. Homojen olmayan Schottky kontaklarda iki boyutlu enerji band diyagramı [187].

Werner ve Güttler tarafından öne sürülen model, homojen olmayan Schottky kontaklar için önerilen diğer modellerden farklıdır. Daha önceki çalışmalarda araştırmacılar farklı engel yüksekliklerine sahip ayırık, homojen ve paralel bağlı engelleri araştırmışlardır. Ohdomari ve Tu NiSi/Si ve PtSi/Si diyotlarda farklı engel yüksekliğine sahip bölgelerin ayırık olduğu varsayımını ele alarak ağ örgülerinin paralel bağlantılarını araştırmışlardır [182,204]. Yaklaşımına göre kırkyama benzeri bir yapı boyunca geçen toplam dc akımı, düşük engelden geçen akım (I_l) ile yüksek engelden geçen akımın (I_h) toplamıdır ($I = I_h + I_l$). Benzer modeller kapasitans ve foto uyarım ölçümlerini yorumlamak için de kullanılmıştır [182,204,205]. Bu modelde kapasitans, iç foto emisyon ve akımı belirleyen etkin engel yüksekliği, düşük engelin etkin alanı ile yüksek engelin etkin alanının S_l/S_h oranına bağlıdır. Benzer bir model iki farklı araştırma grubu tarafından da önerilmiştir [184,206]. Ohdomari ve Tu'nun modeli, kapasitans ölçümlerinden elde ettikleri engel yüksekliği ile diyottan geçen akımın düşük engel yüksekliğine sahip bölgenin alanı ile orantılı olduğu ölçümlerden elde ettikleri engel yüksekliği arasındaki farkı açıklayabilmektedir. Bununla birlikte tüm bu modeller açıkça vurgulanmamış düşük ve yüksek engel bölgelerinin yanal olarak ayrıldığını ve birbirleri ile etkileşmediği varsayımına dayanır. Dolayısıyla engelindeki dalgalanma

birbirinden iyice ayrı olan düşük ve yüksek engel bölgelerinin uzay yükü bölgelerinin genişliği ile karşılaştırıldığında, büyük olanın belirli bir mesafede görüldüğü farz edilir ve engel yüksekliği dağılımı yerine sadece iki ayrı değer olarak ele alınmıştır. Bununla birlikte bu yama modelleri ayrı, etkileşmeyen ve homojen diyotların etkin $I-V$ ve $C-V$ engel yüksekliklerinin sıcaklığa bağlılığında olduğu gibi $n>1$ durumunu açıklamak için uygundur [182,204].

Homojen olmayan Schottky kontaklar için önerilen modellerin en büyük dezavantajı sadece iki farklı ve ayrı engel değerine sahip olduğunun varsayılmasıdır. Werner ve Güttler tarafından önerilen potansiyel dalgalanmaları modeli ise bu sınırlamalardan bağımsızdır ve kesintisiz bir aralıkta yanal olarak dağılmış engellerin sıcaklığa bağlı taşıma özelliklerini analitik olarak tanımlanmasına olanak sağlar [187].

2.3.1. Schottky Kontaklarda Engel Yüksekliğinin Gaussian Dağılımı

Homojen olmayan metal-yarıiletken kontaklarda yükün taşınması genellikle paralel iletkenlik modeli ile açıklanır [182,207]. Bu modele göre akım her biri farklı diyot alanına ve farklı engel yüksekliğine sahip yamalardan akan akımların toplamıdır. Paralel iletkenlik modelinde uzaysal engel homojensizliği Gaussian dağılım, log-normal dağılım gibi dağılım fonksiyonları ile ifade edilir [187]. Bu fonksiyonlardan Gaussian dağılım açık bir fiziksel anlamının olması ve basitliğinden dolayı yaygın olarak kullanılmaktadır [185-187,191,192].

Gaussian dağılım, tanım olarak birçok rastlantısal sürecin dağılımını ifade eder. Sürekli dağılım fonksiyonlarının bir üyesi olan bu dağılımda rastlantısal süreçler kesikli olsa da eksik bölümler dağılıma yakın değerlere sahiptir. Gaussian dağılımın olasılık fonksiyonu

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right), \quad -\infty < x < \infty \quad (2.56)$$

şeklindedir ve $x = a$ ve $x = b$ aralığında olasılık;

$$P(a, b) = \int_a^b f(x) dx \quad (2.57)$$

ile tanımlanır [208].

Metal-yarıiletken arayüzündeki band bükülmesi V_d yanal dağılımının ortalama değeri (\bar{V}_d) civarında standart sapması σ_s olan $P(V_d)$ fonksiyonu şeklinde bir Gaussian dağılıma benzetilirse

$$P(V_d) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} e^{-\left(\frac{(\bar{V}_d - V_d)^2}{(2\sigma^2)}\right)} \quad (2.58)$$

yazılabilir. Benzer şekilde engel yüksekliği için,

$$P(\Phi_b) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} e^{-\left(\frac{(\bar{\Phi}_b - \Phi_b)^2}{(2\sigma^2)}\right)} \quad (2.59)$$

yazılabilir. Bununla birlikte Schottky diyot boyunca geçen akım

$$I(V) = \int I(V, \Phi_b) P(\Phi_b) d\Phi_b \quad (2.60)$$

ile verilir [192]. Burada $I(V, \Phi_b)$ akım, V uygulanan gerilim, $P(\Phi_b)$ ise normalize dağılım fonksiyonudur. Şayet arayüzdeki engel sürekli bir dağılım gösteriyorsa $I(V, \Phi_b)$ akımı

$$I(V) = \int A^* T^2 e^{-q\Phi_{b0}/kT} \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} e^{-\left(\frac{(\bar{\Phi}_b - \Phi_b)^2}{(2\sigma^2)}\right)} d\Phi_b \quad (2.61)$$

olur. Denklem 2.61'de aşağıdaki dönüşümleri yapılırsa

$$u_s = q(\bar{\Phi}_b - \Phi_b)/kT \rightarrow \Phi_b = -\frac{kT u_s}{q} + \bar{\Phi}_b \rightarrow d\Phi_b = \left(-kT/q\right) du_s \quad (2.62)$$

$$\sigma_T = \sigma_s/kT \rightarrow \sigma_s = \sigma_T kT \quad (2.63)$$

$$\Phi_T = q\Phi_{b0}/kT \quad (2.64)$$

integral ifadesi için

$$A^*T^2 e^{-q\Phi_{b0}/kT} = \int_{-\infty}^{\infty} A^*T^2 e^{-q\left(\frac{kTu_s + \overline{\Phi_b}}{q}\right)/k_B T} \frac{q}{kT\sigma_T\sqrt{2\pi}} e^{-\left(\frac{kTu_s}{q}\right)^2/2((\sigma_T kT)^2)} \left(-kT/q\right) du_s \quad (2.65)$$

$$e^{-q\Phi_{b0}/kT} = e^{-q(\overline{\Phi_b})/kT} \frac{q}{kT\sigma_T\sqrt{2\pi}} - kT/q \int_{-\infty}^{\infty} e^{-u_s} e^{-(u_s)^2/2(\sigma_T)^2} du_s \quad (2.66)$$

elde edilir. Burada denklemin sağındaki integralin değeri $\sigma_T(2\pi)^2 e^{\sigma_T^2/2}$ 'ye eşittir. Yerine yazılırsa

$$e^{-q\Phi_{b0}/kT} = e^{-q(\overline{\Phi_b})/kT} \frac{q}{kT\sigma_T\sqrt{2\pi}} (-kT/q) \sigma_T(2\pi)^2 e^{\sigma_T^2/2}$$

$$e^{-q\Phi_{b0}/kT} = -e^{-q(\overline{\Phi_b})/kT} e^{\sigma_T^2/2}$$

$$-q\Phi_{b0} = -q(\overline{\Phi_b})/kT + \left(\frac{\sigma_s}{kT}\right)^2/2$$

$$\Phi_{b0} = (\overline{\Phi_b}) - \frac{\sigma_s^2}{2kT/q} \quad (2.67)$$

bulunur. Bu eşitliğe göre Φ_{b0} daima $\overline{\Phi_b}$ 'dan küçük olacaktır

Yukarıdakine benzer işlemler $C_F(V_d) = \chi(V_d - kT/q)^{-\frac{1}{2}}$ olduğu hatırlanarak kapasitans için gerçekleştirilirse

$$C_F(V_d^{CV}) = C_F(\overline{V_d}) = \sqrt{\frac{q\varepsilon_s N_d}{2(\overline{V_d} - kT/q)}} \quad (2.68)$$

bulunur. Buradan görülmektedir ki kapasitans sadece ortalama band bükülmesi ($\overline{V_d}$)'ne bağlıdır ve standart sapma (σ_s)'den bağımsızdır. Yani $V_d^{CV} = \overline{V_d}$ dolayısıyla da ortalama engel yüksekliği kapasitans ölçümlerinden elde edilen değere eşittir

$$\Phi_b^{CV} = \overline{\Phi_b} \quad (2.69)$$

Denklem 2.67 ve Denklem 2.69'dan elde edilen analitik sonuçlara göre kapasitans-gerilim ve akım-gerilimden belirlenen engel yükseklikleri arasındaki farkı açıklamaktadır.

2.3.2. Engel Yüksekliğinin Gerilim Bağımlılığı ve İdealite Faktörü

Denklem 2.67 ve Denklem 2.69 homojensizlik modelinin köşe taşlarıdır ve idealitenin yanı sıra bir V gerilimi altında engelin engel dağılımının deformasyonunu da açıklamaya olanak sağlar. Bu varsayımlar ışığında $\overline{\Phi_b} - \Phi_{b0}^{IV}$ 'ye karşı T^{-1} grafiği çizilirse eğimi $\sigma_s^2 / (2k_B/q)$ olan bir doğru elde edilir.

Fakat deneysel bulgular göstermektedir ki σ_s sıcaklığa bağlıdır ve aralarındaki bağıntı;

$$\sigma_s^2 = \sigma_s^2(T=0) + \alpha_\sigma T \quad (2.70)$$

ile verilir. Böyle bir durumda ise $\overline{\Phi_b} - \Phi_{b0}^{IV}$ 'ye karşı T^{-1} grafiğinin eğimi $\sigma_s^2(T=0) / (2k_B/q)$ y eksenini kesim noktası ise α_σ 'a eşit olacaktır. Bu duruma

kesimin 0 olduğu veya çok küçük olduğu gibi bir yaklaşımda bulunulursa sıcaklığa bağlı engel yüksekliğinin ortalama değeri sıcaklıkla doğrusal olarak değişir dolayısıyla;

$$\overline{\Phi_b}(T) = \overline{\Phi_b}(T=0) + \alpha_{\overline{\Phi}} T \quad (2.71)$$

yazılabilir ve bu durumun bir sonucu olarak

$$J = A^* T^2 e^{-q\Phi_b(V,T)/k_B T} \left(e^{qV/nk_B T} - 1 \right) \quad (2.72)$$

yazılır. T^{-1} 'in fonksiyonu olarak $\overline{\Phi}_b - \Phi_{b0}^{IV}$ 'ye grafiğinin davranışı $n > 1$ durumu ile doğrudan ilişkilidir. İdealite faktörü ve engel yüksekliği arasındaki bağıntıyı elde etmek için Denklem 2.34 ve Denklem 2.72 eşitlenirse

$$J = A^*T^2 e^{-q\Phi_{b0}/kT} = A^*T^2 e^{-q\Phi_b(V,T)/kT} \left(e^{qV/nkT} - 1 \right) \quad (2.73)$$

elde edilir. Denklem sadeleştirilip her iki tarafı $\left(e^{\frac{-q(-\Phi_{b0} + \Phi_b(V,T))}{kT}} \right)$ ile çarpılır ve üstel ifadeler düzenlenerek $\Phi_b(V,T) - \Phi_{b0} = \Delta\Phi_b(V,T)$ dönüşümü yapılırsa

$$\frac{q}{kT} = \frac{qV}{nkT} \frac{q(-\Phi_{b0} + \Phi_b(V,T))}{kT} - \frac{q(-\Phi_{b0} + \Phi_b(V,T))}{kT} \quad (2.74)$$

$$1 = \frac{V\Delta\Phi_b(V,T)}{n(VT)} - \Delta\Phi_b(V,T) \quad (2.75)$$

$$\frac{\Delta\Phi_b(V,T)}{V} = 1/n(V,T) - 1 \quad (2.76)$$

elde edilir. $n > 1$ durumunda $\Delta\Phi_b(V,T) > 0$ 'dır. Dolayısıyla gerilim arttıkça Φ_b^{IV} 'de artacaktır. Ayrıca beslemeden bağımsız idealite faktörü, besleme bağlı engel yüksekliğinin lineer olarak artması gerektiğini göstermektedir. Yani;

$$\Delta\Phi_b(V) = \rho_1 V \quad (2.77)$$

$$1/n(V,T) - 1 = -\rho_1 \quad (2.78)$$

ve sıcaklığa bağlı idealite faktörü için gerilim katsayısı $\rho_1 > 0$ olmalıdır.

Eğer idealite faktörünün gerilime bağlı engel yüksekliğine bağlı olduğu varsayımı yapılırsa Denklem 2.67 ve Denklem 2.69'dan $\overline{\Phi}_b$ ve σ_s 'inde gerilime bağlı olduğu sonucu çıkarılabilir. Şekil 2.5'te görüldüğü gibi inhomojen bir Schottky kontakta engel dağılımının ($P(\Phi_b)$) potansiyel yükseltisinde vadi ve tepeler vardır üstelik bu tepe ve vadiler engel yüksekliği besleme bağlı olduğu için uygulanan gerilimle değişeceklerdir. Örneğin bir V beslemi uygulandığında etkin tepelerin yarıiletkenin daha iç kesimlerine doğru ilerlemesini ve metal-

yarıiletken arayüzündeki keskin olmayan metalürjik yapı nedeniyle yerel görüntü kuvvetlerin etkin engel tepeleri ile yer değiştirmesi beklenir. Bunun bir sonucu olarak ta her bir besleme gerilim değeri arayüze paralel farklı engel dağılımları vardır ve tepelerin uygulanan gerilimle daha içerilere doğru hareket ettiği için kontağın daha homojen bir engel yüksekliğine sahip olması beklenir.

Her bir besleme gerilimi için farklı değerlere ve özel bir Gaussian dağılıma sahip yerel deformasyonları olan tek bir engel yerine, besleme geriliminin etkisinin daha geniş ölçekte olduğunu ve engelin daima bir Gaussian dağılım göstereceği düşünülebilir. Bu durumda Denklem 2.67 ve Denklem 2.69'da dağılımın her bir besleme gerilimi için farklıdır, $V=0$ ve herhangi bir V gerilimi için

$$\Phi_{b0}^{IV} = (\overline{\Phi_{b0}}) - \sigma_{s0}^2 / (2kT/q) \quad (2.79)$$

$$\Phi_b^{IV}(V) = (\overline{\Phi_b}(V)) - \sigma_s^2(V) / (2kT/q) \quad (2.80)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $\overline{\Phi_{b0}}$ ve σ_{s0} termodinamik dengede ve $V = 0$ durumunda ortalama engel yüksekliği ve standart sapmadır. $\Phi_b(V, T) - \Phi_{b0} = \Delta\Phi_b(V, T)$ ve Denklem 2.79 ve Denklem 2.80'den

$$\Delta\Phi_b(V) = \Phi_b(V) - \Phi_{b0} \quad (2.81)$$

$$\Delta\Phi_b(V) = \Phi_b(V) - (\overline{\Phi_{b0}}) + \sigma_{s0}^2 / (2kT/q) - \sigma_s^2(V) / (2kT/q) = \Delta\overline{\Phi_{b0}}(V) - \Delta\sigma_s^2 / (2kT/q) \quad (2.82)$$

bulunur, Denklem 2.78 ile eşitlenirse,

$$\Delta\Phi_b(V, T) = V \left(\frac{1}{n(V, T)} - 1 \right) = \Delta\overline{\Phi_{b0}}(V) - \Delta\sigma_s^2 / (2kT/q) \quad (2.83)$$

$$\left(\frac{1}{n(V, T)} - 1 \right) = \Delta\overline{\Phi_{b0}}(V) / V - \Delta\sigma_s^2 / (2kTV/q) \quad (2.84)$$

bulunur. Denklem 2.84'te; ortalama engel yüksekliği ve standart sapmadaki değişim ile ölçülen idealite faktörünün ilişkisini, ortalama engel yüksekliği ve standart sapmanın sıcaklığa ve gerilime bağlı olduğu gibi idealite faktörünün de sıcaklığa ve gerilime bağlı olduğunu ifade etmektedir.

Modelde idealite faktörünün besleme bağımlı olmadığı gibi bir kısıtlamaya gidilirse yukarıdaki Denklem 2.84'ten sıcaklığa bağlı idealite faktörü öngörülebilir. Denklem 2.78 ile Denklem 2.84'nin beslemeden bağımsız iken eşit olabilmelerinin tek yolu beslem ile lineer olarak değişen aynı σ_s^2 'ye ve $\overline{\Phi_b}$ 'ne sahip olmalarıdır. Buna göre

$$\Delta\overline{\Phi_{b0}}(V) = \overline{\Phi_b}(V) - \overline{\Phi_{b0}} = \rho_2 V \quad (2.85)$$

$$\Delta\sigma_s^2(V) = \sigma_s^2(V) - \sigma_{s0}^2 = \rho_3 V \quad (2.86)$$

dir. Burada ρ_2 ve ρ_3 engel yüksekliğinin dağılımının gerilim deformasyonunun ölçüsüdür. Eğer V besleminin sıfır besleme göre hep aynı değişikliğe yol açtığını varsayarsak ρ_2 ve ρ_3 sıcaklıktan bağımsız olmuş olur ayrıca V beslemi arttıkça tepeler yarıiletkenin içine doğru gideceği ve engel eş yapılı olacağından σ_s^2 ve $\overline{\Phi_b}$ küçülür dolayısıyla ρ_2 ve ρ_3 daima negatiftir. Elbette bu varsayım sıfır beslem altında $\overline{\Phi_{b0}}$ ve σ_{s0} 'ın sıcaklıktan bağımsız olduğu anlamına gelmez. Denklem 2.84 ve Denklem 2.86, Denklem 2.84'te yerine konulursa

$$\left(\frac{1}{n(T)} - 1\right) = \rho_1(T) = \rho_2 - \rho_3 / (2kT/q) \quad (2.87)$$

elde edilir. Denklem 2.84 inhomojen Schottky kontaklarda idealite faktörünün sıcaklığa bağlılığını ifade etmektedir. Burada T^{-1} 'in fonksiyonu olarak $n^{-1} - 1$ grafiği çizilecek olursa kesimi ρ_2 eğimi $q\rho_3/2k$ olan bir doğru elde edilir.

Aşağıdaki tabloda bazı deneysel çalışmalar için elde edilmiş ρ_2 ve ρ_3 değerleri yer almaktadır.

Tablo 2.1. Bazı deneysel çalışmalarda elde edilen ρ_2 ve ρ_3 değerleri.

Kontak	ρ_2	ρ_3 (mV)	Ref.
Au/n-GaAs	-0.035	-8.2	[209]
Cr/n-Si	-0.013	-3.4	[210]
HP 2900	-0.003	-3.1	[210]
Au/n-GaAs	-0.093	-9.6	[141]
Al/n-InP	-0.240	-15	[211]
Ti/p-Si	-0.080	-25	[212]
Al/n-GaAs	-0.043	-13	[213]
Ti/n-Si	-0.097	-4.8	[214]
Cu/n-Si	-0.096	-4.8	[215]
PtSi/n-Si (#1)	-0.034	-4.7	[187]
PtSi/n-Si (#2)	-0.110	-5.2	[187]

Sonuç olarak potansiyel dalgalanma modeli;

- Kantitatif olarak Φ_b^{IV} ile Φ_b^{CV} arasındaki farkın açıklanabileceğini ve kapasitans ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği sadece $\overline{\Phi_b}$ 'ye bağlı iken akım-gerilimden elde edilen engelin, engel dağılımının standart sapmasını da içerdiğini,
- Diğer geleneksel bir boyutlu modellerle açıklanamayan Φ_b^{IV} ile Φ_b^{CV} 'nin sıcaklığa bağımlı farkını,
- Schottky kontağa bir besleme gerilimi uygulandığında engel dağılımının deformasyonundan kaynaklanan $n > 1$ durumunu,
- Schottky kontaklar için $I-V$ eğrilerindeki beslemenden bağımsız idealite faktörü, ortalama engel yüksekliği ($\overline{\Phi_b}$)'de olduğu gibi σ_s^2 'nde uygulanan gerilim ile lineer olarak değiştiği,
- $\overline{\Phi_b}$ ve σ_s^2 'in gerilim katsayıları olan ρ_2 ve ρ_3 'ün Denklem 2.87'ye göre çizilecek bir grafikten elde edilebileceğini,

göstermiştir.

2.3.3. İdealite Faktörünün Sıcaklığa Bağımlılığı ve T_0 Etkisi

İdealite faktörü görüntü yükten veya arayüzey hallerinden dolayı 1'den büyük olsa bile sıcaklıktan bağımsız olması beklenir. Fakat termoiyonik alan emisyonu ya da deplasyon tabakasındaki rekombinasyondan dolayı idealite faktörü sıcaklığa bağımlıdır. Schottky diyotların pek çoğunun idealite faktörü

sıcaklığa bağımlıdır [78]. Padovani ve Straton'a göre engel yüksekliğinin sıcaklığa bağımlılığının deneysel sonuçlarla örtüşebilen bir açıklaması için öne sürülen olgulardan birisi de T_0 etkisidir. Bu yaklaşıma göre idealite faktörünün sıcaklığa bağımlılığı

$$n(T) = 1 + T_0/T \quad (2.88)$$

şeklinde tanımlanır [209,210] ve T_0 etkisi dikkate alındığında kontak boyunca geçen akım yoğunluğu

$$J = A^*T^2 e^{-q\Phi_{b0}/nk(T+T_0)} + \left(e^{qV/nk(T+T_0)} - 1 \right) \quad (2.89)$$

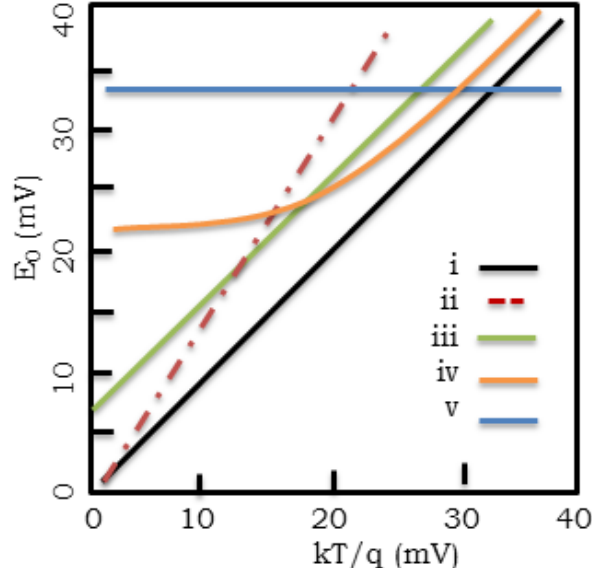
şeklinde ifade edilir. T_0 etkisi arayüz hal yoğunluğunun üstel dağılımından kaynaklandığını öne süren çalışmalar olmakla birlikte [216,217] arayüz tabakasının olduğu bazı modellerde T_0 etkisi açıklanamamıştır. Padovani çalışmasında aynı GaAs dilimi üzerine yapılan farklı diyotlar için T_0 değerinin 10-100 K arasında değiştiğini bu nedenle T_0 'ın teorik argümanlarla değil tamamen deneysel bulunacağını göstermiştir. Başka bir çalışmada ise T_0 etkisinin sadece belirli bir aralıkta sıcaklıktan bağımsız olduğunu ve tüm ölçüm aralığı için doğru olmadığı gösterilmiştir [209]. Yukarıdaki gibi pek çok örneğin sonucu olarak idealite faktörünün sıcaklığa bağımlılığını tahmin etmek için genel bir kural yoktur. Bununla birlikte Saxena'ya göre bu durum aslında termoiyonik alan emisyonu ve alan emisyonunun akım iletimi için baskın mekanizma haline geldiğinde Denklem 2.30 aşağıdaki gibi yazılmasıyla açıklanabilir [210]

$$I = I_0 \left(e^{V/E_0} - 1 \right) \quad (2.90)$$

dir ve V/E_0 oranı üçten büyük olduğu durumda yukardaki denklem

$$I = I_0 e^{V/E_0} \quad (2.91)$$

yazılabilir. Bu denklem kullanılarak oluşturulacak teorik bir $I-V$ grafiğinin eğimi E_0 'dır. $-100\text{ }^\circ\text{C}$ ile $+100\text{ }^\circ\text{C}$ aralığında farklı koşullar altında E_0-T grafiği Şekil 2.6'da görüldüğü gibi olur.



Şekil 2.6. $100\text{ }^\circ\text{C}$ ile $+100\text{ }^\circ\text{C}$ aralığında farklı koşullar altında E_0-T grafiği [210].

Burada;

- i. Schottky kontaklar Denklem 2.30 ile ifade edildiği gibi ideal duruma uymakta ise elde edilen veriler grafikte (i) ile gösterildiği gibi olur ve $E_0 = kT/q$ 'dur.
- ii. Schottky kontaklarda akım iletimi Denklem 2.34 ile ifade edildiği gibi ise elde edilen veriler grafikte (ii) ile gösterildiği gibi olur ve $E_0 = nkT/q$ 'dur.
- iii. Schottky kontaklar Denklem 2.34 ile ifade edildiği gibi ve E_0 'ın sıcaklıkla arasında lineer bir bağıntı var ise elde edilen veriler grafikte (iii) ile gösterildiği gibi olur ve T_0 bir sabit olmak üzere $E_0 = k(T + T_0)/q$ 'dur.
- iv. Şayet metal-yarıiletken kontak üzerinden geçen akım Termioyonik-alan emisyon teoremine uymakta ise elde edilen veriler grafikte (iv) ile gösterildiği gibi olur ve

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

$$E_{00} = \left(\hbar/2\right) \left(N_d/m^* \epsilon_s\right)^{1/2}$$

dir. iv) koşuluna göre T_0 artık sabit değildir ve azalan sıcaklıkla artan değerler alır.

- v. Alan emisyonu akım taşınmasındaki baskın mekanizma ise elde edilen veriler grafikte (iv) ile gösterildiği gibi E_0 sıcaklıktan bağımsız olarak $E_0 = E_{00}$ şeklinde olur [210].

2.3.3.1. T_0 'ın Sıcaklığa Bağlılığı

İdealite faktörünün sıcaklığa bağımlılığı genellikle Denklem 2.88 ile tanımlanır. Burada T_0 'ın sabit ve sıcaklıktan bağımsız olduğu düşünülür [213-215]. Aslında termoiyonik süreçlerde akım taşınmasına katkısı olduğu düşünülürse T_0 için;

$$T_0 = E_0/k - T \quad (2.92)$$

yazılabilir [210]. Bu ifade ikinci koşulda yerine yazılırsa

$$T_0 = nT - T = (n - 1)T \quad (2.93)$$

elde edilir. Daha öncede değinildiği gibi T_0 'ın sabit ve sıcaklıktan bağımsız olduğu düşünülür fakat bazı deneysel sonuçlar göstermektedir ki deneysel veriler kullanılarak T_0-T grafiği çizilecek olursa T_0 ile T arasındaki ilişkinin

$$T_0 = T_0^* + n_0^*T \quad (2.94)$$

şeklinde olduğu görülür [210]. Burada T_0^* , T_0 parametresinin sıcaklıktan bağımsız kısmıdır ve n_0^* karakteristik idealite faktörü olarak adlandırılan sabit katsayıdır. T_0-T grafiğinde eğim n_0^* katsayısına T eksenini kestiği nokta ise T_0^* 'a eşittir. Bununla birlikte Denklem 2.93'te Denklem 2.94 yerine yazılırsa

$$n(T) = 1 + n_0^* + T_0^*/T \quad (2.95)$$

elde edilir. n_0^* katsayısı ve T_0^* kullanılarak teorik $n(T)$ değerleri bulunabilir ve deneysel veriler için yaklaşım doğrulanabilir [210,218,219].

2.4. Metal-Yarıiletken Kontakların Kapasitansı

Metal-yarıiletken kontakın potansiyel dağılımı ve yük yoğunluğu arasındaki ilişki aşağıdaki Poisson denklemi ile verilir.

$$\nabla^2\Psi(x) = d^2\Psi(x)/dx^2 = -\rho(x)/\varepsilon_s\varepsilon_0 \quad (2.96)$$

Burada ε_s yarıiletkenin dielektrik sabiti, ε_0 boş uzayın dielektrik sabiti ve $\rho(x)$ uzay-yük yoğunluğudur. n -tipi yarıiletkenin elektron verici atom yoğunluğu (donör) N_d ve yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektron yoğunluğu n olmak üzere $\rho(x)$ uzay-yük yoğunluğu

$$\rho(x) = q(N_d - n) \quad (2.97)$$

ifadesi ile verilir. Burada $q(V_d - V) \gg kT$ olduğundan deplasyon tabakasının içerisinde $N_d \gg n$ olacaktır. Bu durumda Denklem 2.97

$$\rho(x) = qN_d \quad (2.98)$$

şeklinde yazılabilir. Denklem 2.97 Denklem 2.98'de yerine yazılırsa bir boyutta Poisson denklemi

$$d^2\Psi(x)/dx^2 = -qN_d/\varepsilon_s\varepsilon_0 \quad (2.99)$$

şeklinde yeniden yazılabilir. Bu denklemin çözümü için gereken sınır şartları

- I. $x = 0$ olduğunda $\Psi(x) = 0$ 'dır,
- II. $x \geq d$ olduğunda $\Psi(x) = V_d + V$ 'dir,
- III. $x \geq d$ olduğunda $d\Psi(x)/dx = 0$ 'dır,

Denklem 2.99'un III. sınır şartı göz önüne alınarak bir kez integrali alınırsa deplasyon tabakasındaki elektrik alanı

$$d\Psi(x)/dx = -qN_d/\varepsilon_s\varepsilon_0 (x - d) = E(x) \quad (2.100)$$

olarak bulunur. Birinci sınır şartı bu denklemden kullanılırsa potansiyel fonksiyonu

$$\Psi(x) = -qN_d/\varepsilon_s\varepsilon_0 \left(1/x^2 - xd\right) \quad (2.101)$$

olur. Bu denklemden II. sınır şartı altında çözülürse deplasyon tabakasının genişliği için;

$$V_d \pm V = w^2 qN_d / 2\varepsilon_s\varepsilon_0$$

$$w = \left[2\varepsilon_s\varepsilon_0 (V_d \pm V) / qN_d \right]^{1/2} \quad (2.102)$$

bulunur. Ters beslem altında dengedeki bir diyotta birim yüzey başına yük yoğunluğu (ρ)

$$d\rho N_d = \rho = [2\varepsilon_s\varepsilon_0 (V_d \pm V)]^{1/2} \quad (2.103)$$

olur, birim alan başına küçük sinyal kapasitansı uygulanan gerilime karşı yük yoğunluğunun değişimine eşit olduğundan

$$C = \frac{d\rho}{dV} = \left[\varepsilon_s\varepsilon_0 qN_d / 2(V_d \pm V) \right]^{1/2} \quad (2.104)$$

bulunur ve Denklem düzenlenirse

$$1/C^2 = 2(V_d \pm V) / \varepsilon_s\varepsilon_0 qN_d \quad (2.105)$$

elde edilir. Bu denklemin gerilime göre türevi alınır

$$dC^{-2}/dV = 2/\varepsilon_s\varepsilon_0 qN_d \quad (2.106)$$

bulunur. Burada V 'nin bir fonksiyonu olarak $1/C^2$ grafiği bir doğrudur ve bu doğrunun eğimi $2/\varepsilon_s\varepsilon_0 qN_d$ 'ye eşittir.

Arayüz tabakasının olmadığı Schottky kontakların band diyagramı göz önüne alınırsa engel yüksekliği

$$q\Phi_b = q(V_n + V_{bi}) \quad (2.107)$$

$$V_n = kT/q \ln(N_c/N_d) \quad (2.108)$$

olarak yazılabilir. Burada N_c iletkenlik bandındaki etkin durum yoğunluğu ve V_n iletkenlik bandının minimumu ile Fermi seviyesi arasındaki potansiyel farkıdır.

2.4.1. Görüntü Yükün Engel Yüksekliği Üzerine Etkisi

Bir elektron metale doğru yaklaştığında elektrik alanın doğası gereği metal yüzeyinde pozitif bir q yükü (görüntü yük) oluşturur. Bu yüzden metalin yüzeyine yaklaşan elektronu çeken kuvvet $\frac{q^2}{4\pi\epsilon'_s(2x)^2} = \frac{q^2}{16\pi\epsilon'_sx^2}$ dir. Bu çekici etkiden dolayı elektron $-qV$ kadar potansiyele sahip olacaktır. Burada V

$$V = \frac{q}{16\pi\epsilon_s} \int_x^\infty \frac{dx}{x^2} = \frac{q}{16\pi\epsilon_s x} \quad (2.109)$$

şeklinde ifade edilir ve potansiyel sadece yüzeye yakın iken önemlidir.

Potansiyel enerjinin maksimum olduğu bir x_m konumu vardır ve bu konum görüntü yükün oluşturduğu alanın deplasyon tabakasındaki alana eşit olduğu noktadadır. Maksimum elektrik alan

$$E_{max} = \frac{q}{16\pi\epsilon_s x_m^2} \quad (2.110)$$

olarak elde edilir. Görüntü yükün neden olduğu engeldeki maksimum potansiyel enerjideki düşmenin toplamı ise

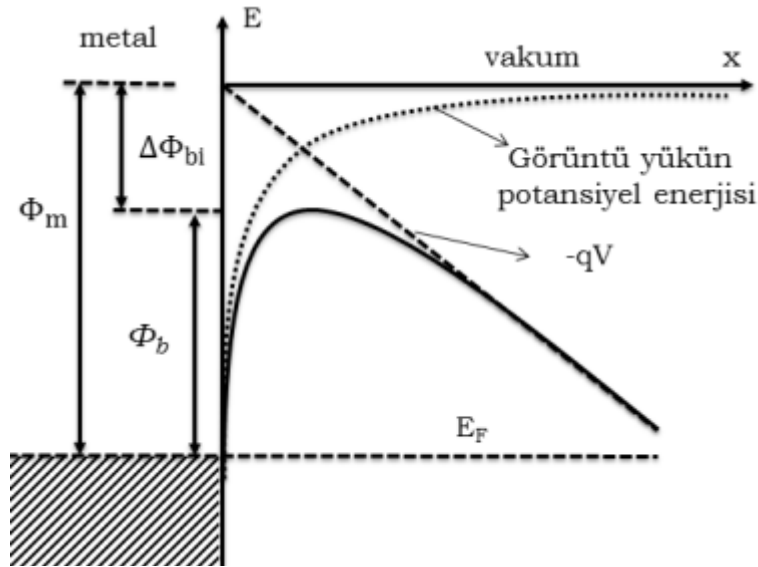
$$\Delta\Phi_{bi} = x_m E_{max} + \frac{q}{16\pi\epsilon_s x_m} = 2x_m E_{max} \quad (2.111)$$

ve denklem düzenlenirse

$$\begin{aligned}\Delta\Phi_{bi} &= 2E_{max} \frac{q}{(16\pi\epsilon_s E_{max})^{\frac{1}{2}}} \\ &= 2E_{max} \left(\frac{qE_{max}}{16\pi\epsilon_s} \right)^{1/2} \\ &= 2 \left(\frac{qE_{max}}{16\pi\epsilon_s} \right)^{\frac{1}{2}}\end{aligned}$$

(2.112)

elde edilir. Burada E_{max} için engel yüksekliğinin elektrik alana bağılılığı kullanılabilir. Eğer bir arayüz tabakası yoksa engel yüksekliği herhangi bir alandan bağımsızdır. Bununla birlikte bir arayüz tabakası varsa uygulanan potansiyel bu arayüz boyunca V_i kadar düşecektir dolayısıyla da engel yüksekliği değişecektir.



Şekil 2.7. Engel yüksekliği üzerinde görüntü yük ve deplasyon tabakasındaki elektrik alanın etkisini gösteren enerji band diyagramı.

Band bükülmesi söz konusu ise kompanse olmamış donörler nedeniyle yükler yeniden düzenleneceğinden elektrik alan değişir. Eğer arayüzey hallerinin dağılımının (Dit) sürekli olduğu düşünülürse Şekil 2.7'den arayüzdeki toplam yük

$$Q_{ss} = qD_{it}(\Phi_b + \Phi_0 - E_g) = Q'_{ss} + qD_{it}(\Phi_b - \Phi_b^0) \quad (2.113)$$

ile verilir ayrıca Gauss Teoreminden toplam yük için

$$Q_{ss} = \varepsilon_i \mathcal{E}_i - \varepsilon_s E_{max} \quad (2.114)$$

yazılabilir. Arayüz tabakasındaki potansiyel

$$V_i = \delta \mathcal{E}_i \quad (2.115)$$

ve

$$\phi_m = qV_i + \chi_s + \Phi_b^0 \quad (2.116)$$

$$\Phi_b^0 = \phi_m - \chi_s - \delta Q'_{ss} / \varepsilon_i \quad (2.117)$$

kullanılarak

$$\begin{aligned} \Phi_b &= \delta \mathcal{E}_i - \chi_s + \phi_m \\ &= \frac{\delta}{\varepsilon_i} (Q_{ss} - \varepsilon_s E_{max}) - \chi_s + \phi_m \end{aligned} \quad (2.118)$$

yazılabilir. Burada Denklem 2.114 ve 2.117 Denklem 2.118'de yerine yazılırsa

$$\Phi_b = \Phi_b^0 - \left(q\delta D_s / \varepsilon_i \right) (\Phi_b - \Phi_b^0) - \left(\delta \varepsilon_s / \varepsilon_i \right) E_{max} \quad (2.119)$$

ya da

$$\begin{aligned} \Phi_b &= \Phi_b^0 - \alpha E_{max} \\ \alpha &= \frac{\delta \varepsilon_s}{\varepsilon_i + q\delta D_s} \end{aligned} \quad (2.120)$$

yazılabilir. Denklem şekliyle kullanışsızdır bu nedenle yarıiletken parametreleri cinsinden ifade edilmelidir. Bunun için deplasyon yaklaşımı kullanılabilir. Yaklaşım göre iletim bandının sınırında keskin bir biçimde

hacimsel malzemenin değerine düştüğü varsayılır ki bu değer donör yoğunluğundan oldukça düşüktür. Yani deplasyon tabakası sınırındaki toplam yük qN_d kadardır. Bu durumda Gauss teoremine göre $E_{max} = qN_d w / \epsilon_s$ olacaktır. Buradaki ortalama elektrik alan $E_{max}/2$ kadardır. Bu nedenle deplasyon tabakası boyunca potansiyel fark

$$V_d = w E_{max} / 2 = E_{max}^2 \epsilon_s / 2 q N_d \quad (2.121)$$

olur ve elektrik alan için

$$E_{max} = \left(2 q N_d V_d / \epsilon_s \right)^{1/2} \quad (2.122)$$

yazılabilir. Deplasyon tabakasında elektron yoğunluğunun azalması aşamalı olarak gerçekleşir. Bu durumda Denklem 2.122

$$E_{max} = \left(2 q N_d / \epsilon_s \right)^{1/2} \left[V_d - kT/q \right]^{1/2} \quad (2.123)$$

yazılmalıdır [78].

2.4.2. Arayüzey Hal Yoğunluğunun Kondüktans Metodu ile Belirlenmesi

Nicollian ve Goetzberger tarafından geliştirilen kondüktans metodu arayüzey hal yoğunluğunun araştırılmasında kullanılan hassas ve doğru bir metottur [120,123]. Bu metoda göre arayüzey halleri birbirine yakın pek çok enerji seviyesinden oluşur. Bu seviyeler o kadar yakındır ki ayrık seviyeler olarak düşünülemezler ve yarıiletkenin yasak band aralığı boyunca sürekli olduğu düşünülür. Bu sürekli arayüzey hallerinin mutlak bir sıcaklıkta Fermi seviyesi civarında ya da birkaç kT enerji civarında taşıyıcıları yakalanması ve yayılmasına neden olabilmektedirler. Bu yakalama ve yayma olayları bir zaman sabiti etrafında dağılım gösterir. Bu sürekli bölgenin admitansı tüm yasak band aralığı üzerinden bir integralle

$$Y_{ss} = j\omega \left(q^2 / kT \right) \int \frac{D_{it} f_0 (1 - f_0) d\psi}{\left(1 + j\omega f_0 / c_n n_{so} \right)} \quad (2.124)$$

olarak hesaplanır. Burada

$$f_0 = [1 + \exp(E_C - E_V)]^{-1} \quad (2.125)$$

şeklinde ifade edilir, ω , açısal frekans, n_{so} yüzeydeki elektron yoğunluğu, c_n elektron yakalama olasılığı ve D_{it} arayüzey hallerinin yoğunluğudur. Bu integralin çözümü Fermi seviyesi civarında genişliği kT/q olan keskin bir pik verir.

Bu integralde D_{it} ve c_n in ψ ile çok fazla değişmediği, $f_0(1-f_0)=(kT/q) df_0/d\psi$ yaklaşımı yapılırsa integral

$$Y_{ss} = \left(qD_{it}/2\tau \right) \ln(1 + \omega^2\tau^2) + jq \left(D_{it}/\tau \right) \arctan(\omega\tau) \quad (2.126)$$

haline gelir. Burada τ çeşitli enerjilerdeki arayüzey hallerinin dolup boşalması için gereken zaman sabitidir ve

$$\tau = 1/c_n n_{so} = \left(1/V_{th} \sigma N_d \right) \exp \left(qV_d / kT \right) \quad (2.127)$$

ile verilir. Burada, σ arayüzey hallerinin yakalama tesir kesiti ve V_{th} termal hızdır. Denklem 2.126'nın reel kısmı ele alınırsa

$$\left(G_{ss}/\omega \right) = \left(qD_{it}/2\omega\tau \right) \ln(1 + \omega^2\tau^2) \quad (2.128)$$

şeklinde yazılabilir. Arayüzey hallerinin kondüktansı deneysel olarak ölçülen kondüktanstan elde edilebilir. Ölçülen kondüktans ile arayüzey hallerinin kondüktansı arasındaki bağıntı

$$\frac{G_{ss}}{\omega} = \frac{\omega C_{ox}^2 G_{ma} (G_{ma}^2 + \omega^2 C_{ma}^2)}{\omega^2 C_{ox}^2 G_{ma}^2 + [\omega^2 C_{ma} (C_{ox} - C_{ma}) - G_{ma}^2]^2} = \frac{C_{ox}^2 G_{ma}}{(C_{ox} - C_{ma})^2 + \left(G_{ma}/\omega \right)^2} \quad (2.129)$$

ile verilir. Denklem 2.129'da; G_{ma} ölçülen kondüktans, C_{ma} ölçülen kapasitans ve C_{ox} oksit kapasitansdır. $ln\omega$ 'nın bir fonksiyonu olarak G_{ss}/ω 'nın davranışı incelenecek olursa bir besleme gerilimi altında arayüz tuzak seviyelerinin işgali sabitlenir ve yükler bu arayüzey halleriyle ilgili zaman sabitleri tarafından belirlenir. ac sinyalin frekansı bu zaman sabitine karşılık geldiği anda pikteki kayıp arayüzey halleri ile birleştiği görülür. Eğer frekans yavaşça değişirse kayıp azalır çünkü ya tuzak seviyeleri frekans değişimine cevap veremez ya da cevap farklı frekanslarda görülür. Üstelik pikin maksimum değeri yakalama tesir kesitine bağlıdır dolayısıyla zaman sabiti ile doğrudan ilişkilidir.

Denklem 2.129'dan görüleceği üzere $\omega\tau = 1.98$ olduğunda pikin maksimum değeri elde edilmiş olur. Bu maksimuma karşılık gelen noktadaki frekans kullanılırsa

$$\omega_{max}\tau = 2\pi f_{max}\tau = 1.98 \quad (2.130)$$

ve

$$\tau = 1.98 / 2\pi f_{max} \quad (2.131)$$

elde edilir. Denklem 2.129'in maksimum değerinde

$$\left(\frac{G_{ss}}{\omega}\right)_{max} = 0.40qD_{it} \quad (2.132)$$

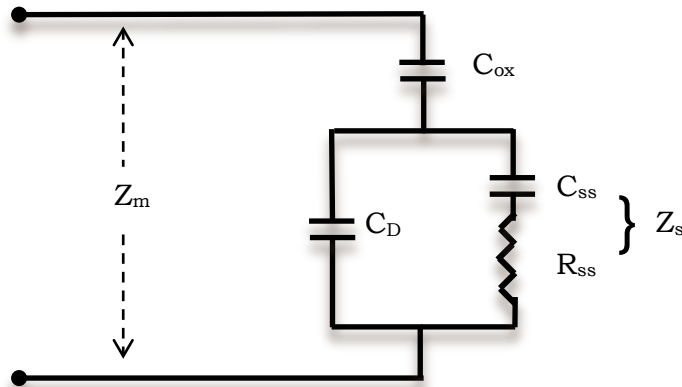
ve buradan arayüzey tuzak yoğunluğu

$$D_{it} = 0.40q / \left(\frac{G_{ss}}{\omega}\right)_{max} \quad (2.133)$$

olarak elde edilir [120,123].

2.4.3. Arayüzey Hal Yoğunluğunun Belirlenmesi için Hill-Coleman Yaklaşımı

Arayüzey hal yoğunluğu ile ilgili olarak Nicollian ve Goetzberger'in önerdiği modeldeki kadar iyi sonuçlar veren bir başka yöntem Hill ve Coleman tarafından önerilmiştir (arayüz hallerinin yoğunluğunun belirlenmesi için tek frekans yaklaşıklığı) [122]. Bu model, uzun analizler yapmak yerine belirli bazı sınırlamalar altında arayüzey hallerinin kondüktansının kolayca elde edilebileceği temeline dayanır. Nicollian ve Goetzberger'e göre metal-yalıtkan-yarıiletken kapasitörün eşdeğer devresi Şekil 2.8'de gösterildiği gibi bir paralel bağlı oksit kapasitansı (C_{ox}) ve seri bağlı gerilime bağımlı deplasyon tabakası kapasitansı (C_D) ve arayüz hallerinin frekansa ve gerilime bağımlı bileşenlerinden (C_{SS} ve R_{SS}) oluşmaktadır.



Şekil 2.8. Metal-yalıtkan-yarıiletken kapasitörün etkin eşdeğer devresi.

Alttaşın admitansı yüzey hallerinin admitansı ve deplasyon kapasitansı cinsinden

$$Y_{SS} = Y_s + j\omega C_D = (Z_s)^{-1} \quad (2.134)$$

şeklinde yazılabilir. Burada

$$Y_s = \left(R_{SS} + 1/(j\omega C_{SS}) \right)^{-1} \quad (2.135)$$

olarak verilir ve hallerin zaman sabiti $\tau = R_{SS}C_{SS}$ Denklem 2.134'de yerine yazılırsa

$$Y_{ss} = \frac{\omega^2 C_{ss} \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} + j\omega \left(C_D + \frac{C_{ss}}{1 + \omega^2 \tau^2} \right) \quad (2.136)$$

$$G_s = \frac{\omega^2 C_{ss}}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2.137)$$

dir. Denklem 2.137'nin τ 'ya göre türevi alınır ve $\omega^2 \tau^2 = 1$ olduğunda G_s maksimum değerini alır. Burada

$$(G_{ss})_{max} = \omega C_{ss} / 2 \quad (2.138)$$

bulunur.

Verilen herhangi bir yüzey potansiyeli için ölçülen kondüktans değerlerinden altaşın kondüktans değerine ulaşılabilir. Böyle bir durumda arayüzey hallerinin yoğunluğundaki pik değerine G_m yerine G_s kullanarak bir yaklaşıklıkta bulunulabilir. Bu yöntem, ölçülen kondüktans (G_s/ω) ile altaşın kondüktansının (G_m/ω) karşılaştırılmasını içerir. Bununla birlikte $\tau_{(dG_s/d\tau=0)} = \tau_{(dG_m/d\tau=0)}$ eşitliğinin sağlanıp sağlanmayacağı durumu incelenecek olursa;

Altaşın empedansı $Z_s = Z_m(j\omega C_{ox})^{-1}$ dir ve ölçülen admittansta yerine yazılırsa

$$Y_m = \frac{\omega^2 G_s C_{ox} (C_s + C_{ox}) + j(\omega C_{ox} G_s^2 + \omega^2 C_s (C_s + C_{ox}))}{G_s^2 + \omega^2 (C_s + C_{ox})^2} \quad (2.139)$$

elde edilir. Burada ölçülen kondüktans

$$G_m = \frac{\omega^2 G_s C_{ox} (C_s + C_{ox})}{G_s^2 + \omega^2 (C_s + C_{ox})^2} \quad (2.140)$$

biçimindedir. Bu ifadenin τ 'ya göre türevi için

$$\frac{dG_m}{d\tau} = \frac{\partial G_m}{\partial G_s} \frac{dG_s}{d\tau} + \frac{\partial G_m}{\partial C_s} \frac{dC_s}{d\tau} \quad (2.141)$$

yazılabilir. Burada Denklem 2.137'den

$$\frac{dG_s}{d\tau} = \frac{d}{d\tau} \left(\frac{\omega^2 C_{ss} \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \right) = \omega^2 C_{ss} (1 - \omega^2 \tau^2) (1 + \omega^2 \tau^2)^{1/2} \quad (2.142)$$

elde edilir ve Denklem 2.140'tan

$$\frac{dG_s}{dG_m} = \frac{d}{dG_m} \left(\frac{\omega^2 G_s C_{ox} (C_s + C_{ox})}{G_s^2 + \omega^2 (C_s + C_{ox})^2} \right) = \frac{\omega^2 C_{ox} (C_s + C_{ox}) [\omega^2 (C_s + C_{ox})^2 - G_s^2]}{(G_s^2 + \omega^2 (C_s + C_{ox})^2)^2} \quad (2.143)$$

ve

$$\frac{dC_s}{d\tau} = 2\omega^2 \tau C_{ss} (1 + \omega^2 \tau^2)^{1/2} \quad (2.144)$$

ve

$$\frac{dG_m}{dC_s} = \frac{d}{dC_s} \left(\frac{\omega^2 G_s C_{ox} (C_s + C_{ox})}{G_s^2 + \omega^2 (C_s + C_{ox})^2} \right) = \left(\frac{\omega^2 G_s C_{ox} (G_s^2 - \omega^2 (C_s + C_{ox})^2)}{G_s^2 + \omega^2 (C_s + C_{ox})^2} \right) \quad (2.145)$$

Denklem 2.142, 2.143, 2.144 ve 2.145 $dG_m/d\tau = 0$ denkleminde yerine yazılırsa;

$$(C_s + C_{ox})(\omega^2 \tau^2 - 1) = 2\tau G_s \quad (2.146)$$

bulunur. Denklem 2.138 ve 2.146 oranlanırsa

$$\frac{G_s ((G_m)_{max})}{(G_s)_{max}} = \frac{\frac{\omega C_{ss}}{2}}{(C_s + C_{ox})(\omega^2 \tau^2 - 1)/2\tau} = \frac{2(C_{ss} + C_D + C_{ox})^{1/2}}{(C_{ss} + 2C_D + 2C_{ox})} (C_D + C_{ox})^{1/2} \quad (2.147)$$

elde edilir. Denklem 2.147'nin sağ tarafında görüleceği üzere, $\frac{G_s ((G_m)_{max})}{(G_s)_{max}}$ oranı C_{ss} nin karekökü tarafından kontrol edilmektedir. Bunun anlamı C_{ss} 'deki artış yukarıdaki oranda nominal bir değişimle sonuçlanır. Hill ve Coleman bu oranın kendi deney sistemlerinde yaklaşık olarak 1 olduğunu göstermişlerdir.

Nicollian ve Goetzberger'in sonuçlarına göre $D_{it} = C_{ss}/qA$ idi. Yukarıdaki bilgiler doğrultusunda bu denklem yeniden yazılırsa

$$D_{it} = \frac{2}{qA} \frac{(G_m)_{max}/\omega}{\left((G_m)_{max}/\omega C_{ox} \right)^2 + \left(1 - C_m/C_{ox} \right)^2} \quad (2.148)$$

elde edilir [122].

Seri direnci belirlemek için en uygun yöntemlerden birisi Nicollian ve Brews tarafından önerilen metottur [120]. Burada eşdeğer devrenin seri direnci

$$R_s = \frac{G_m}{G_m^2 + \omega^2 C_m^2} \quad (2.149)$$

ile tanımlanır.

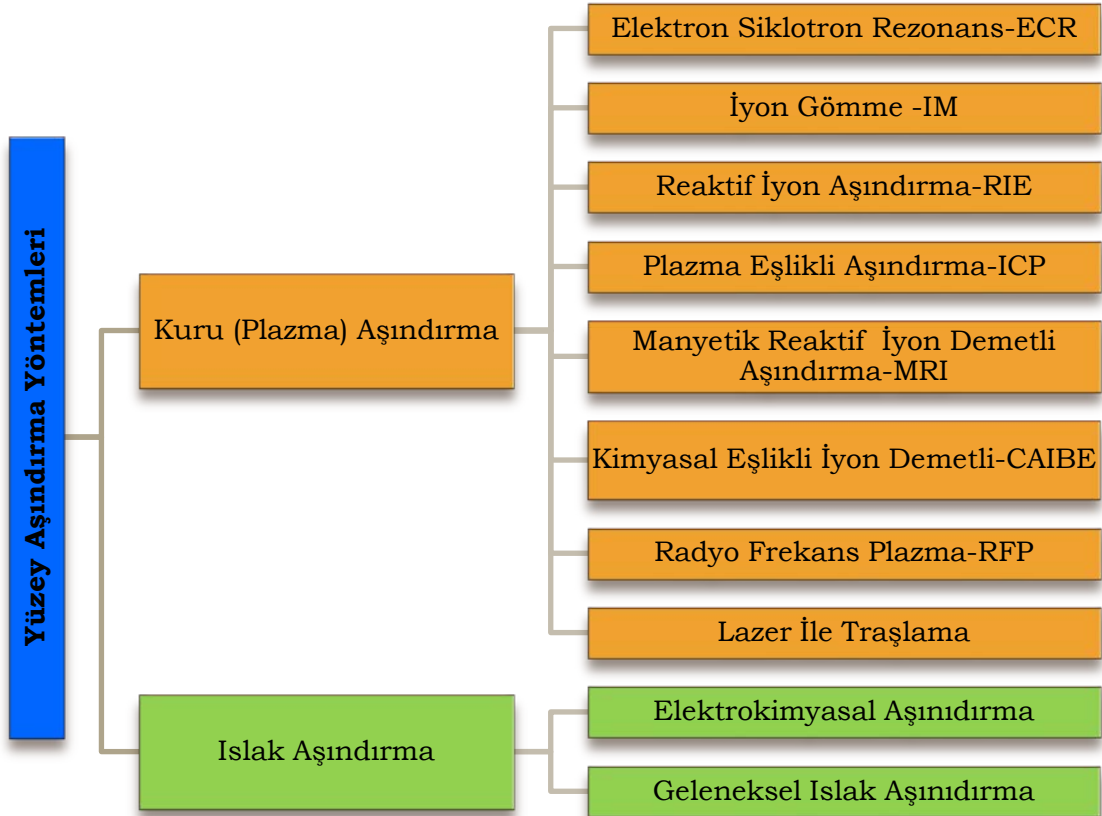
2.5. Altaşların Temizliği ve Diyot Üretimi

2.5.1. Yüzey Aşındırma (Etching)

Geniş band aralıklı *III-N* yarıiletkenlerine dayalı aygıt geliştirme çalışmaları yüzey temizliği süreçlerinin tekrarlanabilir ve düşük hasara neden olmasını gerektirir. Aşındırma süreçleri anizotropi, seçici aşındırma, yüzey morfolojisi ve sitokiyometriyi etkili bir biçimde kontrol edebilmelidir. *III-N* bileşikleri *III-V* yarıiletkenlerinden daha yüksek bağlanma enerjisine sahiptir ve alışılmışın dışında bir kimyasal kararlılık gösterirler. Büyük bağlanma enerjisi (InN için 7.7 eV/atom, GaN için 8.9eV/atom, AlN için 11.5 eV/atom ve GaAs için 6.5 eV/atom) ve geniş band aralığı (InN için 1.89 eV, GaN için 3.42eV, AlN için 6.03 eV ve GaAs için 1.42 eV) bu bileşikleri kimyasal olarak inert ve oda sıcaklığında asit ve bazlara karşı dirençli yapmaktadır [220]. *III-N* bileşikler alkali aşındırıcılarla oda sıcaklığında çok yavaş ya da elektrolitik olarak NaOH ile aşındırılabilir. 120 °C'nin üzerindeki sıcaklıklarda yapılan ıslak aşındırma (wet etching) işlemleri aşındırma oranını artırabilir fakat bu duruma uygun, etkili bir maske bulmak oldukça zordur. Bu yüzden *III-N* bileşikleri genellikle

kuru plazma yöntemi ile aşındırılır [13,23,220-228]. Yüksek enerjili plazma ya da yüksek kinetik enerjili iyonlar, yüksek aşındırma oranlarına sahip, yönelimden bağımsız ve pürüzsüz olarak aşındırılmış yüzeyler elde etmek için kullanılır. Bununla birlikte yöntemin iyon kaynaklı hasar ve pürüzsüz yüzeyler elde etmenin zorluğu gibi bazı dezavantajları da vardır.

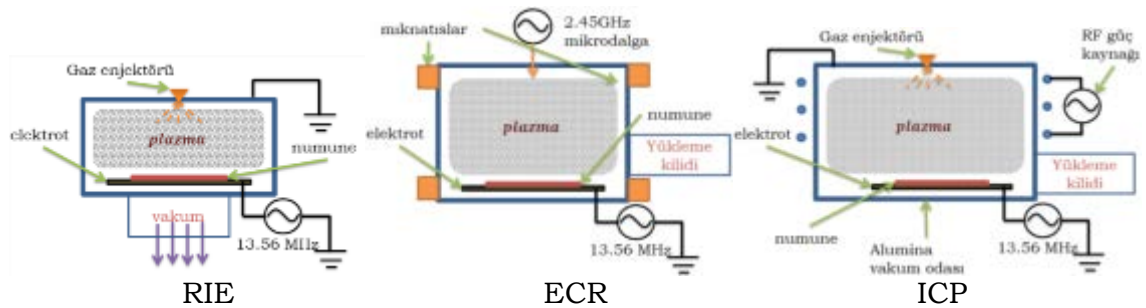
Başka parametrelerin de yer aldığı ıslak aşındırma yöntemleri konusu da pek çok araştırmada yer almıştır. Örneğin foton eşlikli elektrokimyasal aşındırma (Photoenhanced electrochemical-PEC) düşük yüzey hasarına neden olması ve ucuz donanım maliyeti nedeniyle tercih edilmektedir [220,229-231]. Normal koşullar altında KOH ve NaOH gibi tuzların eriyikleri 250 °C'nin üzerinde Ga polar ve c-düzlem GaN'ı makul oranda aşındırdığı bilinmektedir. Fakat bu koşullar altında bütünlüğünü koruyabilecek bir maske bulunamaması, uygulamada bir problem olarak ortaya çıkmakta ve yöntemin kullanımını oldukça sınırlamaktadır [104]. Aşağıda yüzey aşındırma yöntemlerinin genel bir sınıflandırması yer almaktadır (Şekil 2.9).



Şekil 2.9. Yüzey aşındırma yöntemlerinin genel bir sınıflandırması [232].

2.5.1.1. Kuru Aşındırma

İyon gömme (Ion Milling-IM) [233,234], kimyasal eşlikli iyon demetli (Chemically Asisted Ion Beam Etching-CAIBE) [235,236], reaktif iyon demetli aşındırma (Reactive Ion Beam Etching-RIBE) [237], elektron siklotron rezonans (Electron-Cyclotron Resonance Reactive Ion Etching-ECR-RIE) [16,221,238], reaktif iyon aşındırma (Reactive Ion Etching -RIE) [222,224,228,239] plazma eşlikli reaktif iyon aşındırma (inductively-coupled-plasma reactive ion etching - ICP RIE) [225-227,240], manyetik reaktif iyon aşındırma (Magnetron Reactive Ion Etching-MRI) [241], radyo frekanslı plazma aşındırma (RF Plasma Etching-RFPE) [242] gibi pek çok farklı tipte kuru aşındırma yöntemi mevcuttur. Temelde sistem aşındırılacak malzemenin bir gerilim ile beslenmesi ve gaz basıncı 10-500mTorr olan çeşitli radikaller veya gazlarla fiziksel olarak bombardıman edilmesi temeline dayanır (Şekil 2.10) [243,244]. Bunların yanı sıra lazer ile tıraşlama da bu kategoriye dâhil edilebilir.



Şekil 2.10. Bazı kuru aşındırma yöntemlerinde kullanılan sistemlerin şematik gösterimi [232].

2.5.1.2. Islak Aşındırma

Yarıiletkenlerin ıslak aşındırılması; genelde yarıiletken yüzeyinin oksitlenmesi ve ardından bu oksitin uygun bir çözücü ile çözülmesi işlemidir. Oksidasyon için pozitif yüklü kristal iyonlarına ihtiyaç vardır. Bu holler kimyasal ya da elektrokimyasal olarak üretilebilir. Sulu çözeltiler ile aşındırma iki kategoride incelenebilir. Birinci kategoride anodik aşındırma, elektroliz, foto elektrokimyasal (PEC) aşındırma gibi elektrokimyasal aşındırma metotları ikinci kategoride ise geleneksel sulu çözütili ya da eriyik halindeki tuz

aşındırıcılarla yapılan aşındırma yer alır. Anodik aşındırmada yarıiletken pozitif, inert bir metal elektrot (genelde platin) negatif beslenir. Her iki elektrot KOH gibi bir elektrolit içerisine yerleştirilir. Harici güç kaynağı ile beslenen yarıiletken yüzey atomları bağ elektronlarını kaybeder (holler oluşur) Elektron kaybeden bağlar derhal çözüldükten oksitlenir ve bu oksitler elektrolit içerisinde çözünürler.

Elektrotsuz aşındırmada bir dış güç kaynağına ya da elektriksel bağlantıya gerek duyulmaz. Oksidasyon işlemi elektrolit içerisindeki yarıiletkenin değerlik elektronlarını tüketen oksitleyici bileşiğin potansiyeli ile gerçekleştirilir. Elektrotsuz aşındırma termodinamik olarak ancak indirgeme potansiyeli katı yarıiletkenin potansiyelinin bu yarıiletkenin çözüldükteki iyonlarının potansiyelinden büyük olması durumunda mümkündür. Aşındırma oranı çözüldükteki indirgeme çiftinin enerji seviyeleri ile ilişkili olan yarıiletkenin enerji bantlarının konumuna bağlıdır.

Karanlıkta aşındırma yerine bazı oksitleyici bileşikler yarıiletkenin yasak band aralığının üzerindeki enerjilerle aydınlatıldığında yarıiletkeni aşındırabilmektedir. Elektron-hol çiftleri yarıiletkenin yasak band aralığına eşit ya da daha büyük enerjiye sahip fotonlar tarafından oluşturulur. Fotonlar tarafından üretilen holler yarıiletken yüzeyinin oksitlenmesi ile indirgenir. Şayet yasak band aralığına eşit ya da daha büyük enerjiye sahip fotonların sayısı artırılsa oluşan hol sayısı da artacağından aşındırma oranı artar. Fakat elektron-hol birleşimi (rekombinasyon) aşındırma oranının azaltıcı etkiye neden olmaktadır. Şayet fotonların oluşturduğu elektronlar çözüldükteki oksitleyici bileşikler yerine karşı elektrotta bir reaksiyon ile indirgenirse süreç foto elektrokimyasal (photo electrochemical-PEC) aşındırma olarak adlandırılır (Şekil 2.11). Yukarıda değinilen aşındırma teknikleri birlikte de kullanılabilir. Örneğin *n*-tipi bir yarıiletkenin anodik aşındırması aydınlatma altında yapılabilir ve foton eşlikli anodik aşındırma olarak adlandırılır.

Kimyasal aşındırma mekanizmaları elektrokimyasal aşındırma mekanizmalarından tamamen farklıdır. Kimyasal aşındırmada serbest taşıyıcı ya da elektrolit yoktur bu nedenle de bir dış potansiyel tarafından etkilenemez. Aşındırıcının reaktif molekülleri yarıiletkenin yüzeyindeki bağları kırarak oksitler ve ardından oksit formları aşındırıcı içerisinde çözünür. GaN AlN ve

SiC için eriyik tuzlar içinde ve geleneksel sulu çözeltilerde kusur seçici kimyasal aşındırma oldukça yaygın biçimde kusur tipinin belirlenmesi, polarite ve politipi belirlemede ve desen oluşturmada kullanılmaktadır.

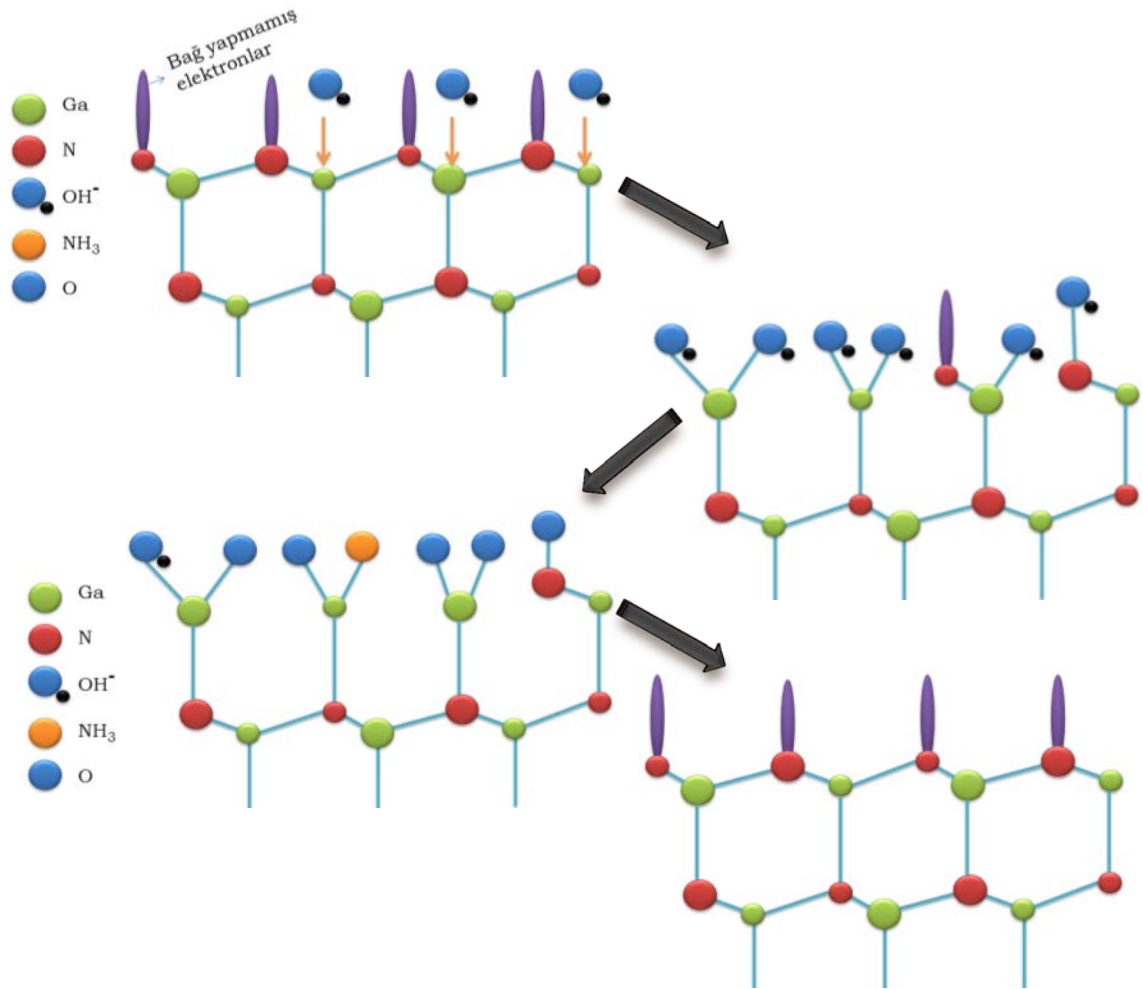


Şekil 2.11. Foto elektrokimyasal (PEC) aşındırma sisteminin şematik gösterimi.

III-N bileşikleri tek kristallerinin bulanmaması nedeniyle genellikle safır, 6H-SiC ya da Si gibi alttaşlar üzerine büyütülebilmektedir. Alttaş ile büyütülen tabakalar arasındaki büyük örgü uyumsuzlukları yoğunluğu $10^7-10^{11} \text{ cm}^{-2}$ arasında değişen kusurlara neden olmaktadır [245,246]. Bu kadar yoğun kusur yoğunluğu, aşındırma hızı ve sonuçta oluşan yüzeyin morfolojisindeki kusurların habercisidir. Yapılan ilk çalışmalar GaN'ın sulu NaOH çözeltisi ile aşındırılabilirliğini gösterdi fakat aşındırma esnasında yüzey kolay çözünmeyen $\text{Ga}(\text{OH})_3$ ile kaplanmaktadır [247-249].

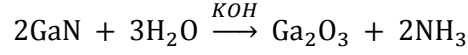
Açıkça görüleceği üzere Metal Organik Moleküler Demet (Metal Organic Molecular Beam Epitaxy-MOMBE) yöntemiyle büyütülen GaN filmleri aşındırmak için ıslak aşındırma metodu yoktur. Bununla birlikte MOCVD ya da HVPE ile büyütülmüş GaN kristaller $80 \text{ }^\circ\text{C}$ 'de aşındırılabilir [250]. Bu iki durum arasındaki çelişki genellikle Ga polar ya da N polar olması ve kusur yoğunluğu farkı ile açıklanır. Örneğin N polar ve MBE ile büyütülmüş GaN numuneler $26-80 \text{ }^\circ\text{C}$ aralığında eriyik KOH içerisinde kolaylıkla aşındırılabilir, Ga polar GaN kristallerin ise aynı koşulları altında aşınmadığı gözlenmiştir [251]. Bu durum yatayda polaritesi periyodik olarak değişen GaN kristaller ile de doğrulanmıştır [252,253]. Benzer bir durum fosforik asit

(H_3PO_4) ile yapılan çalışmalarda da gözlenmiştir [230,254]. Ga ve N polariteli kristallerin sulu KOH çözeltileri ile aşındırma ve yüzey kimyasındaki değişim Li *et al.* tarafından XPS ile incelenmiştir [255]. Çalışmaya göre Ga polar ve N polar kristaller yüzey bağlanmasının farklı olmasından dolayı kristal büyütme veya morfolojisine değil sadece polariteye bağlıdır. Aşındırma işlemi Şekil 2.12’de şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 2.12. KOH çözeltisi içerisinde gerçekleşen yüzey aşındırma sürecinin şematik gösterimi.

İlk aşamada çözeltilerdeki hidroksit iyonları numune yüzeyi tarafından soğrulur. İkinci aşamada bazı OH⁻ iyonları hidrojenlerini Ga ile olan bağları kırılan N atomlarına aktararak NH₃⁺ formuna geçer ve Ga atomları Ga(OH)₃ yapısından Ga₂O₃ formuna dönüşür. Temelde reaksiyon;



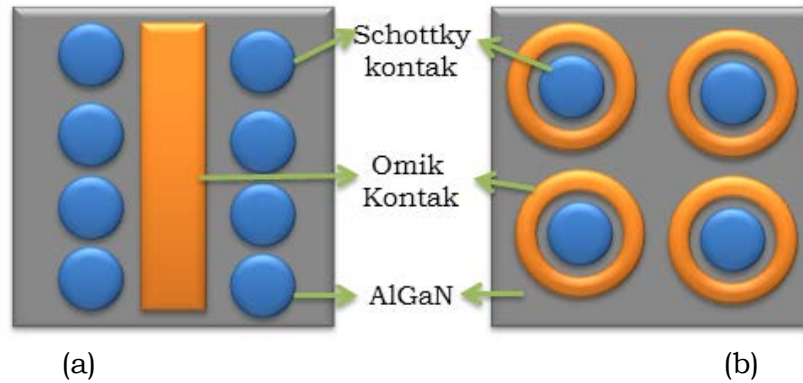
şeklinde ve burada KOH hem katalizör hem de oksitler için çözücü görevi görmektedir [255,256].

KOH ile aşındırma özellikle GaN ve AlGaN alttaşlarla Schottky diyot ya da transistör yapımında sıklıkla başvurulan bir yöntemdir. KOH ile aşındırma yönteminin iki önemli sonucu vardır. Birincisi işlem sonucunda yüzey daha pürüzsüz olmaktadır bu nedenle de istenmeyen arayüzey halleri önemli oranda azalmakta, homojen yüzeyler elde edilebilmektedir [231,257,258]. İkinci olarak yapısal özelliği nedeniyle GaN kristallerin yüzeyi Ga bakımından zengindir (Ga/N≈1000) diğer bir deyişle yüzeye yakın (~100 Å) bölgelerde yanlış yerleşim (anti-site) ve boşluk kusurları gibi kristal kusurları oldukça yoğunur ve genellikle Ga atomuna göre daha küçük olan N atomu tarafından doldurulurlar [259]. Kusurların band hallerine neden olduğunun varsayan birleşik kusur modeline (unified defect model-UDM) göre bu kusurlar hallerin metal-yarıiletken arayüzünün yarıiletken tarafında sabitlenmesine neden olur bu yüzden engel yüksekliğinin sabitlenmesi doğrudan yanlış yerleşen atomlar ve boşluk kusurlarına bağlı olduğunu öne sürer [260,261]. KOH ile aşındırma GaN yüzeyinde Ga₂O₃ oluşması ve bunların çözünmesi sürecidir. Bu esnada yüzeyden Ga uzaklaştırılması ile yüzey kimyasının değiştiği düşünülmektedir. Bu aşamada yapılan benzetimlere göre Ga atomu konumuna yerleşen N atomları (N_{Ga}) daha kısa (kısa bağ 1.24 Å, uzun bağ 2.25 Å) bağ yapmak zorunda kalmaktadır bu nedenle de elektro negativitesi önemli oranda artmaktadır. Bu durum iletim bandının hemen altındaki 0.43-0.44 eV enerjili seviyelerinin işgaline neden olur ki bu seviyeler iletim elektronları için tuzak gibi davranır. Bu durum bağların KOH'ten gelen H atomları ile pasive edilmesiyle ortadan kalkar (H-N_{Ga}-H). Bunun dışında KOH çözeltisinden gelen OH iyonları yine yüzeyde bulunan ve pozitif yük merkezleri gibi davranan N atomu konumuna yerleşmiş Ga atomları (GaN) ile doğrudan etkileşir. Bu durumda ise iletim bandının altında 0.8 eV civarında enerjiye sahip iletim elektronları için tuzak gibi davranan derin seviyelerin pasive olmasına neden olur [258,262]. Özet olarak KOH ile yüzey aşındırma; yüzey pürüzlülüğünü azaltmakta ve kusur kaynaklı tuzak seviyelerini azaltmaktadır.

KOH aşındırmanın yukarıdaki sonuçlarının diyot karakteristiği üzerine etkileri farklı gruplar tarafından incelenmiştir ve KOH ile aşındırmanın pozitif etkilerini (arayüzey hal yoğunluğunun, idealite faktörünün ve ters beslem akımının azalması ve engel yüksekliğinin artması gibi) gözlemlemişlerdir [103,258,263,264].

2.5.2. Geometri Seçimi

Si, GaAs, InP vb. kristallerin aksine bir yarıyalıtkan SiC ya da yalıtkan safir (Al_2O_3) gibi bir alttaş üzerine büyütülen yarıiletken kristallerde omik ve Schottky kontaklar aynı yüzeyde oluşturulmak zorundadır. Bu nedenle geleneksel yöntemler yerine litografi gibi teknikler kullanılmaktadır. Bunun yanı sıra çok tabakalı yapılarda omik ve Schottky kontak geometrisi seçimi de oldukça önemlidir. Literatürde AlGaN alttaşlar ile yapılan çalışmalarda iki geometri öne çıkmaktadır. Bunlardan birincisi nokta-şerit (dot-strip) geometrisidir [101,265-267]. Bu geometride omik kontak bir şerit biçiminde yerleşirken Schottky kontaklar daire biçimindedir ve omik kontak etrafında yerleşmiştir (Şekil 2.13a). İkincisi ise halka-nokta (donut) geometrisidir. Bu geometride ise omik kontak bir halka biçimindedir [85,96,268,269]. Schottky kontaklar ise bu halka içerisine yerleşmiştir (Şekil 2.13b). Çalışmamızda her iki geometride kullanılmıştır.

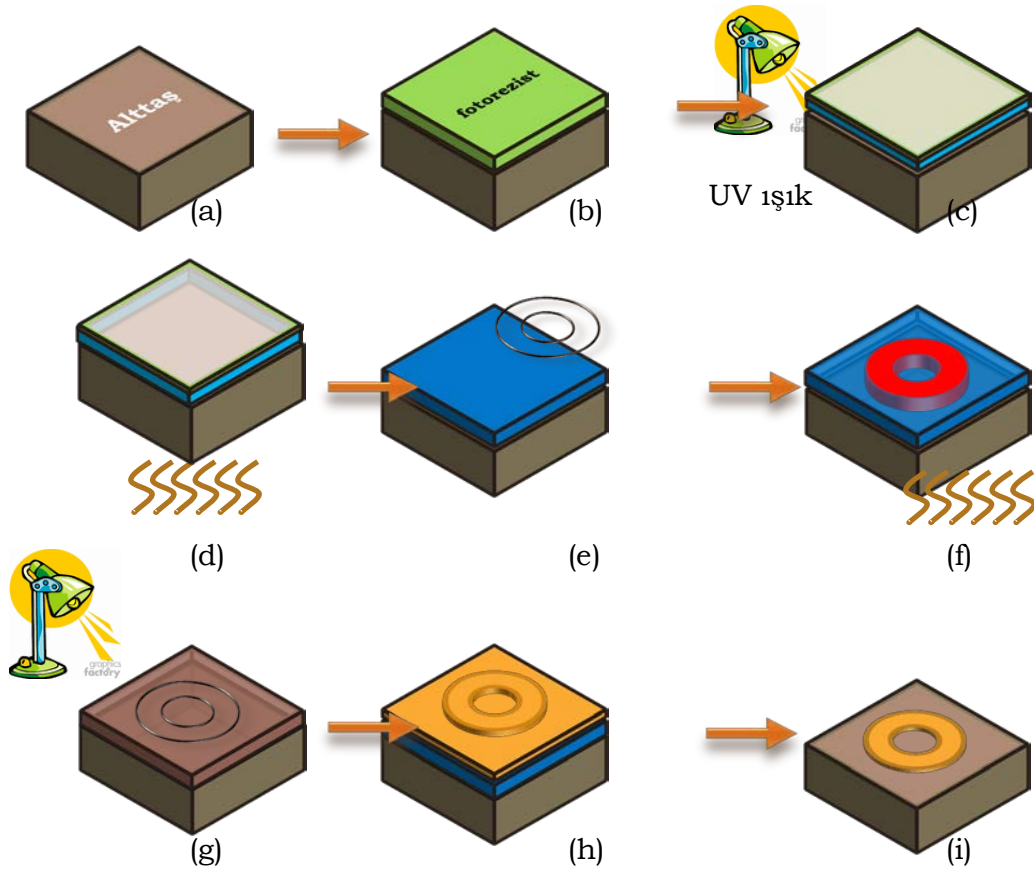


Şekil 2.13. AlGaN alttaşlarla yapılan Schottky diyotlarda kullanılan (a) nokta-şerit ve (b) halka-nokta geometrileri.

Çalışmamızda her iki geometriye sahip diyotların elektriksel karakteristiklerinde bir fark gözlenmemekle birlikte XPS uygulamalarında kolaylık için Şekil 2.13a'da yer alan geometri tercih edilmiştir.

2.5.3. Fotolitografi

Fotolitografi yarıiletken aygıt üretiminde kullanılan bir yöntemdir. Özellikle bir alttaş üzerine büyütülebilen yarıiletkenlerde bu yöntemin uygulanması kaçınılmazdır. Bu yöntemle UV ışığa duyarlı özel bir polimer (fotorezist) kullanılarak istenilen desen herhangi bir yüzeyde oluşturulabilir [270-272]. Aşağıda AlGaN alttaşların temizlenmesinin ardından üzerinde yapılan litografi uygulamasının aşamaları verilmiştir.



Şekil 2.14. Litografi işleminin basamakları.

Birinci aşamada kimyasal olarak temizlenen AlGaIn alttaşıların yüzeyi homojen biçimde ve uygun kalınlıkta (birkaç μm) fotorezist ile kaplanır (Şekil 2.14a-b). Fotorezistle kaplanan alttaşılar önce *UV* diyot yardımıyla pozlanır (Şekil 2.14c) ardından belirli bir sıcaklığa kadar ısıtılır (Şekil 2.14d); seçilen maske deseninin altına yerleştirilir ve *UV* diyot yardımıyla tekrar pozlanır (negatif baskı) (Şekil 2.14e). Daha sonra maskesiz olarak tekrar ısıtılıp (Şekil 2.14f), pozlanarak polimerin dönüşümü tamamlanır ve polimerde desen oluşturulmuş olur (Şekil 2.14g). Ardından özel bir çözücü (developer) yardımıyla desen üzerindeki polimer çözülerek uzaklaştırılır (pozitif baskı) (Şekil 2.14h). Metalizasyon işleminin ardından alttaşı uygun çözücü ile yıkanarak desen dışında kalan dolayısıyla altında fotorezist bulunan metal film bölümü alttaşı yüzeyinden uzaklaştırılır (lift-off) (Şekil 2.14h-i).

2.5.4. Metalizasyon

Metalizasyon için çeşitli türde biriktirme metodunun yanı sıra bu filmlerin optik ve spektroskopik karakterizasyon yöntemleri metal-yarıiletken kontakların üretiminde kullanılmaktadır. Genel olarak biriktirme metotları iki bölümde incelenebilir [273-275]

- Kimyasal metotlar ile biriktirme
- Fiziksel metotlar ile biriktirme.

Kimyasal metotlar ile biriktirme

Kimyasal metotlarla biriktirme iki bölümde incelenebilir. Bunlardan birincisi kimyasal buhar biriktirme, plazma eşikli buhar biriktirme ve metal organik kimyasal buhar biriktirme gibi gaz fazında biriktirme metotları ikincisi ise elektro depozisyon, kimyasal banyo, elektroliz ile biriktirme, anodizasyon sıvı faz epitaksi, sol-gel, dönel kaplama ve sprej-pyroliz gibi sıvı fazda biriktirmedir.

Fiziksel metotlar ile biriktirme

Fiziksel metotlarla biriktirme de kimyasal metotlara benzer biçimde iki bölümde incelenebilir. Ark boşalımlı dc saçtırma, rf saçtırma, mıknatıslı

saçtırma ve iyon demeti ile saçtırma gibi parçacıkların kaynak materyalinden ya da fırlatılmasına dayalı metotlar ve vakum buharlaştırma, ısıtıcı ile ısıtarak buharlaştırma, ani (flaş) buharlaştırma, elektron demeti ile buharlaştırma ve lazer ile buharlaştırma gibi parçacıkların kaynak materyalinden buharlaştırılmasına dayalı metotlardır.

Laboratuvarımızda dc saçtırma ve buharlaştırma sistemi (NVTS-400) ile ince film biriktirilmektedir. Kullanılan bu yöntemlerin detayları ise aşağıda verilmiştir.

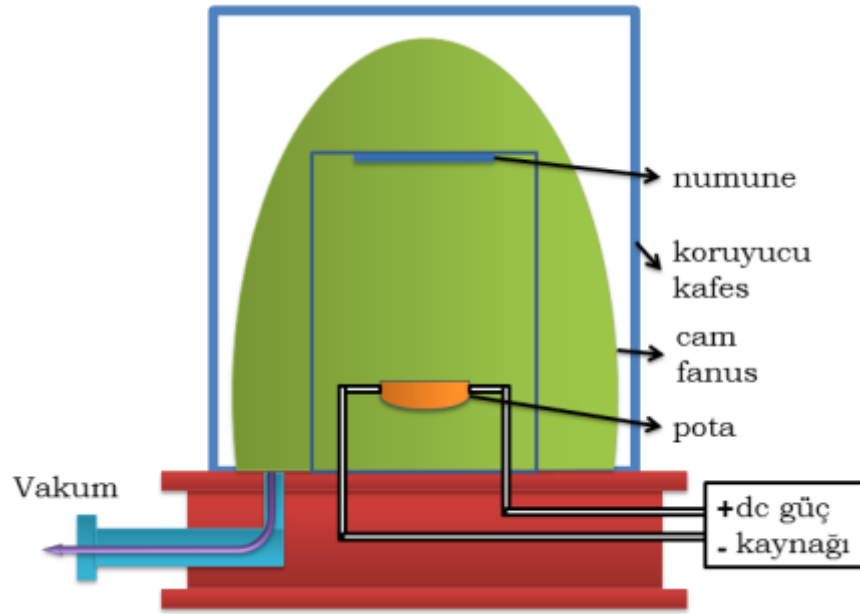
2.5.4.1. Termal Buharlaştırma

Bu işlemde ısı, kaynak materyalin bir bulut şeklinde alttaşa doğru doğrusal bir yol izleyerek ulaşması için kullanılır. Atom, molekül ya da moleküler kümeler (cluster) alttaşa ulaştığında yoğunlaşarak çöker ve katı formda film oluşturur. Yoğuşma sonunda açığa çıkan enerji alttaş tarafından soğurulur. Buharlaşmayı sağlayacak ısının iletimi için üç ana yöntem kullanılır;

- Elektrikli rezistans ile ısıtma
- İndüksiyon ile ısıtma
- Elektron demeti ile ısıtma

bunların yanı sıra lazer ile ısıtma ve katodik ark ısıtması da bu kategoriye dâhil edilebilir.

Bu tekniklerden materyalin buharlaştırılması için elektrikli bir rezistans kullanılması en kolay termal buharlaştırma tekniğidir. Vakum ortamında buharlaşacak materyalin buhar fazına geçene kadar ısıtılması temeline dayanır. Düşük gerilim ve yüksek akım (dc 5-50 V ile 1-80 A) vakum odasına uygun girişlerle aktarılır ve buharlaşacak materyal ile doğrudan temas halindeki bir flamanı ısıtmak için kullanılır (Şekil 2.15). Flaman genellikle 2000 °C'ye kadar ısıtılır.



Şekil 2.15. Termal buharlaştırma sisteminin şematik gösterimi.

Termal buharlaştırma genellikle yüksek vakum altında gerçekleştirilir. Süreci gözlemeye olanak tanıdığı, tasarımı ve fiyatı uygun olduğu için bel-jar tipi vakum odaları kullanılır. Flamanlar genellikle tungsten ve tantal gibi erime noktası yüksek metallere yapılır. Farklı tipte (kayık, pota, flaman) flamanlar kullanılabilir (Şekil 2.16).



Şekil 2.16. Çeşitli tipte flamanlar ve buharlaştırma potaları.

2.5.4.2. Saçtırma

Saçtırma; bir hedefin yüksek enerjili parçacıklarla bombardıman edilerek hedeften parçacık koparılması olarak tanımlanır. Buharlaştırmaya alternatif bir yöntemdir. En bilinen kullanım alanları tek yönlü ayna yapımı olmak üzere, tümlü devre üretimi, optik dalga kılavuzlarının üretimi, CD-DVD,

plastiklerin alüminyum kaplanması ve korozyona dayanıklı malzeme yüzeylerinin üretilmesidir. Saçtırma

- İyon demetleri kullanarak iyi vakum altında ($< 10^{-5}$ Torr)
- Düşük basınçlı ortamlarda (5 mTorr'dan daha düşük yani hedef parçacıklarla gaz moleküllerinin çarpışmayacağı kadar.)
- Yüksek basınçlarda (5 mTorr civarındaki vakum değerlerinde ve hedeften fırlayan parçacıkların gaz fazında kümelenmesi önemsiz olduğu durumlarda)

gerçekleştirilebilir [276,277]. Parçacıkların bir hedeften koparak saçılması Momentum Transfer Teorisi (MTT)'ne dayanır. Saçtırmada gelen parçacıklar ile hedefin yüzey atomları ile etkileşir. Bu etkileşme

- Gelen parçacıkların enerjisine
- Hedef malzemeye
- Parçacıkların gelme açısına
- Hedef yüzeyinin kristal yapısına

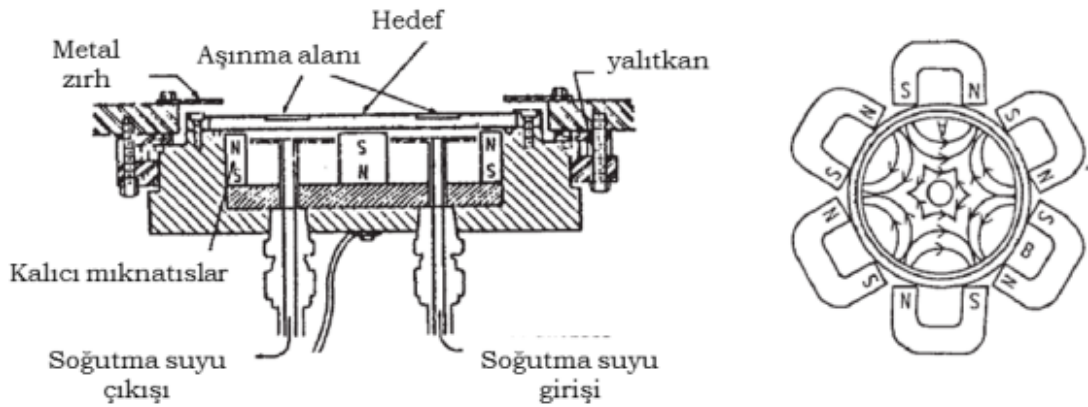
bağlıdır [277]. Geleneksel saçtırma sistemlerinde birkaç yüz eV enerjili iyonlarla bombardıman edilip saçılan atomlar nötr hedef atomlarıdır. Genelde çok küçük bir kısmı iyonize durumdadır. Genelde saçılan iyonların %1'den az bir kısmı ancak balistik olarak hareket eder veya numuneye ya da vakum odası duvarlarına ulaşabilir. Saçılan nötr atomların ortalama enerjisi vakum ortamında termal olarak buharlaştırılan atomlardan çok daha büyüktür [277].

2.5.4.2.1. Saçtırma Sistemleri

İnce film biriktirmek için birkaç farklı tipte saçtırma sistemi tasarlanmıştır. Saçtırma ile biriktirme terimleri bazı durumlarda düzeneğin biçimini (iyon demetli saçtırma, mıknatıslı saçtırma gibi.) bazı durumlarda ise saçtırma koşullarını tanımlar (reaktif saçtırma gibi). Tüm bu çeşitliliğe rağmen bu sistemlerin temeli dc diyot saçtırma sistemidir. Diğer yöntemler bu sistemin modifiye edilmiş sürümleridir [278].

2.5.4.2.2. Mıknatıslı Saçtırma Sistemleri

Mıknatıslı saçtırma ilk kez 1970'lerde kullanılmış ve günümüzde de tümleşik devrelerden kaplama oluşturmaya kadar pek çok alanda kullanılmaya devam etmektedir. Bu sistemde katot hedef içerisinde iyonları yönlendirmeye yarayan kalıcı mıknatıslar bulunur ve katot parıldaması yüksek manyetik alanın olduğu bölgelerde yoğunlaşır. (Şekil 2.17).



Şekil 2.17. Mıknatıslı saçtırma sisteminin şematik diyagramı ve kalıcı mıknatısların yerleşimi [278].

Hedefler genellikle metal ya da alaşımdan yapılmış erime noktasının hemen altındaki sıcaklıklarda preslenerek kalıplanan (sinterleme) disklerdir [278]. Saçtırma verimsiz bir işlemdir ve sisteme giren gücün çoğu ısı olarak ortaya çıkar. Bu nedenle hedef genelde su ile soğutulan bir tutucu üzerine yerleştirilir. Hedef topraklama zırhı olarak ta bilinen bir metal hazne ile çevrilidir (Şekil 2.18).



Şekil 2.18. Kurt Lesker firmasına ait Torus 2" dc mıknatıslı saçtırma sistemi.

Mıknatıslı Saçtırma sisteminin çalışma basıncı 10^{-3} ile 10^{-5} Torr aralığındadır. Bu nedenle saçılan parçacıklar çarpışma olmaksızın ilerleyebilir. Plazma oluşturmak için genelde saflığı 4N ile 6N arasında değişen Ar gazı kullanılır. Sistemde tam otomatik gaz akış kontrolcüsü ile birlikte gaz çıkışını kontrol eden boğma vanası (leak valve) kullanılır. Eğer reaktif gazlar kullanılıyorsa (oksijen, klor ve amonyak gibi) reaktif birikme yapılı [279,280].

2.6. Deney Sistemleri

Bu bölümde deneysel çalışmalar gerçekleştirilirken kullanılan donanım ile ilgili detaylı bilgiler yer almaktadır.

2.6.1. Saçtırma ve Termal Buharlaştırma Sistemi

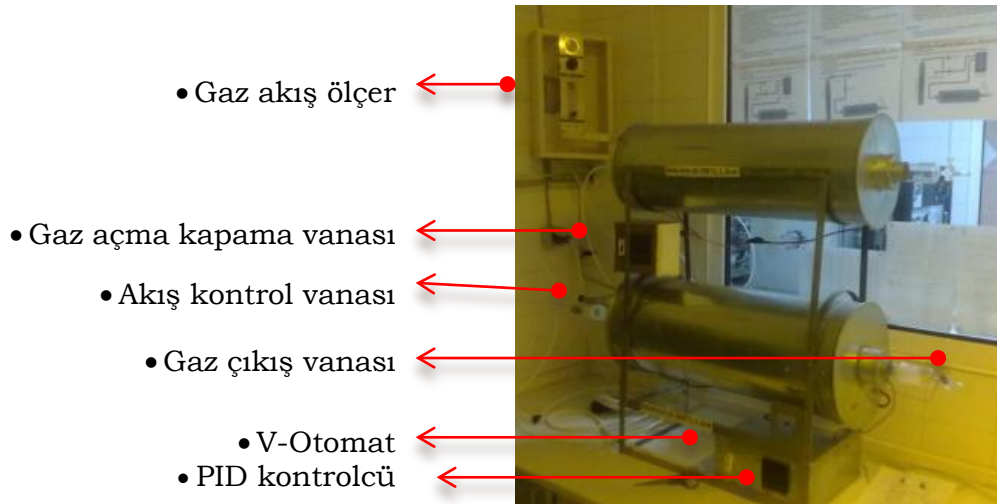
Araştırma laboratuvarımızda ince film biriktirmek için FUSION SYSTEM tek ısıtıcılı termal buharlaştırma sisteminin yanı sıra TÜBİTAK 110T369 projesi kapsamında alınan üç ısıl buharlaştırma ve bir dc saçtırma sistemine sahip NANOVAK NVTS 400 (Şekil 2.19) cihazı kullanılmaktadır. Sistem, mekanik pompa (Edwards RV8) ve turbo moleküler pompa (Edwards 255DX) ile 2×10^{-7} Torr taban vakum seviyesine ulaşabilmektedir. Vakum ölçümü için 1-1000 mTorr aralığında kapasitif diyaframlı vakum ölçer (Inficon CDG 250), daha düşük vakum değerleri için ise ters magnetronlu pirani gauge (Inficon MPG 400) kullanılmaktadır. Saçtırma sistemi 6N saflıkta Ar gazı ile çalışmakta ve maksimum gücü 200 W'tır (Kurt J. Lesker - Torus DC Magnetron Sputter (2 inch). Gaz akış kontrolcüleri (Horiba SEC-E440) (Ar, O₂ ve N) set değeri/akış miktarı ön panelden kolaylıkla ayarlanabilmektedir. Saçtırma sisteminin dc güç kaynağı (Glassmann Europe LP1200) 1200 W gücündedir. Kalınlık izleme monitörü (Inficon SQM 160) 0.1 Å/s biriktirme hızı ölçüm hassasiyetine sahip tek kanallı QCM (Quartz Crystal Micro Balance)'dir. Yüksek güçlü halojen lamba ile numune ısıtma (300 °C'ye kadar) mümkündür. Termal buharlaştırma sistemi manuel olarak seçilebilen üç kaynağa sahiptir ve toplamda 2400 W (30 V, 80 A) gücündedir. Cihaz ayrıca soğutma sistemi yardımıyla sabit bir sıcaklıkta çalışmaktadır.



Şekil 2.19. (a) NVTS-400 saçtırma-buharlaştırma sistemi, (b) ısıtıl buharlaştırma hazneleri ve dc manyetik saçtırma kafası, (c) saçtırma sırasında oluşan Ar⁺ plazması.

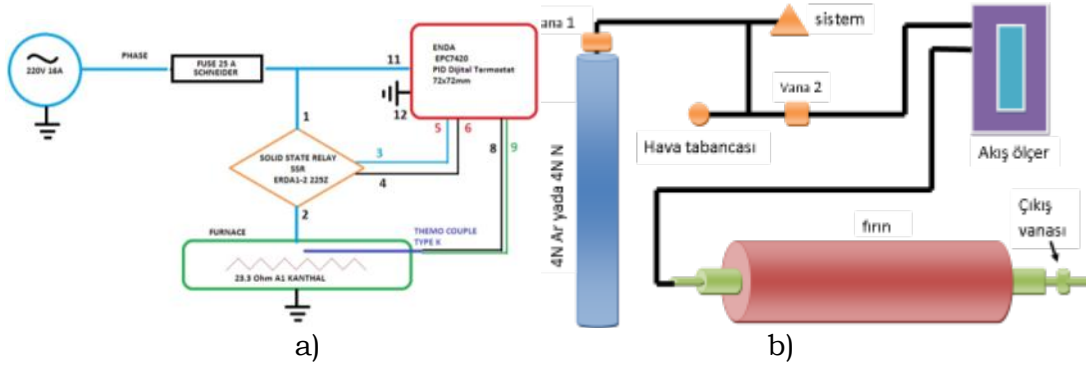
2.6.2. Tavlama Fırınları

AlGaN numuneleri inert gaz ortamında tavlamak için gücü 2 kW'ın üzerinde olan bir fırın yapılmıştır. Güç parametresinin yüksek seçilmesinin nedeni tavlama esnasında fırından akıtılacak gazın neden olacağı sıcaklık dalgalanmalarını minimuma indirmektir. Fırının çalışabileceği en yüksek sıcaklık kanthal telin ulaşabileceği maksimum sıcaklık değeri olan 1100 °C'nin altında 1000 °C olarak belirlenmiştir (Şekil 2.20).



Şekil 2.20. Tavlama işlemi için kullanılan fırın.

Tasarlanan sistemin elektrik ve gaz akış kontrol şeması Şekil 2.21'de görülmektedir.



Şekil 2.21. a) Fırının elektrik şeması ve b) gaz bağlantı ve akış şeması.

2.6.3. 4140b Picoammeter

HP 4140B picoammeter iki programlanabilir güç kaynağına sahip piko amper mertebesinde son derece hassas ölçüm yapabilen bir ampermetreden oluşmaktadır. Özellikleri;

- İki programlanabilir güç kaynağı (V_a/V_b , max ± 100 V, 10 mA),
- HP-IB ile bilgisayar iletişimi,
- $3\frac{1}{2}$ basamak akım-gerilim göstergesi,
- 0.01 V gerilim çözünürlüğü (Gerilim aralığı 0 - ± 10.00 V iken)
- 0.01 pA akım çözünürlüğü

Cihaz HP-IB arayüz bağlantısı ile bilgisayar yardımıyla programlanabilmektedir (Şekil 2.22). Ayrıca ölçüm sonuçları bilgisayarda bir veri dosyasına (*.dat) kaydedilmektedir.

2.6.4. I-V-T Ölçüm Sistemi

Sıcaklığa bağlı akım-gerilim ölçümleri için HP 4140b ile birlikte el yapımı ve sıvı azot ile soğutulan bir sistem kullanılmaktadır. İçerisine numunenin yerleştirildiği metal bir hazne sıvı azot yardımıyla yaklaşık 100 K'e (-173 °C) kadar soğutulabilmektedir. Isınma sürecinde de belirlenen sıcaklıklarda I-V ölçümleri gerçekleştirilebilmektedir. Numunenin sıcaklık değeri numune

tutucunun hemen arkasına yerleştirilen bir k tipi ısıl çift yardımıyla ölçülmektedir ve bir program ve veri aktarma cihazı (PICO TC-08) [281] ile RS 232 arayüzü üzerinden bilgisayara aktarılmaktadır (Şekil 2.22).

2.6.5. E4980A LCR Metre

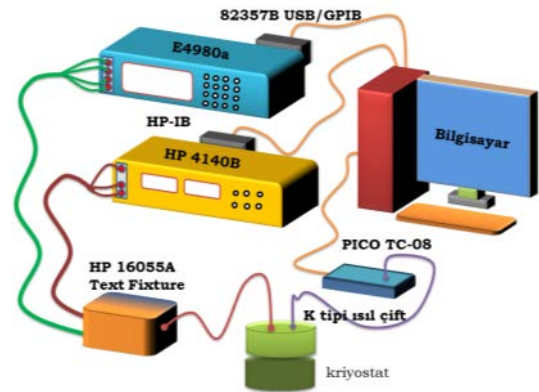
Agilent E4980a LCR Metre programlanabilir bir 40 V dc güç kaynağı, 20 Hz-2 MHz frekans üreticisine sahiptir (Şekil 2.22) [282].

- 20 Hz - 2 MHz frekans (0.0001 Hz frekans çözünürlüğü)
- 0.05% temel doğruluk
- 20 Vrms test sinyali
- 201 noktadan tarama modu
- Çok yönlü bilgisayar bağlantısı (LAN, USB ve GPIB)

Laboratuvarımızda bulunan Agilent E4980a cihazı bir GPIB-USB [283] bağlantısı yardımıyla bilgisayara aracılığı ile kontrol edilmektedir. Kontrol için VEE Pro [284] kullanılarak ölçümler için kapsamlı bir program hazırlanmıştır.



(a)



(b)

Şekil 2.22. Laboratuvarımızda bulunan ölçüm sistemi (a): Kontrol bilgisayarları, HP 16055A Text Fixture ve numune tutucu, HP 4140B Picoammeter, Agilent E4980A LCR Metre. (b) Ölçüm sisteminin şematik diyagramı.

2.6.6. Atomik Kuvvet Mikroskopisi (AFM)

Film kalınlığı ölçümleri ve yüzey morfolojisinin belirlenmesi için AFM çalışmaları Erciyes Üniversitesi Teknoloji Araştırma ve Uygulama Merkezi

(TAUM)'da gerçekleştirilmiştir [285]. Ölçümler VEECO marka *AFM* ile yüzey tarama modunda 1Hz frekansta gerçekleştirilmiştir.

2.6.7. X-Işını Fotoelektron Spektroskopisi (XPS)

XPS, yüzey karakterizasyon araştırmalarında kullanılan elektron-enerji analizine dayalı yüksek hassasiyetli spektroskopik bir analiz tekniğidir. Hem kimyasal kompozisyon hem de yüzey bileşenlerinin kimyasal durumları *XPS* ile belirlenebilir. *XPS* tekniğinde, numune ultra yüksek vakumlu sistem içerisine konulur ve X-ışınlarına maruz bırakılır. X-ışını kaynağı olarak genellikle monokromatik Al $K\alpha$ (1486,6 eV) ya da Mg $K\alpha$ (1253,6 eV) kullanılır. Gelen X-ışınları numunenin atomik seviyelerindeki elektronların uyarılmasına neden olurlar. Temel seviyelerinden yayımlanan fotoelektronların enerjileri, bağlanma enerjilerinin bir fonksiyonudur ve bu fotoelektronların enerjileri, koptuğu element için karakteristiktir. Gelen X-ışını tarafından uyarılan kor elektronların geride bıraktığı boşluk, dış kabuklardaki ya da değerlik bandından gelen bir elektron tarafından doldurulur. Bu geçişin enerjisi Auger elektronunun ya da karakteristik bir X-ışınının yayımlanması ile dengelenir. *XPS* tekniğinde yayımlanan fotoelektronlara ek olarak Auger elektronları da analiz edilebilir. Numuneden yayımlanan fotoelektronlar ve Auger elektronları, elektron enerji analizörü yardımıyla dedekte edilir ve kinetik enerjinin bir fonksiyonu olarak fotoelektronların ve Auger elektronlarının yoğunluk spektrumu elde edilir. Elde edilen spektrum ile numunenin element analizi, kimyasal sitokiyometriyi ve kimyasal bağları belirlenebilir. *XPS* tekniğinde spektrumlar iki farklı tarama yapılarak kaydedilmektedir. Bunlar geniş tarama ve yüksek çözünürlüklü çoklu taramadır. Geniş tarama, kullanılan X-ışını kaynağına bağlı olarak genellikle Mg ka için -5 ile 1100 eV ve Al K için -5 ile 1300 eV enerji aralığında 1 eV'luk adımlarla gerçekleştirilir. Her elementin temel orbitallerindeki elektron dağılımı karakteristik olması nedeniyle ölçümlerinde de karakteristik bir pik dağılımı elde edilir.

Omik ve Schottky kontakta oluşan kimyasal kompozisyonu belirlemek için derinlik profili analizleri Bilkent Üniversitesi Ulusal Nano Teknoloji Merkezi (UNAM)'nde Thermo Scientific K-Alpha cihazı ile gerçekleştirilmiştir [286]. Ölçümlerin değerlendirilmesinde Advantage v5.3 yazılım paketi kullanılmıştır [287].

2.7. Ni/AlGaN Schottky Diyotların Üretimi

2.7.1. Alttaşların Temizliği

Çalışmamızda alttaşların temizliği aşağıdaki adımlarla gerçekleştirilmiştir;

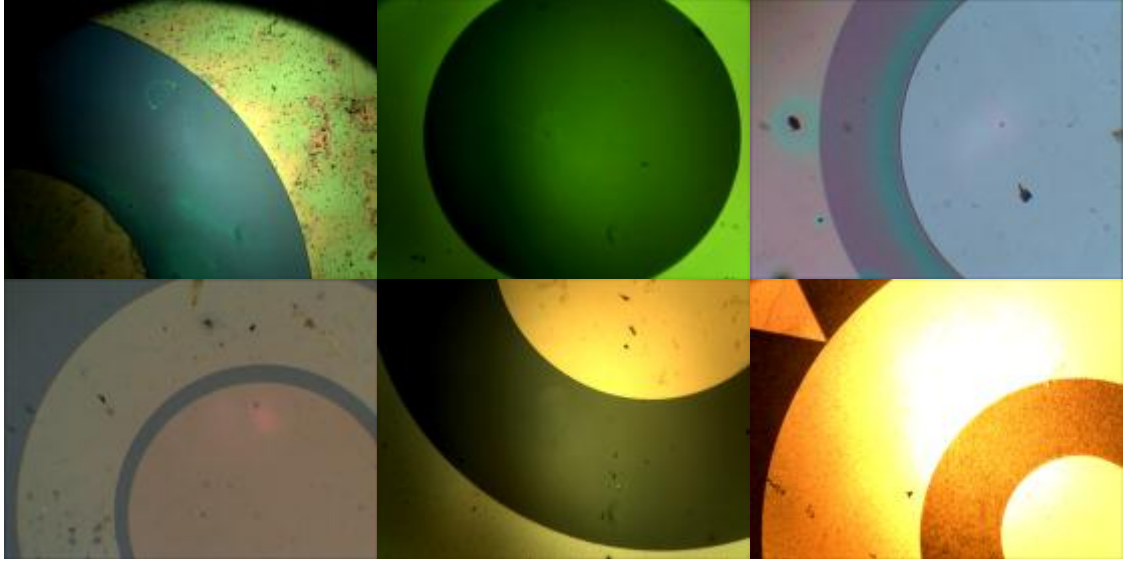
1. Aşama: Organik kirliliklerden arındırma
 - Ultrasonik temizleyicide triklor etilen ile yıkama ve deiyonize su ile durulama (5 dakika),
 - Ultrasonik temizleyicide aseton ile yıkama ve deiyonize su ile durulama (5 dakika),
 - Ultrasonik temizleyicide metanol ile yıkama ve deiyonize su ile durulama (5 dakika),
 - Ultrasonik temizleyicide etanol ile yıkama ve deiyonize su ile durulama (5 dakika),
 - Deiyonize su ile durulama (5 dakika), azot gazı ile kurutma,

2. Aşama: İnorganik kirliliklerden arındırma
 - HCl:H₂O (1:10) çözeltisinde 1 dakika bekletme ve durulama
 - HNO₃:HCl (5:1) çözeltisinde 2 dakika bekletme ve durulama
 - KOH çözeltisinde (270 °C'de) 1 dakika bekletme ve durulama
 - Azot gazı ile kurutma

bu aşamadan sonra numune derhal litografi sürecine taşınmıştır.

2.7.2. Fotolitografi

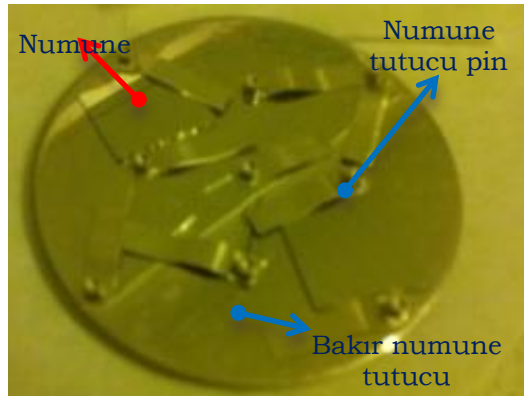
Bu aşamada kimyasal olarak temizlenmiş AlGaN alttaşlar dönel kaplama cihazı kullanılarak fotorezist ile kaplanmış, negatif-pozitif baskı işlemlerinin ardından metalizasyon ve lift-off işlemleri gerçekleştirilmiştir. Diyot yapım sürecinin farklı aşamalarında mikroskop altında 5x ve 10x büyütme ile elde edilmiş kontak desenlerine ait litografi görüntüleri Şekil 2.23'te görülmektedir.



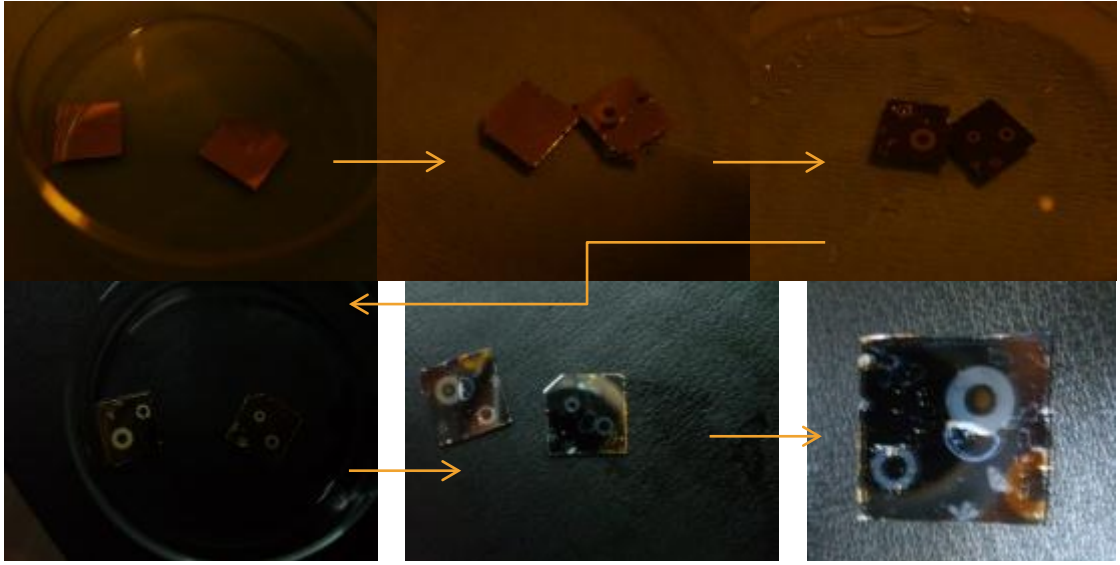
Şekil 2.23. Diyot yapım sürecinde mikroskop altında 5x-10x büyütme ile elde edilmiş kontak desenlerine ait litografi görüntüleri.

2.7.3. Metalizasyon

Litografi işleminin ardından metalizasyon işlemi için numuneler bir tutucu üzerine yerleştirilerek (Şekil 2.24) NVTS-400 cihazının vakum odasına yerleştirilmiştir. Metalizasyon işleminin ardından lift-off işlemi gerçekleştirilmiştir (Şekil 2.25).



Şekil 2.24. Metalizasyon (Ni/Au) işleminin ardından (lift-off işlemi yapılmadan hemen önce) numune tutucunun görüntüsü.



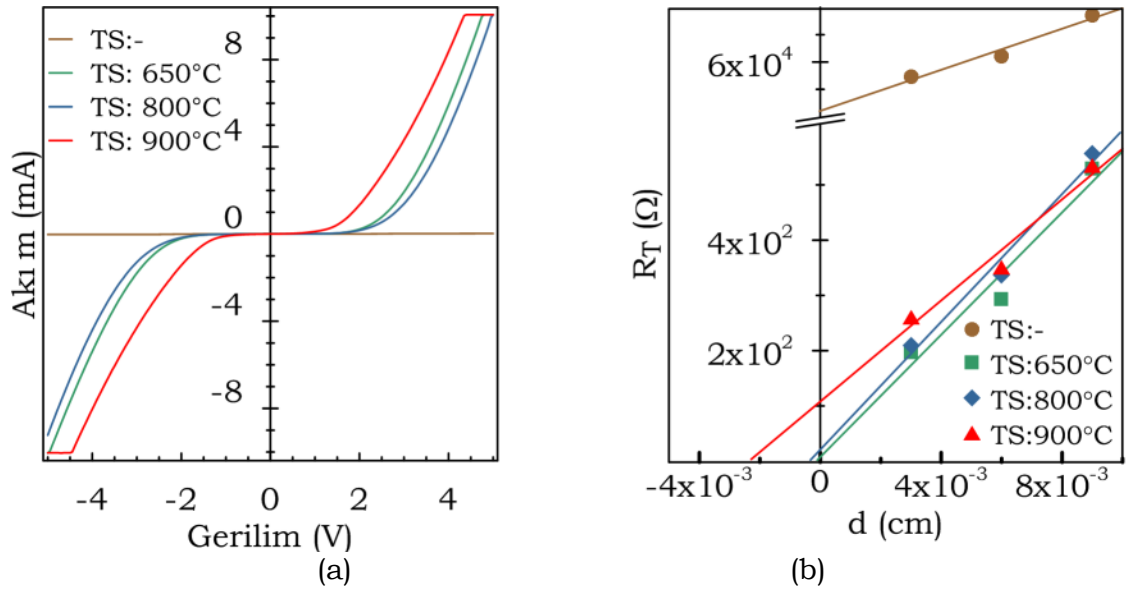
Şekil 2.25. Metalizasyon işleminin ardından lift-off işlemi ile kontakın dışında kalan metal kaplamanın çözücü içerisinde yüzeyden uzaklaştırılması süreci.

3. BÖLÜM: ARAŞTIRMA BULGULARI

Deneysel verilerin sunulduğu bu bölüm temelde iki kısımdan oluşmaktadır. Birinci bölümde farklı Al mol kesrine sahip altaşlarla üretilen Ni/AlGaN diyotların *TLM*, *I-V*, *C-V*, *C-f* ve *I-V-T* gibi elektriksel karakteristikleri ikinci bölümde ise *AFM* ve derinliğe bağlı *XPS* analizleri ile yüzey morfolojisi ve kontak kompozisyonu incelenmiştir. Ayrıca tavlama sıcaklığının hem diyot parametreleri hem de kontakların kimyasal kompozisyonu üzerine etkisi ele alınmıştır.

3.1. TLM Analizleri

Çalışmamızda AlGaN altaşlar temizlenerek sırasıyla litografi, metalizasyon ve tavlama işlemleri gerçekleştirilmiştir. İlk aşamada tüm AlGaN altaşlarda omik kontak kalitesinin en iyi olduğu tavlama sıcaklığını belirlemek için numuneler farklı sıcaklıklarda tavllanmış ve akım-gerilim ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Şekil 3.1'de Ti/Al/Al_{0.09}Ga_{0.91}N omik kontakların tavlama ile değişen akım-gerilim grafikleri yer almaktadır. Ti/Al/Al_{0.09}Ga_{0.91}N omik kontaklarla farklı sıcaklıklarda yapılan tavlama işlemi sonucunda elde edilen kontak parametreleri Tablo 3.1'de yer almaktadır.

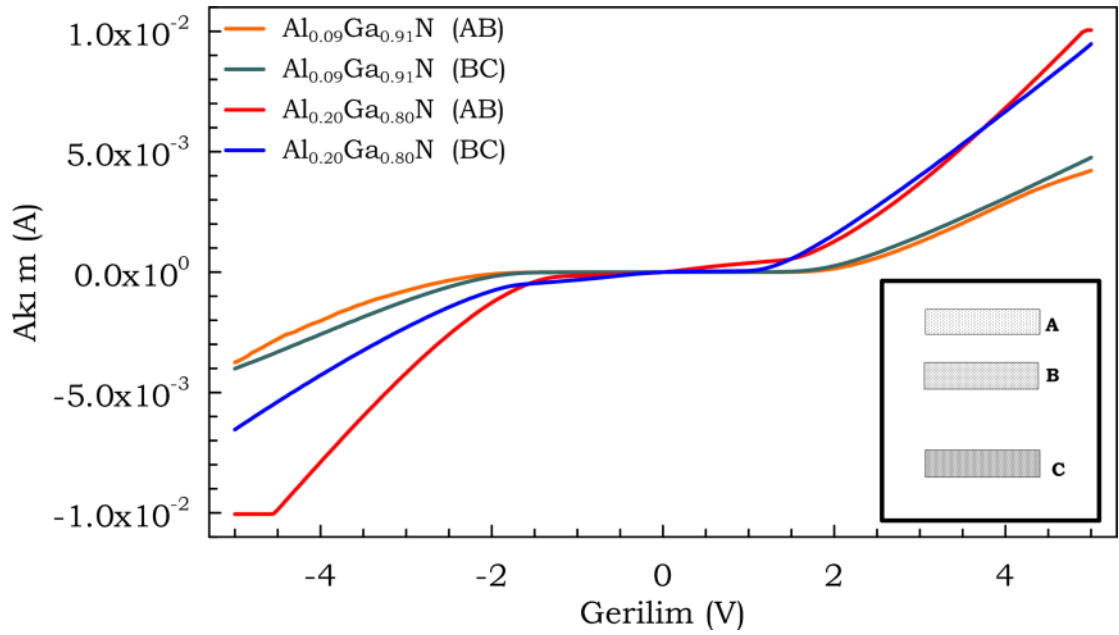


Şekil 3.1. (a) Ti/Al/Al_{0.09}Ga_{0.91}N omik kontakların tavlama öncesi ve 650 °C, 800 °C, 900 °C’de tavlandıktan sonra $V_{A-B}-I_{A-B}$ grafikleri ve (b) toplam direncin kontaklar arasındaki mesafe ile değişimi.

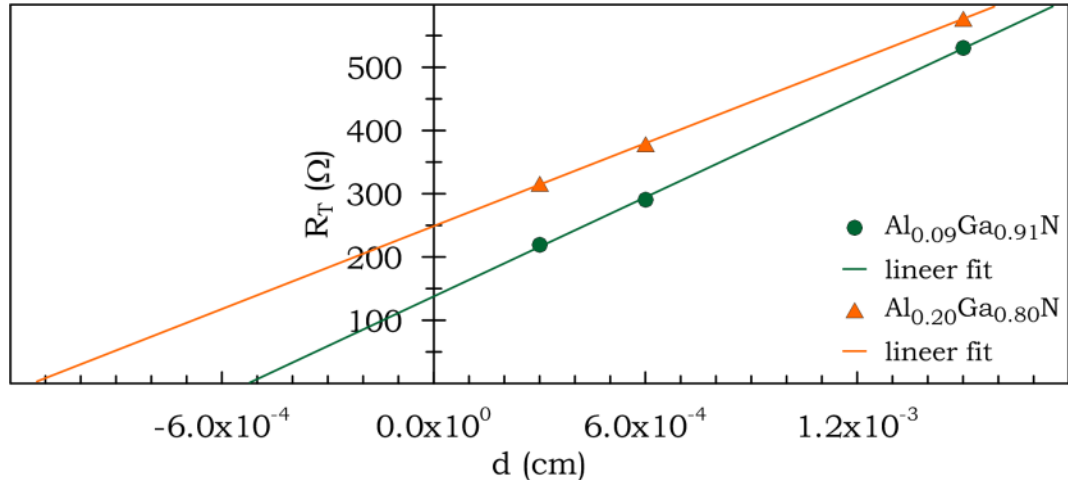
Tablo 3.1. Ti/Al/Al_{0.09}Ga_{0.91}N omik kontakların kontak parametrelerinin tavlama sıcaklığı ile değişimi.

tavlama sıcaklığı	Leff (x10 ⁻³ cm)	Rc (Ωcm)	Rsheet (Ω/sq.)	ρc (Ωcm ²)
-	5.603	21058.33	150333.33	9.228X10 ⁻¹
650 °C	0.263	73.576	1045.641	1.356x10 ⁻⁵
800 °C	0.182	10.517	2311.999	5.247X10 ⁻⁵
900 °C	1.280	54.033	1828.667	7.067X10 ⁻⁴

İkinci aşamada kontaklar optimum sıcaklıkta tavllanmış ve kontaklar arasında $I-V$ ölçümleri gerçekleştirilmiştir (Şekil 3.2). Ölçüm sonuçlarına dayanarak kontaklar arası mesafeye karşı toplam direncin değişimi grafikleri oluşturulmuş (Şekil 3.3) ve tabaka direnci, kontak direnci, spesifik kontak direnci ve etkin uzunluk parametreleri elde edilmiştir (Tablo 3.2).



Şekil 3.2. Farklı alttaşların optimum tavlama sıcaklıklarında elde edilen akım-gerilim grafikleri.



Şekil 3.3. AlGaN alttaşlarla en iyi kontak direnci elde edildiği durumdaki kontaklar arası mesafeye karşı toplam direncin değişimi.

Tablo 3.2. AlGaN alttaşlarla en iyi kontak direnci elde edildiği $I-V$ ve $d-R_T$ grafiklerinden elde edilen bazı kontak parametreleri.

Kontak	L_{eff} (cm)	R_c (Ωcm)	R_{sheet} ($\Omega/\text{sq.}$)	R_{sheet}^* ($\Omega/\text{sq.}$)	ρ_c (Ωcm^2)
Ti/Al/Al_{0.09}Ga_{0.91}N	2.6×10^{-4}	73.6	1045.6	1111.7*	1.356×10^{-5}
Ti/Al/Al_{0.20}Ga_{0.80}N	5.7×10^{-5}	126.8	873.9	583.4*	5.057×10^{-5}
* üretici firma verileridir.					

Omik kontaklar için en uygun tavlama sıcaklığında elde edilen spesifik kontak direnci değerleri $1.356 \times 10^{-5} \Omega \text{cm}^2$ ile $5.057 \times 10^{-5} \Omega \text{cm}^2$ arasındadır. Farklı Al mol kesrine sahip alıtışların omik kontakları farklı sıcaklıklarda en iyi spesifik kontak direnci değerlerine ulaşmıştır.

Bu değerler literatürdeki GaN ve AlGaN alıtışlarla yapılan omik kontak çalışmalarından elde edilen değerler ile son derece uyumlu iyi omik kontaklardır. Literatürdeki benzer çalışmalarda tek tabakalı metalizasyon şemalarında spesifik kontak direnci değerleri 10^{-1} - $10^{-4} \Omega \text{cm}^2$ arasında değişmekte iken ikili, üçlü ya da dörütlü metalizasyon şemaları kullanıldığında bu değer 10^{-4} - $10^{-7} \Omega \text{cm}^2$ arasında değişmektedir (Tablo 3.3).

Tablo 3.3. Omik kontaklarla ile yapılan bazı *TLM* çalışmalarında elde edilen sonuçlar.

Metalizasyon şeması	Metal film kalınlığı (nm)	Al (% x)	Rc (Ωcm)	ρ_c (Ωcm^2)	Ref.
Cu	200	30	3.64	1.6×10^{-4}	[158]
Au	-	0	-	$1.6-3.1 \times 10^{-3}$	[159]
Al	-			$1.2-44 \times 10^{-4}$	
Al	150	0	-	$\sim 1 \times 10^{-4}$	[288]
Ti/Al	35/115			$\sim 5 \times 10^{-6}$	
Ti/Al	30/100	0	-	9.4×10^{-6}	[289]
Ti/Al	35/155	28	20 220	9×10^{-7} 4.6×10^{-5}	[290]
Au	100	0	-	$\sim 10^{-1}-10^{-2}$	[157]
Al	100			$\sim 10^{-1}-10^{-2}$	
Ti/Al	20/100			8×10^{-6}	
Ti/Au	20/100			$\sim 10^{-3}$	
Ti/Al	30/70	15	117 50	2.2×10^{-5} 3.2×10^{-6}	[160]
Ti/Al	30/71 150/20	22	1500 180	2.1×10^{-3} $\sim 5 \times 10^{-5}$	[291]
Ti/Al	15/115 35/115 55/115 75/115	0	-	1.6×10^{-5} 1.8×10^{-5} 1.7×10^{-5} 1.6×10^{-5}	[161]
Ti/Al/Pt/Au	25/100/50/200	0	-	$\sim 7 \times 10^{-6}$	[162]
Ti/Al/Au	25/100/200			$\sim 5 \times 10^{-6}$	
Ti/Au/Pd/Au	20/60/40/50	0	-	$\sim 8 \times 10^{-7}$	[292]
Ti/Al/Ni/Au	-	25	72.5	$\sim 9.8 \times 10^{-6}$	[163]

Tablo 3.3. Devamı.

Metalizasyon şeması	Metal film kalınlığı (nm)	Al (% x)	R _c (Ωcm)	ρ _c (Ωcm ²)	Ref.
Ti/Al/Ni/Au	30/100/30/30	0	-	~3x10 ⁻⁶	[164]
Ti/Al/Ni/Au	15/220/40/50	0	-	8.9x10 ⁻⁸	[165]
Ti/Al/Ni/Au	10/200/20/300	30	45	~8x10 ⁻⁶	[82]
Ti/Al/Ni/Au	20/100/60/300	25	320		[166]
Ti/Al/Ni/Au	30/120/40/50	-	-	1.5x10 ⁻⁵	[167]
Ti/Al/Ni/Au		30	-	4-3x10 ⁻⁶	[293]
Ti/Al/Ni/Au	-	18	-	~10 ⁻⁶	[95]
Ti/Al/Mo/Au	15/90/40/50		50-60		
Ti/Al	15/90	38	40-50	-	[168]
		10		3.8-9x10 ⁻⁵	
Ti/Al/Ti/Au	30/120/30/200	30	-	3.8-9x10 ⁻⁵	[294]
		50		-	
Mo/Al/Mo/Au	10/40/10/40	30	220	4x10 ⁻⁶	
			200	2.63x10 ⁻⁷	[169]

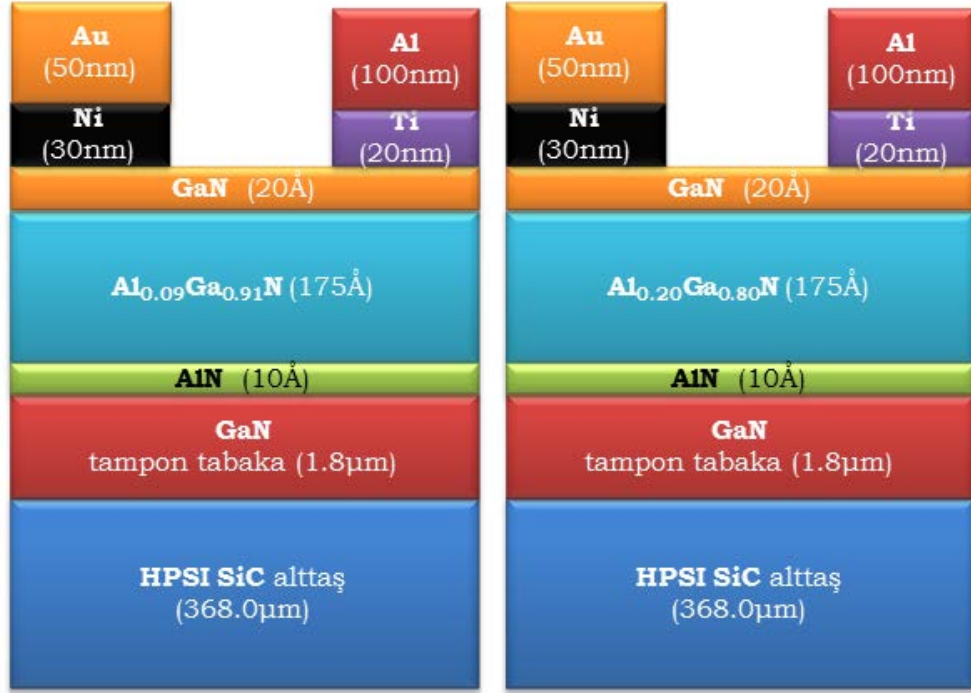
İyi omik kontak şartı $R_c \leq 100 \Omega\text{cm}$ ya da $\rho_c \leq 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$ dir [170] ve literatürde elde edilen en iyi spesifik kontak direnci değeri Ni/AuGe ile GaAs üzerine yapılan omik kontaklardır ve değeri $10^{-9} \Omega\text{cm}^2$ civarındadır [78].

3.2. I-V Ölçümleri ve Bulgular

Organik ve inorganik kirliliklerden arındırılmış AlGaIn alttaşlar üzerine litografi yöntemi ile önce omik kontak deseni oluşturulmuştur. Ti/Al (20 nm/100 nm) metalizasyon işleminin ardından uygun sıcaklıkta tavlanarak omik kontak tamamlanmış, daha sonra litografi işlemi ile Ni/Au (30 nm/50 nm) Schottky kontak metalizasyon işlemi yapılmış ve üretilen diyotların elektriksel ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Omik ve Schottky kontaklar ile alttaşın şematik gösterimi Şekil 3.4'te yer almaktadır.

Üretilen diyotların karakteristik parametrelerini elde edebilmek için bilgisayar kontrollü HP4140B cihazı ile I-V ölçümleri gerçekleştirilmiştir. I-V ölçümleri ± 2 V aralığında 10 mV'luk adımlarla gerçekleştirilmiştir. Hazırlanan yazılım (SeCLaS 4.0) kullanılarak iki farklı Al mol kesrine sahip alttaş (X=0.09, 0.20) üzerine üretilen on adet diyotun engel yüksekliği, idealite faktörü ve seri direnç değerleri belirlenmiştir. Bu aşamadan sonra parametreleri ortalama

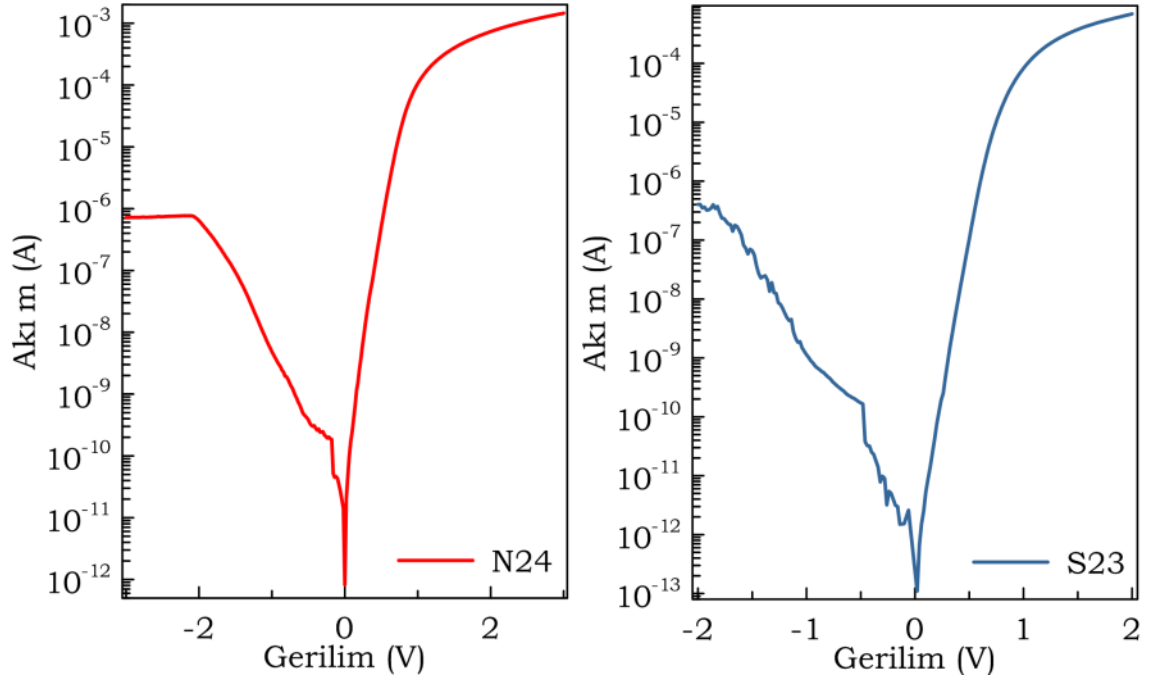
değere en yakın diyotlar seçilerek $C-V$, $C-f$ ve $I-V-T$ ölçüm çalışmalarına bu diyotlar üzerinden devam edilmiştir.



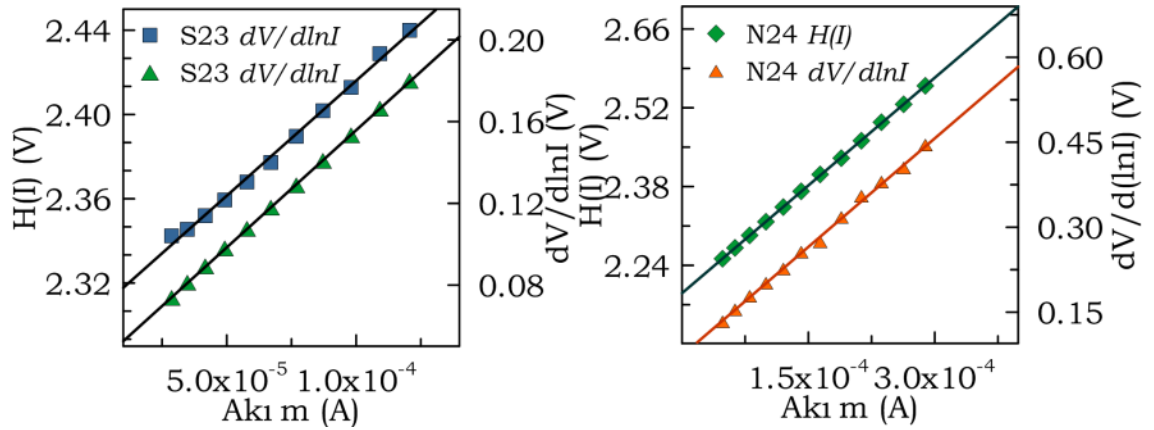
Şekil 3.4. Ni/AlGaN diyotların şematik gösterimi.

Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N diyotlardan birisinin (N24) $I-V$ grafiği Şekil 3.5'te, Cheung fonksiyonları ile hazırlanan grafiği ise Şekil 3.6'da görülmektedir. Diyotların engel yüksekliği ve idealite faktörlerinin ortalama değerleri sırasıyla 0.813 ± 0.053 eV ve 2.516 ± 0.414 , seri direncin değeri $1545.9 \pm 604.79 \Omega$ ve -3 V beslem altında sızıntı akımı $7.897 \pm 8.694 \times 10^{-6}$ A'dır.

Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N diyotlardan birisinin (S23) $I-V$ grafiği Şekil 3.7'de, Cheung fonksiyonları ile hazırlanan grafiği ise Şekil 3.8'de görülmektedir. Diyotların akım-gerilim ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği ve idealite faktörlerinin ortalama değerleri sırasıyla 0.946 ± 0.033 eV ve 1.655 ± 0.137 , seri direncin değeri $1394.4 \pm 600.7 \Omega$ ve -2 V beslem altında sızıntı akımı sırasıyla $6.07 \pm 4.15 \times 10^{-7}$ A'dır.



Şekil 3.5. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların oda sıcaklığındaki I - V karakteristiği.



Şekil 3.6. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların Cheung fonksiyonları kullanılarak elde edilen $dV/d\ln I$ (V)- I ve $H(V)$ - I grafikleri.

Schottky'nin engel yüksekliği teorisine göre yani arayüzey hallerinin etkisinin dikkate alınmadığı durumda engel yüksekliği metalin iş fonksiyonu ile yarıiletkenin elektron ilgisi arasındaki farka ($\Phi_b = \Phi_m - \chi$) eşittir. Bununla birlikte arayüz halleri bu klasik yaklaşımdan önemli sapmalara neden olmaktadır. Ni metalinin iş fonksiyonu 5.15 eV ve $x=0.09$ ve 0.20 için yarıiletkenin elektron ilgisi sırasıyla, 4.01 eV ve 3.77 eV'tur [101]. Dolayısıyla ideal bir durumda Schottky-Mott teoremine göre Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve

Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N diyotların engel yükseklikleri sırasıyla 1.14 eV ve 1.38 eV olması beklenir. Çalışmamızda arayüzey hallerinin varlığı nedeniyle tavlama yapılmadan önce literatürdeki benzer çalışmalarda olduğu gibi bu ideal duruma ulaşamamıştır. Tablo 3.4'te literatürde yer alan çalışmalarda elde edilen bazı diyot parametreleri yer almaktadır.

Tablo 3.4. AlGaN alttaşlar ile yapılan bazı Schottky diyot çalışmalarında elde edilen diyot parametreleri.

Schottky metalizasyon şeması	Omik metalizasyon şeması	Al (% x)	$\Phi_b^{(IV)}$ (eV)	n	$\Phi_b^{(CV)}$ (eV)	R _s (Ω)	Ref.			
Ni/Au	Ti/Al/Ni/Au	83	0.75	2.63	-	-	[295]			
Ni/Au	Ti/Al/Ni/Au	22	0.74	2.36	-	-	[134]			
Ni/Au	Ti/Al/Ni/Au	22	0.73	1.50	-	665	[107]			
Ni	Ti/Al	0	0.84	1.12	1.00	-	[101]			
		11	0.94	1.13	1.24					
		15	1.04	1.21	1.26					
		17	1.11	1.15	1.36					
		23	1.02	1.37	1.30					
Ni/Au	Ti/Al/Ni/Au	25	0.76	-	-	-	[296]			
Ni/Mo/Au	Ti/Al	26	0.74	1.13	-	-	[21]			
Ni/Pd/Au		-	0.78	1.14	-					
Ni/Au		-	0.85	1.06	-					
Ni/Ir/Au		-	0.77	1.20	-					
Ni/Pt/Au		-	0.89	1.10	-					
Pt/Au		0	0.93	-	1.08					
Ni/Au		0	0.84	-	0.79					
Ni/Pt/Au		0	0.87	-	0.84					
Pt/Au		26	0.65	-	-					
Ni/Au		26	0.59	-	-					
Ni/Pt/Au		26	0.57	-	-					
Ni/Au		Ti/Al/Ni/Au	20	1.31	1.20			-	-	[102]
			30	1.41	1.25					
	40		1.31	1.40						
Au	Al	0	1.03	1.15	1.03	-	[297]			
Ni		0	1.15	1.17	1.11					
Ni	Ti/Al/Ni/Au	30	1.19	1.15	1.68	-	[82]			
Ni/Au	Ti/Al/Ni/Au	30	0.72	2.70	-	177	[83]			
Al	Ti/Al/Ni/Au	28	0.96	1.53	-	-	[84]			
Ni/Au	Ti/Al/Ni/Au	10-22	0.50	1.14	0.85	-	[85]			
Pt/Au	Ti/Al	25	0.96	1.60	-	-	[87]			
Ni/Au	Ti/Al/Ti/Au	45	1.06	1.75	-	-	[88]			

Tablo 3.4. Devamı.

Schottky metalizasyon şeması	Omik metalizasyon şeması	Al (% x)	$\Phi_b^{(IV)}$ (eV)	n	$\Phi_b^{(CV)}$ (eV)	R_s (Ω)	Ref.
Ni/Au	Ti/Al/Mo/Au	29	0.74	2.0	-	167	[17]
Mo/Au	Ti/Al/Ni/Au	22	0.66-0.80	1.9	-	-	[89]
TiN	Ti/Al/Ti/Au	24	0.75	1.09	-	440	[90]
Au	Al	0	0.91	1.04	1.01		
		8	1.02	1.20	1.02		
		11	1.09	1.57	1.09	-	[91]
		14	1.30	1.22	1.30		
		20	1.55	2.30	1.55		
Ni/Au	Ti/Al/Mo/Au	30	1.36 1.32	1.35 1.42	- -	- -	[92]
Ni/Au	-	0	0.87	1.17	1.03	75	[93]
		22	1.48	1.23		2.5k	
Pt	Ti/Al/Ni/Au	42	0.59	1.70	-	-	[18]
Re	Ti/Al/Ti/Au	0	1.09	0.75	0.76	-	
		15	1.15	0.84	1.08	-	[94]
		22	1.24	0.86	1.20	-	
		26	1.27	0.89	1.23	-	
Pt/Au	Ti/Al/Ni/Au	18	1.65	0.91	-	-	[95]
Pt	Ti/Al/Ni/Au	0	1.06	1.46	1.56	-	[96]
		35	2.11	1.39	2.48	-	
Ni/Au	Al	20	3.20	0.72	-	-	[97]
Ti	Ti/Al		0.60	1.10	0.67		
Pd		11	0.95	1.27	0.98	-	[19]
Ni			0.97	1.38	1.22		
Pt Au	Al	0	1.15	1.14	1.24		
			0.87	1.13	0.96	-	[98]
Ni/Au	-	25	0.95	1.70	-	340	[99]
Au	Al	10	0.90	1.40			
		30	1.50	2.50	-	-	[100]

Yukarıdaki tabloda da görüldüğü gibi literatürdeki Schottky metali olarak nikelin kullanıldığı benzer iki çalışmada; Qiao *et al.* engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün Al mol kesrine bağlı olarak ($x=0.0 - 0.23$) sırasıyla 0.84 eV ile 1.02 eV ve 1.12 ile 1.37 arasında değiştiğini; Ha *et al.* ise engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün Al mol kesrine bağlı olarak ($x=0.20, 0.30$ ve 0.40) sırasıyla 1.31 eV ile 1.41 eV ve 1.20 ile 1.40 arasında değiştiğini

gözlemiştir [101,102]. Kim *et al.* ise GaN alttaşlar ile yaptığı çalışmada Ni kontakların kimyasal aşındırma yapılmadan önce engel yüksekliğinin ve idealitenin ortalama değerinin sırasıyla 0.84 eV ile 1.48 olduğunu, KOH ile kimyasal aşındırma yapıldıktan sonra 0.94 eV ile 1.28 arasında değiştiğini gözlemiştir [103]. Miura *et al.* Ni ve oksidasyonu engellemek için Schottky kontak üzerine biriktirilen Au tabaka arasına Pt, Ir, Mo ve Pd gibi erime noktası ve iş fonksiyonu yüksek metal bariyer tabakası eklemenin Ni/AlGaN ($x=0.0$ ve 0.26) Schottky diyotların engel yüksekliğini artırdığını (0.57 eV ile 0.93 eV arasında) ve idealite faktörünü azalttığını (1.06 ile 1.20 arasında) gözlemişlerdir [21]. Demirezen *et al.* ve Arslan *et al.* Al mol kesri 0.22 olan Ni/AlGaN Schottky diyotlar ile yaptıkları çalışmalarda engel yüksekliğinin sırasıyla 0.74 eV ve 0.73 eV olduğunu idealite faktörünün ise 2.36 ve 1.50 olduğunu göstermişlerdir [107,134]. Hanzaz *et al.* yine Al mol kesri 0.22 olan Ni/AlGaN Schottky diyotlar ile yaptıkları çalışmalarda engel yüksekliğinin 1.48 eV olduğunu idealite faktörünün ise 1.23 olduğunu göstermişlerdir [93]. Açıkça görüldüğü gibi aynı Al mol kesrine sahip alttaşlar ile yapılan çalışmalarda bile temizlik ve metalizasyon koşullarının diyot parametreleri üzerine etkisi parametrelerin geniş bir aralıkta yer almasına yol açmaktadır.

AlGaN kristallerinde büyütme metodunun bir parçası olarak MOCVD sistemlerinde NH_3 kısmi basıncı N atomunun tekrar H atomu yakalamasının önlemek için oldukça yüksek tutulur. Bununla birlikte yüksek basınç ve sıcaklık ortamında $\text{Al}(\text{CH}_3)_3$ organometalik bileşiğinin parçalanarak kristalde uygun konuma ve istenen miktarda yerleştirilmesi oldukça güçtür [104,112]. Dolayısıyla Al konsantrasyonu artırılmak istendiğinde hassas NH_3 kısmi basınç dengesinin bozulması kaçınılmazdır. Bu bozulmanın bir sonucu olarak azot boşlukları (taşıyıcı yoğunluğu) ve kusur yoğunluğu artar [104,298,299]. Kusur yoğunlukları ilave akım iletim yolları gibi davranır (tuzak destekli akım iletimi ya da lokal taşıyıcı yoğunluğunun artması nedeniyle tünelleme olasılığının artması gibi). Bu durum Schottky diyotların ideal termioyonik emisyon davranıştan sapmasına ve ters beslem akımının artmasına neden olur [11,12,299-303]. Literatürdeki benzer çalışmalarda artan Al mol kesri ile idealite faktörünün değeri de artmaktadır (Tablo 3.4).

I-V eğrileri kullanılarak elde edilen bir diğer diyot parametresi de seri dirençtir. Seri direnç değeri bulk ve kontak dirençlerinin toplamıdır. Kontaklar aynı

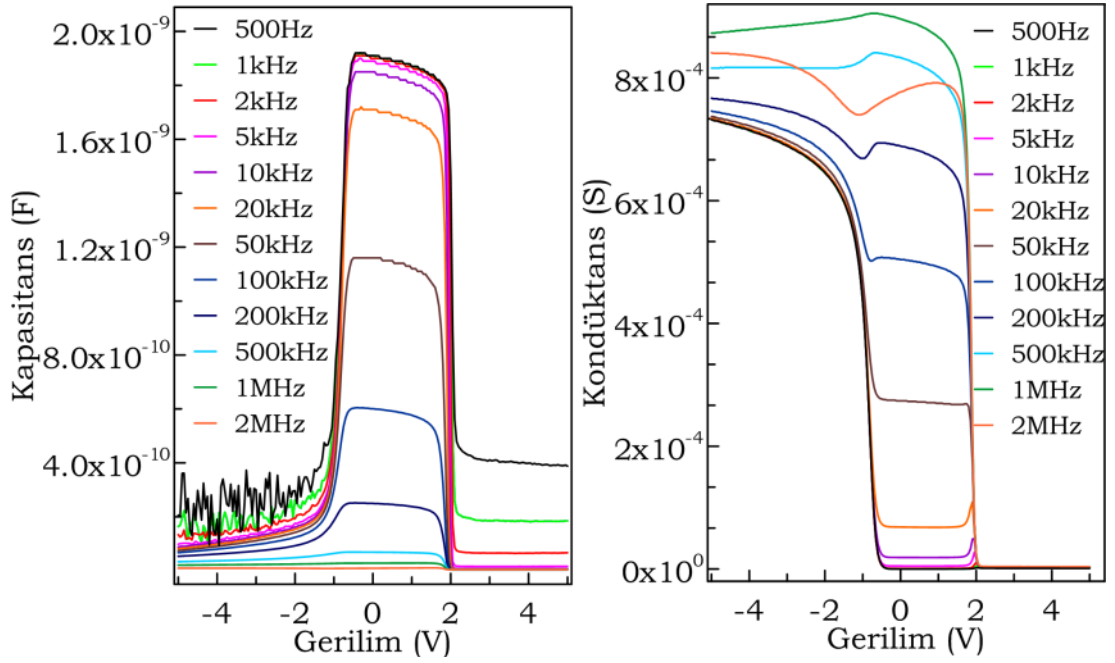
koşullarda yapılmasına ve alttaş yapısının temelde aynı olmasına rağmen farklı Al mol kesirleri bulk direncinin değişmesine, farklı omik kontak tavlama koşulları da kontak direncinin değişimine neden olmaktadır. Karmaşık kontak mekanizması, her bir alttaşın spesifik kontak direncindeki ve tabaka direncindeki farklar nedeniyle literatürdeki seri direnç değerlerinin Al mol kesrine bağlı değişiminde bir korelasyona rastlanmamakla birlikte çalışmamızda elde edilen direnç değerleri literatür ile uyumludur.

3.3. C-V Ölçümleri ve Bulgular

Schottky diyotların deplasyon tabakasının, yük taşıyıcıların uygulanan gerilimin frekansına cevabı ve arayüzdeki tuzak seviyelerinin dolup boşalma zamanlarının uygulanan gerilim/frekans nedeniyle değişmesi, gerilime ve frekansa bağlı olarak kapasitans değerlerini değiştirmektedir. Gerilime bağlı kapasitans ölçümlerinden engel yüksekliği, taşıyıcı konsantrasyonu ve deplasyon tabakasının genişliği gibi diyot parametreleri elde edilebilir. AlGaN ve GaN gibi geniş yasak band aralığına sahip yarıiletken çoklu eklemler, mikrodalga bölgesinde çalışan yüksek güç yükselticileri için uygun yüksek mobiliteli transistörlerin üretiminde kullanıldıklarından dolayı büyük teknolojik öneme sahiptirler.

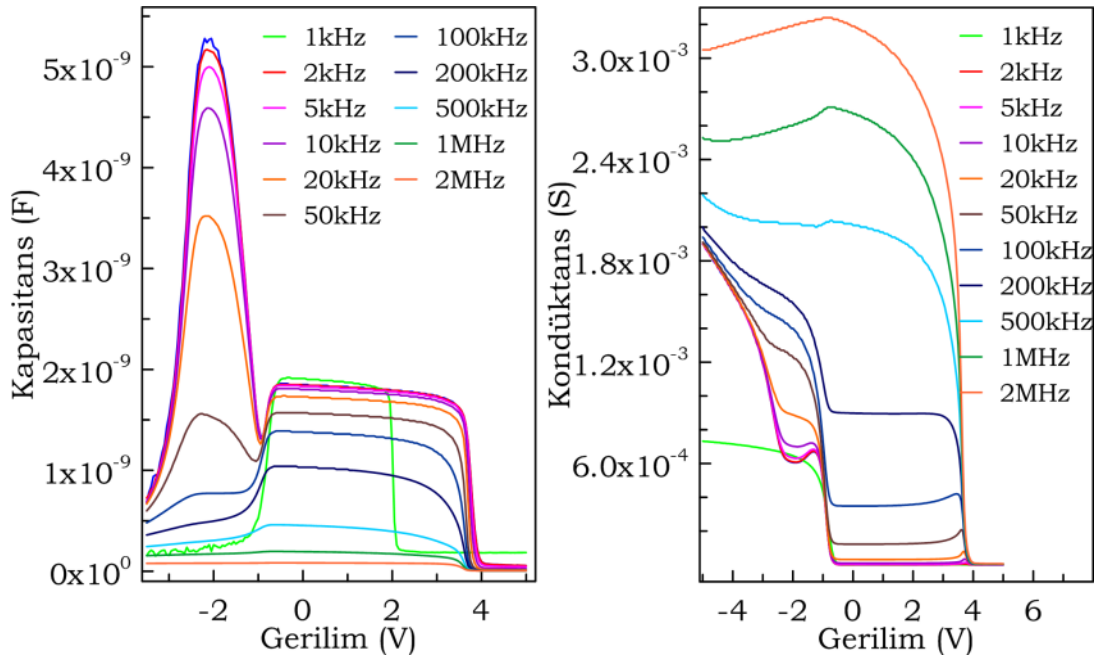
Çalışmamızda diyotların karakteristik parametrelerinden engel yüksekliği, taşıyıcı konsantrasyonu, seri direnç ve arayüzey hallerinin yoğunluğunu belirlemek için C-V, G-V ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Ölçümler ± 5 V aralığında 50mV'luk adımlarla ve 500 Hz-2 MHz arasında farklı frekanslarda gerçekleştirilmiştir. Osilasyon sinyal genliği 30 mV' tur.

Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N (N24) diyotunun kapasitans-gerilim ve kondüktans-gerilim karakteristikleri Şekil 3.7'de görülmektedir. Engel yüksekliği, taşıyıcı yoğunluğu, deplasyon tabakası genişliği ve görüntü yükten dolayı engel yüksekliğindeki azalma gibi parametrelerin belirlenebilmesi için C²-V grafiği çizilmiştir. Bu grafikten elde edilen engel yüksekliğinin değeri 1.483 eV'tur. Görüntü yükün neden olduğu engeldeki azalma ve taşıyıcı konsantrasyonu ise sırasıyla 27 meV ve 2.463×10^{16} cm⁻³ olarak belirlenmiştir. On adet Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N diyot için bu parametrelerin ortalama değerleri ise sırasıyla 1.542 ± 0.037 eV, 28 ± 1 meV ve $1.192 \pm 0.746 \times 10^{16}$ cm⁻³'dir.



Şekil 3.7. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotun (N24) çeşitli frekanslarda kapasitans-gerilim ve kondüktans-gerilim eğrileri.

Benzer biçimde Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N (S23) diyotunun kapasitans-gerilim ve kondüktans-gerilim karakteristikleri Şekil 3.8'de görülmektedir.

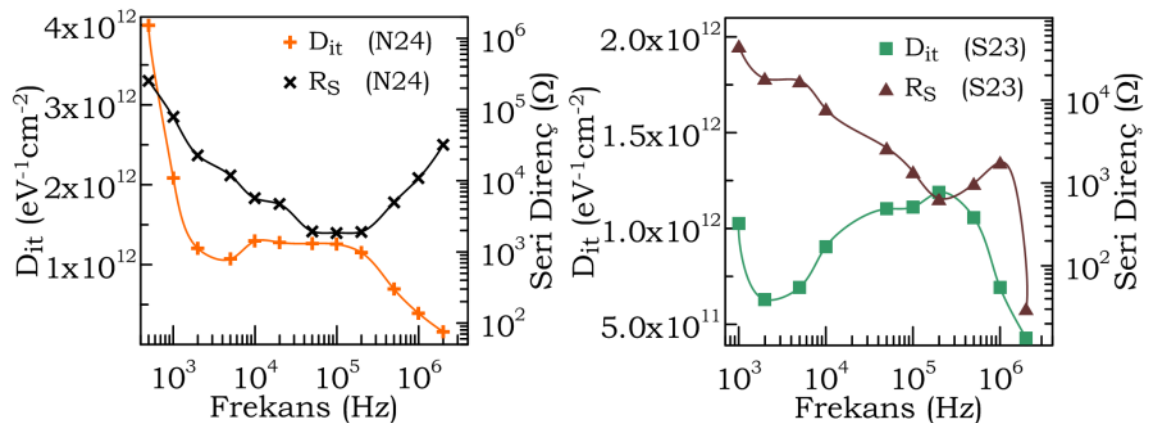


Şekil 3.8. Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotun (S23) çeşitli frekanslarda kapasitans-gerilim ve kondüktans-gerilim eğrileri.

C^2-V grafiğinden elde edilen engel yüksekliğinin değeri 1.066 eV'tur. Görüntü yükün neden olduğu engeldeki azalma ve taşıyıcı konsantrasyonu ise sırasıyla 40 meV ve $6.692 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ olarak belirlenmiştir. On adet Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N diyot için bu parametrelerin ortalama değerleri ise sırasıyla 1.120 ± 0.047 eV, 41 ± 1 meV ve $8.606 \pm 4.688 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 'dir.

Düşük sıcaklıkta AlGa_N tabaka üzerine biriktirilen katkılanmamış Ga_N tabakanın taşıyıcı yoğunluğu oldukça düşüktür ve TLM çalışmasında da gözleendiği gibi neredeyse yalıtkandır. Temelde bu tabaka AlGa_N'dan daha az kusur yoğunluğuna sahip olarak büyütülebildiği ve AlGa_N tabakayı oksidasyon gibi dış etkilerden koruduğu için son zamanlarda yapılan çalışmalarda sıklıkla pasivasyon tabakası olarak da kullanılmaktadır ve diyotların kapasitans özellikleri üzerinde önemli bir etkiye sahiptir [114-119]. Katkılanmamış Ga_N tabakanın olmadığı farklı Al mol kesrine sahip AlGa_N alttaşlarla yapılan çalışmada Qiao *et al.* C^2-V grafiklerinden engel yüksekliğinin 1.00 eV ile 1.36 eV arasında değiştiğini Arehart *et al.* ise ($x=0.30$) 1.68 eV olduğunu göstermiştir [82,101].

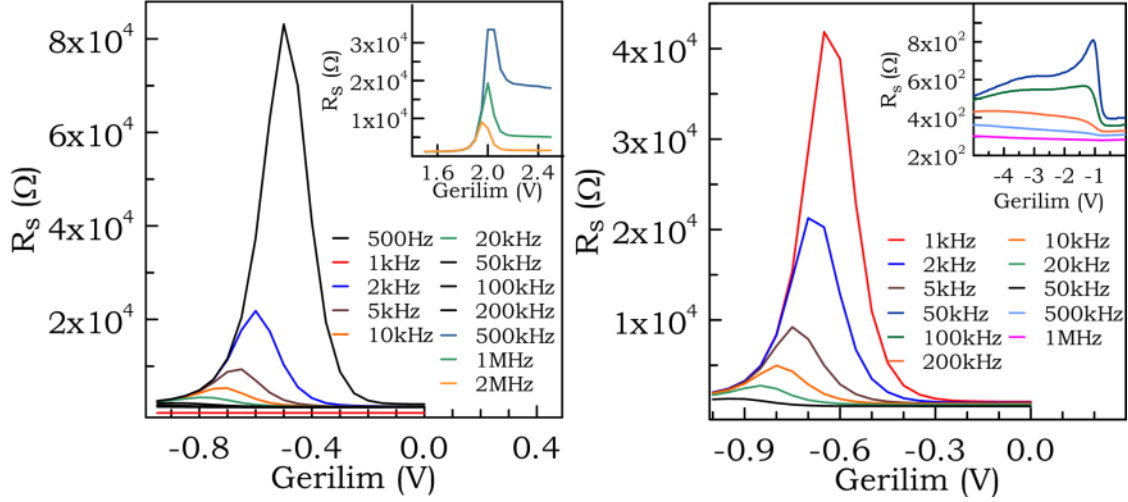
Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların $C-V$ ve $G-V$ verileri kullanılarak Hill-Coleman yöntemiyle [122] gerilimin bir fonksiyonu olarak seri direncin değişim grafikleri hazırlanmıştır (Şekil 3.9).



Şekil 3.9. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların seri direnç ve arayüzey hallerinin yoğunluğunun değişimi.

Bu grafiklerin maksimum noktalarından elde edilen seri direnç değerleri (R_s) belirlenmiştir. Ayrıca çeşitli frekans değerleri için arayüzey hallerinin

yoğunluğunun değişimi ve seri direncin gerilimin bir fonksiyonu olarak değişim grafikleri de Şekil 3.10'da görülmektedir.



Şekil 3.10. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların gerilimin fonksiyonu olarak seri direncin değişim eğrileri.

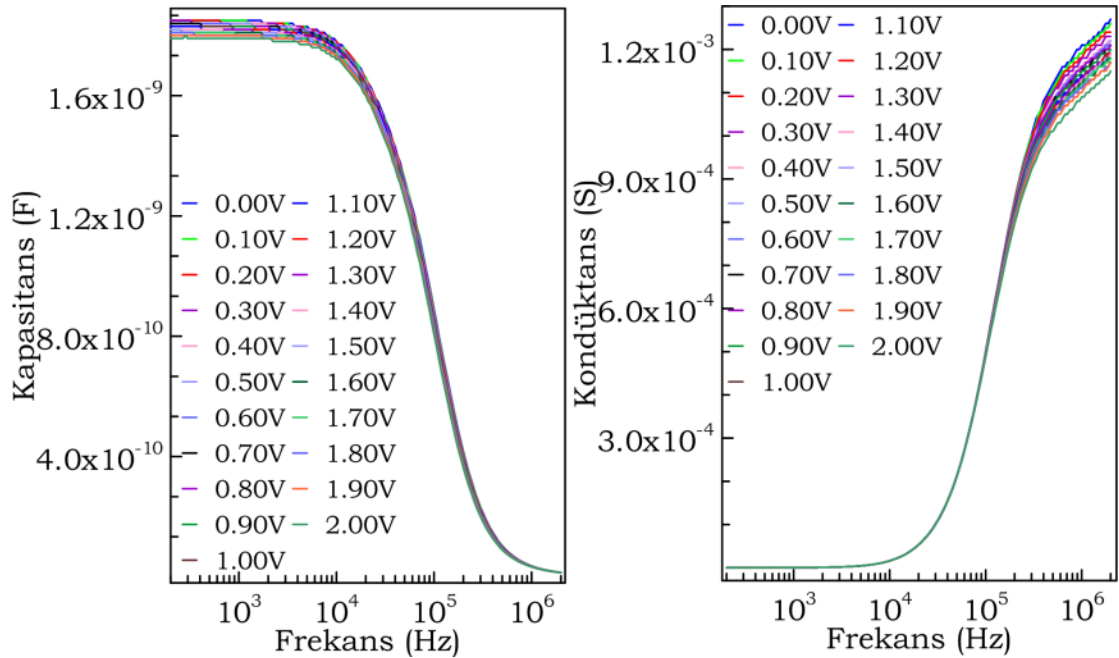
Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotlardan N24 diyotu için yapılan hesaplamalara göre arayüzey hallerinin yoğunluğu frekansa bağlı olarak $1.594 \times 10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ile $3.993 \times 10^{12} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ arasında, seri direnç değerleri ise 255.0 k Ω ile 1.855 k Ω arasında değişmektedir. Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotlardan S23 diyotunun arayüzey hallerinin yoğunluğu frekansa bağlı olarak $4.616 \times 10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ile $1.807 \times 10^{12} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ arasında, seri direnç değerleri ise 45.3 k Ω ile 30.5 Ω arasında değişmektedir.

Arayüzey hallerinin dolup boşalma zamanının osilasyon sinyalinin frekansının altında kalması durumunda arayüz tuzak seviyeleri elektronları yakalayamaz. Bu nedenle elektronların taşınması sürecinde arayüzey hallerinin etkisi gözlenmez. Şekil 3.9 ve Şekil 3.10'da görüldüğü gibi tüm diyotların Hill-Coleman yöntemiyle elde edilmiş arayüzey hallerinin yoğunluğu, artan frekans ile azalmaktadır. Benzer biçimde osilasyon sinyalinin frekansı attıkça hallerin etkisi ortadan kalkmaya başladığı için yükün taşınması süreci de bu durumdan etkilenir. $R_s(V)$ - V grafiklerinden elde edilen seri direnç değerleri arayüzey hallerinin yoğunluğunda gözlemlendiği gibi artan frekans ile kararlı bir biçimde azalmaktadır.

3.4. C-f Ölçümleri ve Bulgular

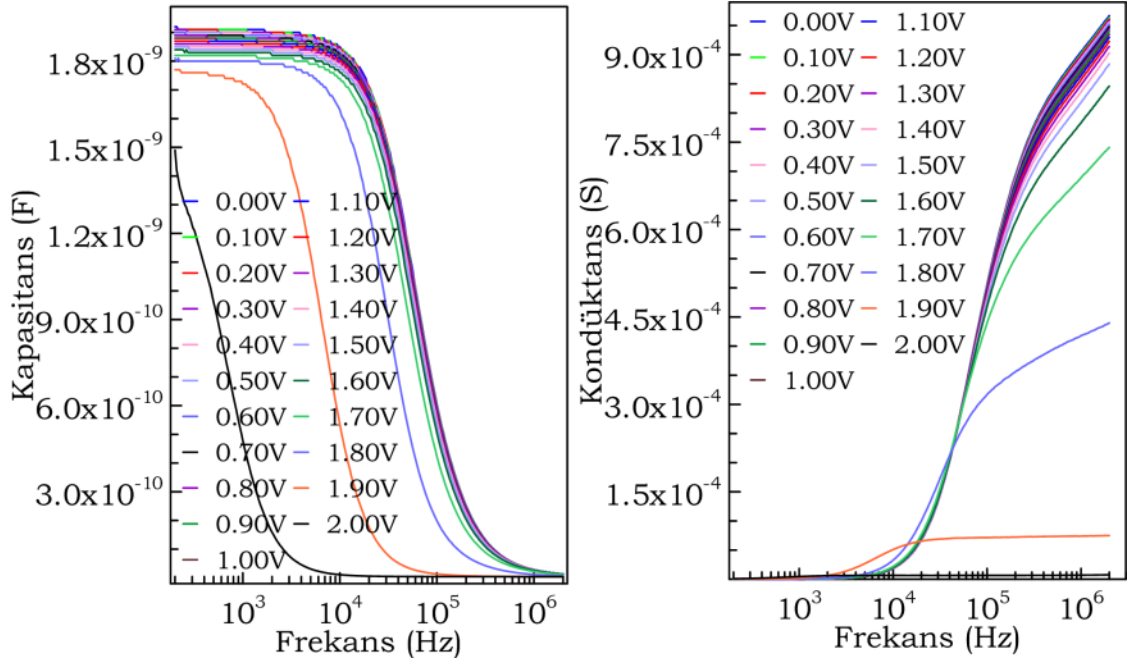
Diyotların arayüzey hal yoğunluğu ve hallerin zaman sabitlerini belirlemek için C-f ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Ölçümler 200 Hz - 2 MHz aralığında ve 0.00 V ile 2.00 V arasında farklı dc gerilimleri için gerçekleştirilmiştir. Osilasyon sinyal genliği 30 mV'tur.

Seçilen Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların kapasitans-frekans ve kondüktans-frekans karakteristikleri Şekil 3.11-12'de görülmektedir.

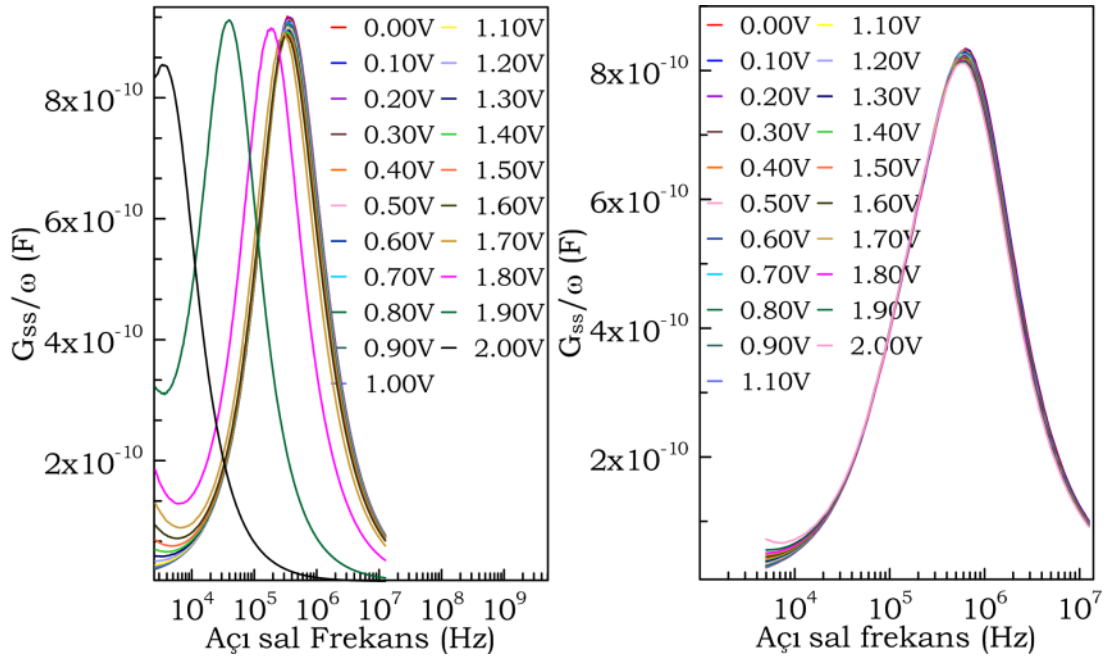


Şekil 3.11. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotun (N24) çeşitli gerilim değerlerinde kapasitans-frekans ve kondüktans-frekans eğrileri.

Kondüktans metodu kullanılarak arayüzey hallerinin yoğunluğu ve hallerin zaman sabitlerinin belirlenebilmesi için G_{SS}/ω grafikleri hazırlanmıştır (Şekil 3.13). Elde edilen arayüzey hallerinin yoğunluğu ve hallerin zaman sabitlerini uygulanan dc gerilimin bir fonksiyonu olarak değişim grafikleri Şekil 3.14'te yer almaktadır.



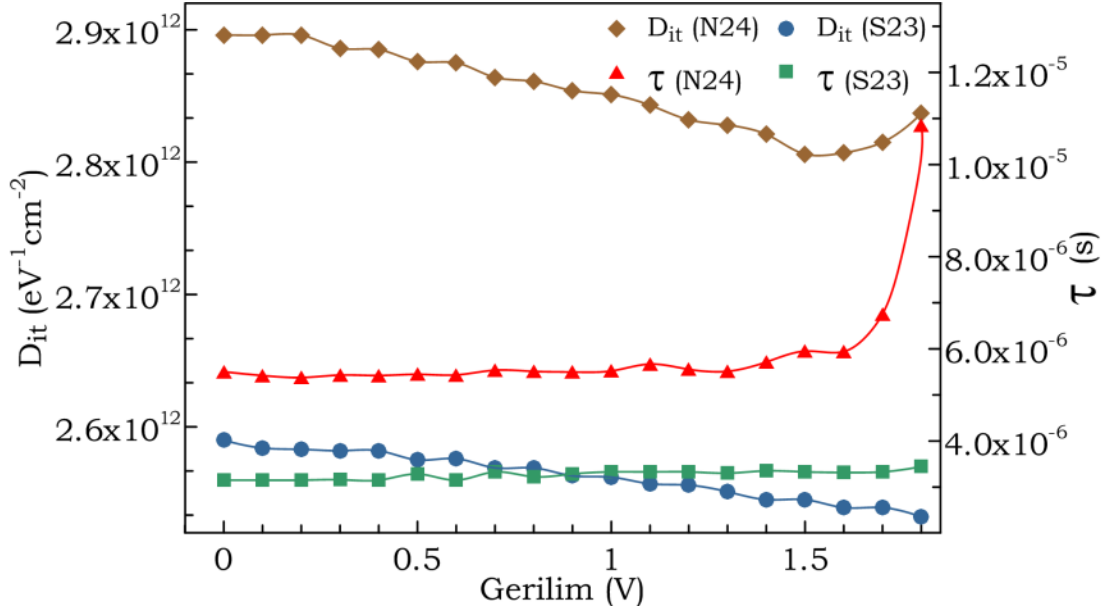
Şekil 3.12. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotun (N24) çeşitli gerilim değerlerinde kapasitans-frekans ve kondüktans-frekans eğrileri.



Şekil 3.13. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların çeşitli gerilim değerleri için kondüktans yöntemiyle elde edilen G_{SS}/ω - ω eğrileri.

Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotun (S23) dc gerilim 0.00 V ile 2.00 V arasında değişirken arayüzey hallerinin yoğunluğu $2.896 \times 10^{12} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ ile $2.807 \times 10^{12} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ arasında hemen hemen sabit kalırken, zaman sabitlerinin değerleri

5.422×10^{-6} s ile 5.587×10^{-4} s arasında değişmektedir. Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotun (N24) ise aynı dc gerilim aralığında arayüzey hallerinin yoğunluğu 2.550×10^{12} eV⁻¹cm⁻² ile 2.526×10^{12} eV⁻¹cm⁻² arasında, zaman sabitlerinin değerleri ise 3.151×10^{-6} s ile 3.508×10^{-6} s arasında yaklaşık olarak sabit kalmaktadır.



Şekil 3.14. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların G_{SS}/ω eğrileri kullanılarak elde edilen arayüzey hallerinin yoğunluğunun ve bu hallerin zaman sabitinin uygulanan dc gerilimle değişimi.

Bu sonuçlar kullanılarak Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların arayüzey hallerinin yoğunluğu ve hallerin zaman sabitinin değişiminin özellikle düşük dc gerilimleri için yaklaşık olarak sabit olduğu, daha yüksek dc gerilimlerinde ise beklenildiği gibi hal yoğunluğunun arttığı ve hallerin zaman sabitinin azaldığı gözlenmiştir. Tablo 3.5'te ise literatürde yer alan GaN ve AlGaN alttaşlarla yapılan diyotlardan elde edilen arayüzey hal yoğunluğu ve hallerin zaman sabiti değerleri yer almaktadır.

Tablo 3.5. GaN ve AlGaN alttaşlarla yapılan diyotlardan elde edilen arayüzey hal yoğunluğu ve hallerin zaman sabiti değerleri.

metot	Dit ($eV^{-1}cm^{-2}$)	τ (s)	Ref.
CM	3×10^{11}	1×10^{-6}	[124]
	3×10^{12}	10×10^{-3}	
H-L	6×10^{12}	1.7×10^{-5}	[134]
CM	3×10^{13}	3.2×10^{-5}	
I-V	$1-9.3 \times 10^{12}$	-	[108]
TM	3.79×10^{12}	-	
HC	3.3×10^{11}	-	[125]
CM	$3 \times 10^{10*}$	4×10^{-4}	[135]*
	1×10^{12}	1×10^{-7}	
CM	1×10^{12}	1×10^{-6}	[126]
CM-HC	$1.1 \times 10^{12*}$	-	[127]
I-V	5.3×10^{11}	-	[84]
CM	$2 \times 10^{11*}$	-	[14]
	$5 \times 10^{11*}$	-	
TM	1.3×10^{11}	-	[128,129]
H-L	$4-3 \times 10^{12}$	-	[128-130]
	7.3×10^{11}	-	
CM	2×10^{12}	-	[128-130]
	5×10^{11}	-	
CM	$2 \times 10^{13*}$	-	
I-V	$6 \times 10^{13}-1 \times 10^{13*}$	-	[304]
H-L	$1 \times 10^{12}-1.7 \times 10^{12}$	-	
CM	$10^{13}-10^{14}$	$0.1-1 \times 10^{-6}$	[131]
CM	$4 \times 10^{12}-20 \times 10^{12}$	$27-300 \times 10^{-6}$	[132]
	$1 \times 10^{11}-10 \times 10^{12}$	$1-3 \times 10^{-6}$	
H-L	$16 \times 10^{12}-31 \times 10^{12}$		[15]
CM	1012	$3 \times 10^{-3}-1 \times 10^{-6}$	[133]
CM	$5.159 \times 10^{11}-2.457 \times 10^{12}$	$9.641 \times 10^{-7}-1.335 \times 10^{-4}$	tez
H-C	$3.081 \times 10^{11}-1.210 \times 10^{12}$	-	çalışmamız
CM: kondüktans metodu		I-V: doğru beslem I-V eğrileri metodu	
TM: Terman metodu		H-L: düşük-yüksek frekans metodu	
HC: Hill-Coleman metodu		* : Tavlama/pasivasyon işleminden sonra	

Hill-Coleman yönteminden farklı olarak kondüktans yönteminde açılal frekansın bir fonksiyonu olarak arayüzey hallerinin kondüktansının değişimi ele alınır. Osilasyon sinyalinin frekansının bir fonksiyonu olarak kapasitans ve kondüktansın değişimi grafiklerinde düşük frekanslarda kapasitans en büyük değerini almaktadır. Frekans arttıkça ac osilasyon sinyalini takip edemeyen

tuzak seviyeleri nedeniyle kapasitans azalmaktadır. Benzer bir etki taşıyıcıların maruz kaldığı potansiyel farkın artırılması ile yani bir dc gerilim uygulanması ile de gerçekleştirilebilir (Hill-Coleman yönteminde olduğu gibi). Her iki parametreye bağlı olarak arayüzey hal yoğunluğun belirlenmesi arayüzey hallerinin doğası hakkında önemli ipuçları verir.

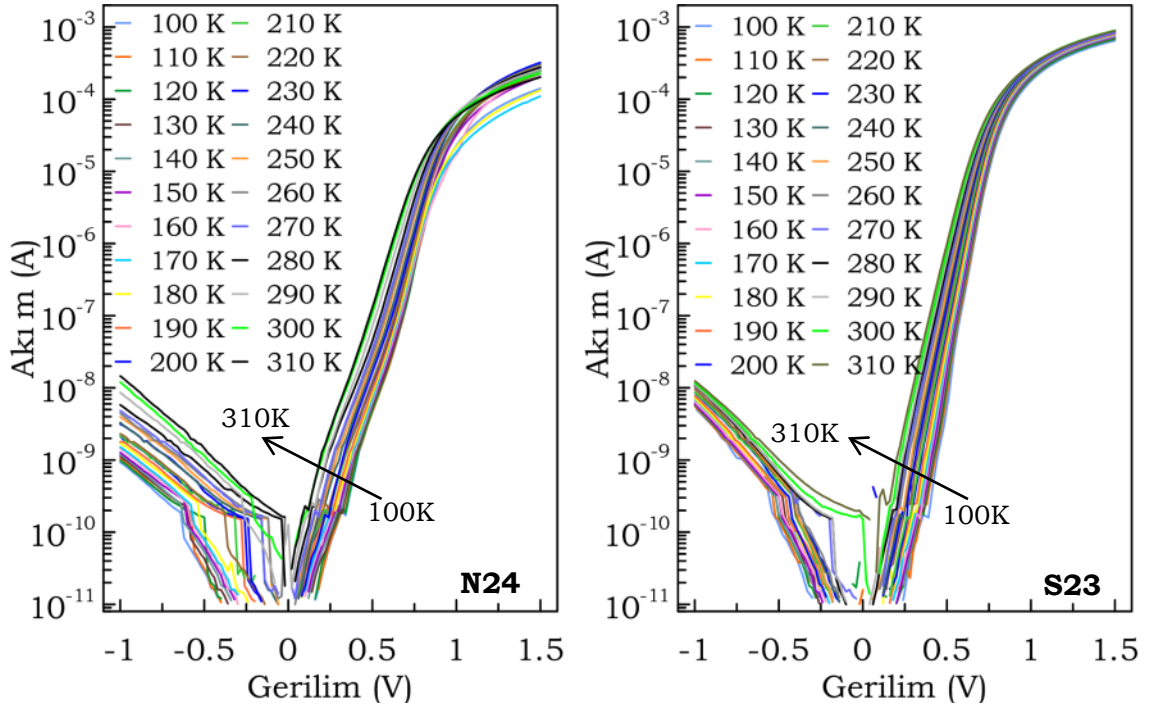
Arayüz hallerinin yoğunluğu ve hallerin zaman sabiti değerleri; orta derecede katkılanmış ve yüzey modifikasyonu yapılmamış GaAs ya da Si alıtaşlar ile yapılan çalışmalarda 10^{10} - 10^{11} $eV^{-1}cm^{-2}$ ve 10^{-5} - 10^{-7} s mertebesindedir [120,123]. Çalışmamızda kullanılan alıtaşların yapısal kusurları özellikle yüzeyde ve yüzeyin hemen altındaki azot boşlukları ve metal-yarıiletken arayüzündeki kimyasal reaksiyonlar hallerin yoğunluğunu artırmaktadır. Fakat sonuçlar tek tek ele alındığında literatür ile oldukça uyumludur. Literatürde farklı Al mol kesrine sahip, pasivasyon tabakasının olmadığı AlGaN alıtaşlarla yapılan Schottky diyotların yasak band aralığının ortası civarındaki enerji seviyelerindeki farklı metotlarla elde edilen arayüz hallerinin yoğunluğu 10^{11} $eV^{-1}cm^{-2}$ ile 10^{14} $eV^{-1}cm^{-2}$ arasında değişmektedir.

3.5. *I-V-T* Ölçümleri ve Bulgular

Metal-yarıiletken kontaklarda akım iletim mekanizmalarının tam olarak analiz edilebilmesi için genellikle farklı sıcaklıklarda *I-V* ölçümleri kullanılır. Sıcaklığa bağlı ölçümlerde engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri genellikle bir dağılım gösterir. Dağılım için en uygun fonksiyon genelde Gaussian dağılım fonksiyonudur. *I-V-T* ölçümleri deneysel Richardson sabitinin belirlenmesinde de kullanılır. Ayrıca idealite faktörünün sıcaklığa bağlılığı (T_0 etkisi) ve termoiyonik alan emisyonu (Schottky engelinin karakteristik tünelleme enerjisi vb.) sıcaklığa bağlı ölçümlerle elde edilebilir. Schottky diyotların karakteristik parametrelerinin sıcaklığa bağlı değişimi diyotların homojensizliği hakkında önemli ipuçları verir. *I-V-T* ölçümleri 10 K'lık adımlarla 100-310 K sıcaklık aralığında ve 50 mV'luk adımlarla ± 2 V gerilim aralığında gerçekleştirilmiştir.

Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların sıcaklığa bağlı akım-gerilim karakteristikleri Şekil 3.15'te görülmektedir. Diyotların her bir sıcaklıktaki yarı-logaritmik akım gerilim eğrileri termoiyonik emisyon teorisi ve

Cheung fonksiyonlarına göre değerlendirilerek idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri elde edilmiştir (Tablo 3.6-7). Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların karakteristik parametrelerinin sıcaklıkla değişimi ise Şekil 3.16'da görülmektedir.



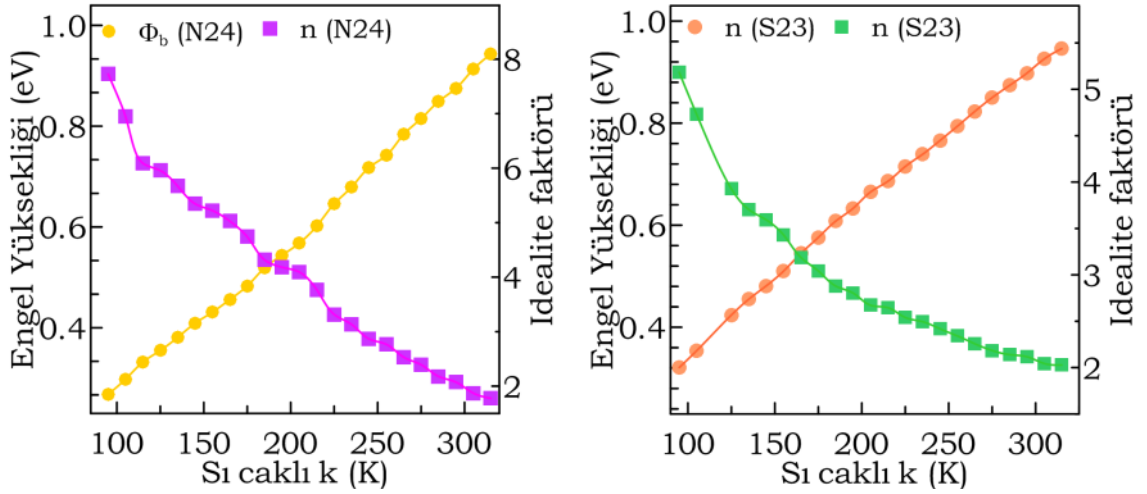
Şekil 3.15. 100-310 K sıcaklık aralığında Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların *I-V* eğrileri.

Tablo 3.6. *I-V-T* grafikleri kullanılarak N24 diyotu için elde edilen diyot parametreleri.

T (K)	n	Φ_b (eV)	Cheung			
			n	R_s (Ω)	Φ_b (eV)	R_s (Ω)
100	4.671	0.350	4.842	2707.4	0.344	3721.6
120	3.708	0.433	4.615	1849.5	0.389	1811.5
140	3.419	0.490	3.506	1818.0	0.484	1814.6
160	3.472	0.529	3.293	2230.8	0.537	2243.9
180	2.993	0.601	3.096	2385.6	0.589	2440.9
200	2.681	0.667	2.356	2178.6	0.708	2180.8
220	2.483	0.730	2.420	2292.5	0.735	2282.5
240	2.461	0.767	2.188	1771.4	0.805	1771.0
260	2.291	0.822	2.077	1934.3	0.853	1940.5
280	2.168	0.870	2.161	1984.4	0.867	1979.0
300	2.173	0.891	1.997	2723.4	0.916	1518.8

Tablo 3.7. I - V - T grafikleri kullanılarak S23 diyotu için elde edilen diyot parametreleri.

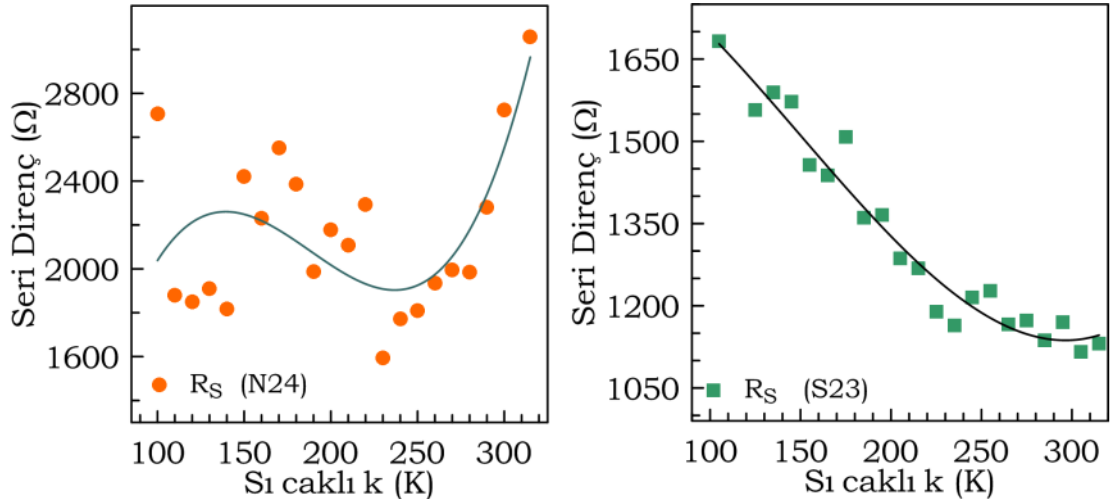
T (K)	n	Φ_b (eV)	Cheung			
			n	R_s (Ω)	Φ_b (eV)	R_s (Ω)
100	3.939	0.351	4.142	886.3	0.342	882.6
120	3.387	0.415	3.443	848.1	0.412	845.4
140	3.045	0.476	3.118	760.1	0.469	766.4
160	2.549	0.553	2.661	780.7	0.543	776.7
180	2.358	0.611	2.549	706.6	0.589	708.3
200	2.211	0.663	2.255	735.2	0.657	733.6
220	2.045	0.720	2.170	716.3	0.701	718.1
240	1.955	0.766	2.138	697.2	0.738	697.2
260	1.873	0.813	1.954	742.7	0.799	743.3
280	1.795	0.859	1.928	750.5	0.834	748.6
300	1.718	0.904	1.975	719.7	0.857	719.4



Şekil 3.16. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa olarak grafikleri.

Şekil 3.16'dan Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların engel yükseklikleri azalan sıcaklıkla arttığı, idealite faktörlerinin ise azaldığı görülmektedir.

Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların $dV/d\ln I(V)-I$ grafiklerinden elde edilen seri direnç değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi Şekil 3.17'de verilmiştir.



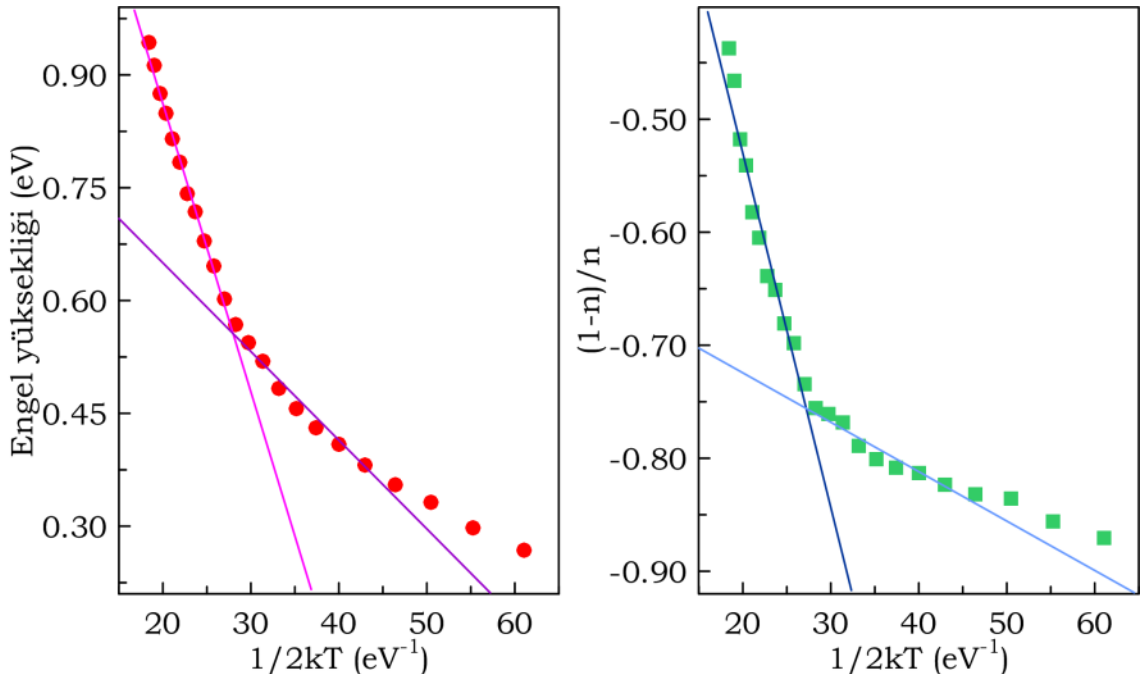
Şekil 3.17. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların seri direnç değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.

Şekil 3.17’den görüleceği gibi Ni/AlGaN Schottky diyotların $dV/d\ln I(V)-I$ grafiklerinden elde edilen seri direnç değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi birbirinden farklıdır. Gerçekte azalan sıcaklık, taşıyıcıların termal enerjisinin azalmasına dolayısıyla da yarıiletken içerisinde “donmasına” neden olur. Böyle bir durumda taşıyıcı konsantrasyonu azalır ve seri direnç yükselir [1,170,305]. Fakat AlGaN alttaşlarda bu durum iki farklı biçimde açıklanmaktadır. Bunlardan birincisi, yapının çoklu eklem biçiminde olması ve aktif AlGaN tabaka ile hemen altındaki AlN ya da GaN tabaka arasındaki yüksek mobiliteli iki boyutlu elektron gazının (2DEG) bulunması taşıyıcı konsantrasyonun beklenenden farklı yönde değiştirdiğidir. İkinci yaklaşım ise azalan sıcaklığın çoğunluk taşıyıcıların kusurlardan saçılmalarını azaltarak mobilitayı artırdığı yani donmadan kaynaklanan taşıyıcı konsantrasyonundaki azalmayı mobilitedeki artış ile kompanse etmesidir [82,97,99,306].

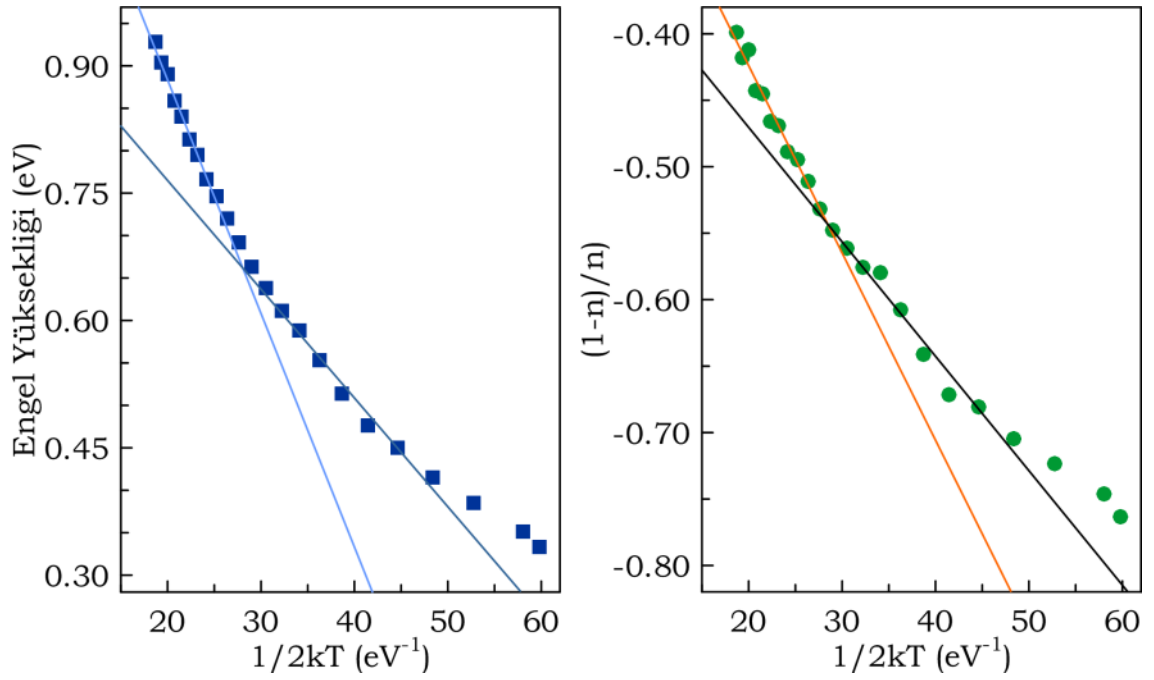
Çalışmadaki sonuçlarda yukarıda değinilen durumların her ikisi de gözlenmiştir. 100-310 K aralığında Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotlarda iki boyutlu elektron gazının donma sonucu azalan taşıyıcı konsantrasyonunu kompanse ederek seri direncin değerinin neredeyse sabit kalmasına neden olduğu; Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotlarda ise kompanse edilemeyen taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla azalarak seri direncin artmasına neden olduğu gözlenmiştir.

3.5.1. İkili Gaussian Dağılım Analizleri

İkinci bölümde de belirtildiği gibi karakteristik parametrelerin sıcaklıkla değişimi engel yüksekliğinin homojensizliği modeli dikkate alınarak değerlendirilebilir. Bunun için ilk olarak Φ_b ve $(1-n)/n$ 'in $1/2kT$ 'ye göre değişimi grafikleri çizilmiştir (Şekil 3.18-19). Bu grafiklerde ilgilenilen sıcaklık aralığında Φ_b ve $(1-n)/n$ 'in $1/2kT$ 'ye göre değişimi aynı olmadığı görülmektedir. Bu nedenle düşük sıcaklık ve yüksek sıcaklık bölgelerine ayrı ayrı fitler atılarak dağılımın parametreleri elde edilmiştir (Tablo 3.8-9) ve idealite faktörünün ve engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı değişiminin hem düşük sıcaklık hem yüksek sıcaklık bölgesi için teorik fitler elde edilmiştir (Şekil 3.20-21).



Şekil 3.18. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N (N24) Schottky diyotun engel yüksekliği ve $(1-n)/n$ değerlerinin $1/2kT$ ile değişimi.



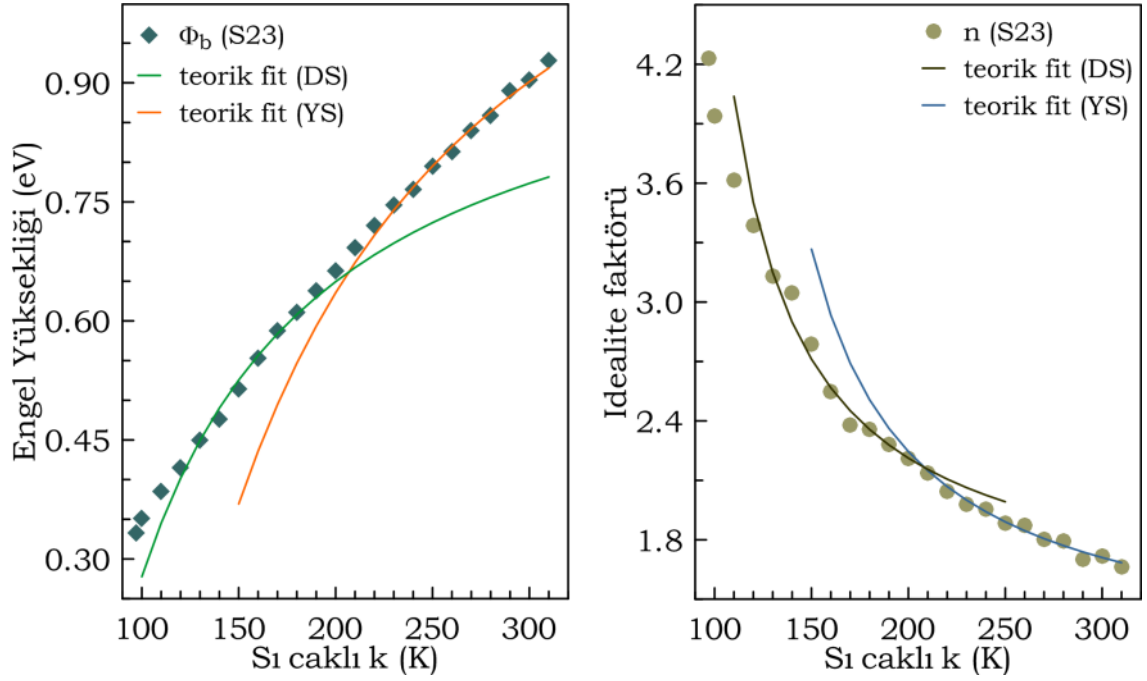
Şekil 3.19. Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N (S23) Schottky diyotun engel yüksekliği ve $(1-n)/n$ değerlerinin $1/2kT$ ile değişimi.

Tablo 3.8. Engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılım parametreleri.

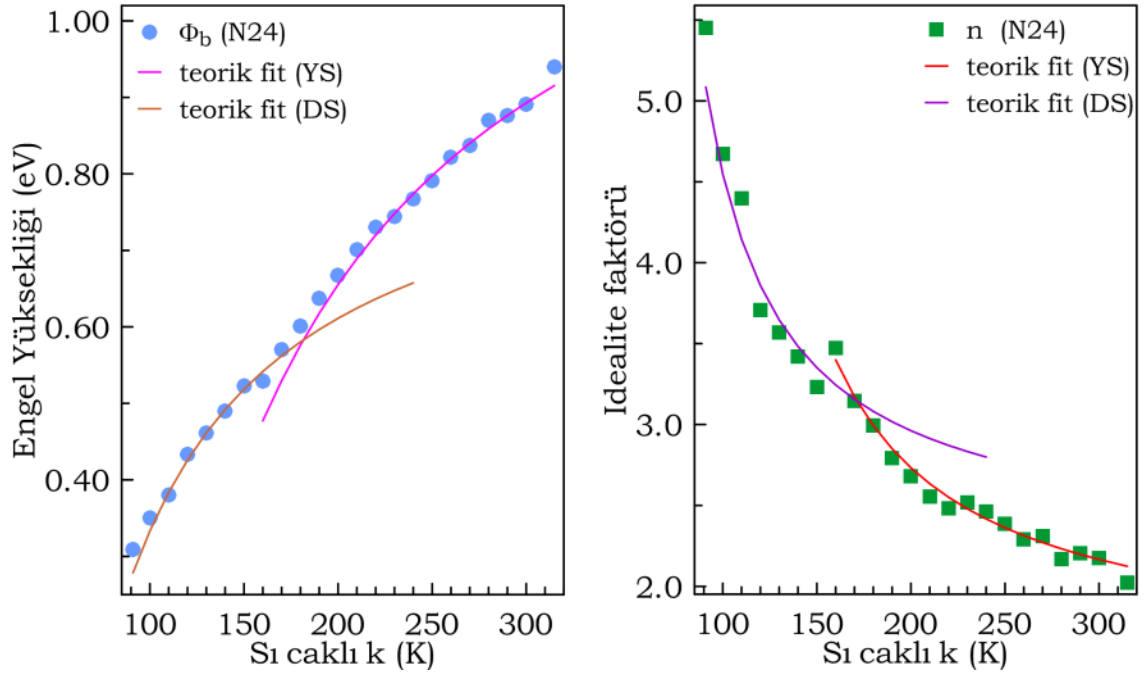
Diyot	$\Phi_b^{(1)}$ (eV)	$\Phi_b^{(2)}$ (eV)	σ_1 (eV)	σ_2 (eV)
Ni/Al _{0.09} Ga _{0.91} N	1.368	0.889	0.157	0.098
Ni/Al _{0.20} Ga _{0.80} N	1.434	1.021	0.166	0.113

Tablo 3.9. İdealite faktörünün ikili Gaussian dağılım parametreleri.

Diyot	n_1	n_2	ρ_{21}	ρ_{31} (V)	ρ_{22}	ρ_{32} (V)
Ni/Al _{0.09} Ga _{0.91} N	1.531	2.196	-0.347	-0.010	-0.544	0.0041
Ni/Al _{0.20} Ga _{0.80} N	1.159	1.425	-0.137	-0.014	-0.298	0.0086



Şekil 3.20. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N (N24) Schottky diyotun engel yüksekliği ve idealite faktörü değerlerinin sıcaklık ile değişimi. Teorik fitler düşük sıcaklık (DS) ve yüksek sıcaklık (YS) bölgelerinde karşılık gelen sabitler ve Gaussian dağılım denklemleri kullanılarak elde edilmiştir.



Şekil 3.21. Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N (S23) Schottky diyotun engel yüksekliği ve idealite faktörü değerlerinin sıcaklık ile değişimi. Teorik fitler düşük sıcaklık (DS) ve yüksek sıcaklık (YS) bölgelerinde karşılık gelen sabitler ve Gaussian dağılım denklemleri kullanılarak elde edilmiştir.

Literatürde GaN ve AlGa_N alttaşlarla yapılan çalışmalarda ise elde edilen engel yüksekliğinin standart sapma değerleri (σ_i) 0.089 eV ile 0.217 eV arasında değişmektedir (Tablo 3.10-11). İdealite faktörünün sıfır beslemdeki deformasyon katsayıları (ρ_{21} ve ρ_{22}) ve uygulanan gerilimle idealite faktörünün dağılım genişliğini temsil eden parametreleri (ρ_{31} ve ρ_{32}) GaAs ve Si alttaşlarla yapılan çalışmalardan daha büyük olmasına rağmen elde edilen parametreler literatürdeki benzer çalışmalarda elde edilen değerlerle karşılaştırılabilir büyüklüktedir [307-316].

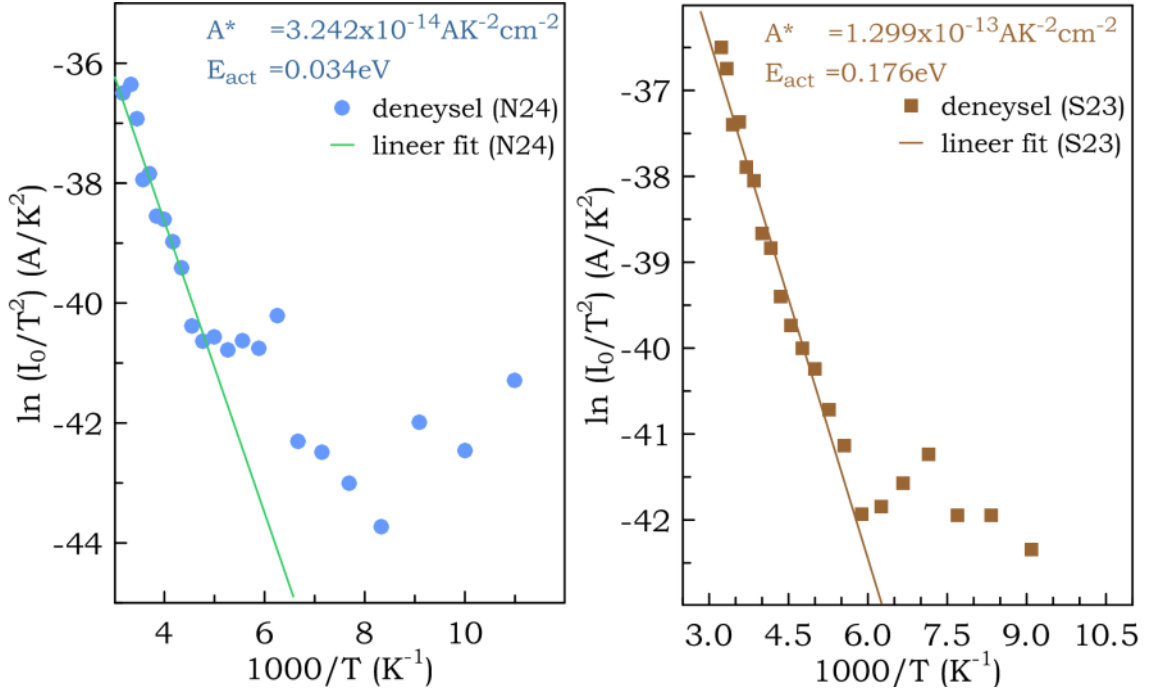
Tablo 3.10. Literatürde yer alan GaN ve AlGa_N alttaşlarla yapılmış Schottky diyotların engel yüksekliği dağılım parametreleri.

Alttaş	Dağılım mertebesi	$\Phi_b^{(1)}$ (eV)	$\Phi_b^{(1)}$ (eV)	σ_1 (eV)	σ_2 (eV)	Sıcaklık aralığı (K)	Ref.
Ni/GaN	1	1.67	-	-	-	310-500	[137]
Au/GaN	1	1.11	-	-	-		[97]
Pd/GaN	1	1.03	-	0.118	-	90-410	[138]
Ni/GaN	3	1.368	-	0.147	-	40-320	[139]
		0.896	-	0.089	-		
		0.512	-	0.490	-		
Ni/Al _{0.30} Ga _{0.70} N	1	1.63	-	0.217	-	295-415	[83]
Ni/Al _{0.22} Ga _{0.78} N	2	1.40	0.68	0.184	0.082	80-400	[136]
Ni/GaN	1	1.41	0.72	0.173	0.082	80-410	[140]

Tablo 3.11. Literatürde yer alan GaN ve AlGa_N alttaşlarla yapılmış Schottky diyotların idealite faktörünün dağılım parametreleri.

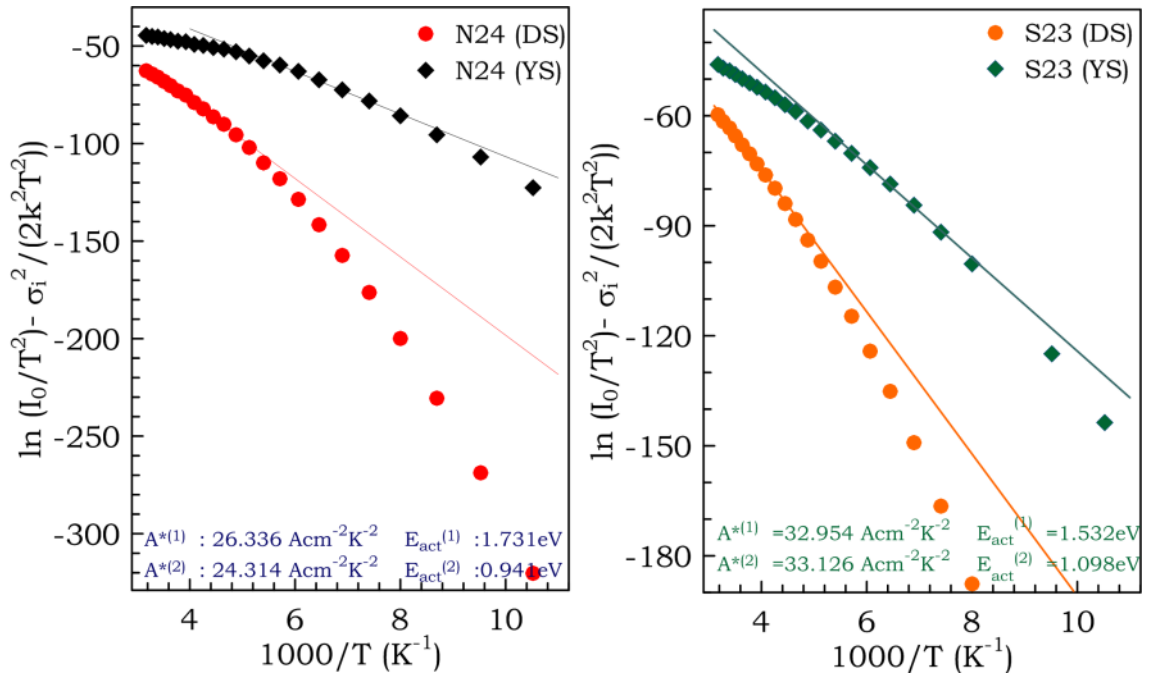
alttaş	n_1	n_2	ρ_{21}	ρ_{31} (V)	ρ_{22}	ρ_{32} (V)	Ref.
Pd/GaN	1.54	-	0.447	0.0045	-	-	[138]
Ni/Al _{0.30} Ga _{0.70} N	-	-	-	-0.028	-	-	[83]
			0.095				
Ni/Al _{0.22} Ga _{0.78} N	-	-	-0.28	0.0037	-0.61	0.015	[136]
			0.316	0.0191			
			0.156	0.0059	-	-	[139]
Pd/GaN	-	-	0.363	0.0030			
			0.013	-0.018	-0.68	-0.003	[317]
Ni/GaN	-	-	-	-0.035	0.73	-0.002	[140]
			0.189				

Çalışmamızda sıcaklığa bağlı akım-gerilim ölçümlerinden elde edilen I_0 değerleri için Richardson grafikleri $\ln(I_0/T^2)-1000/T$ çizilmiştir (Şekil 3.22).



Şekil 3.22. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların Richardson grafiği.

İlgilenilen sıcaklık aralığında grafiklerdeki değişimin lineer olmadığı görülmektedir. Özellikle düşük sıcaklıklardaki deneysel veriler doğrusal olmayan bir davranış göstermiştir. Bu doğrusal olmayan davranış genellikle sabit engel yükseklikli termiyonik emisyon akımından farklı bir akım iletim mekanizmasının olmasına atfedilir. Böyle bir durumda engel yüksekliğinin homojen olmadığı sıcaklık ve beslem ile değişebilen bir dağılım gösterdiği göz önünde bulundurularak yani Gaussian dağılım parametreleri kullanılarak Richardson grafikleri yeniden çizilmiştir (Şekil 3.23).



Şekil 3.23. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların modifiye Richardson grafiği. Düşük sıcaklık (DS) ve yüksek sıcaklık (YS) bölgelerine karşılık gelen lineer fitler.

Çalışmamızda Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotlar için modifiye Richardson grafiklerinden elde edilen Richardson sabiti değerleri sırasıyla 26.336 AK⁻²cm⁻² ve 24.314 AK⁻²cm⁻², aktivasyon enerjisi değerleri ise 1.734 eV ve 0.941 eV'tur. Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotlar için ise Richardson sabiti değerleri sırasıyla 32.954 AK⁻²cm⁻² ve 33.126 AK⁻²cm⁻², aktivasyon enerjisi değerleri ise 1.532 eV ve 1.098 eV'tur. Bu parametreler için literatürdeki benzer çalışmalardan elde edilen değerler oldukça geniş bir aralığa sahiptir.

Bununla birlikte AlGaN diyotlar için Richardson sabitleri AlN ve GaN için bilinen m^* değerleri kullanılarak $A^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3}$ bağıntısı kullanılarak teorik olarak hesaplanabilir (Tablo 3.12). Literatürdeki benzer çalışmalardan elde edilen Richardson sabitleri ise Tablo 3.13'te yer almaktadır. Çalışmamızda kullanılan alttaşlara en yakın parametreye sahip alttaşlarla yapılan bir çalışmada Demirezen *et al.* modifiye Richardson grafiklerini kullanarak teorik sonuçlara oldukça yakın değerler elde etmişlerdir.

Tablo 3.12. Farklı Al mol kesrine sahip AlGaN alttaşların elektronlarının etkin kütleleri kullanılarak türetilen Richardson sabitleri.

x	m^*	ϵ_s	A^* (teorik) ($AK^{-2}cm^{-2}$)
0.00	0.220	8.90	26.40
0.09	0.243	8.86	29.21
0.20	0.272	8.82	32.64
0.22	0.277	8.81	33.26
0.26	0.288	8.80	34.51
0.30	0.298	8.78	35.76
1.00	0.480	8.50	57.60

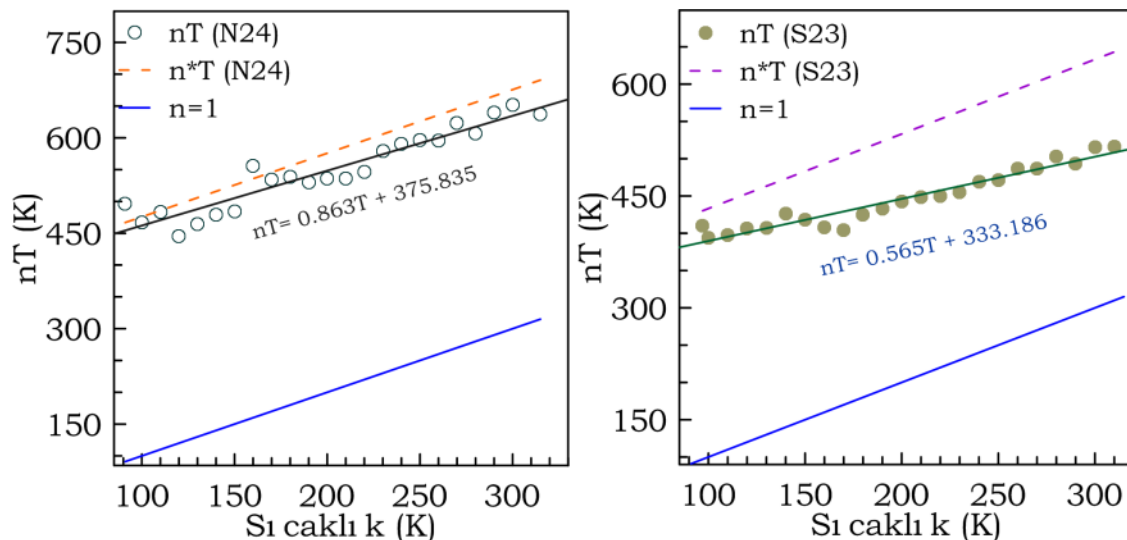
Tablo 3.13. Literatürde yer alan GaN ve AlGaN alttaşlarla yapılmış çalışmalarda elde edilen Richardson sabiti ve aktivasyon enerjisi değerleri.

alttaş	$A^{*(1)}$ ($AK^{-2}cm^{-2}$)	$A^{*(2)}$ ($AK^{-2}cm^{-2}$)	$E^{(1)}_{(a)}$ (eV)	$E^{(2)}_{(a)}$ (eV)	Ref.
Ni/GaN	24.08	-	1.668	-	[137]
Au/GaN	26.4	-	-	-	[97]
Pt/GaN	20.43	-	0.991	-	[138]
Ni/Al_{0.30}Ga_{0.70}N	34.25	-	1.64	-	[83]
Ni/GaN	23	-	1.13	-	[318]
Ni/Al_{0.30}Ga_{0.70}N	1x10 ⁻⁴	-	1.19	-	[82]
Ni/Al_{0.22}Ga_{0.78}N	27.85	37.01	0.69	1.42	[136]
Ni/GaN	47.91±2	-	1.38±0.02	-	[139]
	12.44±0.5	-	0.87±0.02	-	
	46.72±2	-	0.51±0.02	-	
Pd/GaN	13.56	28.645	0.713	1.34	[317]
Ni/GaN	80	85	-	-	[140]

3.5.2. T_0 Analizi

İdealite faktörünün sıcaklığa bağlılığı T_0 etkisi olarak adlandırılır ve bu etki engel yüksekliğinin yanal inhomojenitesi veya akım iletiminin rekombinasyon ve tünelleme akımı bileşenleri ile ilgilidir [149,188,190]. T_0 etkisinin ideal davranışa ($n=1$) paralel olması beklenir yani $n_0=1$ olması beklenir. Düşük sıcaklıklarda kontak boyunca akan akımın büyük bir kısmı düşük engel yükseklikli ve yüksek idealite faktörüne sahip yamalardan geçer [188,190].

Bununla birlikte şayet seri direncin düşük engel yükseklikli yamalar üzerinden geçen akım üzerinde etkisi fazla ise T_0 etkisi daha da fazla gözlenecektir. Çalışmamızda Padovani ve Straton'un yaklaşımı dikkate alınarak T_0 analizi gerçekleştirilmiştir. Bu doğrultuda Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların nT - T grafikleri çizilmiştir (Şekil 3.24).



Şekil 3.24. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların sıcaklığın bir fonksiyonu olarak nT grafiği ve lineer fitleri.

Çalışmalarımızdan elde edilen ortalama T_0 parametreleri Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N diyot için 375.8 K ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N diyot için 333.2 K'dir. Tablo 3.14'te literatürde GaN ve AlGaN alttaşlarla yapılan benzer çalışmalardan elde edilen Tablo 3.15'te ise çalışmamızda elde edilen T_0 ve n_0 parametreleri yer almaktadır.

Tablo 3.14. Literatürde yer alan GaN ve AlGaN alttaşlarla yapılmış çalışmalarda elde edilen bazı parametreler.

alttaş	n_0	T_0 (K)	Ref.
Pd/GaN	1.54	186	[138]
Pd/GaN	-	32	[317]
Pt/GaN	-	43±8	[319]
Ni/Al _{0.22} Ga _{0.78} N	0.51	568	[136]
Ni/Al _{0.22} Ga _{0.78} N	1.98	564.4	[320]
Ni/Al _{0.30} Ga _{0.70} N	-	289	[83]

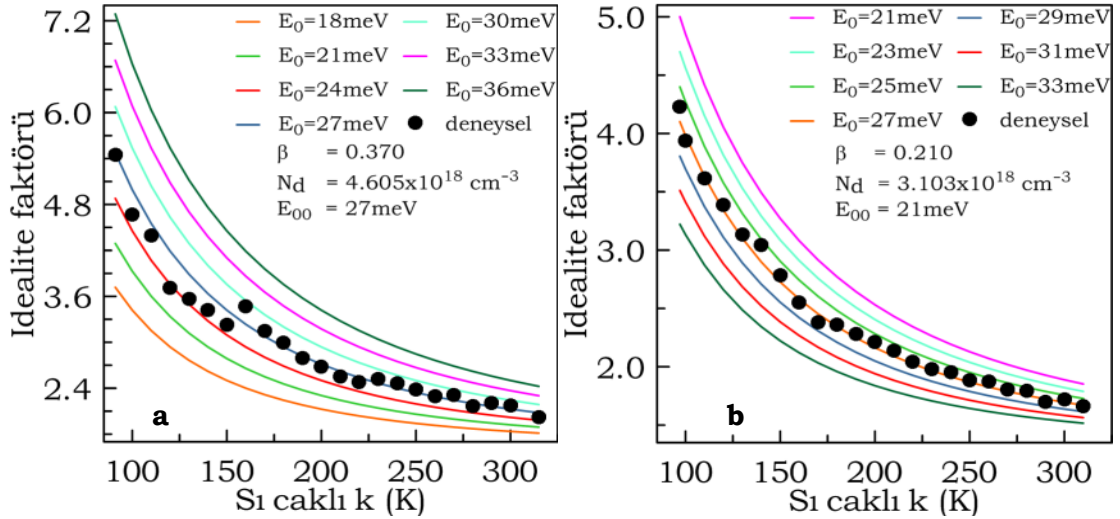
Tablo 3.15. $nT-T$ grafiklerinden elde edilen parametreler.

Diyot	n_o	T_o (K)
Ni/Al _{0.09} Ga _{0.91} N	0.863	375.8
Ni/Al _{0.20} Ga _{0.80} N	0.565	333.2

Daha önce de değinildiği gibi T_o parametreleri diyotlara özgüdür ve AlGaN Schottky diyotların T_o parametreleri Si ve GaAs Schottky diyotlara göre oldukça yüksektir [143-150].

3.5.3. TFE Analizi

Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların sıcaklığa bağlı akım-gerilim grafiklerinden elde edilen veriler termiyonik alan emisyonu göz önüne alınarak ta incelenmiştir. Çeşitli E_o değerleri için elde edilen E_{00} değerleri kullanılarak idealite faktörü değerleri sıcaklığa bağlı olarak türetilmiştir (Şekil 3.25). Teorik idealite faktörü ve deneysel idealite faktörü değerlerinin en yakın E_{00} değeri için β , E_o ve N_d değerleri elde edilmiştir (Tablo 3.16).



Şekil 3.25. a) Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N (N24) ve b) Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N (S23) Schottky diyotların farklı E_o değerleri için teorik ve deneysel idealite faktörü değerlerinin sıcaklıkla değişimi.

Üretilen Ni/AlGaN Schottky diyotların sıcaklığın bir fonksiyonu olarak idealite faktörününün değişimi grafikleri ilgilenilen sıcaklık aralığında tam bir uyum göstermediği ve belirli E_o değerleri için türetilen teorik idealite faktörü

değerlerinden daha yüksek olduğu gözlenmiştir. Bununla birlikte elde edilen karakteristik tünelleme enerjisi değerleri elektronların engelden tünellemesine neden olacak kadar yüksek değildir.

Tablo 3.16. Termoiyonik alan emisyonu kullanılarak elde edilen diyot parametreleri.

Diyot	β	E_{00} (meV)	N_d ($\times 10^{18} \text{cm}^{-3}$)
Ni/Al _{0.09} Ga _{0.91} N	0.370	27	4.605
Ni/Al _{0.20} Ga _{0.80} N	0.210	21	3.103

Ayrıca bu enerji değerlerine karşılık gelen teorik taşıyıcı yoğunluğu değerleri 10^{18}cm^{-3} mertebesindedir. Bu değerler kapasitans-gerilim ölçümlerinden elde edilen taşıyıcı yoğunluklarından oldukça büyüktür. Katkılama yapılmadan MOCVD yöntemi ile büyütülen ve kendiliğinden n tipi olan AlGaN altaşların taşıyıcı konsantrasyonları 10^{15} - 10^{17}cm^{-3} mertebesindedir [104,109-113]. Dolayısıyla elektronların doğrudan tünelleme olasılığının oldukça düşük olması beklenir. Bununla birlikte AlGaN altaşlar tuzak seviyelerine sahiptir ve tuzak destekli tünelleme daha olasıdır [12,99,295,300,321,322]. Literatürde yer alan GaN ve AlGaN altaşlarla yapılmış benzer çalışmalarda elde edilen karakteristik tünelleme enerjisi değerleri 18 ile 85.7 meV arasında değişmektedir [82,84,139,323].

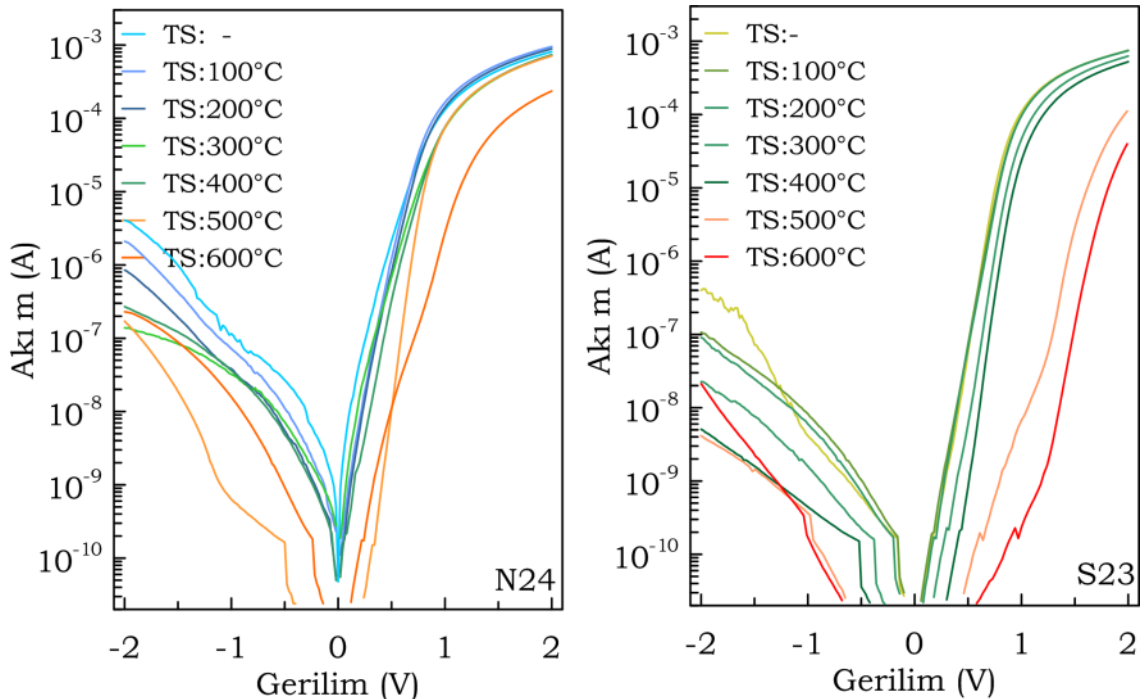
3.6. Tavlama İşleminin Diyot Parametreleri Üzerine Etkisi

Schottky kontakların optimizasyonu için sıklıkla kullanılan yöntemlerden biri de diyotların üretiminden sonra inert gaz ortamında ya da vakum altında tavlama işlemidir. Termal tavlama işlemi metal-yarıiletken arayüzeyinde çeşitli nedenlerle oluşan, donör veya akseptör gibi davranabilen arayüzey enerji seviyelerini ortadan kaldırabilir veya metal-yarıiletken eklem daha iyi ya da kötü karakteristik verecek şekilde bu enerji seviyelerini yeniden konumlandırabilir. 300 °C'ye kadar yapılan tavlamalarda genelde düşük sıcaklıktan dolayı metal-yarıiletken arasında reaksiyon gözlenmez fakat arayüzdeki yüklerin yeniden düzenlenmesi nedeniyle akım iletiminde dolayısıyla da karakteristik parametrelerde küçük değişimler gözlenebilir. Daha yüksek tavlama sıcaklıklarında ise Gibbs serbest enerjilerine bağlı

olarak metal-yarıiletken arasında farklı reaksiyonlar gerçekleşebilir. Bu reaksiyon ürünleri iletken ise akım iletimini kolaylaştırarak seri direncin azalmasına ya da yalıtkan nitelikte ise artmasına neden olabilir. Ayrıca bir arayüz tabakası gibi davranan arayüz bileşikleri karakteristik parametre değerlerinin artmasına veya azalmasına neden olabilir. Bu çalışmada spesifik kontak direncinin en düşük olduğu durumda, spesifik kontak direncinin artmaya başladığı durumda ve Schottky kontakların tavlama yapılmadan önce, optimum kontak parametrelerinin elde edildiği durumda ve kontak parametrelerin bozulduğu durumda kontak kompozisyonları XPS ölçümleri ile belirlenmiştir. Diyot parametreleri ve homojensizlik parametrelerindeki değişim irdelenerek optimum tavlama sıcaklığı değerleri elde edilmiştir.

3.6.1. Tavlama İşleminin Akım-Gerilim Grafikleri Üzerine Etkisi

Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotlardan birinin tavlama işleminin hemen ardından gerçekleştirilen *I-V* ölçümleri Şekil 3.26'da görülmektedir. Diyotların her bir tavlama sıcaklığında on diyot için *I-V* eğrilerinden elde edilen karakteristik parametrelerinin ortalama değerleri sırasıyla Tablo 3.17-18'de yer almaktadır.



Şekil 3.26. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların akım-gerilim eğrisinin tavlama sıcaklığı ile değişimi.

Tablo 3.17. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N diyotlarının her bir tavlama sıcaklığında on diyot için *I-V* eğrilerinden elde edilen karakteristik parametrelerinin ortalama değerlerinin tavlama sıcaklığına bağlı değişimi.

TS (°C)	n	Φ _b (eV)	Cheung			
			n	R _s (Ω)	Φ _b (eV)	R _s (Ω)
-	2.516±0.414	0.813±0.053	2.838±0.734	1545.0±604.8	0.797±0.062	1545.0±602.3
100	2.842±0.235	0.769±0.037	2.822±0.503	1245.0±179.7	0.783±0.068	1244.0±179.2
200	2.621±0.305	0.804±0.045	2.579±0.456	1450.0±374.9	0.821±0.060	1447.0±376.6
300	2.595±0.474	0.812±0.053	3.013±0.692	1329.0±273.0	0.793±0.071	1331.0±273.0
400	2.046±0.232	0.879±0.042	2.826±0.627	1547.0±449.0	0.819±0.058	1549.0±453.0
500	1.640±0.178	0.951±0.052	2.685±0.615	2046.0±777.0	0.843±0.059	2053.0±782.0
600	2.248±0.290	1.026±0.033	2.793±0.607	3164.0±1623.0	0.943±0.064	3195.0±1645.0

Tablo 3.18. Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N diyotlarının her bir tavlama sıcaklığında on diyot için *I-V* eğrilerinden elde edilen karakteristik parametrelerinin ortalama değerlerinin tavlama sıcaklığına bağlı değişimi.

TS (°C)	n	Φ _b (eV)	Cheung			
			n	R _s (Ω)	Φ _b (eV)	R _s (Ω)
-	1.655±0.137	0.946±0.033	2.133±0.431	1394.0±600.0	0.880±0.071	1394.0±598.8
100	1.914±0.325	0.902±0.020	2.235±0.198	877.3±200.9	0.862±0.048	879.0±201.0
200	2.014±0.269	0.906±0.025	2.232±0.394	1009.2±295.1	0.880±0.052	1009.7±292.4
300	1.608±0.156	1.056±0.019	2.042±0.312	1415.5±730.2	0.962±0.041	1415.8±725.4
400	1.407±0.071	1.145±0.037	2.210±0.322	1247.9±508.4	0.940±0.048	1250.2±506.0
500	1.497±0.232	1.213±0.068	2.723±0.812	1133.9±110.7	0.941±0.067	1140.4±109.5
600	1.755±0.077	1.521±0.032	4.003±0.385	1262.7±61.3	1.008±0.053	1265.7±61.6

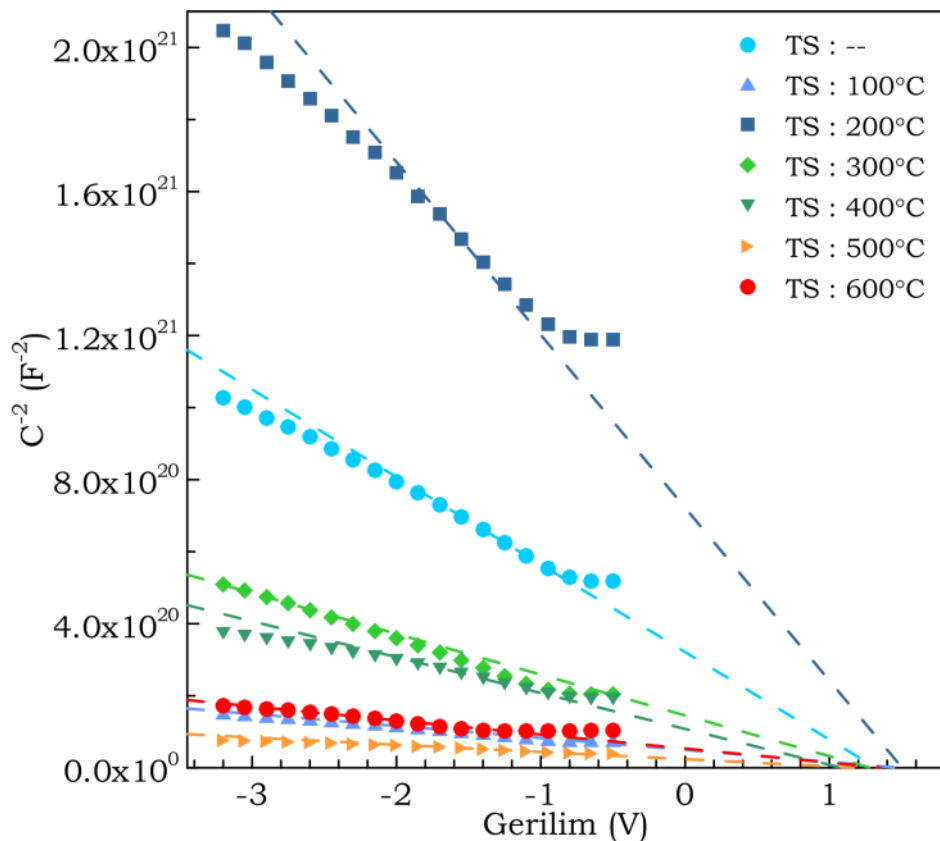
Tüm Ni/AlGaN Schottky diyotların 600 °C'ye kadar tavlama ile akım-gerilim eğrilerinde önemli iyileşmeler gözlenmiştir. 600 °C'nin üzerindeki tavlama sıcaklıklarında ise diyotların doğrultma özellikleri önemli ölçüde bozulmaktadır. Farklı Al mol kesrine sahip Ni/AlGaN Schottky diyotların karakteristik parametreleri farklı sıcaklıklarda en iyi değerlerine ulaştığı gözlenmiştir. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların optimum engel yüksekliği değerleri 600 °C'de 1.026±0.033 eV ve 1.521±0.032 eV olarak elde edilmiştir. Benzer biçimde Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların idealite faktörünün optimum değeri sırasıyla 500 °C ve 400 °C'de 1.640±0.178 ve 1.407±0.071 olarak elde edilmiştir. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotların seri direnç değeri düşük tavlama sıcaklıklarında minimum değerlerine ulaşmıştır ve 400 °C'nin altındaki tavlama sıcaklıklarında seri direnç değerleri önemli bir değişim göstermemiştir. Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotlarda seri direnç değeri düşük tavlama sıcaklıklarında minimum değerlerine ulaşmıştır ve 600 °C'nin altındaki tavlama sıcaklıklarında seri direnç değerleri önemli bir değişim göstermemiştir. Arayüzdeki yeniden düzenlenme ve engel yüksekliğindeki artış sızıntı akımının azalmasına neden olmuştur. 300-500 °C aralığında sızıntı akımları için optimum değerler elde edilmiştir. Oransal değişimlere göre Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N diyotların sızıntı akımlarında önemli iyileşmeler kaydedilmiştir (Tablo 3.19).

Tablo 3.19. Al mol kesrine bağlı olarak sızıntı akımının tavlamadan önce ve tavlama ile elde edilen optimum değerleri.

x	I _s (A) (TS:- °C)	I _s (A) (optimum)	oransal değişim	optimum TS (°C)
0.09	7.9x10 ⁻⁶	3.4x10 ⁻⁷	-23.6	500
0.20	6.1x10 ⁻⁷	4.0x10 ⁻⁹	-150.2	500

3.6.2. Tavlama İşleminin Kapasitans-Gerilim Grafikleri Üzerine Etkisi

Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotun (N24) tavlama işleminin hemen ardından 1 MHz'de gerçekleştirilen C-V ölçümlerinden elde edilen C²-V grafikleri Şekil 3.27'de görülmektedir.



Şekil 3.27. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotunun (N24) 1 MHz'de C^2 - V eğrilerinin tavlama sıcaklığı (0-600 °C) ile değişimi.

300 °C'ye kadar yapılan tavlama işlemlerinde tüm farklı Al mol kesrine sahip diyotlarda I - V ölçümlerine benzer biçimde arayüzdeki yüklerin yeniden düzenlenmesi nedeniyle karakteristik parametrelerde küçük değişimler gözlenmiştir. Daha yüksek tavlama sıcaklıklarında ise metal ve yarıiletken arasındaki reaksiyon ürünleri bir arayüz tabakası gibi davrandığından dolayı diyot kapasitansı değişmiştir. Bu değişim arayüz bileşiklerinin tavlama ile dielektrik sabitleri ve kalınlığın değişimine atfedilebilir. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların C^2 - V grafiklerinden elde edilen ortalama engel yüksekliğinin optimum değerleri sırasıyla 200 °C ve 600 °C'de 1.758 ± 0.016 eV ve 2.027 ± 0.018 eV olarak elde edilmiştir. Tablo 3.20-22'de C^2 - V grafiklerinden elde edilen bazı parametrelerin değişim, optimum değerler, yüzde değişim miktarı ve bu değerlerin elde edildiği tavlama sıcaklıkları görülmektedir.

Tablo 3.20. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N diyotların her bir tavlama sıcaklığında on diyot için C²-V eğrilerinden elde edilen karakteristik parametreleri.

TS (°C)	N _d (x10 ¹⁵ cm ⁻³)	V _{bi} (V)	Φ _b ^{C-V} (eV)	ΔΦ (eV)
-	1.192±0.746	1.336±0.023	1.542±0.037	0.028±0.001
100	0.703±0.517	1.217±0.040	1.437±0.041	0.027±0.000
200	0.375±0.150	1.527±0.009	1.758±0.016	0.028±0.000
300	0.886±0.496	1.172±0.095	1.383±0.097	0.027±0.001
400	1.197±0.925	1.070±0.045	1.275±0.038	0.046±0.001
500	1.836±0.681	1.193±0.017	1.382±0.021	0.048±0.048
600	2.556±2.016	1.285±0.035	1.472±0.038	0.049±0.000

Tablo 3.21. Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N diyotların her bir tavlama sıcaklığında on diyot için C²-V eğrilerinden elde edilen karakteristik parametreleri.

TS (°C)	N _d (x10 ¹⁵ cm ⁻³)	V _{bi} (V)	Φ _b ^{C-V} (eV)	ΔΦ (eV)
-	8.606±4.69	0.968±0.056	1.120±0.047	0.0410±0.001
100	5.455±2.84	0.817±0.020	0.971±0.017	0.0390±0.001
200	4.748±3.34	0.890±0.082	1.064±0.064	0.0400±0.001
300	8.857±5.44	1.510±0.037	1.663±0.035	0.0450±0.001
400	10.019±6.11	1.227±0.064	1.377±0.072	0.0430±0.001
500	12.980±7.49	1.439±0.053	1.580±0.047	0.0450±0.001
600	11.081±3.53	1.885±0.019	2.027±0.018	0.0480±0.001

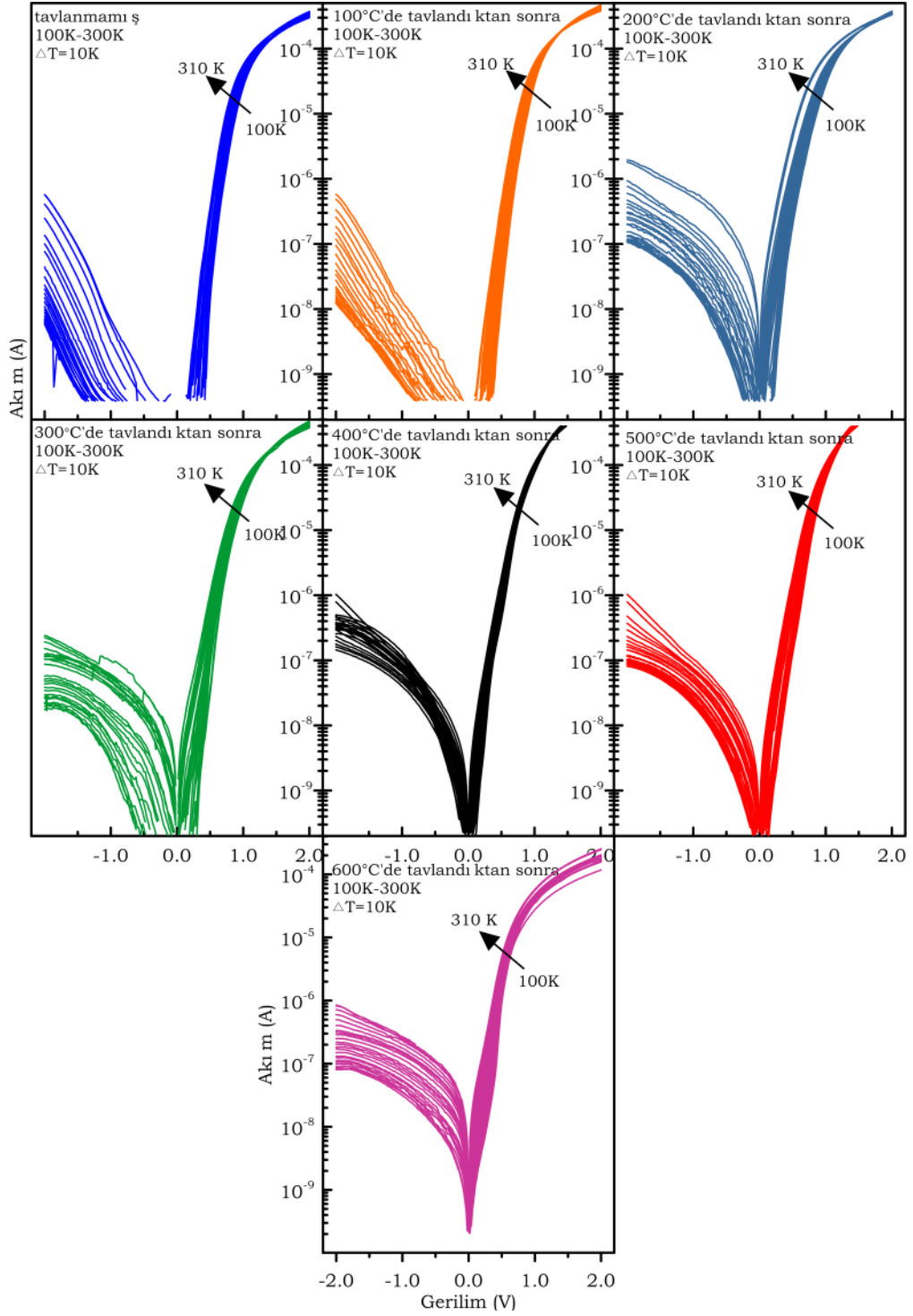
Tablo 3.22. Al mol kesrine bağlı olarak engel yüksekliğinin tavlamadan önce ve tavlama ile elde edilen optimum değerleri.

x	Φ _b ^{C-V} (eV) (TS:- °C)	Φ _b ^{C-V} (eV)	%	optimum TS (°C)
0.09	1.516±0.037	1.732±0.016	14.2	200
0.20	1.094±0.047	2.001±0.018	82.9	600

3.6.3. Tavlama İşleminin Sıcaklığa Bağlı Akım-Gerilim Grafikleri Üzerine Etkisi

Ni/AlGa_n Schottky diyotlarının her bir tavlama işleminden sonra sıcaklığa bağlı akım-gerilim ölçümleri yapılmıştır. Bu diyotların yarı-logaritmik akım-gerilim grafikleri Şekil 3.28-29'da görülmektedir. Bu grafiklerden termoiyonik

emisiyon teorisi ve Cheung fonksiyonları kullanılarak elde edilen diyot parametreleri ise Tablo 3.23-34'te yer almaktadır.



Şekil 3.28. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotun (N24) *I-V-T* grafiklerinin tavlama sıcaklığı (0-600 °C) ile değişimi.

Tablo 3.23. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotunun (N24) 100 °C'de tavlandıktan sonra sıcaklığa bağlı akım gerilim grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.

T (K)	n	Φ_b (eV)	I ₀ (A)	Cheung			
				n	R _s (Ω)	Φ_b (eV)	R _s (Ω)
105	4.305	0.350	2.535E-14	6.693	1952.1	0.305	1953.1
145	2.749	0.503	1.041E-14	4.878	2002.7	0.425	2008.8
185	2.246	0.629	3.923E-14	4.004	2050.2	0.533	2056.0
225	2.236	0.714	7.773E-13	3.467	2186.2	0.634	2185.9
265	2.170	0.781	3.706E-12	3.132	2325.5	0.709	2319.4
305	1.970	0.884	3.534E-11	2.575	2743.8	0.838	2743.1

Tablo 3.24. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotunun (N24) 200 °C'de tavlandıktan sonra sıcaklığa bağlı akım gerilim grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.

T (K)	n	Φ_b (eV)	I ₀ (A)	Cheung			
				n	R _s (Ω)	Φ_b (eV)	R _s (Ω)
105	9.719	0.259	5.946E-10	10.195	2150	0.256	2147
145	6.204	0.374	3.259E-10	6.935	2364	0.366	2366
185	3.949	0.496	1.560E-10	5.768	2429	0.460	2424
225	3.133	0.597	3.222E-10	4.554	2671	0.568	2679
265	2.886	0.684	1.029E-09	4.132	2850	0.653	2840
305	2.351	0.772	6.734E-09	3.805	3126	0.721	3129

Tablo 3.25. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotunun (N24) 300 °C'de tavlandıktan sonra sıcaklığa bağlı akım gerilim grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.

T (K)	n	Φ_b (eV)	I ₀ (A)	Cheung			
				n	R _s (Ω)	Φ_b (eV)	R _s (Ω)
105	9.082	0.266	2.896E-10	10.425	1697.2	0.253	1708.2
145	6.924	0.366	5.845E-10	7.877	1675.5	0.35	1678.9
185	4.914	0.483	3.705E-10	6.076	1922.4	0.453	1922.2
225	3.977	0.585	6.005E-10	4.690	2115.6	0.564	2116.7
265	3.499	0.682	1.141E-09	4.197	2201.4	0.653	2211.1
305	2.214	0.781	1.767E-09	3.304	2657.6	0.769	2659.2

Tablo 3.26. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotunun (N24) 400 °C'de tavlandıktan sonra sıcaklığa bağlı akım gerilim grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.

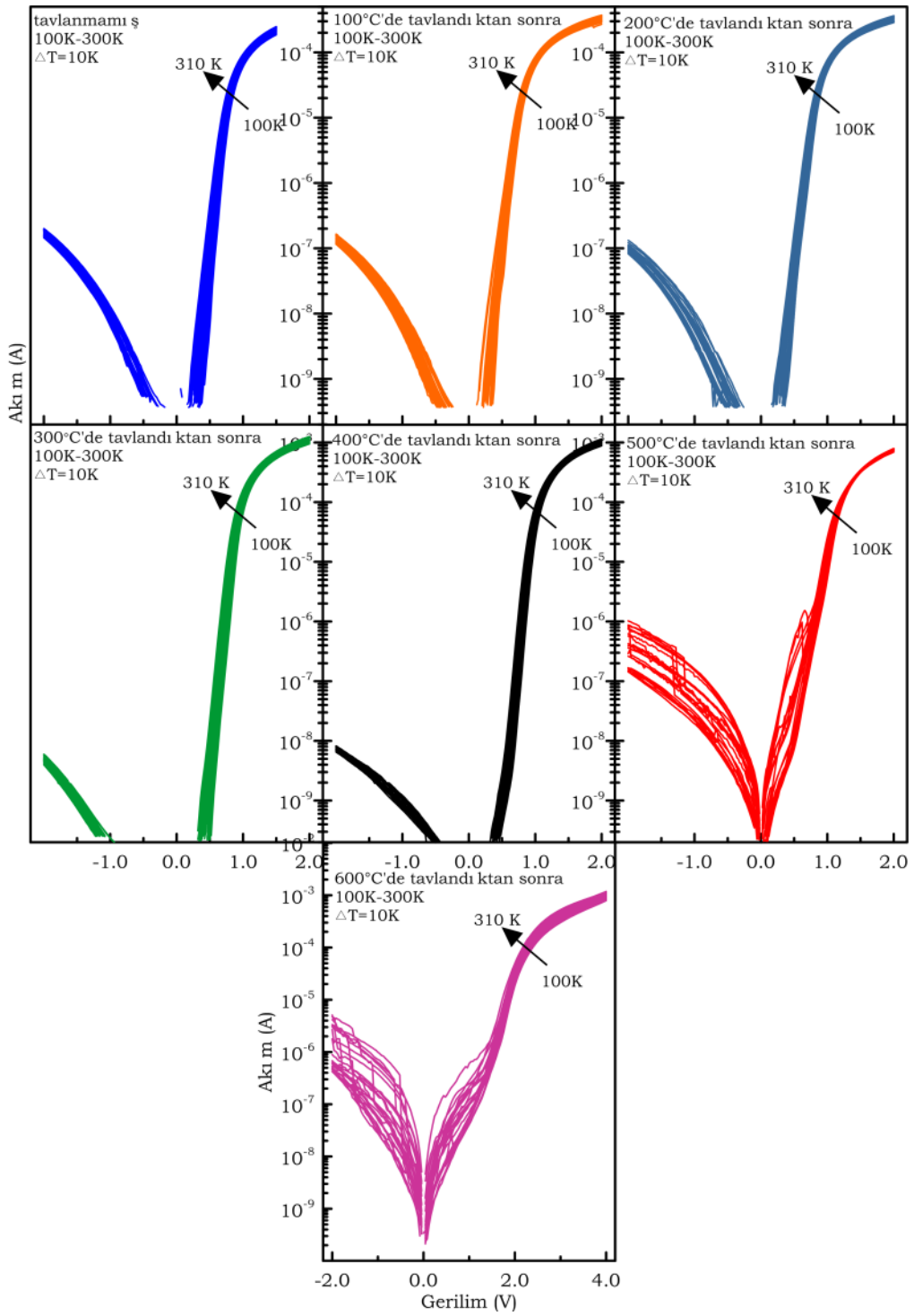
T (K)	n	Φ_b (eV)	I ₀ (A)	Cheung			
				n	R _s (Ω)	Φ_b (eV)	R _s (Ω)
105	6.929	0.273	1.288E-10	13.708	631.18	0.222	623.33
145	5.290	0.373	3.396E-10	11.132	572.34	0.302	576.53
185	4.561	0.469	8.897E-10	8.303	656.91	0.397	656.02
225	3.888	0.57	1.334E-09	6.357	751.95	0.497	749.55
265	3.180	0.673	1.656E-09	5.537	820.72	0.582	822.51
305	3.189	0.742	7.781E-09	3.882	1206.9	0.705	1208.6

Tablo 3.27. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotunun (N24) 500 °C'de tavlandıktan sonra sıcaklığa bağlı akım gerilim grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.

T (K)	n	Φ_b (eV)	I ₀ (A)	Cheung			
				n	R _s (Ω)	Φ_b (eV)	R _s (Ω)
105	6.072	0.296	1.030E-11	10.721	814.05	0.244	815.6
145	4.729	0.402	3.300E-11	8.455	740.83	0.332	737.1
185	3.500	0.512	5.939E-11	5.975	926.02	0.439	911.0
225	2.132	0.624	7.894E-11	5.001	983.34	0.534	996.6
265	2.674	0.701	4.979E-10	4.760	912.92	0.614	927.9
305	2.958	0.767	3.032E-09	3.918	1112.6	0.716	1127.1

Tablo 3.28. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotunun (N24) 600 °C'de tavlandıktan sonra sıcaklığa bağlı akım gerilim grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.

T (K)	n	Φ_b (eV)	I ₀ (A)	Cheung			
				n	R _s (Ω)	Φ_b (eV)	R _s (Ω)
105	4.488	0.603	4.788E-12	8.277	7069.9	0.248	7175.4
145	3.423	0.714	1.298E-11	6.502	7335.8	0.34	7375.7
185	3.029	0.806	8.751E-11	5.913	6654.0	0.422	6694.5
225	3.054	0.881	7.315E-10	3.907	7251.2	0.542	7289.3
265	2.721	0.974	1.592E-09	3.495	7127.4	0.632	7084.7
305	2.067	1.047	6.376E-09	4.116	4682.9	0.684	4723.4



Şekil 3.29. Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotun (S23) I - V - T grafiklerinin tavlama sıcaklığı (0-600 °C) ile değişimi.

Tablo 3.29. Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotunun (S23) 100 °C'de tavlandıktan sonra sıcaklığa bağlı akım gerilim grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.

T (K)	n	Φ_b (eV)	I ₀ (A)	Cheung			
				n	R _s (Ω)	Φ_b (eV)	R _s (Ω)
100	5.095	0.309	4.803E-13	4.942	790.4	0.312	791.8
140	3.268	0.455	1.362E-13	3.470	744.7	0.446	745.3
180	2.825	0.560	1.134E-12	2.635	725.8	0.581	724.9
220	2.492	0.665	4.861E-12	2.419	684.6	0.672	683.9
260	2.278	0.758	2.285E-11	2.180	745.6	0.769	742.9
300	2.017	0.860	5.353E-11	2.061	723.4	0.851	725.4

Tablo 3.30. Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotunun (S23) 200 °C'de tavlandıktan sonra sıcaklığa bağlı akım gerilim grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.

T (K)	n	Φ_b (eV)	I ₀ (A)	Cheung			
				n	R _s (Ω)	Φ_b (eV)	R _s (Ω)
100	4.731	0.328	5.11E-14	4.182	803.6	0.351	800.9
140	3.127	0.478	2.08E-14	2.773	795.6	0.517	791.5
180	2.767	0.587	1.98E-13	2.291	750.3	0.643	745.0
220	2.344	0.703	6.59E-13	2.041	742.9	0.748	733.9
260	2.071	0.808	2.45E-12	1.982	682.3	0.821	683.1
300	1.778	0.923	4.70E-12	1.871	725.8	0.905	727.6

Tablo 3.31. Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotunun (S23) 300 °C'de tavlandıktan sonra sıcaklığa bağlı akım gerilim grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.

T (K)	n	Φ_b (eV)	I ₀ (A)	Cheung			
				n	R _s (Ω)	Φ_b (eV)	R _s (Ω)
100	4.026	0.379	1.28E-16	3.922	828.2	0.388	829.9
140	2.844	0.536	1.70E-16	2.823	805.1	0.542	803.1
180	2.175	0.691	2.43E-16	2.405	737.8	0.660	738.7
220	1.773	0.855	1.68E-15	1.913	763.4	0.826	762.5
260	1.617	0.942	6.24E-15	1.749	812.2	0.911	814.9
300	1.497	1.037	5.72E-14	1.648	853.9	0.997	856.6

Tablo 3.32. Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotunun (S23) 400 °C'de tavlandıktan sonra sıcaklığa bağlı akım gerilim grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.

T (K)	n	Φ _b (eV)	I ₀ (A)	Cheung			
				n	R _s (Ω)	Φ _b (eV)	R _s (Ω)
100	3.951	0.402	9.16E-18	4.410	858.5	0.378	852.9
140	2.724	0.576	6.37E-18	3.151	844.9	0.532	840.4
180	2.120	0.737	1.29E-17	2.785	751.1	0.637	751.5
220	1.732	0.892	2.99E-17	2.231	759.1	0.784	760.9
260	1.534	1.019	2.08E-16	1.925	812.9	0.911	811.1
300	1.372	1.145	8.92E-16	1.763	858.5	1.017	865.9

Tablo 3.33. Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotunun (S23) 500 °C'de tavlandıktan sonra sıcaklığa bağlı akım gerilim grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.

T (K)	n	Φ _b (eV)	I ₀ (A)	Cheung			
				n	R _s (Ω)	Φ _b (eV)	R _s (Ω)
100	7.456	0.303	9.18E-13	5.239	990.52	0.361	980.9
140	5.042	0.441	4.55E-13	3.692	1008.8	0.513	1000.3
180	4.021	0.563	9.54E-13	3.063	976.39	0.639	975.6
220	3.290	0.688	1.42E-12	2.628	1024.2	0.760	1020.9
260	3.001	0.787	6.48E-12	2.369	1085.3	0.868	1086.8
300	2.690	0.893	1.49E-11	2.218	1182.8	0.961	1190.4

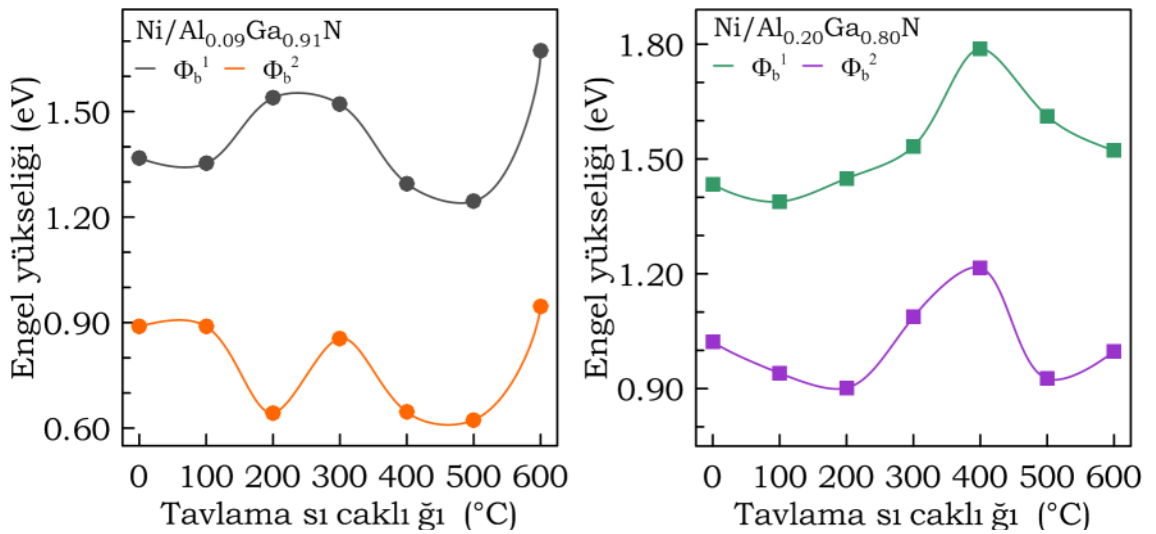
Tablo 3.34. Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotunun (S23) 600 °C'de tavlandıktan sonra sıcaklığa bağlı akım gerilim grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.

T (K)	n	Φ _b (eV)	I ₀ (A)	Cheung			
				n	R _s (Ω)	Φ _b (eV)	R _s (Ω)
105	13.014	0.319	9.11E-13	14.86	2148.6	0.298	2158.5
145	9.069	0.456	5.23E-13	10.609	1956.0	0.421	1957.2
185	6.904	0.592	4.45E-13	8.164	1803.5	0.546	1818.0
225	6.294	0.690	3.06E-12	6.549	1654.2	0.675	1651.0
265	5.947	0.778	1.94E-11	5.739	1459.3	0.786	1453.5
305	4.585	0.941	4.42E-12	4.986	1407.1	0.907	1416.8

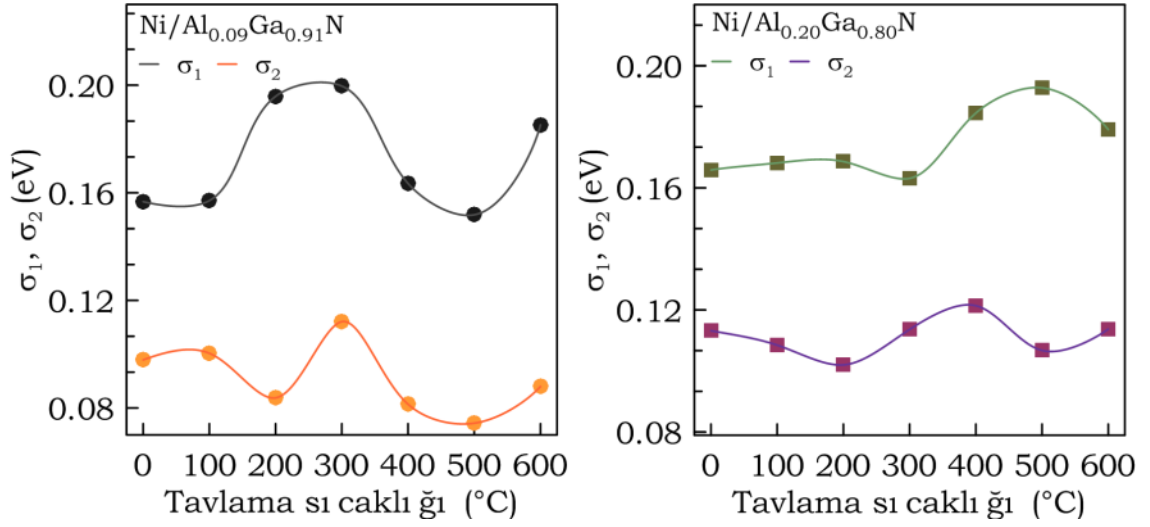
Tablo 3.23-34'ten da görülebileceği gibi Ni/AlGa_{0.80}N diyotların tavlama işlemlerinden sonra gerçekleştirilen *I-V-T* ölçümlerine göre engel yüksekliği ve

idealite faktörü parametreleri sıcaklığa bağlıdır. Bu bağımlılık engel yüksekliğinin homojensizliğine atfedilebilir. İkili Gaussian dağılım kullanılarak Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların engel yüksekliği ve standart sapması Şekil 3.30-31'de verilmiştir.

Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotun (N24) ikili Gaussian dağılım ile elde edilen optimum engel yüksekliği değerleri 600 °C tavlama sıcaklığında düşük sıcaklık ve yüksek sıcaklık bölgesinde sırasıyla 1.673 eV ve 0.947 eV olarak belirlenmiştir. Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotta (S23) ise optimum engel yüksekliği değerleri 400 °C tavlama sıcaklığında düşük sıcaklık ve yüksek sıcaklık bölgesinde sırasıyla 1.522 eV ve 0.997 eV olarak belirlenmiştir. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotta engel yüksekliğinin standart sapması minimum değerlerine 500 °C'deki tavlama ile Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotta ise minimum değerlerine 300-500 °C aralığındaki tavlama sıcaklıklarında ulaşmaktadır.

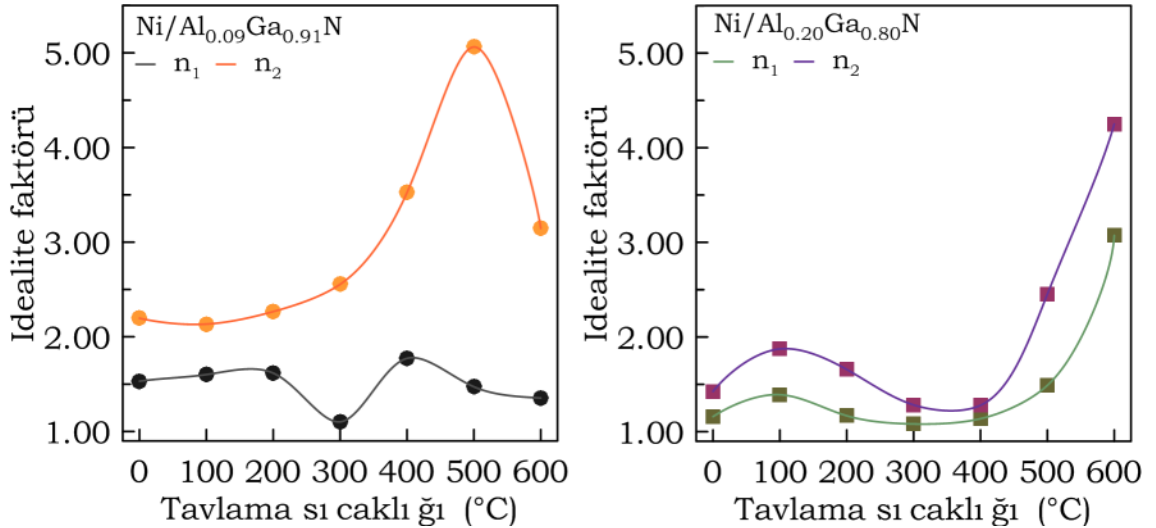


Şekil 3.30. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N (N24) ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N (S23) Schottky diyotların ikili Gaussian dağılım kullanılarak elde edilen engel yüksekliğinin ortalama değerinin tavlama sıcaklığına bağlı değişimi.



Şekil 3.31. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N (N24) ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N (S23) Schottky diyotların engel yüksekliğinin standart sapma değerlerinin tavlama sıcaklığına bağlı değişimi.

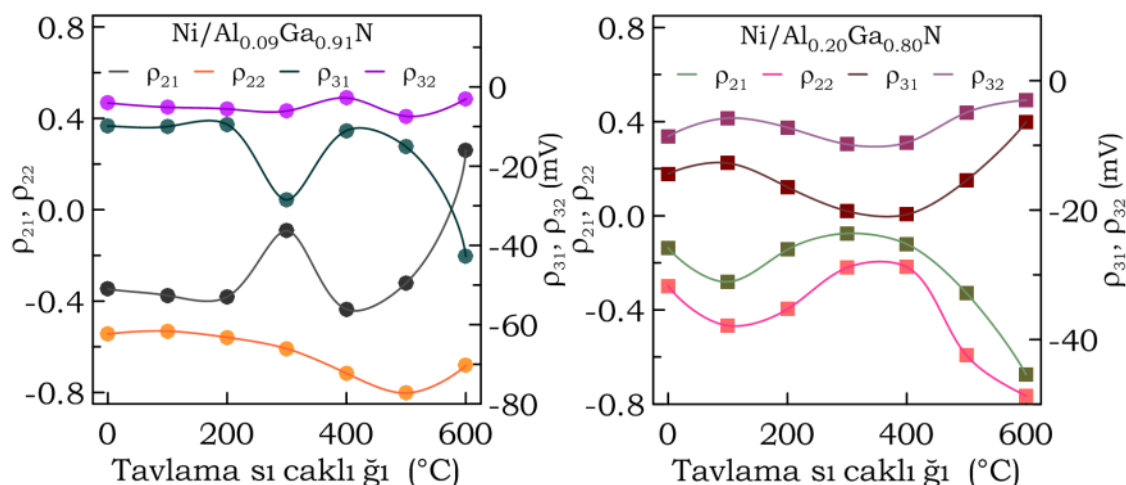
Ni/AlGaN diyotların idealite faktörü ve idealite faktörünün gerilim deformasyon katsayıları tavlama sıcaklığına bağlı değişimi Şekil 3.32-33'te görülmektedir.



Şekil 3.32. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N (N24) ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N (S23) Schottky diyotların düşük ve yüksek sıcaklık bölgelerindeki idealite faktörü değerlerinin tavlama sıcaklığına bağlı değişimi.

Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotun (N24) optimum idealite faktörü değerleri artan tavlama sıcaklığı ile artmaktadır. Optimum idealite faktörü değerleri 300 °C'deki tavlama sıcaklığında düşük sıcaklık ve yüksek sıcaklık bölgesinde

sırasıyla 2.555 ve 1.101 olarak belirlenmiştir. Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotta (S23) ise idealite faktörü değerleri 400 °C'de tavlama yapıldıktan sonra düşük sıcaklık ve yüksek sıcaklık bölgesinde sırasıyla 1.081 ve 1.283 olarak belirlenmiştir. İdealite faktörünün gerilim bağımlılığı katsayıları Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotta minimum değerlerine 300-600 °C'deki tavlama ile Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotta ise minimum değerlerine 300-400 °C aralığındaki tavlama ile ulaşmaktadır.

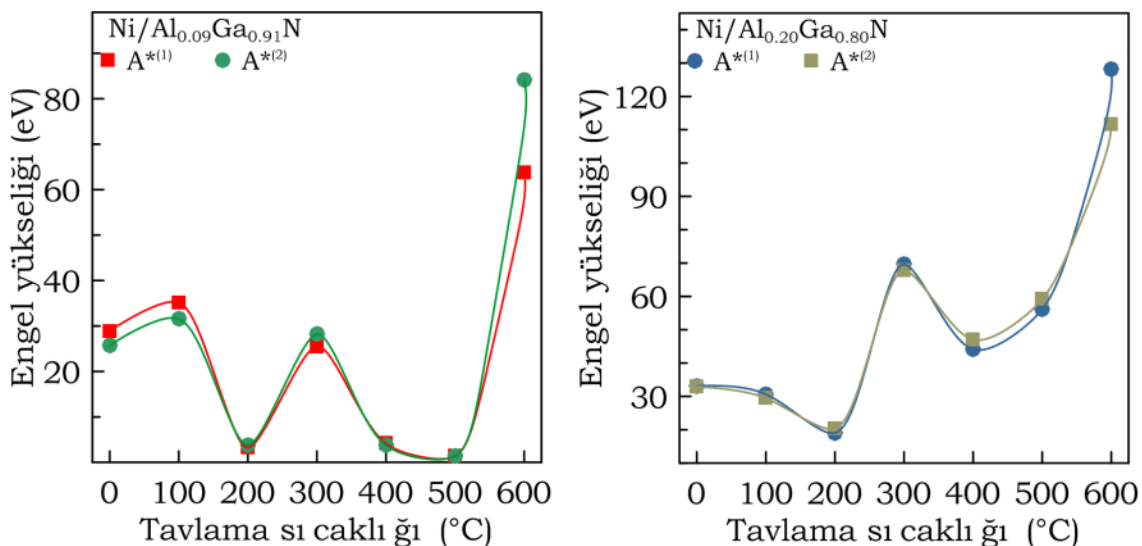


Şekil 3.33. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N (N24) ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N (S23) Schottky diyotların düşük ve yüksek sıcaklık bölgelerindeki idealite faktörlerinin gerilim deformasyon katsayılarının tavlama sıcaklığına bağlı değişimi.

Sonuç olarak Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların ikili Gaussian dağılım parametreleri genelde 400-600 °C arasındaki tavlama sıcaklıklarında optimum değerlerine ulaşmakta ve diyotlar daha homojen bir yapıya yaklaşmaktadır. Tavlama ile birlikte kontak metallere difüzyonu ile arayüzey hallerinin önemli ölçüde ortadan kalkmasının homojensizliği azalttığı düşünülmektedir. Sonraki kesimden görüleceği gibi XPS ve AFM ölçümleri de bu bulguları doğrulamaktadır.

Ni/AlGa_{0.91}N Schottky diyotların tavlama işleminden sonra yapılan *I-V-T* ölçümlerinden elde edilen Richardson grafikleri düşük sıcaklık bölgelerinde homojensizliğinin bir göstergesi olarak lineer davranış sergilememektedir. Bu nedenle Richardson sabiti ve aktivasyon enerjisi değerlerini elde edebilmek için ikili Gaussian dağılım parametreleri kullanılarak modifiye Richardson

grafikleri çizilmiştir. Bu grafiklerden elde edilen deneysel Richardson sabitlerinin tavlama sıcaklığına bağlı değişimi Şekil 3.34'te yer almaktadır.



Şekil 3.34. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların Richardson sabitlerinin tavlama sıcaklığına bağlı olarak değişimi.

Burada Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların 600 °C'de tavlandıktan sonra Richardson sabitinin sırasıyla 27.26 AK⁻²cm⁻² ve 33.04 AK⁻²cm⁻²'den 73.87 AK⁻²cm⁻² ve 119.89 AK⁻²cm⁻²'ye ulaşması için taşıyıcıların etkin kütlelerinin yaklaşık 5 kat artması gerekmektedir. Alttaşların aktif olmayan en üst tabakası (GaN tabaka) ve kontak metallerinin difüzyonu nedeniyle değişen kristal parametreleri, artan tavlama sıcaklığı ile artan arayüz bileşiklerinin miktarının ve tabakalı kontak yapısının taşıyıcıların etkin kütlelerinin değişimine dolayısıyla deneysel Richardson sabitinin değişimine neden olduğu düşünülmektedir.

3.7. X-Işını Fotoelektron Spektroskopisi XPS ile Derinlik Profili Analizleri

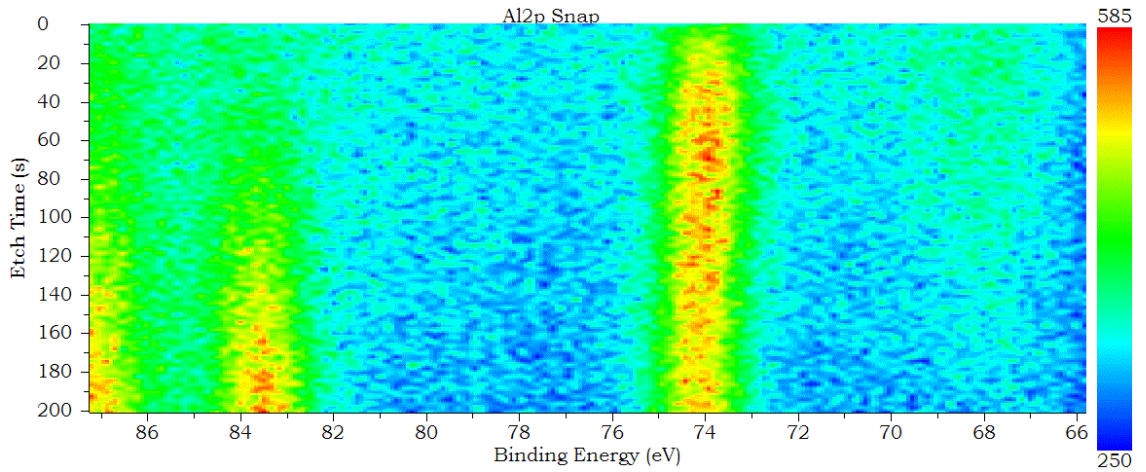
XPS, yüzey ve arayüzeyin kimyasal kompozisyonunun belirlenmesi araştırmalarında kullanılan elektron-enerji analizine dayalı yüksek hassasiyetli spektroskopik bir analiz tekniğidir. Hem kimyasal kompozisyon hem de bileşenlerinin kimyasal durumları XPS ile belirlenebilir. Literatürde omik ve Schottky kontakların kimyasal kompozisyonu belirlemek amacıyla XPS [86,96,98,324], Auger Elektron Spektroskopisi (AES) [324-326], İkincil

İyon Kütle Spektroskopisi (SIMS) [158,327], Rutherford Geri Saçılma Spektroskopisi (RBS) [156], X-Işını Kırınımı (XRD) [324-326,328] ve Geçirimli Elektron Mikroskop (TEM), Yüksek Çözünürlüklü Geçirimli Elektron Mikroskop (HRTEM), Taramalı-Geçirimli Elektron Mikroskopu (STEM) ve Taramalı Elektron Mikroskopu (SEM) [161,168,325] gibi spektroskopik yöntemleri içeren pek çok çalışma mevcuttur.

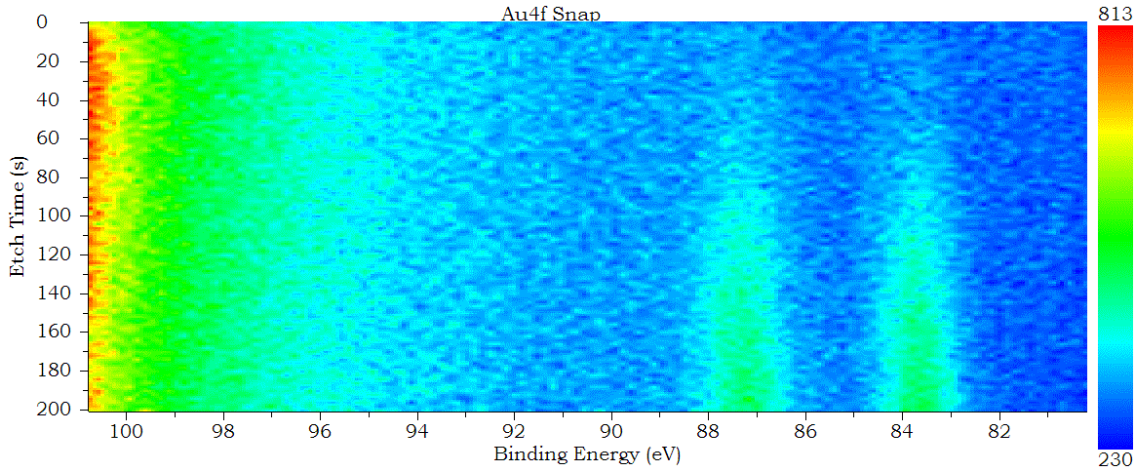
Yüksek güç devre elemanı üretimi çalışmalarının pek çoğu düşük kontak direncine sahip termal olarak kararlı omik kontaktların üretimi üzerinedir. Çalışmanın bu bölümünde tavlama sıcaklığına bağlı olarak omik ve Schottky kontaktlar boyunca kimyasal kompozisyonundaki değişim incelenmiştir. Çalışmamızda diyot yapımından hemen sonra, engel yüksekliği ve idealite faktörü değeri için optimum değerler elde edildiği durumda ve son olarak 800-900 °C'de tavllanmış ve doğrultma özelliğini kaybetmiş diyotların omik ve Schottky kontaktları üzerinde XPS yöntemiyle derinlik profili analizleri elde edilmiştir. Devam eden bölümde Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky kontaktlar ve Ti/Al/Al_{0.20}Ga_{0.80}N omik kontaktlar için yapılan çalışmanın detayları yer almaktadır. XPS ölçümleri UNAM bünyesindeki monokromatik Al K- α yüksek performanslı XPS spektrometresi ile gerçekleştirilmiştir. Bağlanma enerjileri için referans bağlanma enerjisi değerleri çevrimiçi XPS veri tabanları [329,330] veya [331]'ten elde edilmiştir.

3.7.1. Ni/AlGaN Schottky Kontaktların Derinlik Profili Analizleri

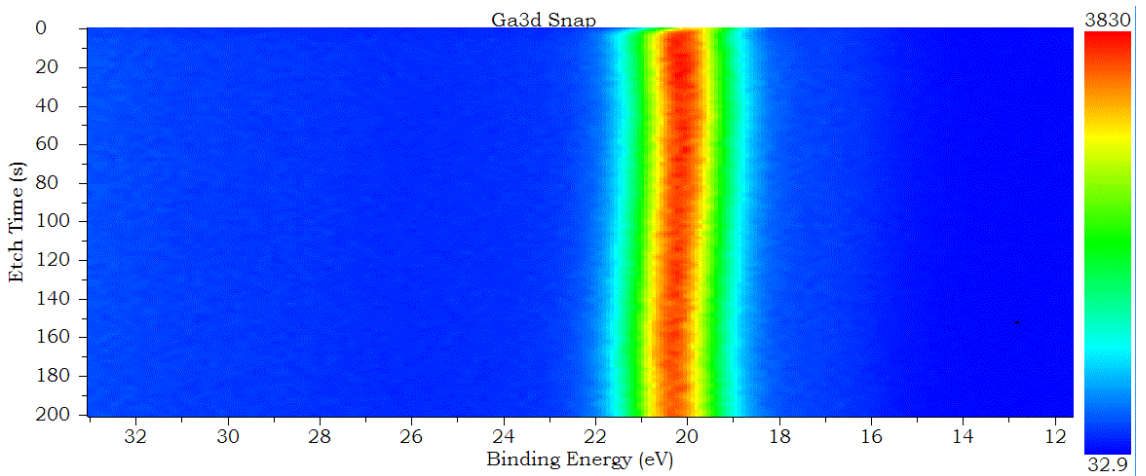
Şekil 3.35-40'ta Al 2p, Au 4f, Ga 3d, N 1s, Ni 2p ve O 1s'nin bağlanma enerjisine (kinetik enerji) karşılık aşındırma zamanı grafikleri yer almaktadır. Her bir aşındırma seviyesi için spektrumlar ayrı ayrı ele alınmış ve pik alanı ve kinetik enerjinin grafikleri elde edilmiştir (Şekil 3.41-46).



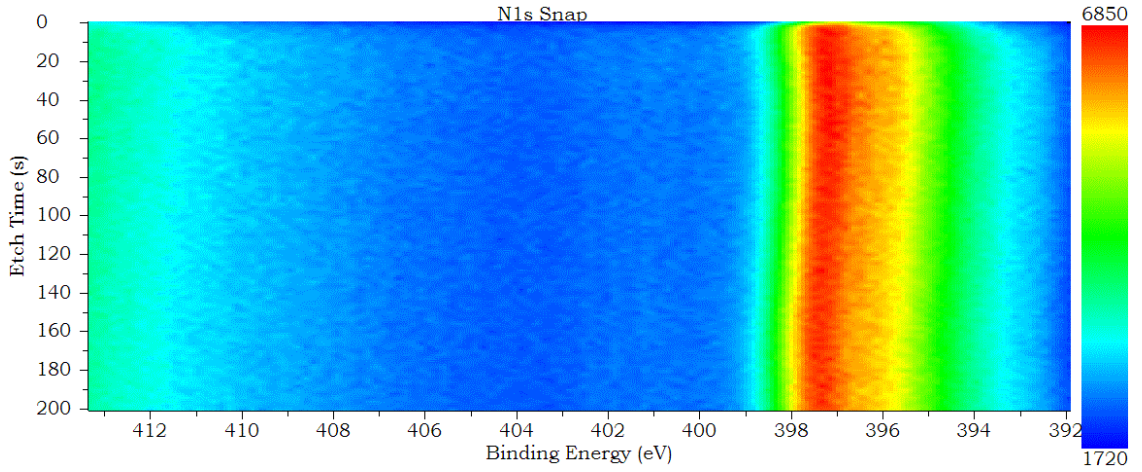
Şekil 3.35. Al 2p'nin derinliğe bağlı iki boyutlu grafiği.



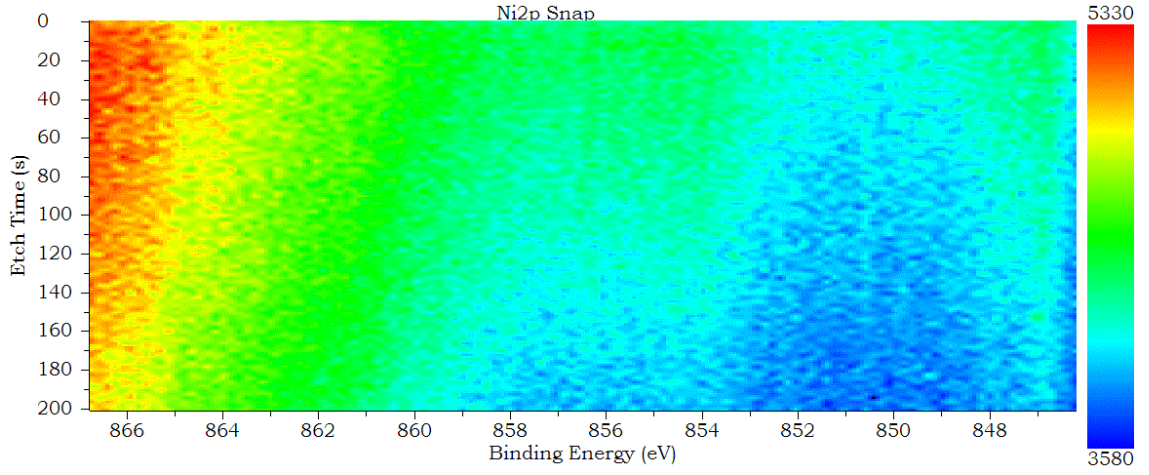
Şekil 3.36. Au 4f'in derinliğe bağlı iki boyutlu grafiği.



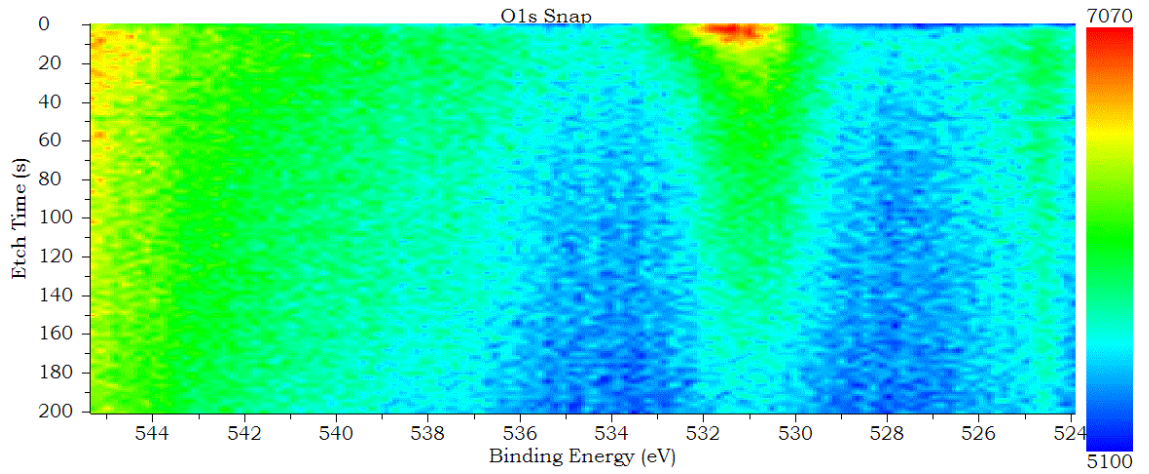
Şekil 3.37. Ga 3d'nin derinliğe bağlı iki boyutlu grafiği.



Şekil 3.38. N 1s'in derinliğe bağlı iki boyutlu grafiği.

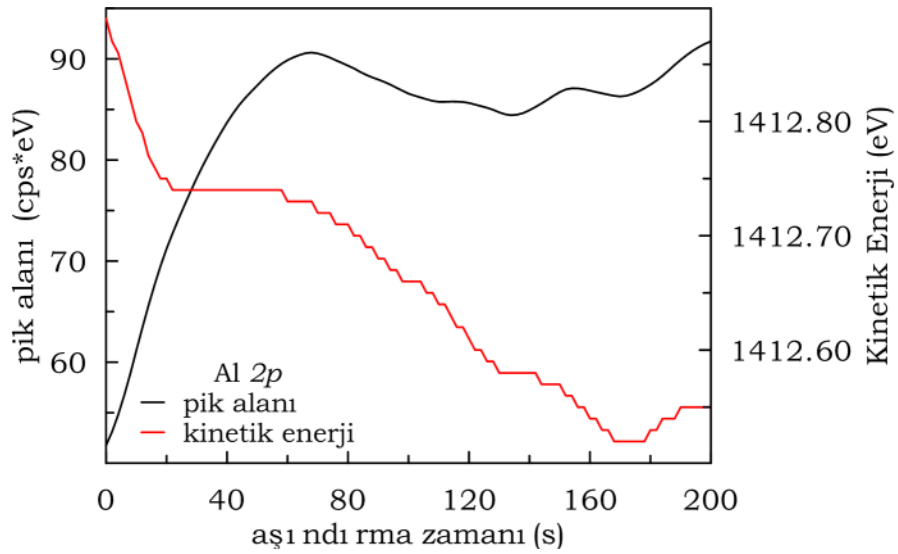


Şekil 3.39. Ni 2p'nin derinliğe bağlı iki boyutlu grafiği.



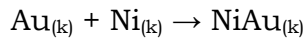
Şekil 3.40. O 1s'in derinliğe bağlı iki boyutlu grafiği.

Al 2p'nin derinliğe bağlı iki boyutlu grafiğinde pik konumunun ve pik alanının aşındırma süresine bağlı olarak değişimi Şekil 3.41'de yer almaktadır. Pik alanının en yüksek değerini aldığı noktada bağlanma enerjisi yaklaşık olarak 73.95 eV kadardır. Bu değer metalik Al için literatürde verilen bağlanma enerjisi değerinden (72.9 eV) biraz daha yüksektir ve aşındırma işlemine devam edildiğinde değeri 74.15 eV'a kadar yükselmektedir. Bağlanma enerjisindeki bu 0.2 eV kayma ile birlikte beklenildiği gibi elde edilen değerler AlGaN alttaşın içerisindeki Al' un bağlanma enerjisine karşılık gelmektedir.

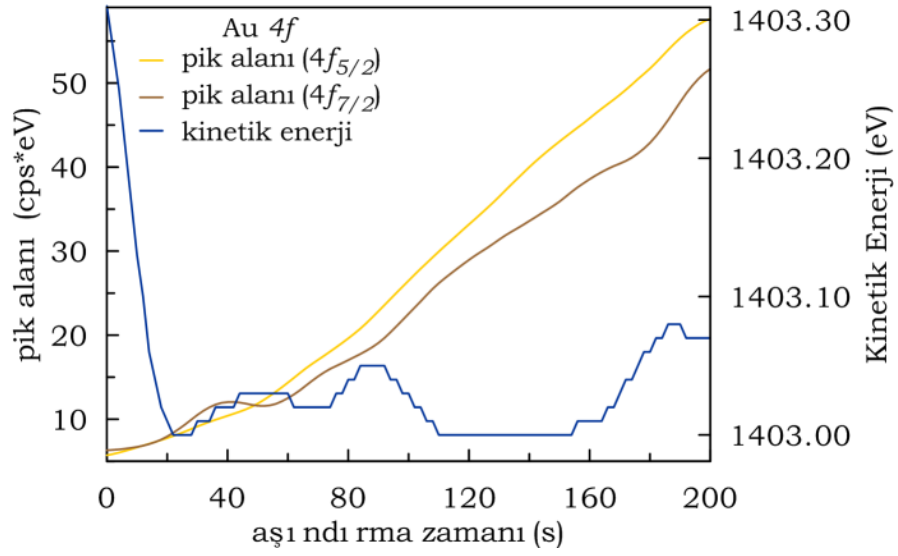


Şekil 3.41. Al 2p pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.

Au 4f'nin derinliğe bağlı iki boyutlu grafiğinde pik konumunun ve pik alanının aşındırma süresine bağlı olarak değişimi Şekil 3.42'te yer almaktadır. Au tabakanın en üst kısmında oksidasyon ya da oksijen çözünmesi nedeniyle Au 4f5/2 ve 4f7/2 pikleri 0.3 eV kadar daha düşük bağlanma enerjisi değerlerine kaymıştır. Aşındırma işlemine devam edildiğinde Au 4f5/2 bağlanma değeri 83.65 eV'a kadar yükselmektedir. Bu değer literatürde Au 4f5/2 için verilen bağlanma enerjisinden 0.35 eV kadar daha düşüktür. Bu kaymaya

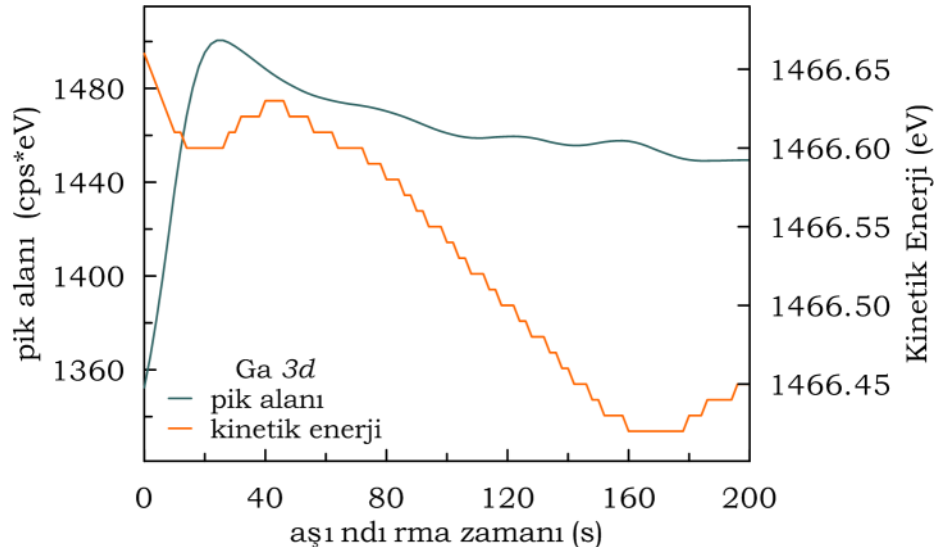


şeklinde bir katıhal reaksiyonunun dolayısıyla Au ve Ni arasındaki yük değişiminin neden olduğu düşünülmektedir [332].



Şekil 3.42. Au 4f pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.

Ga 3d'nin derinliğe bağlı iki boyutlu grafiğinde pik konumunun ve pik alanının aşındırma süresine bağlı olarak değişimi Şekil 3.43'te yer almaktadır. Pik alanının en yüksek değerini aldığı noktada bağlanma enerjisi yaklaşık olarak 20.08 eV kadardır.

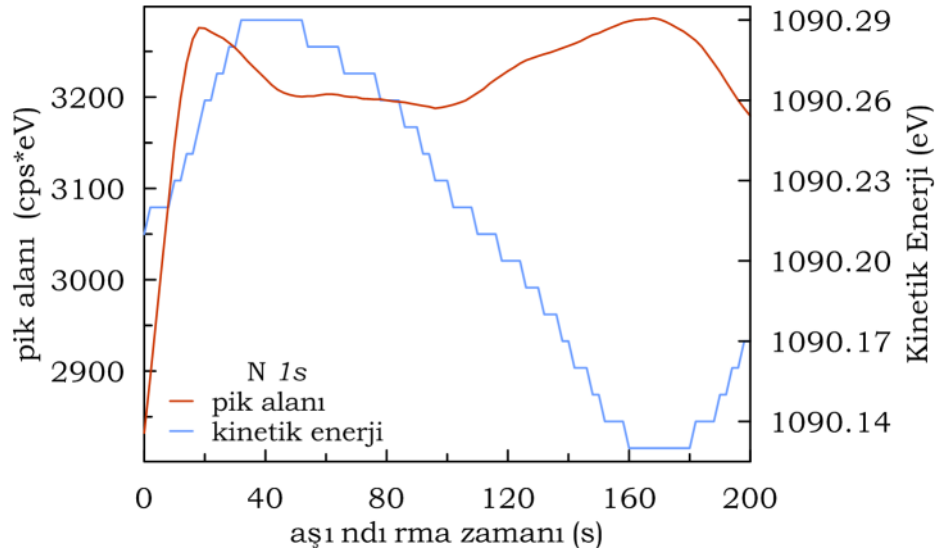


Şekil 3.43. Ga 3d pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.

Aşındırma işlemine devam edildiğinde bağlanma enerjisinin değeri 20.36 eV'a kadar yükselmektedir. Bu değer metalik Ga için literatürde verilen bağlanma

enerjisi değerinden (18.95 eV) daha yüksektir ve Ga_2O_3 için bağlanma enerjisi değerinden (21.0 eV) daha düşüktür. Bağlanma enerjisindeki bu 0.41 eV'luk kayma ile birlikte GaN/AlGaN alttaşın içerisindeki Ga'un bağlanma enerjisine karşılık gelmektedir.

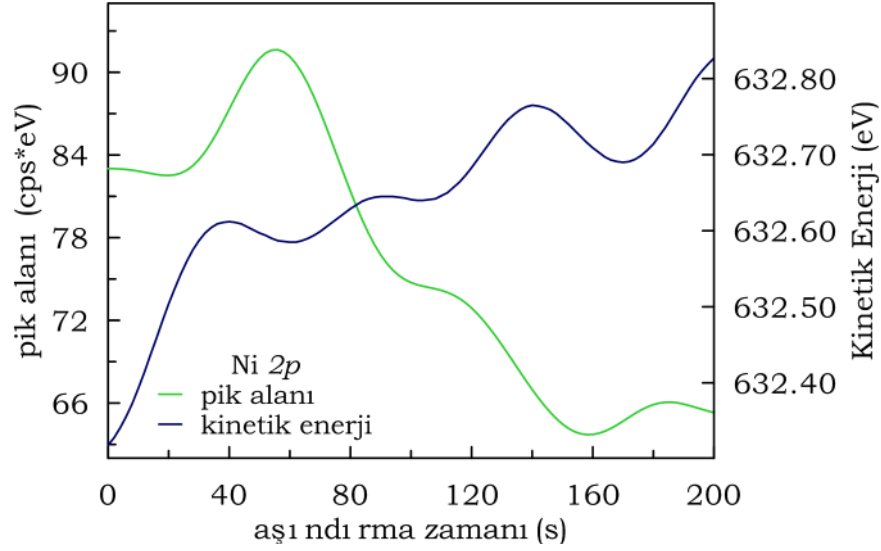
N $1s$ 'in derinliğe bağlı iki boyutlu grafiğinde pik konumunun ve pik alanının aşındırma süresine bağlı olarak değişimi Şekil 3.44'te yer almaktadır. Pik alanının en yüksek değerini aldığı noktada bağlanma enerjisi minimum değerini (396.38eV) almaktadır. Aşındırma işlemine devam edildiğinde bağlanma enerjisinin değeri 396.55 eV'a kadar yükselmektedir. Bu değer N için literatürde verilen bağlanma enerjisi değerinden (397.90eV) daha yüksektir. Bağlanma enerjisindeki bu 1.52 eV'luk kayma ile birlikte GaN/AlGaN alttaşın içerisindeki N'un bağlanma enerjisine karşılık gelmektedir.



Şekil 3.44. N $1s$ pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.

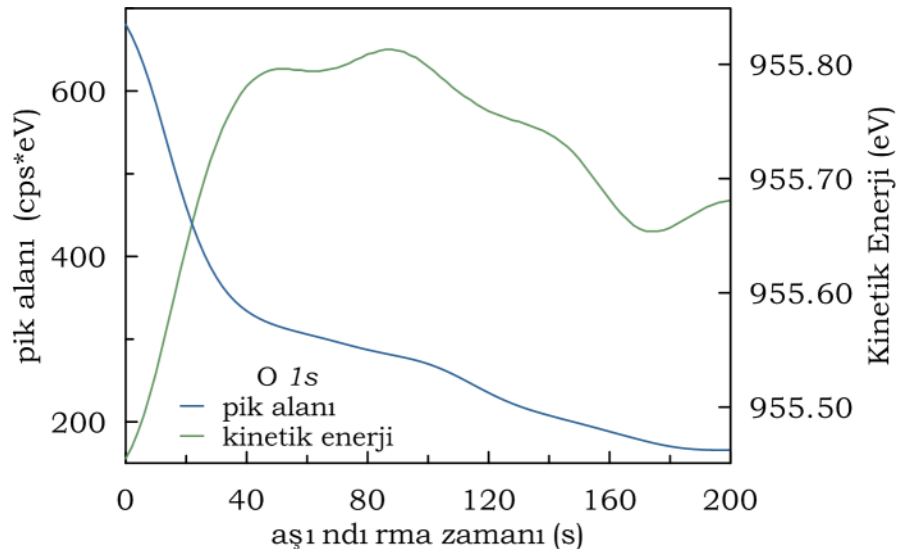
Ni $2p$ 'nin derinliğe bağlı iki boyutlu grafiğinde pik konumunun ve pik alanının aşındırma süresine bağlı olarak değişimi Şekil 3.45'da yer almaktadır. Pik alanının en yüksek değerini aldığı noktada bağlanma enerjisi 854.06 eV'tur. Aşındırma işlemine devam edildiğinde bağlanma enerjisinin değeri 853.92 eV'a kadar düşmektedir. Bu değer literatürde Ni $2p$ için verilen bağlanma

enerjisinden 1.12 eV kadar daha yüksektir. Bu kaymaya yukarıda değinildiği gibi Ni/Au katıhal reaksiyonunun neden olduğu düşünülmektedir [332].



Şekil 3.45. Ni $2p$ pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.

O $1s$ 'in derinliğe bağlı iki boyutlu grafiğinde pik konumunun ve pik alanının aşındırma süresine bağlı olarak değişimi Şekil 3.46'de yer almaktadır. Pik alanının yüzeyde en yüksek değerini almaktadır. Yüzeye en yakın bölgede bağlanma enerjisi 531.22 eV'tur.

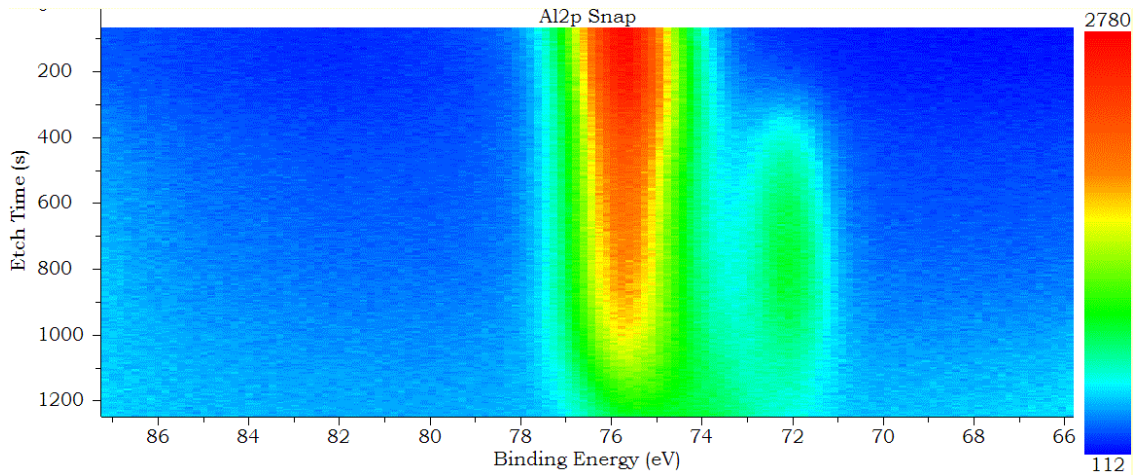


Şekil 3.46. O $1s$ pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.

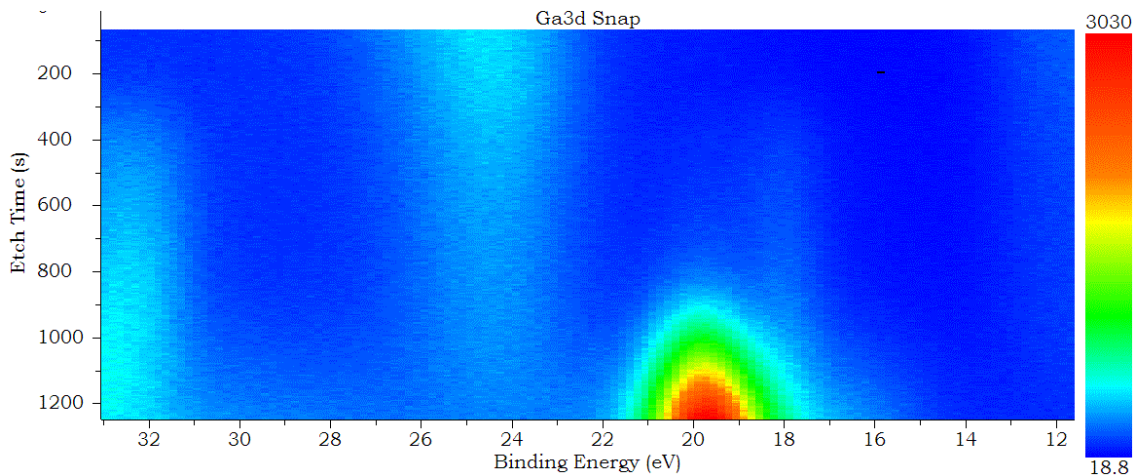
Aşındırma işlemine devam edildiğinde bağlanma enerjisinin değeri 530.88 eV'a kadar düşmektedir. Bu değer literatürde O 1s için verilen bağlanma enerjisinden 1.33 eV kadar daha düşüktür. Bu kaymaya yukarıda değinildiği gibi yüzey oksitlerinin neden olduğu düşünülmektedir [333-335].

3.7.2. Ti/Al/AlGaN Omik Kontaktların Derinlik Profili Analizleri

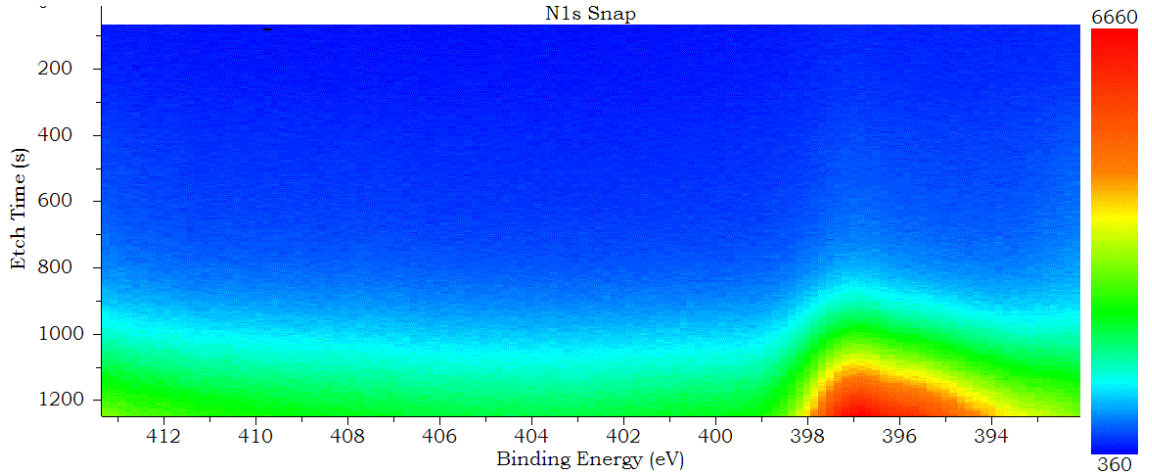
Omik kontaktlar ile yapılan çalışma diyotların seri direnç mekanizmasının açıklığa kavuşturabilmesi için daha detaylı olarak hazırlanmıştır. Bu doğrultuda yapılan işlemler aşağıda yer almaktadır. Yüzey tarama modunda kontak aşındırılmadan önce elde edilen spektrumlar, bu spektrumların ters evrişimi (dekonvülsiyon) ile elde edilen pikler ve bu piklerin alanlarına dayalı atomik kompozisyon grafikleri Şekil 3.47-50'de yer almaktadır.



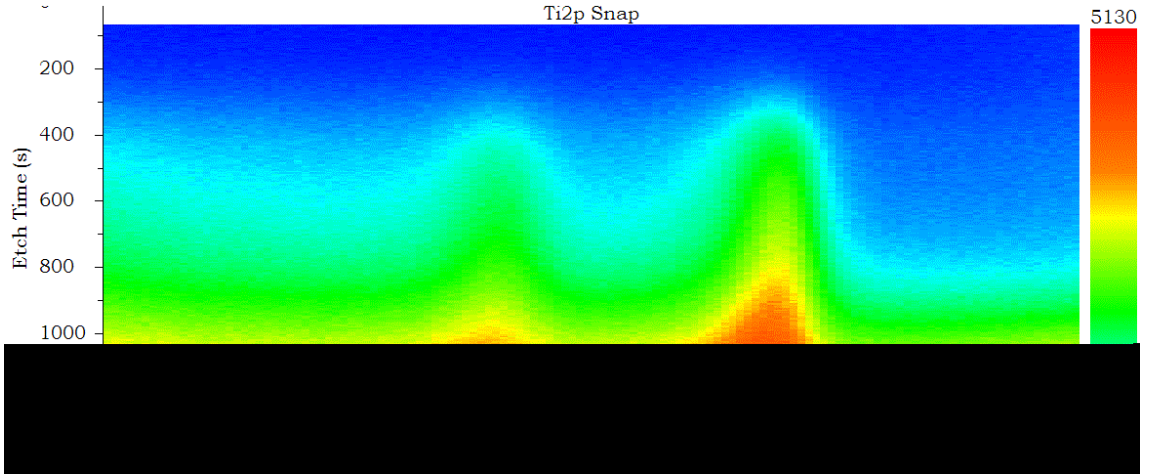
Şekil 3.47. Al 2p'nin derinliğe bağlı iki boyutlu grafiği.



Şekil 3.48. Ga 3d'nin derinliğe bağlı iki boyutlu grafiği.



Şekil 3.49. N 1s'in derinliğe bağlı iki boyutlu grafiği.

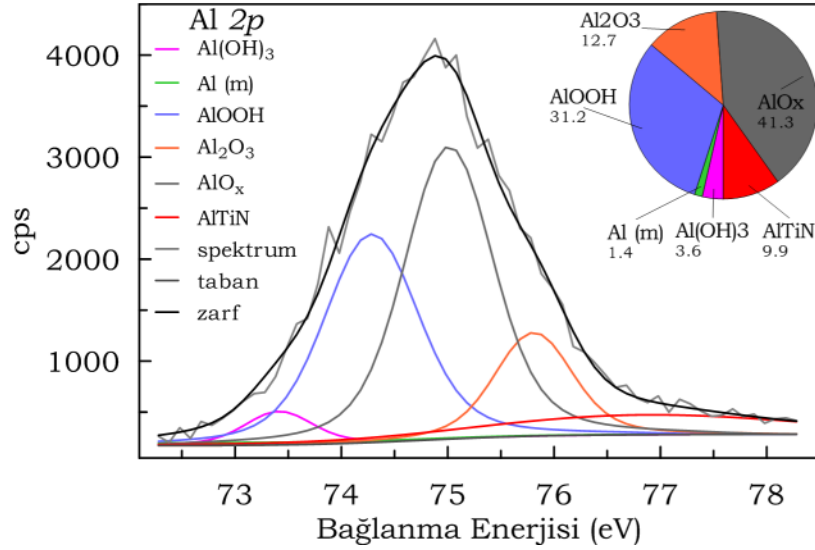


Şekil 3.50. Ti 2p'nin derinliğe bağlı iki boyutlu grafiği.

Al 2p spektrumu

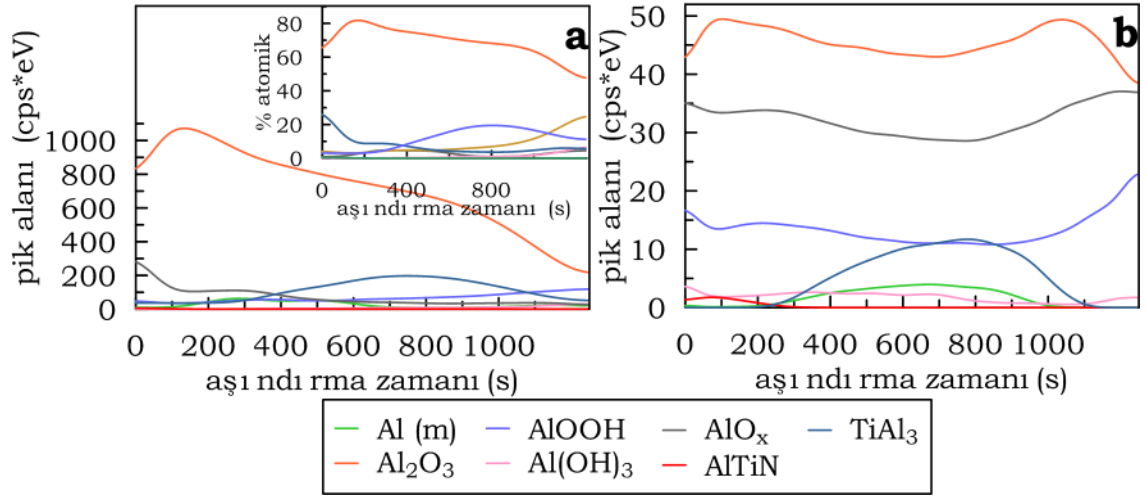
Yüzey taraması yöntemiyle elde edilen Al 2p spektrumu Şekil 3.51'de görülmektedir. Al 2p piki daha düşük bağlanma enerji değerlerine doğru kaymıştır ve asimetriktir. Bu nedenle pik dikkatlice ters evrişim yöntemiyle bileşenlerine ayrılmıştır. Ters evrişim sonucu elde edilen piklerin karşılık geldikleri enerjilere göre adlandırılmıştır. Buna göre yüzey ve yakınında çok az miktarda metalik formda Al bulunmaktadır. Bununla birlikte Al'un doğal oksit ve hidroksit formları olan Al₂O₃, AlOOH ve Al(OH)₃ bulunmaktadır [152]. Ayrıca yüzeyde bir miktar AlN vardır. AlN, 800 °C de sıvı fazda Al ve N₂ gazı ile oluşturulabiliyor olmasına rağmen tavlama ortamınının Ar olması ve kısa tavlama zamanı bu miktarı sınırlamaktadır. Bunların dışında bağlanma

enerjisi 77.9 eV olan bir pik daha gözlenmiştir. Bu bağlanma enerjisi değeri için literatürde uygun bileşik bulunmamakla birlikte kontaklar üzerinde yapılan XTEM ve XRD çalışmalarına göre [152] bileşiğin $AlTi_xN$ olduğu düşünülmektedir. Bazı çalışmalar göstermektedir ki 850 °C'de tavlama Ti-AlGaN arayüzünde $x=2$ olmasına neden olmaktadır [336].



Şekil 3.51. Al $2p$ 'nin yüzey tarama modunda kontak aşındırılmadan önce elde edilen spektrumları, ters evrişim pikleri ve bu piklerin alanlarına dayalı atomik kompozisyon grafikleri.

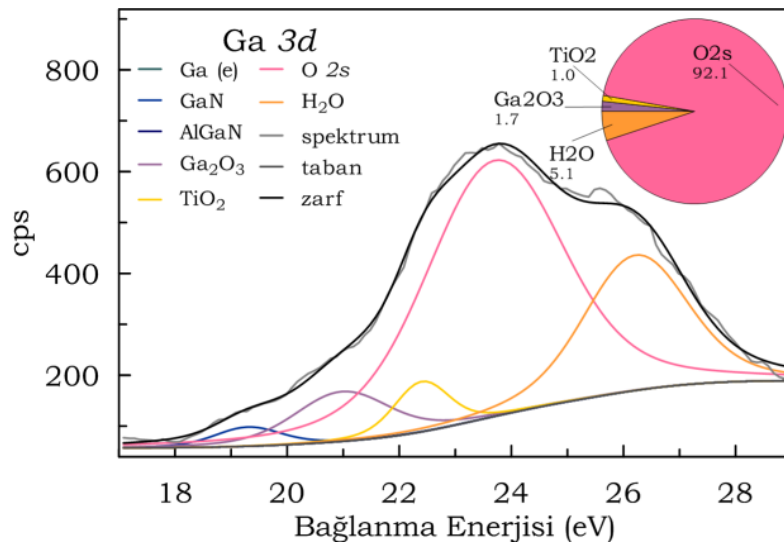
Al (m), AlOOH, AlO_x, TiAl₃, Al₂O₃, Al(OH)₃, ve AlTi_xN için bağlanma enerjisi değerleri sırasıyla 72.9 eV, 74.3 eV, 75.0 eV, 72.1 eV, 75.8 eV, 73.4 eV ve 77.9 eV dir. Yukarıdaki değerler için ters evrişim işlemi her aşındırma basamağında gerçekleştirilmiş ve Al bileşiklerinin tüm kontak boyunca dağılımı ortaya konulmuştur (Şekil 3.52). Kontak yüzeyi kolayca oksidasyon/hidroksidasyon reaksiyonlarını gerçekleştirebilir fakat burada kontakın daha derin bölgelerinde de bu bileşiklere rastlanmıştır. Bu durumun olası nedeni tavlama sıcaklığında Al metali eriyerek kümelenmeye (ball up) meyilli olması ve kümelenen Al oksidasyon için boşluklara ve oksit nodüllerinin oluşmasına neden olmaktadır [152]. Kontak yüzeyinin hemen altındaki bölgelerde Ti/Al oranı üçten büyüktür. Bu nedenle de aşındırma işlemine devam edildiğinde beklenildiği gibi TiAl₃ bulunmuştur. Kontakın derin bölgelerinde Ti/Al oranı üçten küçüktür ve Ti metalinin bir kısmı GaN ile reaksiyona girerek TiN, AlTi₂N ya da TiAl intermetalik fazlarını [152,153] oluşturduğu görülmüştür.



Şekil 3.52. Al $2p$ 'nin a) derinliğe bağlı spektrumlarından piklerin ters evrişimi yoluyla elde edilen piklerin alanlarına dayalı pik alanının değişimi atomik yüzdesine dayalı grafikleri ve b) pik alanının (pikten pike) aşındırma zamanına bağlı değişimi.

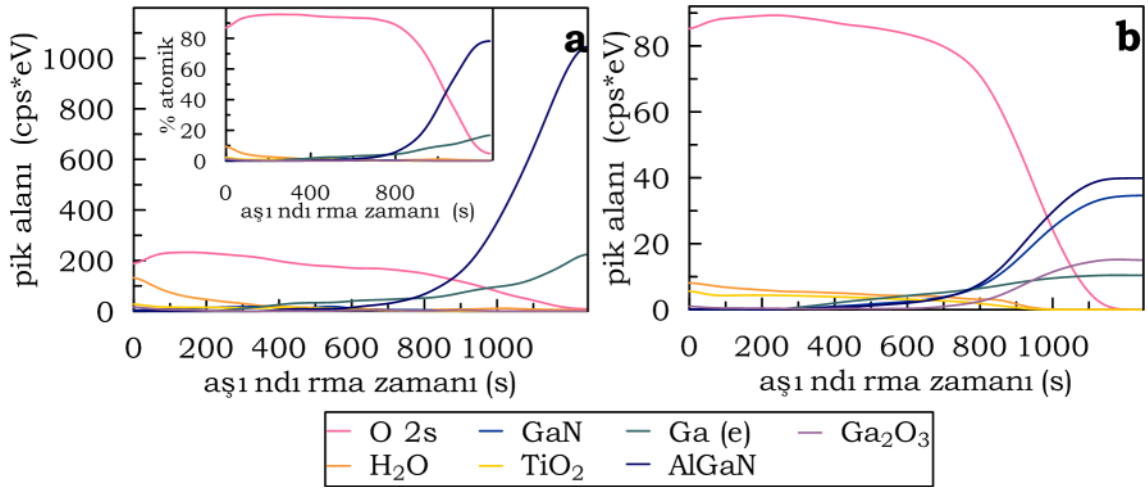
Ga 3d spektrumu

Yüzey taraması yöntemiyle elde edilen Ga $3d$ spektrumu Şekil 3.53'te görülmektedir. Ga $3d$ piki daha düşük bağlanma enerji değerlerine doğru kaymıştır ve asimetriktir. Bu nedenle pik dikkatlice ters evrişim yöntemiyle bileşenlerine ayrılmış ve iki ana pikin olduğu gözlenmiştir (Şekil 3.53).



Şekil 3.53. Ga $3d$ 'nin yüzey tarama modunda kontak aşındırılmadan önce elde edilen spektrumları, ters evrişim pikleri ve bu piklerin alanlarına dayalı atomik kompozisyon grafikleri.

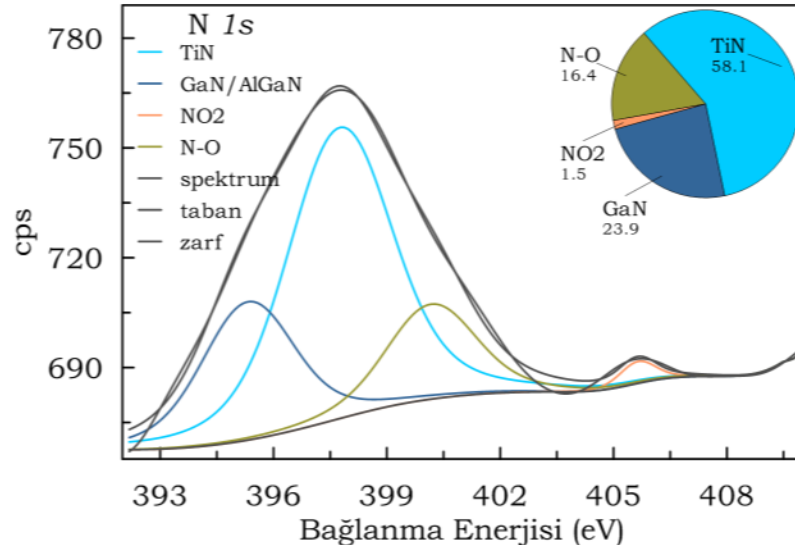
Bunlardan birincisi yüksek bağlanma enerjisi bölgesinde yer alan Al ve Ti oksitlerinden kaynaklanan O 2s pikleri diğeri ise bağlanma enerjisi 26.2 eV olan su molekülleridir. Bağlanma enerjileri birbirine yakın olduğu için Al₂O₃, AlOOH ve Al(OH)₃ bileşiklerindeki O 2s pikleri (23.6 eV, 24.1 eV ve 24.2 eV) ayrı ayrı ele alınmamıştır. Yapıdaki su moleküllerinin ise Al ya da Ti tarafından soğrulduğu düşünülmektedir [337]. Ga, GaN, AlGaN ve Ga₂O₃ için bağlanma enerjileri sırasıyla 18.1 eV, 19.3 eV, 19.7 eV ve 21.0 eV'tur. Yukarıdaki bağlanma enerjileri dikkate alınarak tüm aşındırma seviyeleri için ters evrişim işlemi gerçekleştirilmiş ve Ga bileşikleri ve O 2s piklerinin kontak boyunca dağılımı ortaya çıkarılmıştır (Şekil 3.54). O 2s pikleri tüm kontak boyunca baskın pik olarak öne çıkmaktadır ve metal-yarıiletken arayüzünde Ti difüzyonu nedeniyle önemli miktarda artık Ga bulunmaktadır [338].



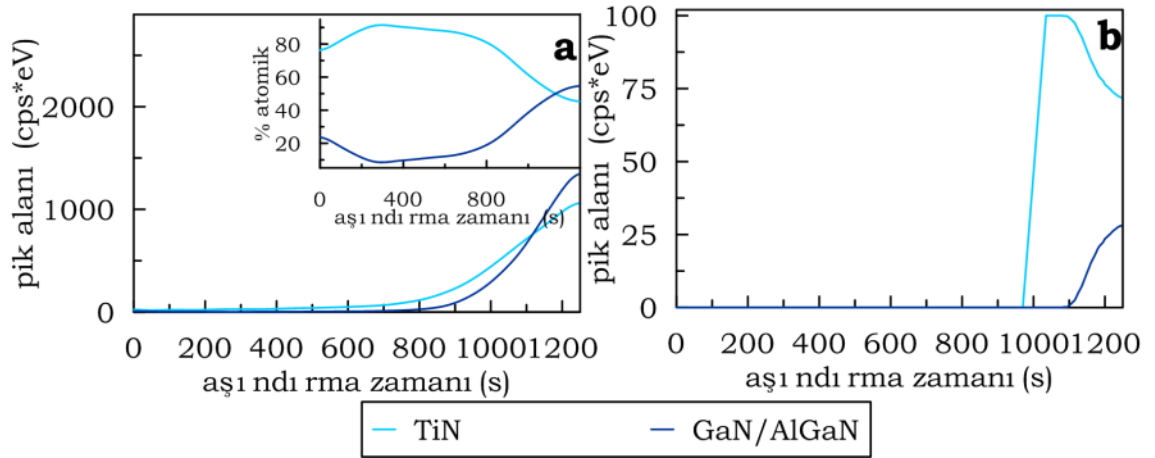
Şekil 3.54. Ga 3d'nin a) derinliğe bağlı spektrumlarından piklerin ters evrişimi yoluyla elde edilen piklerin alanlarına dayalı pik alanının değişimi atomik yüzdesine dayalı grafikleri ve b) pik alanının (pikten pike) aşındırma zamanına bağlı değişimi.

N 1s spektrumu

Al 2p Ti 2p ve Ga 3d spektrumlarına benzer biçimde N 1s'in hem yüzey tarama (Şekil 3.55) hem de derinlik profili spektrumlarındaki (Şekil 3.56) asimetric ve geniş pikler ters evrişim metodu ile bileşenlerine ayrılmıştır. Grafiklerde açıkça görülmektedir ki TiN sadece arayüzde mevcuttur ve daha önceki değerlendirme ile uyumludur.



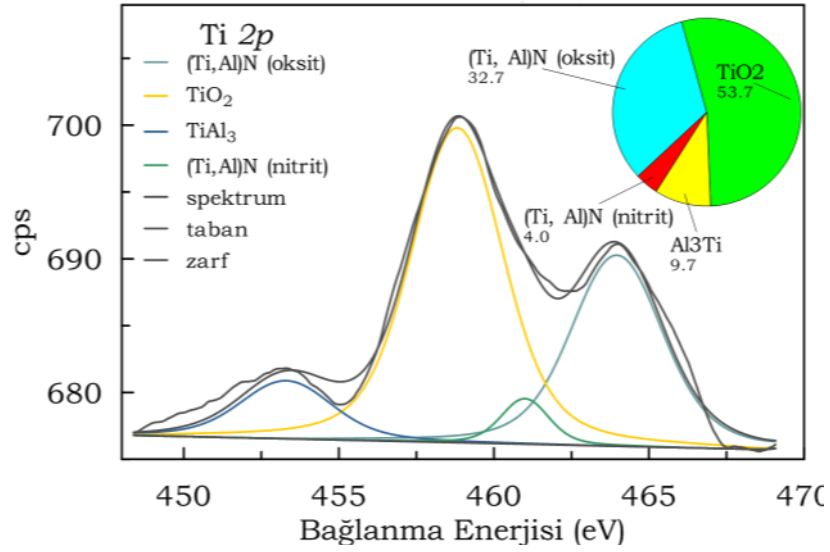
Şekil 3.55. N 1s'in yüzey tarama modunda kontak aşındırılmadan önce elde edilen spektrumları, ters evrişim pikleri ve bu piklerin alanlarına dayalı atomik kompozisyon grafikleri.



Şekil 3.56. N 1s'in a) derinliğe bağlı spektrumlarından piklerin ters evrişimi yoluyla elde edilen piklerin alanlarına dayalı pik alanının değişimi atomik yüzdesine dayalı grafikleri ve b) pik alanının (pikten pike) aşındırma zamanına bağlı değişimi.

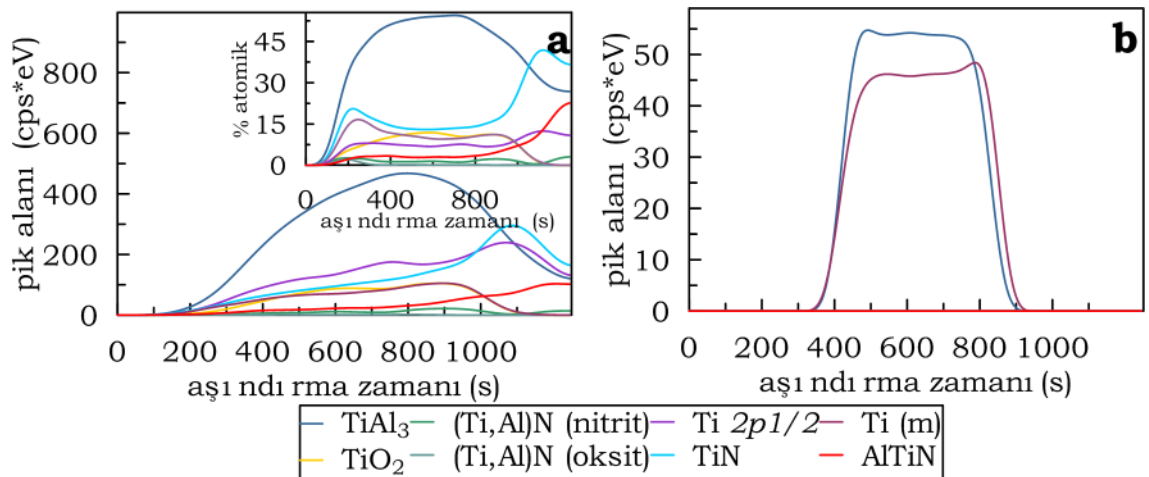
Ti 2p spektrumu

Yüzey taraması yöntemiyle elde edilen Ti 2p spektrumu Şekil 3.57'de görülmektedir. Pik şiddeti oldukça düşüktür ve dedekte edilebilen titanyumun yaklaşık yarısı titanyumun doğal oksit formu olan TiO_2 biçimindedir [339].



Şekil 3.57. Ti 2p'nin yüzey tarama modunda kontak aşındırılmadan önce elde edilen spektrumları, ters evrişim pikleri ve bu piklerin alanlarına dayalı atomik kompozisyon grafikleri.

Geri kalan kısmı $TiAl_3$, TiN ve TiN oksiti formundadır. Ti (m), TiN , $TiAl_3$, TiO_2 , ve $AlTi_xN$ için bağlanma enerjisi sırasıyla 454.1 eV, 454.3 eV, 453.3 eV, 458.8 eV ve 455.5 eV'tur. Yukarıdaki değerler için ters evrişim işlemi her aşındırma basamağında gerçekleştirilmiş ve Ti bileşiklerinin tüm kontak boyunca dağılımı ortaya konulmuştur (Şekil 3.58).



Şekil 3.58. Ti 2p'nin a) derinliğe bağlı spektrumlarından piklerin ters evrişimi yoluyla elde edilen piklerin alanlarına dayalı pik alanının değişimi atomik yüzdesine dayalı grafikleri ve b) pik alanının (pikten pike) aşındırma zamanına bağlı değişimi.

Kontağın Al kısmından sonra bulunan titanyumun çoğu TiO_2 ile karışık durumda $TiAl_3$ formundadır. Ti-GaN/AlGaN arayüzünde TiN ve $AlTi_xN$ bileşikleri gözlenmiştir. Ayrıca artık Ga varlığı sonucu da göz önüne alınarak titanyumun arayüzden GaN tabakasına doğru difüze olduğu ve yapıdaki Ga atomları ile yer değiştirdiği düşünülmektedir [338].

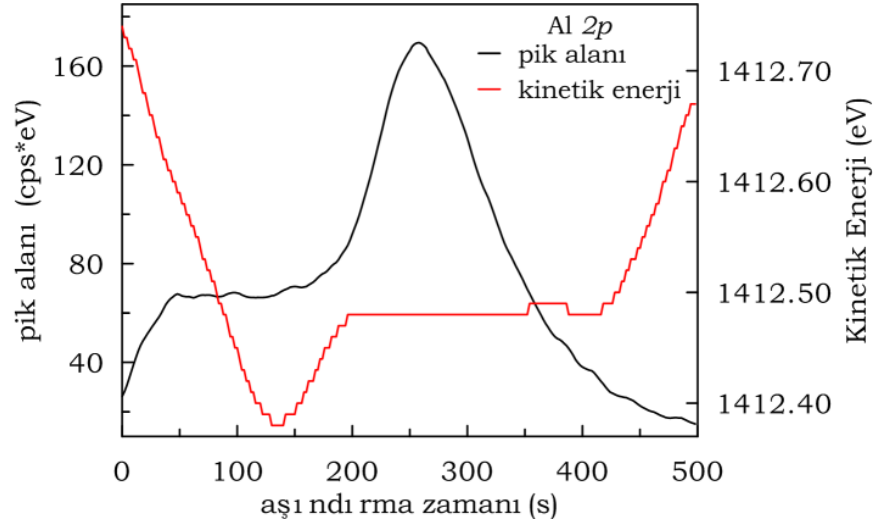
3.7.3. Tavlama İşleminin Kontağın Kimyasal Kompozisyonu Üzerine Etkisi

Metalizasyon aşamasında ya da termal tavlama işlemi sırasında yeterli Gibbs serbest enerjisine sahip atomlar uygun kimyasal reaksiyonları gerçekleştirebilir. Bu çalışmada optimum değerlerin elde edildiği ve diyot karakteristiklerinin bozulduğu diyotlarda kantağın kimyasal kompozisyonunun belirlenmesi için derinliğe bağlı XPS analizleri ile incelenmiştir.

3.7.3.1. Tavlama İşleminin Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky Kontaklar Üzerine Etkisi

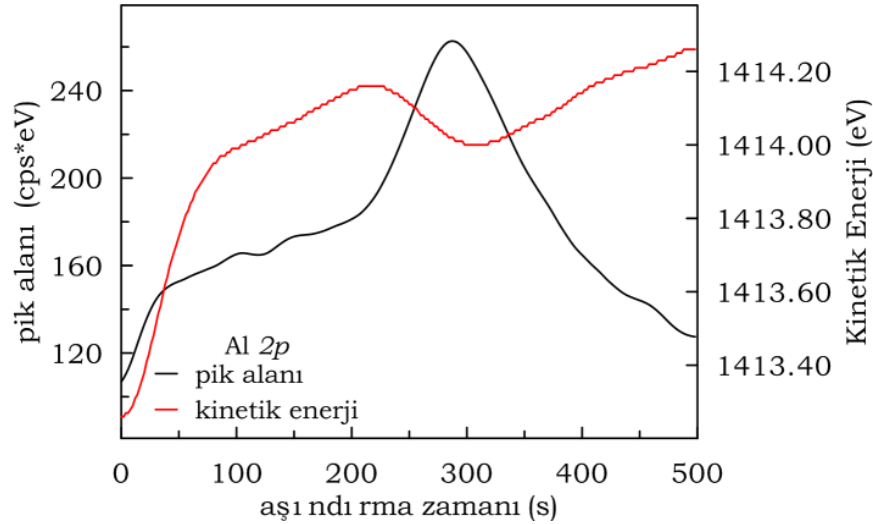
Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotlar için optimum değerlerin elde edildiği tavlama sıcaklığı olan 600 °C'de ve kontak parametrelerinin tamamen kötüleştigi 900 °C'de de derinliğe bağlı XPS ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Böylece Schottky kontakların iyileşmesi veya bozulması durumunda arayüzdeki kimyasal kompozisyonun değişimi belirlenebilecektir. 600 °C'de ve 900 °C'de tavllanmış Schottky kontakların bağlanma enerjisinin derinliğe bağlı değişim grafikleri Şekil 3.59-70'te görülmektedir.

Schottky kontak 600 °C'de tavlandıktan sonra Al 2p'nin derinliğe bağlı olarak pik konumunun ve pik alanının değişimi Şekil 3.59'da yer almaktadır. Bağlanma enerjisi 73.95 eV ile 74.3 eV arasında değişmektedir. Başlangıçta Ni ve/veya Au difüzyonu/reaksiyonu nedeniyle yük transferinin kaymaya neden olduğu düşünülmektedir. Aşındırma işlemine devam edildiğinde AlGaN alttaşın içerisindeki Al' un bağlanma enerji değeri olan 74.2 eV'a kadar düşmektedir.



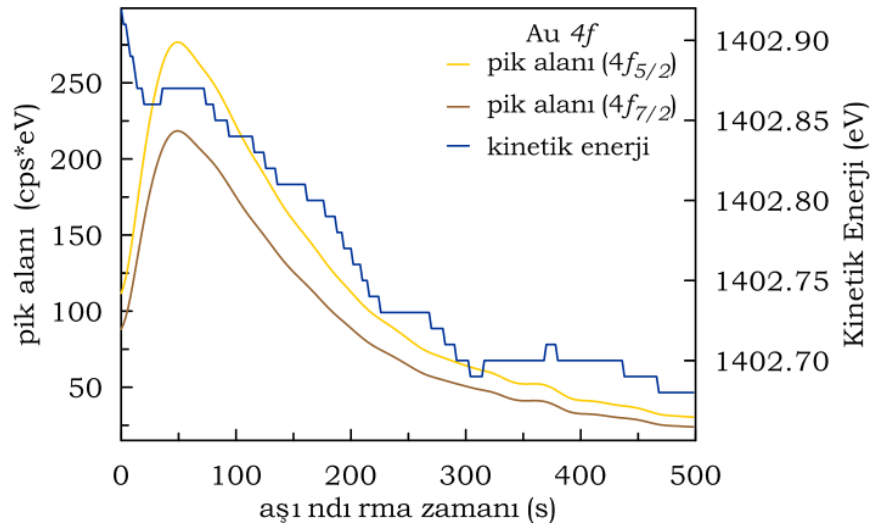
Şekil 3.59. 600 °C'de tavlanmış Schottky kontaklarda Al 2p'nin pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.

Kontak 900 °C'de tavlandıktan sonra pik alanı profili aynı kalmasına rağmen bağlanma enerjisi 72.55 eV ile 73.4 eV arasında değişmektedir (Şekil 3.60) ve bu değer metalik Al bağlanma enerjisine (72.9 eV) oldukça yakındır. Bu değişime kristal yapısına difüze olan altının Al ile yer değiştirmesinin ve kristal yapıdan uzaklaşan alüminyumun neden olduğu düşünülmektedir.



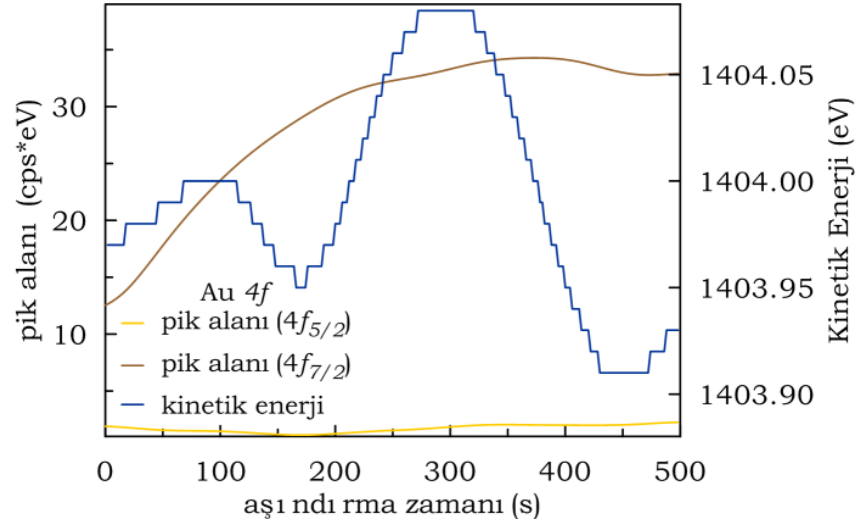
Şekil 3.60. 900 °C'de tavlanmış Schottky kontaklarda Al 2p'nin pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.

Schottky kontak 600 °C'de tavlandıktan sonra Au $4f$ 'nin derinliğe bağlı olarak pik konumunun ve pik alanının değişimi eğrileri Şekil 3.61'de yer almaktadır. Au tabakanın en üst kısmından başlayarak kontağın daha derin bölgelerine doğru gidildiğinde $4f_{5/2}$ 'nin bağlanma enerjisi değeri 83.8 eV'tan 84 eV'a kadar yükselmektedir. Benzer şekilde $4f_{7/2}$ 'nin bağlanma enerjisi değeri 87.4 eV'tan 87.7 eV'a kadar yükselmektedir. Daha önce de değinildiği gibi 0.4 eV'luk kaymaya katılmal reaksiyonunun ve Au ile Ni arasındaki yük değişiminin neden olduğu düşünülmektedir.



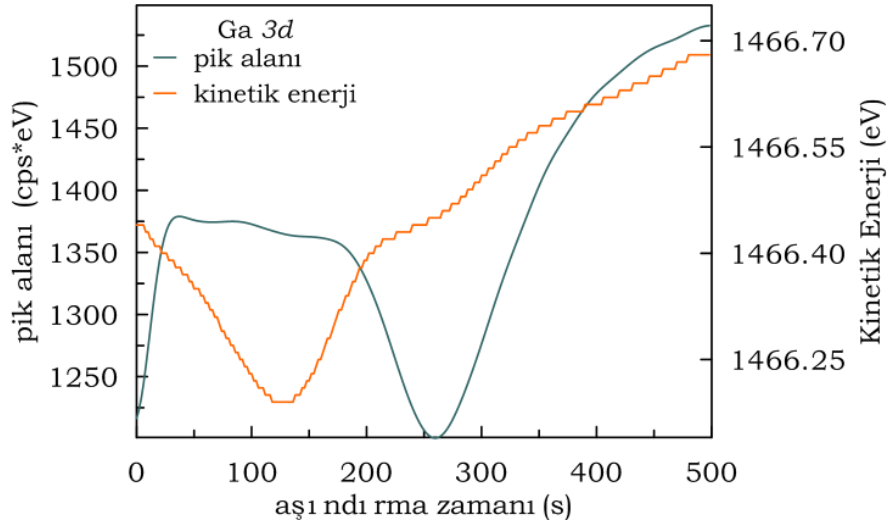
Şekil 3.61. 600 °C'de tavlanmış Schottky kontaklarda Au $4f$ 'in pik alanının ve kinetik enerjisinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.

Kontak 900 °C'de tavlandıktan sonra pik alanı profili tamamen değişmiştir. Au kontağın hatta GaN/AlGaN kristalin içerisine nüfuz ettiği gözlenmiştir (Şekil 3.62). Dolayısıyla da Ni-Au ve Ga-Au intermetalik bileşikleri nedeniyle $4f_{5/2}$ 'nin bağlanma enerjisi değeri 84.0 eV'tan 82.8 eV'a kaydığı gözlenmiştir.



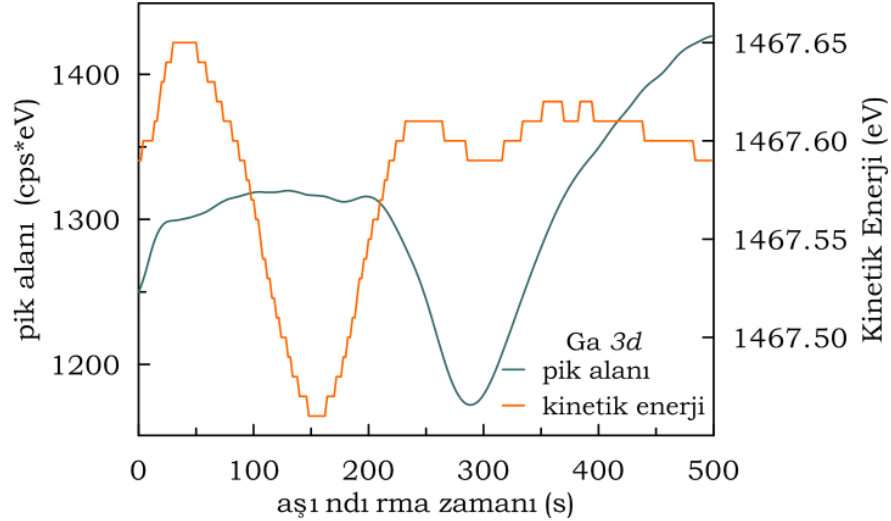
Şekil 3.62. 900 °C’de tavllanmış Schottky kontaklarda Au 4f’nin pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.

Schottky kontak 600 °C’de tavlandıktan sonra Ga 3d’nin derinliğe bağlı olarak pik konumunun ve pik alanının değişimi Şekil 3.63’te yer almaktadır. Yüzeyin hemen altından başlayarak artık Ga’un Ni, Au ve O ile reaksiyonu nedeniyle bağlanma enerjisi 20.5 eV kadar yükselmektedir. Kristal yapının daha iç kısımlarında bağlanma enerjisinin değeri 19.9 eV’a kadar düşmektedir. GaN/AlGaN alttaşın içerisindeki Ga’un bağlanma enerjisine oldukça yakındır.



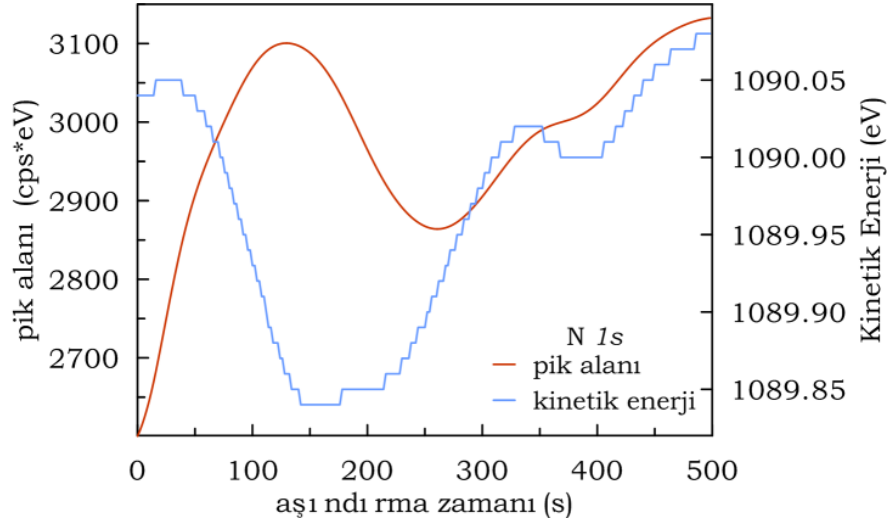
Şekil 3.63. 600 °C’de tavllanmış Schottky kontaklarda Ga 3d’nin pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.

Kontak 900 °C'de tavlandıktan sonra pik alanı profili aynı kalmasına rağmen bağlanma enerjisi 19.05 eV ile 19.22 eV arasında değişmektedir ve bu değer metalik Ga bağlanma enerjisine (18.95 eV) oldukça yakındır (Şekil 3.64). Bu değişime kristal yapısına difüze olan altın ve nikelin kristal yapıyı değiştirerek artık galyum oluşumuna neden olduğu yaklaşımını doğrulamaktadır.

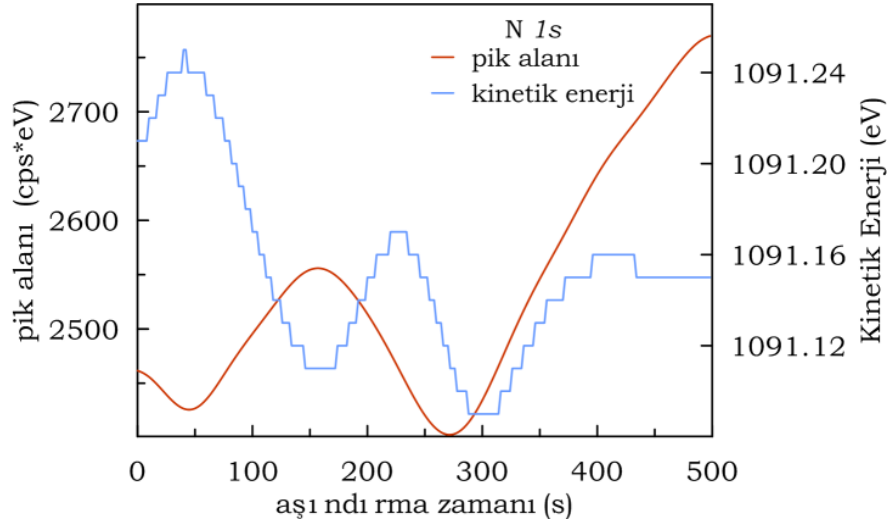


Şekil 3.64. 900 °C'de tavllanmış Schottky kontaklarda Ga 3d'nin pik alanının ve kinetik enerjisinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.

Kontak 600 °C'de tavlandıktan sonra N 1s'nin derinliğe bağlı olarak pik konumunun ve pik alanının değişimi Şekil 3.65'te yer almaktadır. Kontak yüzeyinin hemen altında bağlanma enerjisinin değeri önce 396.62 eV'tan 396.83 eV'a kadar artmakta ardından 396.6 eV'a kadar azalmaktadır. Başlangıçtaki artışın nedeni Ni ve Au'nun alttaşa difüzyonudur. Daha derin bölgelerdeki değeri ise GaN/AlGaN alttaşın içerisindeki N'un bağlanma enerjisine karşılık gelmektedir. Kontak 900 °C'de tavlandıktan sonra pik alanı profili aynı kalmasına rağmen bağlanma enerjisi 395.44 eV ile 395.6 eV arasında değişmektedir ve bu değer GaN/AlGaN alttaşın içerisindeki N'un bağlanma enerjisinden 1.1 eV kadar daha düşüktür (Şekil 3.66). Bu değişime kristal yapısına difüze olan altın ve nikelin kristal yapıyı değiştirmesi sebep olmaktadır.

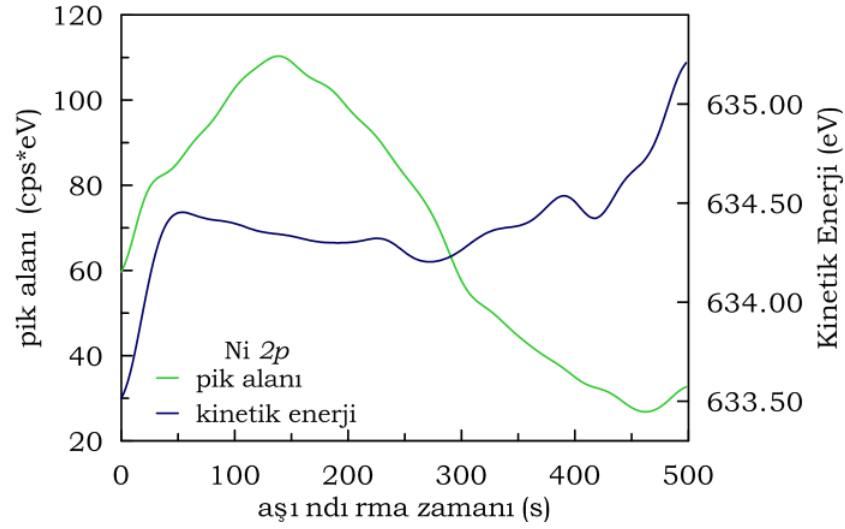


Şekil 3.65. 600 °C’de tavllanmış Schottky kontaklarda N1s’in pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.



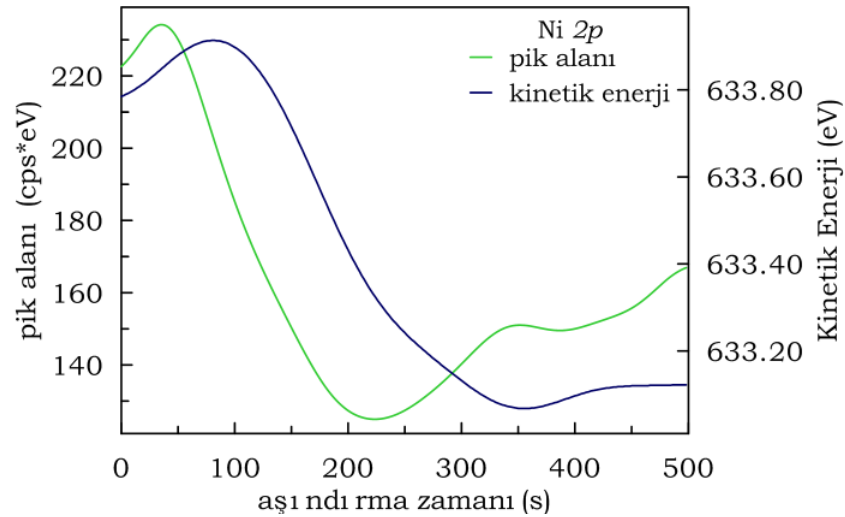
Şekil 3.66. 900 °C’de tavllanmış Schottky kontaklarda N 1s’in pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.

Schottky kontak 600 °C’de tavlandıktan sonra Ni 2p’nin derinliğe bağlı olarak pik konumunun ve pik alanının değişimi Şekil 3.67’de yer almaktadır. Kontak yüzeyinin hemen altında Ni 2p bağlanma enerjisi 852.4 eV civarındadır. Bu değer metalik nikelin bağlanma enerjisine oldukça yakındır. Bununla birlikte kontakın arayüz ve yakınlarında bağlanma enerjisi azalarak 851.5 eV’a kadar düşmektedir.



Şekil 3.67. 600 °C'de tavllanmış Schottky kontaklarda Ni 2p'nin pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.

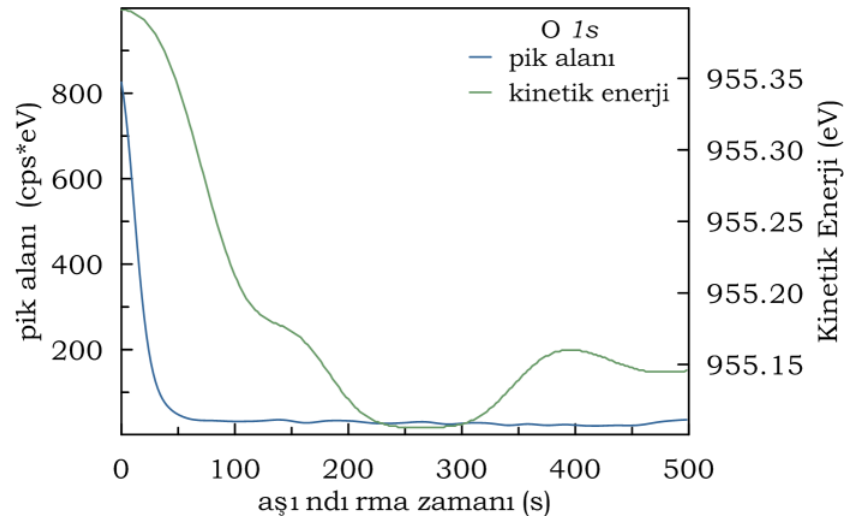
Kontak 900 °C'de tavlandıktan sonra pik alanı profili yaklaşık olarak aynı kalmıştır fakat bağlanma enerjisi 852.8 eV ile 853.2 eV arasında değişmektedir (Şekil 3.68). Değişimin nedeni yukarıda değinildiği gibi Ni-Au ve Ni-Ga intermetalik bileşiklerinin oluşmasıdır.



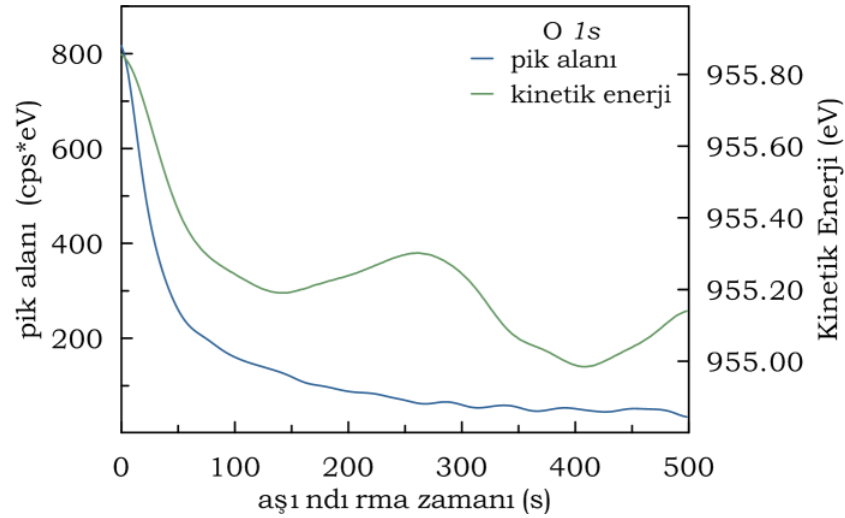
Şekil 3.68. 900 °C'de tavllanmış Schottky kontaklarda Ni 2p'nin pik alanının ve kinetik enerjinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.

Schottky kontak 600 °C'de tavlandıktan sonra O 1s'in derinliğe bağlı olarak pik konumunun ve pik alanının değişimi Şekil 3.70'te yer almaktadır. Pik alanının yüzeyde en yüksek değerini almaktadır. Yüzeye en yakın bölgede

bağlanma enerjisi 530.08 eV'tur. Aşındırma işlemine devam edildiğinde bağlanma enerjisinin değeri 531.64 eV'a kadar yükselmektedir. Bu kaymaya yüzey oksitlerinin kontağın daha derin bölgelerinde farklı oksit bileşikleri neden olmaktadır. Yani; yüzeyde soğrulan O_2 molekülleri daha derin bölgelerde Ni ve Au oksitleri ve son olarak arayüzde artık Ga oksitleri nedeniyle O 1s bağlanma enerjisi derinliğe bağlı olarak değişmektedir. Kontak 900 °C'de tavlandıktan sonra pik alanı profili yaklaşık olarak aynı kalmıştır (Şekil 3.71).

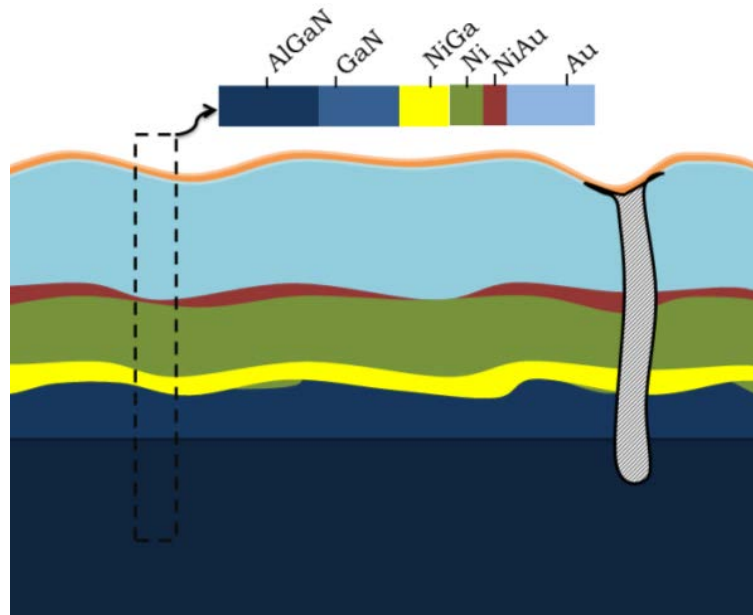


Şekil 3.70. 600 °C'de tavllanmış Schottky kontaklarda O1s'in pik alanının ve kinetik enerjisinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.



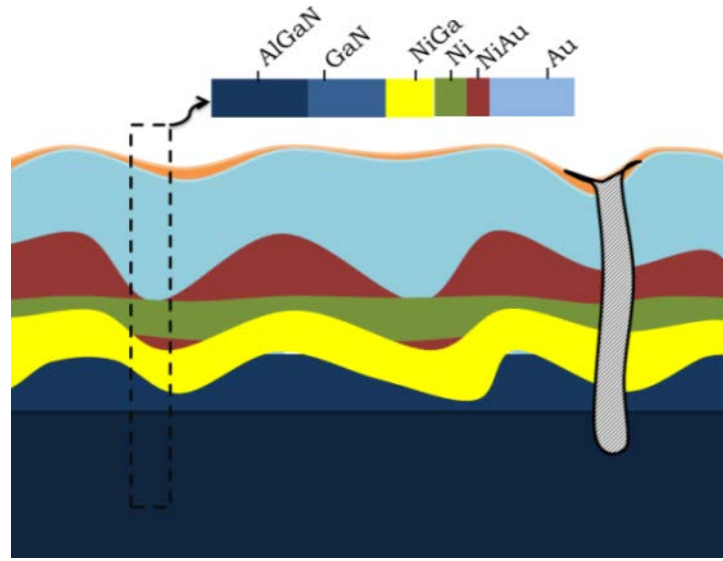
Şekil 3.71. 900 °C'de tavllanmış Schottky kontaklarda O1s'in pik alanının ve kinetik enerjisinin aşındırma zamanına bağlı değişimi.

Metal ve yarıiletkenin arayüzdeki kimyasal reaksiyonun metal-yarıiletken kontakların elektriksel özellikleri üzerinde önemli etkisi olduğu bilinmektedir [21,120,332,340]. Genellikle tavlama ile engel yüksekliğinin değişimi de arayüzdeki reaksiyonlara atfedilir. Schottky kontaklarla yapılan çalışmada sonuç olarak; tavlama yapılmadan önceki spektrumlar ele alındığında saçtırma yöntemiyle biriktirilen Ni metali hem reaktif yapısı hem de kinetik enerjisinden dolayı bir miktar altına nüfuz ettiği ve yüzeydeki artık Ga ile GaNi alaşımı oluşturduğu gözlenmiştir (Şekil 3.72).



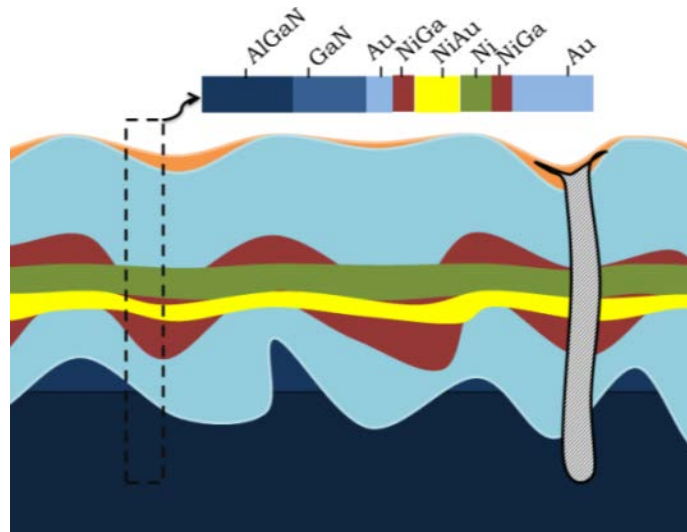
Şekil 3.72. Tavlamadan önce Schottky kontaklarda Ni ve Au difüzyonu ve kontak kompozisyonu.

Bu durum Au/Ni/*p*-GaN Schottky diyotlarla yapılan çalışmaya oldukça benzerdir [324,341]. 300 °C'nin altındaki tavlama sıcaklıklarında Ni metalinin difüzyonu arayüzdeki kusur yoğunluğunu önemli ölçüde azaltır. Bu nedenle de engel yüksekliği ve idealite faktörü değerlerinde bir miktar iyileşme gözlenmesi olağandır [326]. Engel yüksekliği ve idealite faktörü için en iyi değer elde edildiği tavlama sıcaklığında (600 °C civarında) ise Ni ve Au metalleri Ni-Au arayüzünde bir miktar NiAu bileşiği oluşturmaktadır. Ayrıca yüzeyden bir miktar N'un serbest kalmasıyla geride reaksiyona girmeye hazır artık Ga birikimine neden olmaktadır. Çalışmamızda literatürdeki çalışmalara benzer biçimde yüksek tavlama sıcaklıklarında Ni-GaN arayüzündeki GaNi bileşiği oluştuğu gözlenmiştir (Şekil 3.73) [324,341,342].



Şekil 3.73. Engel yüksekliği ve idealite faktörü için optimum koşullar elde edildiğinde Schottky kontaklarda Ni ve Au difüzyonu ve kontak kompozisyonu.

Kontak parametrelerinin bozulmaya başladığı durumda ise Ni ve Au kristalin oldukça derin bölgelerine nüfuz ettiği gözlenmiştir. Au metali Ni tabakasını da aşarak kristale ulaşmakta dolayısıyla engel yüksekliğinin azalmasına neden olmaktadır. Ayrıca Ni ve Au arayüzde çeşitli kompozisyonlarda bileşikler oluşturarak GaN kristal yapısını değiştirdiği bu nedenle de idealite faktörü değerinin yükseldiği gözlenmiştir (Şekil 3.74) [325,341,342].



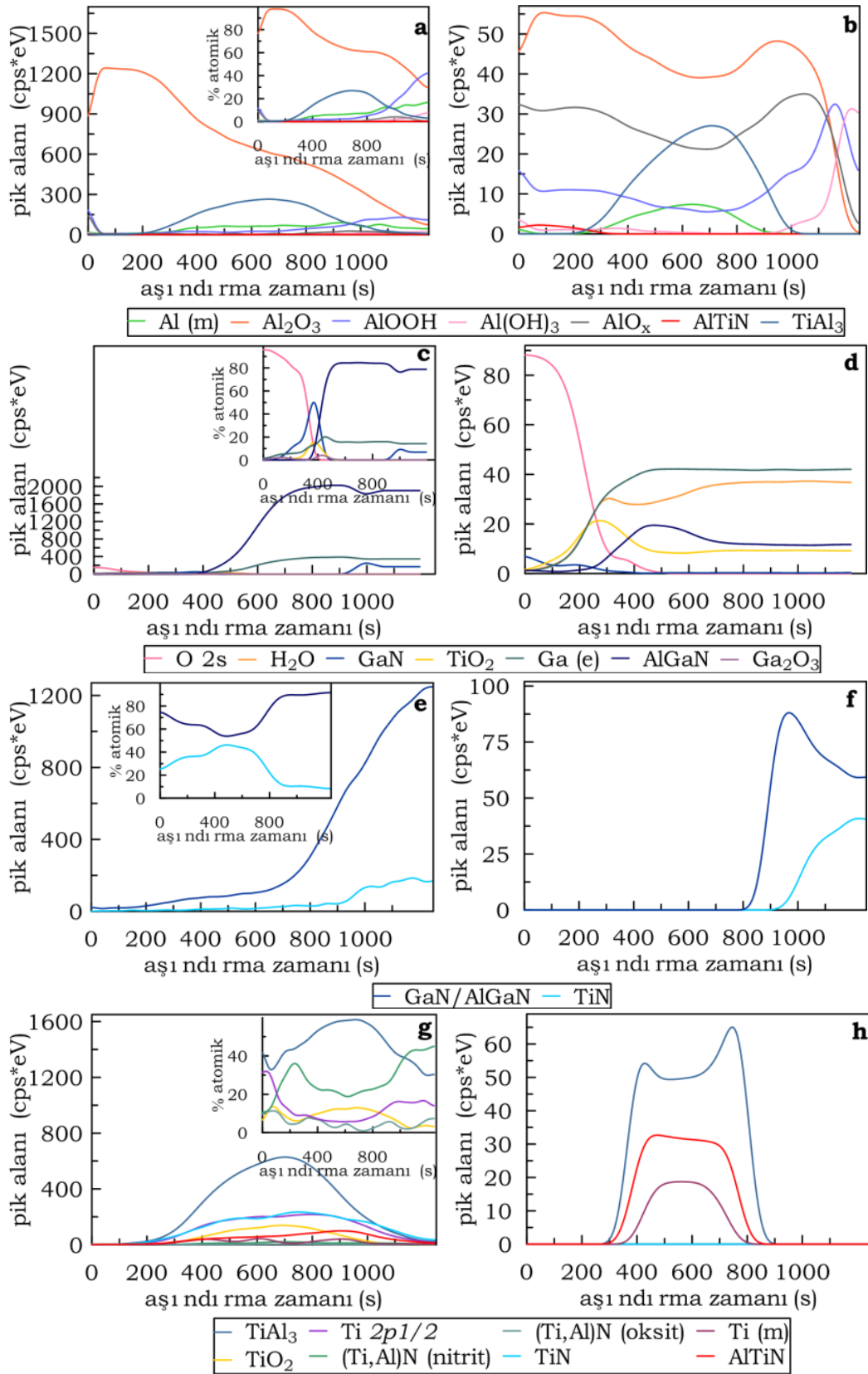
Şekil 3.74. Diyot niteliğini kaybettiği durumda Schottky kontaklarda Ni ve Au difüzyonu ve kontak kompozisyonu.

3.7.3.2. Tavlama İşleminin Ti/Al/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Omik Kontaklar Üzerine Etkisi

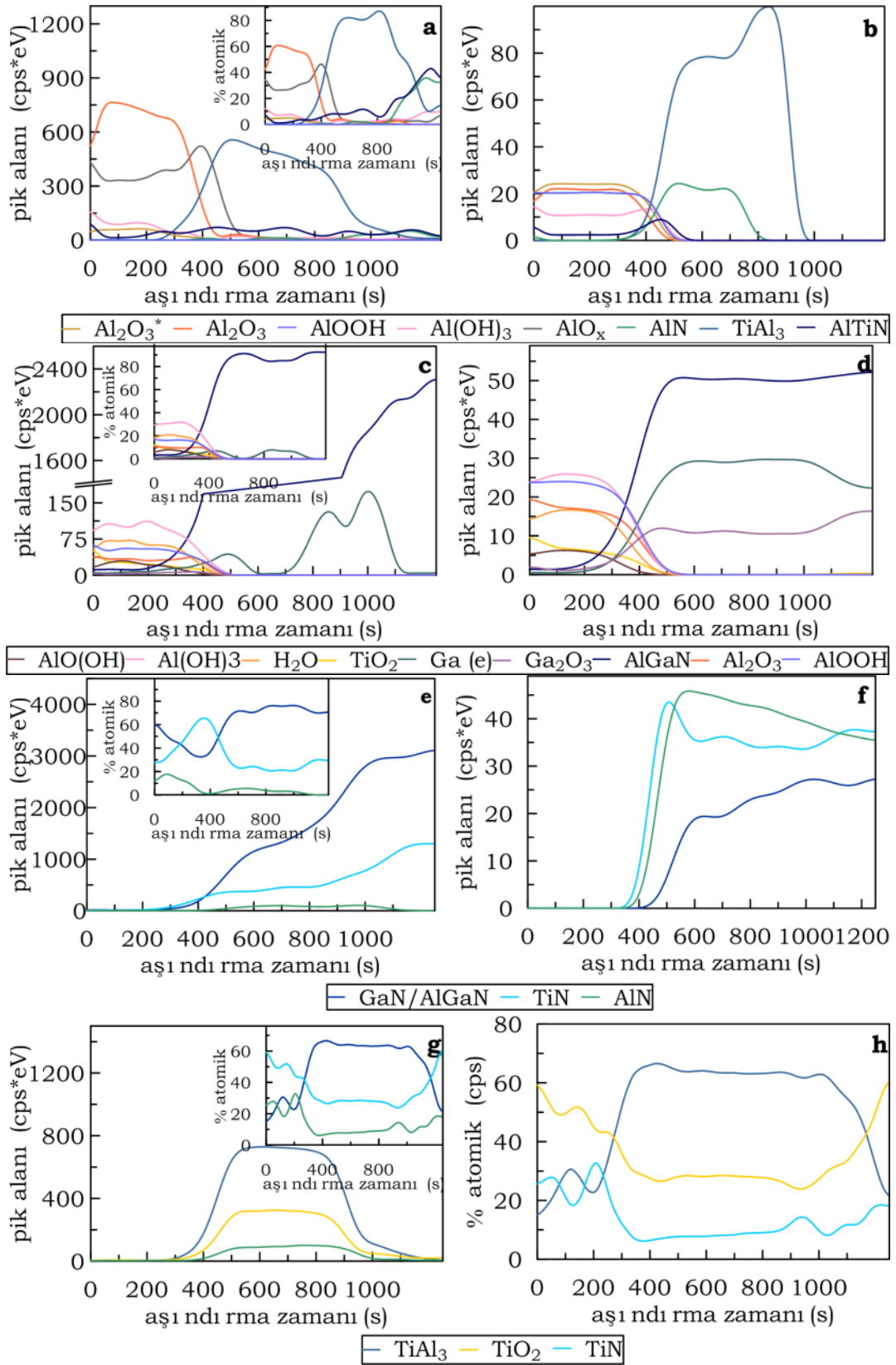
Omik kontaklar bilindiği gibi yüksek sıcaklıkta tavlendiğinde niteliğini kaybetmektedir. Seri direnç, spesifik kontak direnci gibi kontak parametrelerinin değişimini açıklamak amacıyla omik kontaklar tavlama sıcaklığının üzerindeki sıcaklıklarda (800 °C ve 900 °C) daha uzun süreler tavlansak derinliğe bağlı XPS çalışması gerçekleştirilmiştir. Böylece omik kontakların bozulması durumunda kontaktaki kimyasal kompozisyonun değişiminin incelenmesi amaçlanmıştır.

Yüzey taraması yöntemiyle elde edilen Al 2p spektrumu ve yüzey atomik kompozisyon grafiklerinde 800 °C'deki tavlama spektrumunda önemli bir değişikliğe neden olmamakla birlikte 900 °C'de tavlansak numunelerde yüzeyde AlOOH bir miktar artmıştır. Ayrıca metalik durumdaki Al miktarı oldukça azalmış ve yüzeyde önemli miktarda AlN oluştuğu gözlenmiştir. Derinliğe bağlı spektrumlarında artan tavlama sıcaklığı ile TiAl₃ miktarı artmaktadır ve Al'un oksit ve hidroksit fazlarının karışımı yerine kenarları daha belirgin bir tabaka haline gelmektedir (Şekil 3.75a-b ve 3.76a-b).

Benzer biçimde 800 °C'de ve 900 °C'de tavlansak numunelerde Ga 3d spektrumu ele alındığında 900 °C'de tavlansak numunelerde arayüzdeki GaN miktarının önemli ölçüde azaldığı ve artık Ga miktarının arttığı görülmektedir (Şekil 3.75c-d ve 3.76c-d). N 1s için 800 °C'de ve 900 °C'de tavlansak numunelerde yüzey spektrumlar ele alındığında GaN miktarındaki azalma ile birlikte AlN miktarında önemli bir artış gözlenmiştir (Şekil 3.75e-f ve 3.76c-d). Ayrıca TiAl₃'e benzer biçimde TiN oksit fazı ile karışmak yerine kenarları daha belirgin bir tabaka haline gelmektedir (Şekil 3.75g-h ve 3.76c-d).

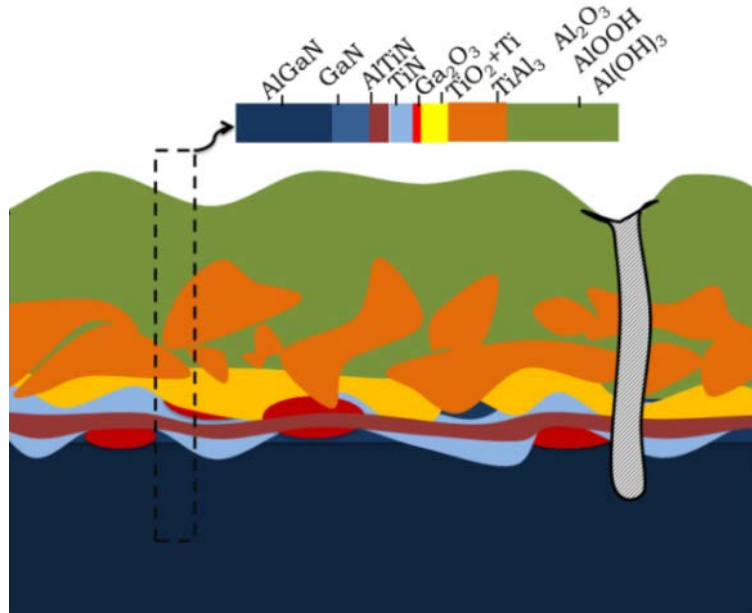


Şekil 3.75. 800 °C’de tavllanmış kontaklarda Al 2p, Ga 3d, N 1s ve Ti 2p’nin sırasıyla pik alanı ve atomik yüzde grafikleri (a, c, e ve g) ve pik alanının (pikten pike) aşındırma zamanına bağlı değişimi (b, d, f ve h).



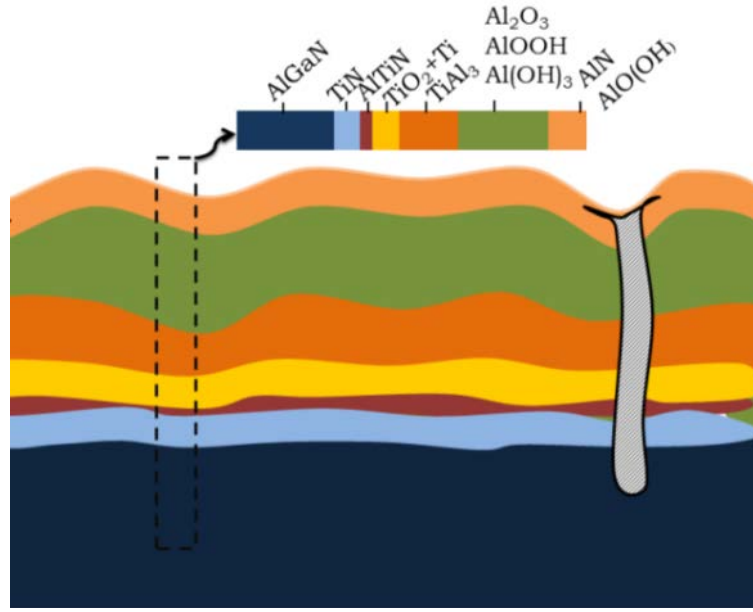
Şekil 3.76. 900 °C’de tavllanmış kontaklarda Al 2p, Ga 3d, N 1s ve Ti 2p’nin sırasıyla pik alanı ve atomik yüzde grafikleri (a, c, e ve g) ve pik alanının (pikten pike) aşındırma zamanına bağlı değişimi (b, d, f ve h).

Omik kontaklarla yapılan çalışmada sonuç olarak; 650 °C'de tavlama yapıldıktan sonraki spektrumlar ele alındığında Ti metali reaktif yapısı ve tavlama dolaylı bir miktar altına nüfuz ettiği ve arayüzde TiN oluşturduğu gözlenmiştir (Şekil 3.77). Ayrıca tavlama ile Ti-Al arayüzünde bir miktar $TiAl_3$ bileşiği oluşmaktadır. Bunların dışında yüzeydeki Al büyük bir çoğunluğu oksit ya da hidroksit formundadır. 900 °C'de tavllanmış numunelerde artan tavlama sıcaklığı ile $TiAl_3$ miktarı artmaktadır ve Al'un oksit ve hidroksit fazlarının karışımı yerine kenarları daha belirgin bir tabaka haline gelmektedir (Şekil 3.78).



Şekil 3.77. 650 °C'de tavlandıktan sonra omik kontaklarda Ti ve Al difüzyonu ve kontak kompozisyonu.

Ayrıca $TiAl_3$ 'e benzer biçimde TiN de TiO_2 ve Ga_2O_3 fazları ile karışmak yerine kenarları daha belirgin bir tabaka haline gelmektedir. Sonuç olarak yalıtkan tabakalı yapılardan oluşan kontakın elektriksel iletkenliği azalmakta ve spesifik kontak direnci oldukça yükselmektedir. Omik kontak metallерinin kimyasal kompozisyona ilişkin açıklamalar aşağıda verilmiştir.

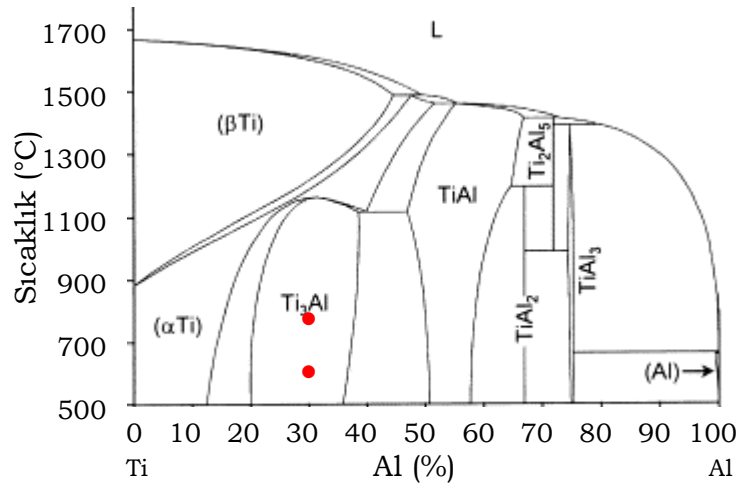


Şekil 3.78. 900 °C'de tavlandıktan sonra omik kontaklarda Ti ve Al difüzyonu ve kontak kompozisyonu.

GaN yüzeyindeki bağ yapmayan atomlar, yüzey polaritesi, yüzeydeki farklı atomların komşu atomlarla elektronik etkileşimindeki farklılık ve hatta yüzey atomlarının atomik kütlelerindeki fark arayüzdeki atomik kompozisyonu etkileyecektir [343-346]. Örneğin Ga atomları N atomlarından çok daha ağırdır ve malzemenin hacimsel kısmına daha sıkı bağlıdır. Bununla birlikte $N+N \rightarrow N_2$ reaksiyonu için Gibbs serbest enerjisi -849.9 kJ/mol , $Ga+Ga \rightarrow Ga_2$ reaksiyonu için Gibbs serbest enerjisi $+357.5 \text{ kJ/mol}$ 'dür. Bu nedenle tavlanan bir GaN/AlGaN alttaşa N atomları ayrıldıkları konumda donör gibi davranan boşluklar bırakarak yüzeye yakın yerlerden uzaklaşabilir [347]. Bu durum ayrıca yüzeydeki artık Ga bulunmasını da açıklar [338,348]. TiN elde etmek için temelde 1200 °C sıcaklığa ya da PVD ya da CVD gibi biriktirme tekniklerine ihtiyaç vardır fakat çalışmamızda 650 °C , 800 °C ve 900 °C 'de tavllanmış omik kontakların arayüzünde TiN tabakasına rastlanmıştır. Bu durum ancak Gibbs serbest enerjisine dayanılarak açıklanabilir. TiN için Gibbs serbest enerjisi -347.2 kJ/mol iken GaN için -118.5 kJ/mol 'dür yani arayüzde Ti-N bağı Ga-N bağından daha kolay oluşur [349]. Diğer çalışmalarda da oda sıcaklığında TiN arayüz tabakasının oluşabileceği gösterilmiştir [17,350]. Benzer biçimde Ga_2O_3 için Gibbs serbest enerjisi -

998.3 kJ/mol'dür dolayısıyla nitrit fazlarından daha kararlıdır bu nedenle de arayüzde bu bileşik görülebilmektedir [351].

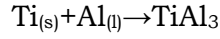
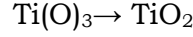
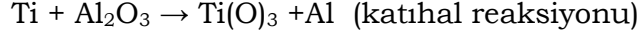
Düşük yoğunluğu, oksidasyon direncinin yüksek olması ve yüksek sertliği nedeniyle TiAl bileşikleri iyi bir kaplama malzemesidir ve reaksiyon kinetikleri ve üretim metotları üzerine pek çok çalışma yapılmıştır [352]. Ti-Al faz diyagramı Şekil 3.79'da görülmektedir. Tavlama sıcaklığı ve Ti-Al miktarları göz önüne alındığında arayüzde $TiAl_3$ oluşması beklenir. Düşük sıcaklıklarda iki metalin reaksiyon kinetiği Ti metalinin Al tanecik sınırlarından kısa mesafeli difüzyonundan ibarettir. Yüksek sıcaklıkta ise Ti metalinin Al içinde çözünürlüğü arttığı için difüzyon mesafesi artacaktır [155].



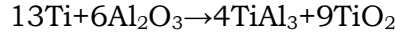
Şekil 3.79. Ti-Al ikili alaşım faz diyagramı [353]. Al ve Ti miktarları ve omik kontak tavlama sıcaklığının karşılık geldiği noktalar (•) ile gösterilmiştir.

Aslında her iki metal birbiri içerisine difüze olarak TiAl bileşiklerini oluşturur ve temelde bu reaksiyon Ti difüzyon doğasından dolayı Al tarafında gerçekleşir. Yani Ti parçacıklar Al matrisi içerisinde çözünür ve Al ile reaksiyona girerek diğer tipte Ti-Al bileşikleri yerine $TiAl_3$ oluşturur [155,156,354]. Bu durum $TiAl_3$ 'ün diğer TiAl bileşiklerinden daha düşük Gibbs serbest enerjisine sahip olması ile açıklanabilir [355]. Bu duruma ilaveten Ti metali reaktif doğasından dolayı havadan oksijen yakalamaya/soğurmaya meyillidir. Soğrulan oksijen $TiAl_3$ miktarını sınırlar ve arayüzdeki bileşiklerin çekirdeklenme ve büyüme kinetikleri üzerinde de oldukça etkilidir [156]. 900 °C'de yapılan tavlamada

TiAl₃ miktarında artış gözlenmiştir. Bu duruma Ti ve Al₂O₃ arasındaki aşağıdaki gibi çok adımlı bir reaksiyon neden olmaktadır [154,356];

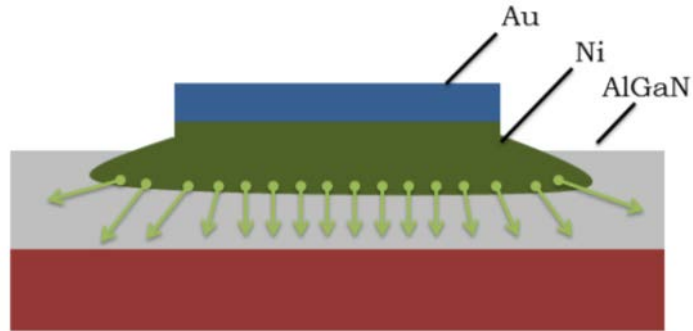


ve toplam reaksiyon



şeklinde. Burada Ti(O)₃ Ti içerisinde çözülmüş oksijeni temsil etmektedir [154].

Omik ve Schottky kontaklar için önemli bir nokta da yapısal kusurların kontak metalleri ile olan reaksiyon kinetiklerinin bilinmemesidir. Kusurlar boyunca metallerin difüzyon hızları ve reaksiyon eğilimleri yüzeydekenden tamamen farklıdır. Bu nedenle de tavlama nedeniyle kusurlar boyunca oluşacak reaksiyonlar ve kimyasal kompozisyonu açıklamak oldukça zordur [338]. Ayrıca yüksek sıcaklıklarda tavlanan numunelerin pik şiddetlerinde bir miktar azalma gözlenmiştir. Bu azalma kontak metallерinin yayılması ile açıklanabilir (Şekil 3.80).



Şekil 3.80. Kontak metallерinin tavlama ile alttaşa yayılması.

3.8. AFM İle Yüzey Analizleri

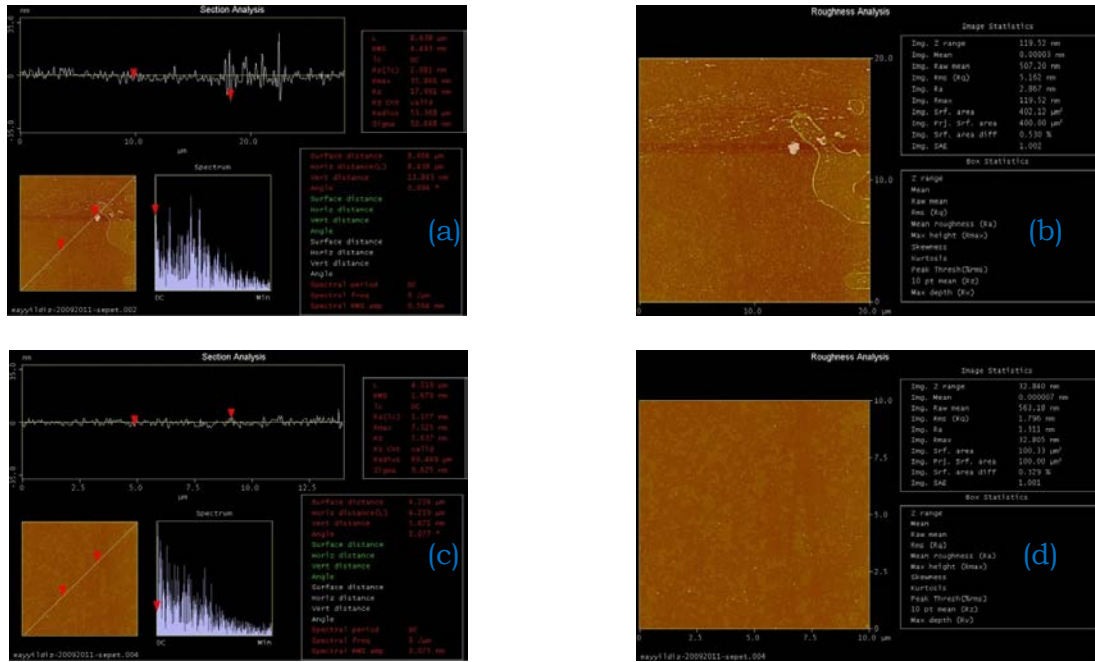
AFM yöntemi ile yüzey morfolojisinin incelenmesi, araştırmalarda kullanılan önemli spektroskopik bir analiz tekniğidir. Bu yöntem kullanılarak yüzey homojenitesi ve kusurlar kolaylıkla belirlenebilir. Çalışmamızda AFM

- NVTS-300 Saçtırma ve buharlaştırma sisteminin kalınlık ölçümlerini standartlaştırmak ve kaplama kalitesini incelemek,
- Numune temizliğinin etkisini incelemek,
- Tavlamanın omik ve Schottky kontak yüzeylerine etkisini incelemek,

için kullanılmıştır.

3.8.1. Kaplama Kalitesinin İncelenmesi

Optimizasyon işlemi için cam numuneler üzerine hem saçtırma hem de buharlaştırma ile ince filmler oluşturulmuştur. Filmlerin Erciyes Üniversitesi Teknoloji Araştırma ve Uygulama Merkezi (TAUM)'nde bulunan Atomik Kuvvet Mikroskobu (AFM) ile yüzey görüntüleri alınmış ve kalınlık ölçümleri yapılmıştır. Bazı numunelerin AFM görüntüleri Şekil 3.81'de elde edilen pürüzlülük değerleri ise Tablo 3.35'te yer almaktadır.



Şekil 3.81. (a, b) Buharlaştırma (c, d) saçtırma tekniği ile Ti biriktirilmiş numuneye ait AFM görüntüleri.

Tablo 3.35. *AFM* analiz sonuçları.

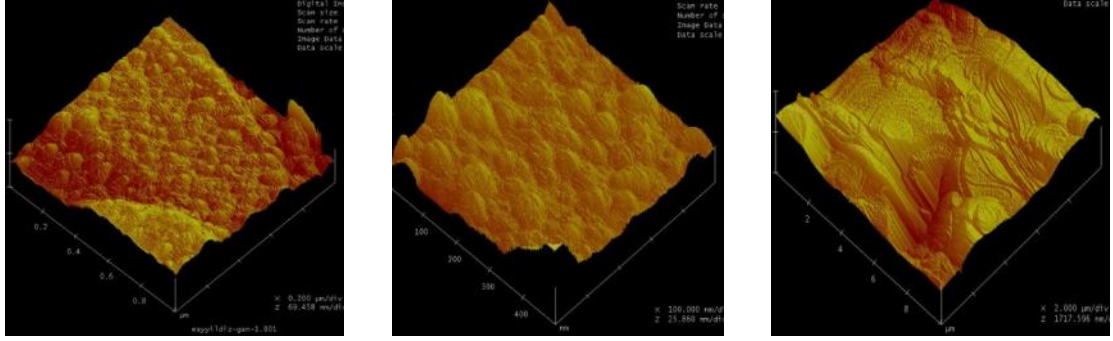
Numune	Biriktirme metodu	Biriktirme hızı (Å/s)	RMS (nm)
Al	Buharlaştırma	1.5	7.3*
Au	Buharlaştırma	1.2	1.9*
Ni	Saçtırma	1.0	1.4
Ni/Au	Saçtırma/buharlaştırma	1:2	2.9*
Ti/Al	Saçtırma/buharlaştırma	0.5:1.5	7.4*
Ti	Buharlaştırma	0.3	5.2-4.5
Ti	Saçtırma	0.3	1.7-1.8*
*Yüzey analiz modundan elde edilen değerlerdir			

Çalışmamızda saçtırma ve buharlaştırma ile metalizasyon işlemi ile yapılan numunelerin yüzey pürüzlülüğü birkaç nm civarındadır. Ni/Au Schottky kontak tavlansadan önce yüzey pürüzlülüğünün değeri iki metal film tabakasından dolayı 4.6 nm'dir. Bununla birlikte 600 °C'de tavlandıktan sonra pürüzlülüğünün değeri azalarak 2.2nm'ye düşmüştür. Bu sıcaklık değeri her iki metalin erime sıcaklığının altında olmasına rağmen Ni/Au ve GaNi katıhal reaksiyonları yüzey pürüzlülüğünün azalmasına neden olmaktadır. Omik kontak tavlansadan önce yüzey pürüzlülüğünün değeri 3.3 nm'dir. 650 °C'de tavlandıktan sonra ise Schottky kontaktaki durumun aksine omik kontaktaki Al metalinin kümelenmesi nedeniyle pürüzlülüğünün değeri artarak 5.6 nm'ye yükselmiştir. Ayrıca alttaştan kaynaklanan oyuklar ve doğal oksit nodülleri de gözlenmiştir. Oyuklar tüm yüzey boyunca düzgün dağılmıştır ve alttaşların kusurlarıyla oldukça benzerdir [357]. Oyuk çapı yaklaşık 20nm ve yüzeyde oyuk yoğunluğu yaklaşık 1.1×10^8 cm²'dir. Literatürde omik ve Schottky kontakların yüzey morfolojisinin tavlama ile değişimini belirlemek amacıyla yapılmış çeşitli çalışmalar mevcuttur [17,162,328].

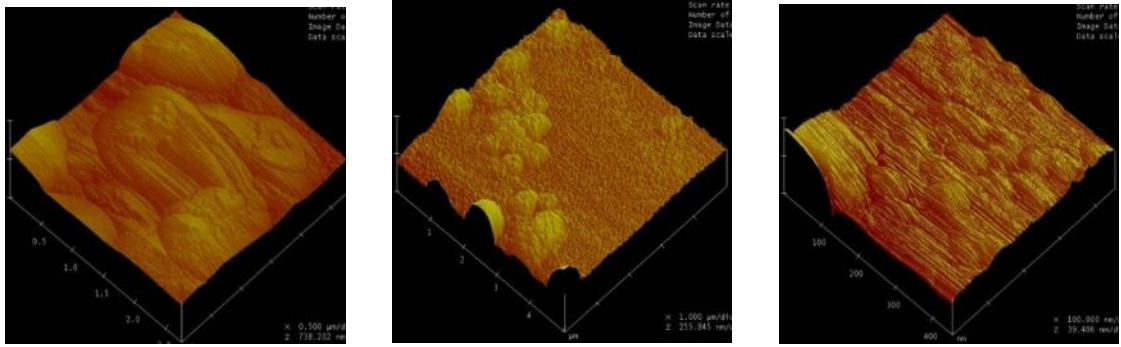
3.8.2. Alttaşın Temizlik Yönteminin Yüzey Morfolojisi Üzerine Etkisinin İncelenmesi

GaN/AlGaN alttaşlardan ikisi, literatürde yer alan ve yaygın olarak kullanılan iki yöntem ile temizlenmiş ardından *AFM* ile yüzey analizleri yapılmıştır. İlk yöntem organik kirliliklerin temizlenmesi işleminin ardından potasyum hidroksit (KOH) ile temizliği içermektedir. İkinci yöntem ise organik kirliliklerin temizlenmesi işleminin ardından sadece HCl:H₂O (1:1) ile temizliği

içermektedir. Numunelerin temizlik işleminin ardından elde edilen *AFM* görüntüleri Şekil 3.82-83'te elde edilen pürüzlülük değerleri ise Tablo 3.36'da yer almaktadır.



Şekil 3.82. KOH ile temizlenen numunelerin yüzey görüntüleri.



Şekil 3.83. HCl ile temizlenen numunelerin yüzey görüntüleri.

Tablo 3.36. GaN/AlGaN numunelerin yüzey analiz sonuçları.

Asit/baz	Tarama alanı (μm)	RMS (nm)
KOH (Alan1)	0.5 X 0.5	2.1
KOH (Alan2)	0.5 X 0.5	2.1
KOH (Alan3)	0.25 X 0.25	2.6
HCl (Alan1)	0.5 X 0.5	4.4
HCl (Alan2)	5 X 5	3.9
HCl (Alan3)	0.5 X 0.5	3.9

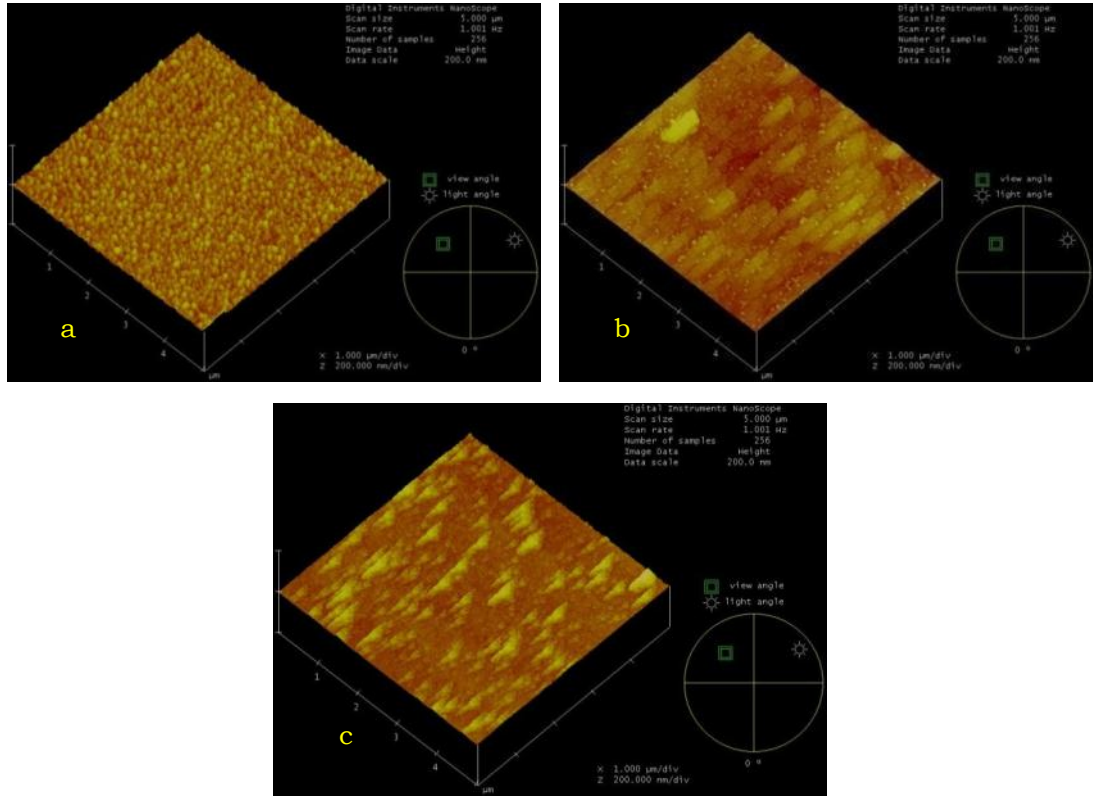
Tablo 3.26'de yer alan verilere göre;

- KOH ile aşındırılan AlGaN alttaşlar daha pürüzsüz yüzeye sahiptir.
- HCl ile aşındırılan AlGaN alttaşlar kristal düzlemlerinin belirgin olduğu yüzeye sahiptir.

Taramalar esnasında KOH ile aşındırılan AlGaN alttaşılarında dislokasyonlara az sayıda ve nispeten küçük boyutlarda rastlanmasına rağmen HCl asit ile aşındırılan AlGaN alttaşılarında kuvvetli asit muamelesinden dolayı büyük holler görülmüştür.

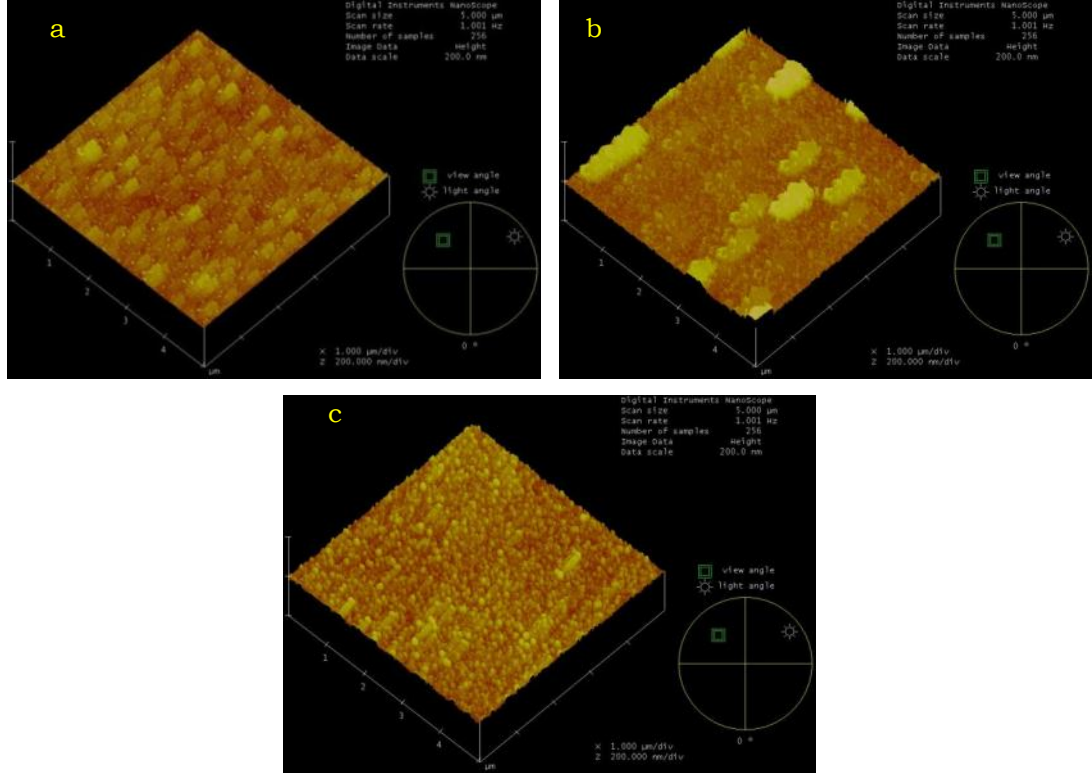
3.8.3. Tavlamanın Omik ve Schottky Kontak Yüzeylerine Etkisinin AFM ile İncelenmesi

XPS ölçümlerinden önce omik ve Schottky kontakların yüzey morfolojisini belirlemek amacıyla AFM ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Aşağıda tavlamadan önce, 600 °C ve 800 °C'de tavlandıktan sonra Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N/Ti/Al diyotların Schottky ve omik kontaklarının yüzey görüntüleri (Şekil 3.84-85) ve pürüzlülük değerleri yer almaktadır.



Şekil 3.84. (a) Tavlamadan önce, (b) 600 °C ve (c) 800 °C'de tavlandıktan sonra Schottky kontaklarının yüzey görüntüleri. Pürüzlülük değerleri sırasıyla 4.6 nm, 2.2 nm ve 2.1 nm'dir.

Schottky kontak tavlamanmadan önce yüzey pürüzlülüğünün değeri 4.6 nm'dir. Bununla birlikte 600 °C'de tavlandıktan sonra pürüzlülüğünün değeri azalarak 2.2 nm'ye düşmüştür. Bu sıcaklık değeri her iki metalin erime sıcaklığının altında olmasına rağmen Ni/Au katihal reaksiyonunun yüzey pürüzlülüğünün azalmasına neden olduğu düşünülmektedir [17].



Şekil 3.85. (a) Tavlamadan önce, (b) 600 °C ve (c) 800 °C'de tavlandıktan sonra omik kontaklarının yüzey görüntüleri. Pürüzlülük değerleri sırasıyla 3.3nm, 5.6nm ve 5.2nm'dir.

Numune yapımı tamamlandıktan sonra omik kontak tavlamanmadan önce yüzey pürüzlülüğünün değeri 3.3 nm'dir. 600 °C'de tavlandıktan sonra Schottky kontaktaki durumun aksine omik kontaktaki pürüzlülüğünün değeri artarak 5.6 nm'ye yükselmiştir. Bu sıcaklık değeri Al erime sıcaklığına oldukça yakındır. Al metalinin erime noktasının hemen üzerindeki sıcaklıklarda kümelenmeye (ball-up) meyillidir bu durumun yüzey pürüzlülüğünün artmasına neden olduğu düşünülmektedir [358].

4. BÖLÜM: SONUÇ VE ÖNERİLER

Farklı büyütme teknikleri ile (MBE ve MOCVD gibi) yüksek kusur konsantrasyonlu olarak büyütülebilen AlGaN altlıklar üzerine ideal diyot yapımı zordur. Elektriksel kontakların kalitesi hem yarıiletkeninin özellikleri hem de metalizasyon işlemi ile sınırlıdır. Böyle bir durumda üretilecek diyotların engel yüksekliği Schottky-Mott teorisine göre beklenen değerden farklı olacaktır. Araştırmacıların amaca uygun kontrollü ve sabit bir engel yüksekliği elde etmesi zordur. Bundan dolayı, AlGaN diyotların potansiyel engel özelliklerinin ayrıntılı olarak bilinmesi ve bu kontakların optimize edilmesi, *III-N*e dayalı devre elemanlarının daha verimli çalışabilmesi açısından önemlidir. Bu nedenle çalışmamızda Schottky engel yüksekliğini artırmak, sızıntı akımını azaltmak dolayısıyla bu aygıtların performansını ve üretilebilirliğini yaygınlaştırmak amacıyla farklı Al mol kesrine sahip AlGaN Schottky diyotların üretilmesi ve termal tavlama ile parametrelerinin iyileştirilmesi amaçlandı. Bu amacı gerçekleştirebilmek için elektriksel ölçümler ve spektroskopik yöntemlerden elde edilen veriler birlikte değerlendirildi.

Bu çalışmada, SiC üzerine MOCVD yöntemiyle büyütülen iki farklı Al mol kesrine ($x=0.09$ ve 0.20) sahip $Al_xGa_{1-x}N$ alttaşlar kullanıldı. Alttaşlar uygun çözeltilerle organik ve inorganik kirliliklerden temizlendikten sonra fotolitografi tekniği ile omik kontak deseni oluşturuldu. Omik kontakların metalizasyonu (Ti/Al) dc manyetik saçtırma ve fiziksel buharlaştırma yöntemleriyle gerçekleştirildi. $Al_xGa_{1-x}N$ alttaşlar üzerine yapılan omik kontakın optimizasyonu çalışmalarında *TLM* metodu kullanılarak en düşük spesifik kontak direnci; $Al_{0.09}Ga_{0.91}N$ altlık için $800\text{ }^\circ\text{C}$ de 2 dakika tavlama da $1.356 \times 10^{-5}\ \Omega\text{cm}^2$ ve $Al_{0.20}Ga_{0.80}N$ altlık için $850\text{ }^\circ\text{C}$ de 2 dakika tavlama da $5.057 \times 10^{-5}\ \Omega\text{cm}^2$ olarak elde edildi. Elde edilen spesifik kontak dirençleri

literatürde mevcut çalışmalarla karşılaştırıldı (Tablo 3.3) ve daha düşük omik kontak direnci elde etmek için kullanılan Ti/Al/Ti/Au dört katlı metalizasyon şeması kullanılarak [294] elde edilen sonuçlara yakın olduğunu gösterdi.

Omik kontakları optimize edilen $Al_{0.09}Ga_{0.91}N$ ve $Al_{0.20}Ga_{0.80}N$ alttaşların aynı yüzeyleri üzerine dc manyetik saçtırma ve fiziksel buharlaştırma yöntemleriyle onar adet (nokta) olarak Schottky kontakları yapıldı. Üretilen diyotların tavlama işlemi önce ve her bir tavlama işleminin ardından $I-V$, $C-V$ ve $I-V-T$ ölçümleri yapıldı. Diyot parametreleri deneysel akım-gerilim karakteristiklerinden termoiyonik emisyon teorisine göre hesaplandı. Ayrıca tavlama işlemi önce, elektriksel parametrelerin optimum değerlerinin elde edildiği ve diyot parametrelerinin kötüleştiği numunelerde AFM ile yüzey morfolojisi ve XPS ile derinliğe bağlı olarak kimyasal kompozisyon analizleri gerçekleştirildi.

Çalışmamızda üretilen $Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N$ ve $Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N$ Schottky diyotların oda sıcaklığında deneysel $I-V$ karakteristiklerinden engel yüksekliği ve idealite faktörünün değerleri sırasıyla 0.813 ± 0.053 eV, 2.516 ± 0.414 ve 0.946 ± 0.033 eV ve 1.655 ± 0.137 olarak elde edildi. Bu değerler her iki diyot için de beklenen değerinden daha küçüktür. Schottky-Mott teorisine göre ideal durumda $Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N$ ve $Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N$ diyotların engel yükseklikleri sırasıyla 1.14 eV ve 1.38 eV'tur. Diyotların idealite faktörleri birden büyüktür. Bu farklılık metal ile yarıiletken arasındaki tabii oksit tabakası ve arayüzey hallerine atfedilebilir [98,137,140,338,348,359,360]. Diyotların idealite faktörleri karşılaştırıldığında ise $x=0.09$ Al mol kesirli diyotun idealite faktörünün daha büyük olduğu da görülmektedir. Metalizasyon işlemleri aynı şartlarda yapıldığından dolayı bu fark altlığın kristal yapısı ve kusur yoğunluğuna atfedilebilir. Diyotların engel yüksekliği değerleri literatürde mevcut çalışmalarla karşılaştırıldığında (Tablo 3.4) büyük değişim aralığı ile karşılaşıldı. Qiao *et al.* engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün Al mol kesrine bağlı olarak ($x=0.0 - 0.23$) sırasıyla 0.84 eV ile 1.02 eV ve 1.12 ile 1.37 arasında değiştiğini; Ha *et al.* ise engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün Al mol kesrine bağlı olarak ($x=0.20, 0.30$ ve 0.40) sırasıyla 1.31 eV ile 1.41 eV ve 1.20 ile 1.40 arasında değiştiğini gözlemiştir [101,102]. Kim *et al.* ise GaN alttaşlar ile yaptığı çalışmada Ni kontakların kimyasal aşındırma yapılmadan önce engel yüksekliğinin ve idealitenin ortalama değerinin sırasıyla 0.84 eV ile 1.48 olduğunu, KOH ile kimyasal aşındırma yapıldıktan sonra bu değerlerin

sırasıyla 0.94 eV ile 1.28 olduğu rapor etmiştir [103]. Miura *et al.* Ni ve oksidasyonu engellemek için Schottky kontak üzerine biriktirilen Au tabaka arasına Pt, Ir, Mo ve Pd gibi erime noktası ve iş fonksiyonu yüksek metal bariyer tabakası eklemenin Ni/AlGaN ($x=0.0$ ve 0.26) Schottky diyotların engel yüksekliğini 0.57 eV ile 0.93 eV arasında artırdığını ve idealite faktörünü 1.06 ile 1.20 arasında azalttığını gözlemişlerdir [21]. Demirezen *et al.* ve Arslan *et al.* Al mol kesri 0.22 olan Ni/AlGaN Schottky diyotlar ile yaptıkları çalışmalarda engel yüksekliğinin sırasıyla 0.74 eV ve 0.73 eV olduğunu idealite faktörünün ise 2.36 ve 1.50 olduğunu belirtmişlerdir [107,134]. Başka bir çalışmada Hanzaz *et al.* Al mol kesri 0.22 olan Ni/AlGaN Schottky diyotlar için engel yüksekliğini 1.48 eV, idealite faktörünü ise 1.23 olarak elde etmişlerdir [93]. Açıkça görüldüğü gibi aynı Al mol kesrine sahip alttaşlar ile yapılan çalışmalarda bile alttaşın büyütme tekniği ve metalizasyon koşullarının diyot parametreleri üzerine etkisi parametrelerin geniş bir aralıkta değişmesine sebep olmaktadır.

Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların oda sıcaklığında C-V ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği değerleri sırasıyla 1.542 ± 0.037 eV ve 1.120 ± 0.047 eV olarak elde edildi. Yüksek frekanstaki C²-V grafiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerleri I-V karakteristiklerinden elde edilen değerlerinden oldukça büyüktür. Bu durum metal-yarıiletken arasındaki engel yüksekliğinin homojen olmamasına atfedilebilir [187].

İki farklı Al mol kesrine sahip Ni/AlGaN Schottky diyotların oda sıcaklığında C-V ölçümlerinden elde edilen arayüzey hal yoğunluğunun 3.081×10^{11} eV⁻¹cm⁻² ile 1.210×10^{12} eV⁻¹cm⁻² arasında değiştiği bulundu. Kondüktans metodu ile elde edilen arayüzey hal yoğunluğunun değerleri ise 5.159×10^{11} eV⁻¹cm⁻² ile 2.457×10^{12} eV⁻¹cm⁻² hallerin zaman sabiti ise 1.335×10^{-4} s ile 9.641×10^{-7} s arasında değiştiği belirlendi.

Metal-yarıiletken kontaklar mikro ve opto-elektronik devre elemanlarının temelini oluşturmaktadır. Bu elemanlar en az iki metal-yarıiletken kontak içerir. Teknolojik öneminden dolayı Schottky diyotların elektriksel karakteristiklerinin iyi anlaşılması önemlidir. Bu nedenle karakteristiklerin sıcaklığa bağlı değişimlerinin incelenmesi gerekir. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotların 10 K'lık adımlarla 100-320 K sıcaklık

aralığında akım-gerilim ölçümleri yapıldı. Diyotların sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristikleri termoiyonik emisyon teorisine göre analiz edildi. Tablo 3.6-7'den görüldüğü gibi Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotlarının engel yüksekliğinin değerleri artan sıcaklıkla artarken, idealite faktörü değerleri ise azalmaktadır. Diyotların karakteristik parametrelerinin sıcaklığa bağımlılığı metal ile yarıiletken arasında oluşan ve literatürde de yaygın olarak kullanılan [83,103,218,310,312,313,319] engel yüksekliğinin homojen olmaması ile izah edildi. Engel homojensizliğinin ortaya çıkması; arayüzey yüklerinin, arayüzey oksit tabaka kalınlığının, biriktirilen metal kalınlığının ve ara yüzeydeki tabakanın kimyasal kompozisyonunun homojen olmaması ile ilişkilendirilmiştir. Bu durumda metal-yarıiletken kontak boyunca akan akım engel yüksekliğinin düşük olduğu lokal bölgelerden akacaktır. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotlarının engel yüksekliği ve $(1-n)/n$ değerlerinin $1/(2kT)$ ile değişimi (Şek. 3.31-32) incelendiğinde farklı iki sıcaklık bölgesinde farklı değişim gösterdiği görüldü. İkili Gaussian dağılımı kullanılarak, Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotunun ortalama engel yüksekliği ve standart sapma değerleri, yüksek ve düşük sıcaklık bölgelerinde sırasıyla, 0.889 eV, 0.098 eV ve 1.368 eV, 0.157 eV; Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotunun ise sırasıyla, 1.021 eV, 0.113 eV ve 1.434 eV, 0.166 eV olarak bulundu. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotlarının iki farklı sıcaklık aralığı için belirlenen Gaussian dağılım parametreleri kullanılarak Richardson grafikleri yeniden çizildi. Richardson sabitlerinin değerleri Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N Schottky diyotlar için 24.314 $AK^{-2}cm^{-2}$ ve 26.336 $AK^{-2}cm^{-2}$, Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotlar için ise 32.954 $AK^{-2}cm^{-2}$ ve 33.126 $AK^{-2}cm^{-2}$, olarak elde edildi. Bu değerler Tablo 3.12'de verilen teorik sonuçlarla uyumludur. Ayrıca, üretilen diyotların $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörü değerleri termoiyonik alan emisyon teorisine göre de değerlendirildi. Karakteristik tünelleme enerjisinin değerleri Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotları için, sırasıyla, 27 meV ve 21 meV olduğu ve elektronların engeli doğrudan tünelleyerek geçme olasılığının düşük olduğu belirlendi.

Diyotların karakteristik parametrelerinde iyileştirme yapmak amacıyla, üretilen diyotlar yüksek saflıkta (6N) argon gazı ortamında termal tavlama işlemine tabii tutuldu. Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotlarının tavlama sıcaklığına bağlı olarak $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen diyot

parametreleri Tablo 3.17-18'de verildi. Tablolardan görülebileceği Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotlarının en büyük engel yüksekliği değeri sırasıyla 600 °C deki tavlama 1.026±0.033 ve 1.521±0.032 eV olarak belirlendi. Engel yüksekliğinin artışı; sıcaklığın değişimine bağlı olarak metal-yarıiletken ara yüzeyindeki yük ve hallerin yeniden düzenlenmesine atfedilebilir. Ayrıca, Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotlarında aygıt performansını önemli derecede etkileyen sızıntı akımlarının tavlama işlemi ile sırasıyla, 24 ve 150 kat iyileşmeler olduğu gözlemlendi (Tablo 3.19). Tavlama işleminden sonra C-V ölçümlerinden elde edilen optimum engel yüksekliği değerleri, sırasıyla, 200°C ve 600°C'de 1.758±0.016 eV ve 2.027±0.018 eV olarak belirlendi (Tablo 3.21-22). Schottky diyotların ikili Gaussian dağılım parametreleri 500-600 °C arasındaki tavlama sıcaklıklarında optimum değerlerine ulaştığı belirlendi (Şekil 3.47-50).

Ni/Al_{0.09}Ga_{0.91}N ve Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky diyotlarının tavlama sıcaklığına bağlı olarak oluşan kimyasal kompozisyonu belirlemek için XPS derinlik profili analizi yapıldı. XPS kullanılarak derinliğe bağlı profil analizi ile oluşan kontak metali difüzyonun elektronik özelliklere etkisi ilişkilendirilmeye çalışılmıştır. Bu bağlamda XPS analizleri ile termal tavlamanın arayüzeyin yeniden düzenlediği, kontak metallerinin difüzyonu ile arayüzdeki kusur yoğunluğunun azalttığı ve böylece engel yüksekliğinin arttığı ayrıca idealite faktörünün azaldığı gözlemlendi. XPS derinlik profili analizlerine göre Ni/Al_{0.20}Ga_{0.80}N Schottky kontaklarda 600 °C tavlama sıcaklığında Ni-GaN arayüzündeki GaNi bileşiği olduğu gözlemlendi. Kontak parametrelerinin bozulmaya başladığı durumda ise Ni ve Au kristalin oldukça derin bölgelerine nüfuz ettiği gözlemlendi (Şekil 3.78 ve 3.84). Au metalinin Ni tabakasını da aşarak kristale ulaştığı dolayısıyla engel yüksekliğinin azalmasına neden olduğu gözlemlendi. Ayrıca Ni ve Au arayüzeyinde çeşitli kompozisyonlarda bileşikler oluşturarak GaN kristal yapısını değiştirdiği bu nedenle de idealite faktörü değerinin yükseldiği belirlendi. Omik kontaklarda ise 800 °C tavlama sıcaklığında TiN, TiO₂ ve Ga₂O₃'nin yanı sıra Al'un oksit ve hidroksit fazlarının karışmak yerine kenarları daha belirgin bir tabaka haline getirdiği, omik kontakın yalıtkan tabakalı yapılardan oluştuğu ve kontakın elektriksel iletkenliğinin azaldığı bunun sonucu olarak da spesifik kontak direncinin yükseldiği belirlendi.

Öneriler-Gelecek Çalışmalar

SiC altlık üzerine MOCVD tekniği ile yüksek kusur konsantrasyonlu olarak büyütülen AlGaN'a dayalı Schottky diyotların sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristiklerinin akım-iletim mekanizmalarının açıklanmasında tek akım iletiminin yeterli olmadığı, baskın iletim mekanizması yanı sıra ek iletim mekanizmalarının da bulunabileceği dikkate alınarak daha fazla analiz yapılabilir.

Diyotların elektriksel karakteristiklerini iyileştirmek için yüzey pasivasyonu yapılabilir.

Diyotların elektriksel karakteristiğini etkileyen tuzak seviyeleri ve konsantrasyonlar derin seviye geçiş spektroskopisi (DLTS) tekniği ile incelenebilir.

KAYNAKÇA

1. Sze, S. 1981. Physics of Semiconductor Devices, John Wiley & Sons, New York, pp. 849.
2. Ng, K.K. 1995. Complete Guide to Semiconductor Devices, McGraw-Hill, New York, pp. 736.
3. Braun, F. 1874. On the Current Transport in Metal Sulfides (in German). **Annual Review of Physical Chemistry**, **153** 556-563.
4. Johnson, W.C., Parson, J.B., Crew, M.C. 1932. Nitrogen compounds of gallium. III. **The Journal of Physical Chemistry**, **36** (10): 2651-2654.
5. Maruska, H.P., Tietjen, J.J. 1969. The preparation and properties of vapor deposited single crystal line GaN. **Applied Physics Letters**, **15** (10): 327-329.
6. Pankove, J.I., Miller, E.A., Richman, D., Berkeyheiser, J.E. 1971. Electroluminescence in GaN. **Journal of Luminescence**, **4** (1): 63-66.
7. Amano, H., Sawaki, N., Akasaki, I., Toyoda, Y. 1986. Metalorganic vapor phase epitaxial growth of a high quality GaN film using an AlN buffer layer. **Applied Physics Letters**, **48** (5): 353.
8. Khan, M.A., Bhattarai, A., Kuznia, J.N., Olson, D.T. 1993. High-Electron-Mobility Transistor Based on a GaN-AlxGa1-Xn Heterojunction. **Applied Physics Letters**, **63** (9): 1214-1215.
9. Khan, M.A., Kuznia, J.N., Olson, D.T., Schaff, W.J., Burm, J.W., Shur, M.S. 1994. Microwave Performance of a 0.25 μ m Gate Algan/GaN Heterostructure Field-Effect Transistor. **Applied Physics Letters**, **65** (9): 1121-1123.
10. Hasegawa, H., Oyama, S. 2002. Mechanism of anomalous current transport in n-type GaN Schottky contacts. **Journal of Vacuum Science & Technology B**, **20** (4): 1647-1655.
11. Miller, E.J., Yu, E.T., Waltereit, P., Speck, J.S. 2004. Analysis of reverse-bias leakage current mechanisms in GaN grown by molecular-beam epitaxy. **Applied Physics Letters**, **84** (4): 535-537.

12. Karmalkar, S., Sathaiya, D.M., Shur, M.S. 2003. Mechanism of the reverse gate leakage in AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistors. **Applied Physics Letters**, **82** (22): 3976-3978.
13. Hlad, M., Voss, L., Gila, B.P., Abernathy, C.R., Pearton, S.J., Ren, F. 2006. Dry etching of MgCaO gate dielectric and passivation layers on Ga_N. **Applied Surface Science**, **252** (22): 8010-8014.
14. Luo, B., Johnson, J.W., Kim, J., Mehandru, R.M., Ren, F., Gila, B.P., Onstine, A.H., Abernathy, C.R., Pearton, S.J., Baca, A.G., Briggs, R.D., Shul, R.J., Monier, C., Han, J. 2002. Influence of MgO and Sc₂O₃ passivation on AlGa_N/Ga_N high-electron-mobility transistors. **Applied Physics Letters**, **80** (9): 1661-1663.
15. Fagerlind, M., Allerstam, F., Sveinbjörnsson, E.O., Rorsman, N., Kakanakova-Georgieva, A., Lundskog, A., Forsberg, U., Janzén, E. 2010. Investigation of the interface between silicon nitride passivations and AlGa_N/Al_N/Ga_N heterostructures by C(V) characterization of metal-insulator-semiconductor-heterostructure capacitors. **Journal of Applied Physics**, **108** (1): 014508.
16. Vartuli, C.B., Pearton, S.J., Lee, J.W., Polyakov, A.Y., Shin, M., Greve, D.W., Skronowski, M., Shul, R.J. 1997. Electron cyclotron resonance plasma etching of AlGa_N in Cl₂/Ar and BCl₃/Ar plasmas. **Journal of the Electrochemical Society**, **144** (6): 2146-2149.
17. Kim, H., Schuette, M., Jung, H., Song, J., Lee, J., Lu, W., Mabon, J.C. 2006. Passivation effects in Ni/AlGa_N/Ga_N Schottky diodes by annealing. **Applied Physics Letters**, **89** (5): 053516.
18. Jeon, C.M., Lee, J.L. 2003. Enhancement of Schottky barrier height on AlGa_N/Ga_N heterostructure by oxidation annealing. **Applied Physics Letters**, **82** (24): 4301-4303.
19. Arulkumaran, S., Egawa, T., Ishikawa, H., Umeno, M., Jimbo, T. 2001. Effects of annealing on Ti, Pd, and Ni/n-Al_{0.11}Ga_{0.89}N Schottky diodes. **Ieee Transactions on Electron Devices**, **48** (3): 573-580.
20. Bradley, S.T., Goss, S.H., Hwang, J., Schaff, W.J., Brillson, L.J. 2004. Surface cleaning and annealing effects on Ni/AlGa_N interface atomic composition and Schottky barrier height. **Applied Physics Letters**, **85** (8): 1368-1370.

21. Miura, N., Nanjo, T., Suita, M., Oishi, T., Abe, Y., Ozeki, T., Ishikawa, H., Egawa, T., Jimbo, T. 2004. Thermal annealing effects on Ni/Au based Schottky contacts on n-GaN and AlGaIn/GaN with insertion of high work function metal. **Solid-State Electronics**, **48** (5): 689-695.
22. Reddy, K.J., Reddy, V., Reddy, P.N. 2008. Thermal annealing behaviour on Schottky barrier parameters and structural properties of Au contacts to n-type GaN. **Journal of Materials Science: Materials in Electronics**, **19** (4): 333-338.
23. Moon, Y.T., Kim, D.J., Park, J.S., Oh, J.T., Lee, J.M., Park, S.J. 2004. Recovery of dry-etch-induced surface damage on Mg-doped GaN by NH₃ ambient thermal annealing. **Journal of Vacuum Science & Technology B**, **22** (2): 489-491.
24. Seebeck, T.J. 1826. Ueber die magnetische Polarisation der Metalle und Erze durch Temperatur-Differenz. (Ausgezogen aus den so eben erschienenen Denkschriften für 1822 und 1823.). **Annalen der Physik und Chemie**, **6** 1-20.
25. Faraday, M. 1839. Experimental Researches in Electricity (c. 4), Bernard Quaritch, London, pp. 1737.
26. Smith, W. 1873. Selenium. **Nature Communications**, **7** 442-443.
27. Smith, W. 1873. The action of light on selenium. **Telegraph Engineers, Journal of the Society of**, **2** (4): 31-33.
28. Adams, W.G., Day, R.E. 1876. The Action of Light on Selenium. **Proceedings of the Royal Society of London**, **25** (171-178): 113-117.
29. Round, H.J. 1907. Discovery of electroluminescence - blue light emission from Silicon Carbide (SiC). **Electron World**, **19** 309. .
30. Koenigsberger, J., Weiss, J. 1911. Ueber die thermoelektrischen Effekte (Thermokräfte, Thomsonwärme) und die Wärmeleitung in einigen Elementen und über die experimentelle Prüfung der Elektronentheorie. **Ann. Phys., Lpz**, **35** 1-46.
31. Lilienfeld, J.S.E. (1930). Method and apparatus for controlling electric currents, Patent No: 1745175.
32. de L. Kronig, R., Penney, W.G. 1931. Quantum Mechanics of Electrons in Crystal Lattices. **Proceedings of the Royal Society A:**

- Mathematical, Physical and Engineering Sciences**, **130** (814): 499-513.
33. Wilson, A.H. 1931. The Theory of Electronic Semi-Conductors. **Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences**, **133** (822): 458-491.
 34. Zener, C. 1934. A Theory of the Electrical Breakdown of Solid Dielectrics. **Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences**, **145** (855): 523-529.
 35. Frenkel, J. 1936. **Phys. Z. Sowjetunion**, **9** 158.
 36. Frenkel, J.I. 1936. On the absorption of light and the trapping of electrons and positive holes in crystalline dielectrics. **Physik Z. Sowjetunion**, **9** 158.
 37. Davydov, B. 1938. On the rectification of current at the boundary between two semiconductors. **Compt. Rend. Doklady Acad. Sci., URSS**, **20** 279-282.
 38. Davydov, B. 1938. The rectifying action of semiconductors. **Tech Phys USSR**, **5** 87-95.
 39. Schottky, W. 1938. Semiconductor Theory of the Blocking Layer (in German). **Naturwissenschaften**, **26** 843.
 40. Schottky, W. 1939. On the Semiconductor Theory of Blocking and Point Contact Rectifiers (in German). **Zeitschrift Für Physik**, **113** 367-414.
 41. Schottky, W. 1939. Zur Halbleitertheorie der Sperrschicht- und Spitzengleichrichter. **Zeitschrift Für Physik**, **113** (5-6): 367-414.
 42. Mott, N., (1938). Note on the contact between a metal and an insulator or semiconductor. *Proc. Cambr. Philos. Soc*: 568-572.
 43. Ohl, R.S. (1946). Alternating current rectifier, Patent No: 2402661.
 44. Clusius, K., Holz, E., Welker, H. (1942). 'Elektrische Gleichrichterordnung mit Germanium als Halbleiter und Verfahren zur Herstellung von Germanium für eine solche Gleichrichterordnung, Patent No: DE966387.
 45. Welker, H. (1945). Halbleiter anordnung zur kapazitiven Steuerung von Strömen in einem Halbleiterkristall, Patent No: Deutsche Patentschrift 980 084.

46. Shockley, W. (1952). Circuit Element Utilizing Semiconductive Materials, Patent No: 2623102.
47. Bardeen, J., Brattain, W.H. 1948. The Transistor, A Semi-Conductor Triode. **Physical Review**, **74** (2): 230-231.
48. Bardeen, J., Brattain, W.H. 1948. The transistor, a semi-conductor triode. **Physical Review**, **74** (2): 230.
49. Ebers, J.J. 1952. Four-terminal p-n-p-n transistors. **Proceedings of the IRE**, **40** (11): 1361-1364.
50. Dacey, G.C., Ross, I.M. 1953. Unipolar "Field-Effect" Transistor. **Proceedings of the IRE**, **41** (8): 970-979.
51. Chapin, D.M., Fuller, C.S., Pearson, G.L. 1954. A New Silicon p-n Junction Photocell for Converting Solar Radiation into Electrical Power. **Journal of Applied Physics**, **25** (5): 676-677.
52. Kroemer, H. 1957. Theory of a wide-gap emitter for transistors. **Proceedings of the IRE**, **45** (11): 1535-1537.
53. Kilby, J.S. (1964). Miniaturized electronic circuits, Patent No: 3138743.
54. Noyce, R.N. (1961). Semiconductor device-and-lead structure, Patent No: 2981877.
55. Esaki, L. 1958. New phenomenon in narrow germanium p-n junctions. **Physical Review**, **109** (2): 603.
56. Hoerni, J.A. 1961. Planar silicon diodes and transistors. **IRE Transactions on Electron Devices**, **8** (2): 178-178.
57. Kahng, D.A., M.M., (1960). Silicon-silicon dioxide field induced surface devices. IRE Solid-State Device Research Conference, Carnegie Institute of Technology, Pittsburgh:
58. Hall, R.N., Fenner, G.E., Kingsley, J.D., Soltys, T.J., Carlson, R.O. 1962. Coherent Light Emission From GaAs Junctions. **Physical Review Letters**, **9** (9): 366-368.
59. Nathan, M.I., Dumke, W.P., Burns, G., Dill, J.F.H., Lasher, G. 1962. Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions. **Applied Physics Letters**, **1** (3): 62-64.
60. Alferov, Z.I., Kazarinov, R. 1963. Semiconductor laser with electrical pumping. **USSR patent**, **181737**
61. Kroemer, H. 1963. A proposed class of hetero-junction injection lasers. **Proceedings of the Ieee**, **51** (12): 1782-1783.

62. Cohen, B.G.,Loach, D.E. 1965. A silicon diode microwave oscillator (Fabrication and performance data on microwave oscillations obtained on pulse basis from silicon diodes). **Bell System Technical Journal**, **44** 369-372.
63. Mead, C.A. 1966. Schottky barrier gate field effect transistor. **Proceedings of the Ieee**, **54** (2): 307-308.
64. Kahng, K.,Sze, S.M. 1967. A floating gate and its application to memory devices. **Ieee Transactions on Electron Devices**, **14** (9): 629-629.
65. Alferov, Z.H.I., Andreev, V.M., Portnoi, E.L.,Trukan, M.K. 1969. Injection lasers based on heterojunctions of the AlAs-GaAs system having a low emission threshold at room temperature(Low threshold injection lasers in IR and visible spectrum at room temperature employing AlAs-GaAs heterojunctions, noting use for CW mode). **FIZIKA I TEKHNIKA POLUPROVODNIKOV**, **3** 1328-1332.
66. Hayashi, I., Panish, M.,Foy, P. 1969. A low-threshold room-temperature injection laser. **Ieee Journal of Quantum Electronics**, **5** (4): 211-212.
67. Boyle, W.S.,Smith, G.E. 1970. Charge Coupled Semiconductor Devices. **Bell System Tech. Journal**, **49** (0): 587-593.
68. Chang, L.L., Esaki, L.,Tsu, R. 1974. Resonant tunneling in semiconductor double barriers. **Applied Physics Letters**, **24** 593.
69. Mimura, T., Hiyamizu, S., Fujii, T.,Nanbu, K. 1980. A new field-effect transistor with selectively doped GaAs/n-Al_xGa_{1-x}As heterojunctions. **Japanese Journal of Applied Physics**, **19** L225-L227.
70. Sze, S.M.,Ng, K.K. 2006. Metal-Semiconductor Contacts. Physics of Semiconductor Devices (s. 134-196): John Wiley & Sons, Inc.
71. Sze, S.M.,Ng, K.K. 2006. Physics of Semiconductor Devices, John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey, pp. 832.
72. Schottky, W. 1942. Simplified and Expanded Theory of Boundary Layer Rectifiers (in German). **Zeitschrift Für Physik**, **118** 539-592.
73. Bardeen, J. 1947. Surface states and rectification at a metal semiconductor contact. **Physical Review**, **71** (10): 717.
74. Hensch, H.K. 1957. Rectifying Semiconductor Contacts, Clarendon Press, pp. 372.

75. Tung, R.T. 2001. Formation of an electric dipole at metal-semiconductor interfaces. **Physical Review B**, **64** (20): 205310.
76. Schottky, W. 1940. Abweichungen vom ohmschen gesetz in halbleitern. **Phys. Zeitschr**, **41** 570-573.
77. Monch, W. 1986. On the Present Understanding of Schottky Contacts. **Festkorperprobleme-Advances in Solid State Physics**, **26** 67-88.
78. Rhoderick, E.H., Williams, R.H. 1988. Metal-Semiconductor Contacts, Clarendon Press Oxford, pp. 252.
79. Tung, R.T. 1984. Schottky-Barrier Formation at Single-Crystal Metal-Semiconductor Interfaces. **Physical Review Letters**, **52** (6): 461-464.
80. Palmstrom, C.J., Cheeks, T.L., Gilchrist, H.L., Zhu, J.G., Carter, C.B., Wilkens, B.J., Martin, R. 1992. Effect of Orientation on the Schottky-Barrier Height of Thermodynamically Stable Epitaxial Metal GaAs Structures. **Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum Surfaces and Films**, **10** (4): 1946-1952.
81. Wolf, D., Yip, S. 1992. Materials Interfaces: Atomic-Level Structure And Properties, Chapman & Hall, Glasgow, pp. 719.
82. Arehart, A.R., Allerman, A.A., Ringel, S.A. 2011. Electrical characterization of n-type Al_{0.30}Ga_{0.70}N Schottky diodes. **Journal of Applied Physics**, **109** (11): 114506.
83. Tekeli, Z., Altındal, S., Çakmak, M., Özçelik, S., Çalışkan, D., Ozbay, E. 2007. The behavior of the I-V-T characteristics of inhomogeneous (Ni/Au)-Al_{0.3}Ga_{0.7}N/AlN/GaN heterostructures at high temperatures. **Journal of Applied Physics**, **102** (5): 054510.
84. Hasegawa, H., Inagaki, T., Ootomo, S., Hashizume, T. 2003. Mechanisms of current collapse and gate leakage currents in AlGa_N/Ga_N heterostructure field effect transistors. **Journal of Vacuum Science & Technology B**, **21** (4): 1844-1855.
85. Motayed, A., Sharma, A., Jones, K.A., Derenge, M.A., Iliadis, A.A., Mohammad, S.N. 2004. Electrical characteristics of Al_xGa_{1-x}N Schottky diodes prepared by a two-step surface treatment. **Journal of Applied Physics**, **96** (6): 3286-3295.
86. Dumont, J., Monroy, E., Munoz, E., Caudano, R., Sporcken, R. 2001. Investigation of metal-GaN and metal-AlGa_N contacts by XPS depth

- profiles and by electrical measurements. **Journal of Crystal Growth**, **230** (3-4): 558-563.
87. Hasegawa, H., Akazawa, M. 2009. Current collapse transient behavior and its mechanism in submicron-gate AlGa_N/Ga_N heterostructure transistors. **Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures**, **27** (4): 2048.
 88. Cheng, C.J., Zhang, X.F., Lu, Z.X., Ding, J.X., Zhang, L., Zhao, L., Si, J.J., Sun, W.G., Sang, L.W., Qin, Z.X., Zhang, G.Y. 2008. Temperature dependence on current-voltage characteristics of Ni/Au-Al_{0.45}Ga_{0.55}N Schottky photodiode. **Applied Physics Letters**, **92** (10): 103505.
 89. Sozza, A., Dua, C., Morvan, E., Grimbert, B., di Forte-Poisson, M.A., Delage, S.L., Zanoni, E. 2005. Thermal stability of Mo-based Schottky contact for AlGa_N/Ga_N HEMT. **Electronics Letters**, **41** (16): 927-928.
 90. Ao, J.P., Naoi, Y., Ohno, Y. 2013. Thermally stable TiN Schottky contact on AlGa_N/Ga_N heterostructure. **Vacuum**, **87** 150-154.
 91. Khan, M.R.H., Nakayama, H., Detchprohm, T., Hiramatsu, K., Sawaki, N. 1997. A study on barrier height of Au-Al_xGa_{1-x}N Schottky diodes in the range $0 < x < 0.20$. **Solid-State Electronics**, **41** (2): 287-294.
 92. Lv, Y., Lin, Z., Corrigan, T.D., Zhao, J., Cao, Z., Meng, L., Luan, C., Wang, Z., Chen, H. 2011. Extraction of AlGa_N/Ga_N heterostructure Schottky diode barrier heights from forward current-voltage characteristics. **Journal of Applied Physics**, **109** (7): 074512.
 93. Hanzaz, M., Bouhdada, A., Gibart, P., Omnes, F. 2002. Impact of the defects on the electrical and optical properties of AlGa_N ultraviolet photodetectors. **Journal of Applied Physics**, **92** (1): 13-18.
 94. Zhou, L., Ping, A.T., Boutros, K., Redwing, J., Adesida, I. 1999. Characterisation of rhenium Schottky contacts on n-type Al_xGa_{1-x}N. **Electronics Letters**, **35** (9): 745-746.
 95. Kuzmik, J., Javorka, P., Marso, M., Kordos, P. 2002. Annealing of Schottky contacts deposited on dry etched AlGa_N/Ga_N. **Semiconductor Science and Technology**, **17** (11): L76-L78.

96. Kim, J.K., Jang, H.W., Lee, J.-L. 2003. Current conduction mechanism of Pt/GaN and Pt/Al_{0.35}Ga_{0.65}N Schottky diodes. **Journal of Applied Physics**, **94** (11): 7201.
97. Sawada, T., Izumi, Y., Kimura, N., Suzuki, K., Imai, K., Kim, S.W., Suzuki, T. 2003. Properties of GaN and AlGaN Schottky contacts revealed from I-V-T and C-V-T measurements. **Applied Surface Science**, **216** (1-4): 192-197.
98. Tracy, K.M., Hartlieb, P.J., Einfeldt, S., Davis, R.F., Hurt, E.H., Nemanich, R.J. 2003. Electrical and chemical characterization of the Schottky barrier formed between clean n-GaN(0001) surfaces and Pt, Au, and Ag. **Journal of Applied Physics**, **94** (6): 3939-3948.
99. Saadaoui, S., Ben Salem, M.M., Gassoumi, M., Maaref, H., Gaquiere, C. 2011. Electrical characterization of (Ni/Au)/Al_{0.25}Ga_{0.75}N/GaN/SiC Schottky barrier diode. **Journal of Applied Physics**, **110** (1): 013701.
100. Seghier, D., Gislason, H.P. 2002. Dependence of the Au/AlGaN Schottky characteristics on Al content. **Physica Scripta**, **T101** 230-233.
101. Qiao, D., Yu, L.S., Lau, S.S., Redwing, J.M., Lin, J.Y., Jiang, H.X. 2000. Dependence of Ni/AlGaN Schottky barrier height on Al mole fraction. **Journal of Applied Physics**, **87** (2): 801-804.
102. Ha, W.J., Chhajed, S., Chavan, A., Lee, J.H., Kim, K.S., Kim, J.K. 2012. Carrier transport mechanism of AlGaN/GaN Schottky barrier diodes with various Al mole fractions. **Physica Status Solidi C: Current Topics in Solid State Physics**, **Vol 9, No 3-4**, **9** (3-4): 851-854.
103. Kim, H. 2010. Effect of KOH treatment on the Schottky barrier inhomogeneity in Ni/n-GaN. **Materials Science in Semiconductor Processing**, **13** (1): 51-55.
104. Morkoç, H. 2009. Handbook of Nitride Semiconductors and Devices, Materials Properties, Physics and Growth (c. 1), Wiley-VCH, Weinheim, pp. 1257.
105. Reddy, R.V., Koteswara Rao, P. 2008. Annealing temperature effect on electrical and structural properties of Cu/Au Schottky contacts to n-type GaN. **Microelectronic Engineering**, **85** (2): 470-476.
106. Ramesh, C.K., Reddy, V.R., Choi, C.J. 2004. Electrical characteristics of molybdenum Schottky contacts on n-type GaN. **Materials Science**

and Engineering B-Solid State Materials for Advanced Technology, 112 (1): 30-33.

107. Arslan, E., Butun, S., Safak, Y., Cakmak, H., Yu, H.B., Özbay, E. 2011. Current transport mechanisms and trap state investigations in (Ni/Au)-AlN/GaN Schottky barrier diodes. **Microelectronics Reliability, 51** (3): 576-580.
108. Reddy, V.R., Reddy, M.S.P., Lakshmi, B.P., Kumar, A.A. 2011. Electrical characterization of Au/n-GaN metal-semiconductor and Au/SiO₂/n-GaN metal-insulator-semiconductor structures. **Journal of Alloys and Compounds, 509** (31): 8001-8007.
109. Ambacher, O., Smart, J., Shealy, J.R., Weimann, N.G., Chu, K., Murphy, M., Schaff, W.J., Eastman, L.F., Dimitrov, R., Wittmer, L., Stutzmann, M., Rieger, W., Hilsenbeck, J. 1999. Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGa_N/Ga_N heterostructures. **Journal of Applied Physics, 85** (6): 3222-3233.
110. Khan, M.A., Chen, Q., Sun, C.J., Shur, M., Gelmont, B. 1995. 2-Dimensional Electron-Gas in Ga_N-AlGa_N Heterostructures Deposited Using Trimethylamine-Alane as the Aluminum Source in Low-Pressure Metalorganic Chemical-Vapor-Deposition. **Applied Physics Letters, 67** (10): 1429-1431.
111. Kang, Y.S., Fan, Q., Xiao, B., Alivov, Y.I., Xie, J.Q., Onojima, N., Cho, S.J., Moon, Y.T., Lee, H., Johnstone, D., Morkoç, H., Park, Y.S. 2006. Fabrication and current-voltage characterization of a ferroelectric lead zirconate titanate/AlGa_N/Ga_N field effect transistor. **Applied Physics Letters, 88** (12): 123508.
112. Morkoç, H. 2009. Growth and Growth Methods for Nitride Semiconductors (c. 1), Wiley, Weinheim, pp. 1216.
113. Van de Walle, C.G., Neugebauer, J. 2004. First-principles calculations for defects and impurities: Applications to III-nitrides. **Journal of Applied Physics, 95** (8): 3851-3879.
114. Kim, H., Nath, D., Rajan, S., Lu, W. 2013. Polarization-Engineered Ga-Face Ga_N-Based Heterostructures for Normally-Off Heterostructure Field-Effect Transistors. **Journal of Electronic Materials, 42** (1): 10-14.

115. Selvaraj, S.L., Egawa, T. 2012. MOCVD Grown AlGa_N/Ga_N Transistors on Si Substrate for High Power Device Applications. **Heterosic & Wasmpe 2011, 711** 195-202.
116. Linkohr, S., Pletschen, W., Kirste, L., Himmerlich, M., Lorenz, P., Krischok, S., Polyakov, V., Muller, S., Ambacher, O., Cimalla, V. 2012. Plasma affected 2DEG properties on Ga_N/AlGa_N/Ga_N HEMTs. **Physica Status Solidi C: Current Topics in Solid State Physics, Vol 9, No 3-4, 9** (3-4): 938-941.
117. Tekeli, Z., Gökçen, M., Altındal, S., Özçelik, S., Özbay, E. 2011. On the profile of frequency dependent dielectric properties of (Ni/Au)/Ga_N/Al_{0.3}Ga_{0.7}N heterostructures. **Microelectronics Reliability, 51** (3): 581-586.
118. Ivaldi, F., Meissner, C., Domagala, J., Kret, S., Pristovsek, M., Hogele, M., Kneissl, M. 2011. Influence of a Ga_N Cap Layer on the Morphology and the Physical Properties of Embedded Self-Organized In_N Quantum Dots on Ga_N(0001) Grown by Metal-Organic Vapour Phase Epitaxy. **Japanese Journal of Applied Physics, 50** (3): 031004.
119. Makaram, P., Joh, J., del Alamo, J.A., Palacios, T., Thompson, C.V. 2010. Evolution of structural defects associated with electrical degradation in AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistors. **Applied Physics Letters, 96** (23): 233509.
120. Nicollian, E.H., Brews, J.R. 1982. Mos (Metal Oxide Semiconductor) Physics And Technology (c. 1), Wiley-Interscience, New York, pp. 920.
121. Terman, L.M. 1962. An investigation of surface states at a silicon/silicon oxide interface employing metal-oxide-silicon diodes. **Solid-State Electronics, 5** (5): 285-299.
122. Hill, W.A., Coleman, C.C. 1980. A Single-Frequency Approximation for Interface-State Density Determination. **Solid-State Electronics, 23** (9): 987-993.
123. Nicollian, E.H., Goetzberger, A. 1967. The Si-SiO₂ Interface: Electrical Properties as Determined by the Metal-Insulator-Silicon Conductance Technique. **Bell System Technical Journal, 46** (6): 1055-1133.
124. Kordos, P., Stoklas, R., Gregušová, D., Gaží, S., Novák, J. 2010. Trapping effects in Al₂O₃/AlGa_N/Ga_N metal-oxide-semiconductor heterostructure field-effect transistor investigated by temperature

- dependent conductance measurements. **Applied Physics Letters**, **96** (1): 013505.
125. Tekeli, Z., Altındal, Ş., Çakmak, M., Özçelik, S., Özbay, E. 2008. The profile of temperature and voltage dependent series resistance and the interface states in (Ni/Au)/Al_{0.3}Ga_{0.7}N/AlN/GaN heterostructures. **Microelectronic Engineering**, **85** (11): 2316-2321.
126. Miller, E.J., Dang, X.Z., Wieder, H.H., Asbeck, P.M., Yu, E.T., Sullivan, G.J., Redwing, J.M. 2000. Trap characterization by gate-drain conductance and capacitance dispersion studies of an AlGa_N/Ga_N heterostructure field-effect transistor. **Journal of Applied Physics**, **87** (11): 8070-8073.
127. Kordos, P., Heidelberger, G., Bernat, J., Fox, A., Marso, M., Luth, H. 2005. High-power SiO₂/AlGa_N/Ga_N metal-oxide-semiconductor heterostructure field-effect transistors. **Applied Physics Letters**, **87** (14): 13501.
128. Bae, C., Lucovsky, G. 2004. Low-temperature preparation of Ga_N-SiO₂ interfaces with low defect density. II. Remote plasma-assisted oxidation of Ga_N and nitrogen incorporation. **Journal of Vacuum Science & Technology A**, **22** (6): 2411-2418.
129. Bae, C., Lucovsky, G. 2004. Low-temperature preparation of Ga_N-SiO₂ interfaces with low defect density. I. Two-step remote plasma-assisted oxidation-deposition process. **Journal of Vacuum Science & Technology A**, **22** (6): 2402-2410.
130. As, D.J., Pöttgen, H., Tschumak, E., Lischka, K. 2010. Electronic properties of nonpolar cubic Ga_N MOS structures. **physica status solidi (c)**, **7** (7-8): 1988-1990.
131. Chu, R.M., Zhou, Y.G., Chen, K.J., Lau, K.M. 2003. Admittance characterization and analysis of trap states in AlGa_N/Ga_N heterostructures. **5th International Conference on Nitride Semiconductors (Icns-5), Proceedings**, **0** (7): 2400-2403.
132. Freedman, J.J., Kubo, T., Egawa, T. 2011. Trap characterization of in-situ metal-organic chemical vapor deposition grown AlN/AlGa_N/Ga_N metal-insulator-semiconductor heterostructures by frequency dependent conductance technique. **Applied Physics Letters**, **99** (3): 033504.

133. Semra, L., Telia, A., Soltani, A. 2010. Trap characterization in AlGaN/GaN HEMT by analyzing frequency dispersion in capacitance and conductance. **Surface and Interface Analysis**, **42** (6-7): 799-802.
134. Demirezen, S., Altındal, S., Özçelik, S., Özbay, E. 2011. On the profile of frequency and voltage dependent interface states and series resistance in (Ni/Au)/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN heterostructures by using current-voltage (I-V) and admittance spectroscopy methods. **Microelectronics Reliability**, **51** (12): 2153-2162.
135. Gregusova, D., Stoklas, R., Mizue, C., Hori, Y., Novak, J., Hashizume, T., Kordos, P. 2010. Trap states in AlGaN/GaN metal-oxide-semiconductor structures with Al₂O₃ prepared by atomic layer deposition. **Journal of Applied Physics**, **107** (10): 106104-106103.
136. Demirezen, S., Altındal, S. 2010. 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** (4): 1188-1195.
137. Huang, S., Shen, B., Wang, M.J., Xu, F.J., Wang, Y., Yang, H.Y., Lin, F., Lu, L., Chen, Z.P., Qin, Z.X., Yang, Z.J., Zhang, G.Y. 2007. Current transport mechanism of Au/Ni/GaN Schottky diodes at high temperatures. **Applied Physics Letters**, **91** (7): 072109.
138. Ravinandan, M., Rao, P.K., Reddy, V.R. 2009. Analysis of the current-voltage characteristics of the Pd/Au Schottky structure on n-type GaN in a wide temperature range. **Semiconductor Science and Technology**, **24** (3): 035004.
139. Doğan, S., Duman, S., Gürbulak, B., Tüzemen, S., Morkoç, H. 2009. Temperature variation of current-voltage characteristics of Au/Ni/n-GaN Schottky diodes. **Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures**, **41** (4): 646-651.
140. Yıldırım, N., Ejderha, K., Türüt, A. 2010. On temperature-dependent experimental I-V and C-V data of Ni/n-GaN Schottky contacts. **Journal of Applied Physics**, **108** (11): 114506.
141. Hackam, R., Harrop, P. 1972. Electrical properties of nickel-low-doped n-type gallium arsenide Schottky-barrier diodes. **IEEE Transactions on Electronic Devices**, **19** (12): 1231-1238.

142. Özavcı, E., Demirezen, S., Aydemir, U., Altındal, Ş. 2013. A detailed study on current-voltage characteristics of Au/n-GaAs in wide temperature range. **Sensors and Actuators A: Physical**, **194** (0): 259-268.
143. Hardikar, S., Hudait, M.K., Modak, P., Krupanidhi, S.B., Padha, N. 1999. Anomalous current transport in Au/low-doped n-GaAs Schottky barrier diodes at low temperatures. **Applied Physics A: Materials Science & Processing**, **68** (1): 49.
144. Chand, S., Kumar, J. 1996. Current transport in Pd₂Si/n-Si(100) Schottky barrier diodes at low temperatures. **Applied Physics a-Materials Science & Processing**, **63** (2): 171-178.
145. Demircioğlu, O., Karataş, S., Yıldırım, N., Bakkaloğlu, O.F., Türüt, A. 2011. Temperature dependent current-voltage and capacitance-voltage characteristics of chromium Schottky contacts formed by electrodeposition technique on n-type Si. **Journal of Alloys and Compounds**, **509** (22): 6433-6439.
146. Altındal, S., Dökme, I., Bülbül, M.M., Yalçın, N., Serin, T. 2006. The role of the interface insulator layer and interface states on the current-transport mechanism of Schottky diodes in wide temperature range. **Microelectronic Engineering**, **83** (3): 499-505.
147. Zeyrek, S., Altındal, S., Yuzer, H., Bülbül, M.M. 2006. Current transport mechanism in Al/Si₃N₄/p-Si (MIS) Schottky barrier diodes at low temperatures. **Applied Surface Science**, **252** (8): 2999-3010.
148. Asubay, S., Güllü, O., Abay, B., Türüt, A., Yılmaz, A. 2008. Temperature-dependent behavior of Ti/p-InP/ZnAu schottky barrier diodes. **Semiconductor Science and Technology**, **23** (3): 035006.
149. Roccaforte, F., La Via, F., Raineri, V., Pierobon, R., Zanoni, E. 2003. Richardson's constant in inhomogeneous silicon carbide Schottky contacts. **Journal of Applied Physics**, **93** (11): 9137-9144.
150. Sefaoğlu, A., Duman, S., Doğan, S., Gürbulak, B., Tüzemen, S., Türüt, A. 2008. The effects of the temperature and annealing on current-voltage characteristics of Ni/n-type 6H-SiC Schottky diode. **Microelectronic Engineering**, **85** (3): 631-635.
151. Ruvimov, S., Liliental-Weber, Z., Washburn, J., Duxstad, K.J., Haller, E.E., Fan, Z.F., Mohammad, S.N., Kim, W., Botchkarev, A.E., Morkoç,

- H. 1996. Microstructure of Ti/Al and Ti/Al/Ni/Au ohmic contacts for n-GaN. **Applied Physics Letters**, **69** (11): 1556-1558.
152. Chu, M.S., Wu, S.K. 2005. Oxidation Behavior of Ti-50Al Intermetallics with Thin TiAl₃ Film at 1000C. **Oxidation of Metals**, **63** (1-2): 1-13.
153. Bright, A.N., Humphreys, C.J. 2001. Identification of interfacial layers in Ohmic contacts to n-type GaN and Al_xGa_{1-x}N/GaN heterostructures using high-resolution electron microscopy. **Philosophical Magazine B-Physics of Condensed Matter Statistical Mechanics Electronic Optical and Magnetic Properties**, **81** (11): 1725-1744.
154. Chamberlain, M.B. 1978. Solid-state reaction of Ti and sapphire. **Journal of Vacuum Science and Technology**, **15** (2): 240-242.
155. van Loo, F.J.J., Rieck, G.D. 1973. Diffusion in the titanium-aluminium system—I. Interdiffusion between solid Al and Ti or Ti-Al alloys. **Acta Metallurgica**, **21** (1): 61-71.
156. Zhao, X.A., So, F.C.T., Nicolet, M.A. 1988. TiAl₃ Formation by Furnace Annealing of Ti/Al Bilayers and the Effect of Impurities. **Journal of Applied Physics**, **63** (8): 2800-2807.
157. Lin, M.E., Ma, Z., Huang, F.Y., Fan, Z.F., Allen, L.H., Morkoç, H. 1994. Low-Resistance Ohmic Contacts on Wide Band-Gap GaN. **Applied Physics Letters**, **64** (8): 1003-1005.
158. Ao, J.P., Kikuta, D., Kubota, N., Naoi, Y., Ohno, Y. 2003. Copper gate AlGa_N/Ga_N HEMT with low gate leakage current. **Ieee Electron Device Letters**, **24** (8): 500-502.
159. Foresi, J.S., Moustakas, T.D. 1993. Metal Contacts to Gallium Nitride. **Applied Physics Letters**, **62** (22): 2859-2861.
160. Liu, Q.Z., Yu, L.S., Deng, F., Lau, S.S., Chen, Q., Yang, J.W., Khan, M.A. 1997. Study of contact formation in AlGa_N/Ga_N heterostructures. **Applied Physics Letters**, **71** (12): 1658-1660.
161. Kwak, J.S., Mohny, S.E., Lin, J.Y., Kern, R.S. 2000. Low resistance Al/Ti/n-GaN ohmic contacts with improved surface morphology and thermal stability. **Semiconductor Science and Technology**, **15** (7): 756-760.
162. Lee, C.T., Kao, H.W. 2000. Long-term thermal stability of Ti/Al/Pt/Au Ohmic contacts to n-type GaN. **Applied Physics Letters**, **76** (17): 2364-2366.

163. Lo, C.-F., Liu, L., Kang, T.S., Ren, F., Laboutin, O., Cao, Y., Johnson, J.W., Polyakov, A.Y., Smirnov, N.B., Govorkov, A.V., Belogorokhov, I.A., Belogorokhov, A.I.,Pearton, S.J. 2012. Effect of buffer layer structure on electrical and structural properties of AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistors. **Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures**, **30** (1): 011205.
164. Motayed, A., Bathe, R., Wood, M.C., Diouf, O.S., Vispute, R.D.,Mohammad, S.N. 2003. Electrical, thermal, and microstructural characteristics of Ti/Al/Ti/Au multilayer Ohmic contacts to n-type Ga_N. **Journal of Applied Physics**, **93** (2): 1087-1094.
165. Fan, Z.F., Mohammad, S.N., Kim, W., Aktas, O., Botchkarev, A.E.,Morkoç, H. 1996. Very low resistance multilayer ohmic contact to n-Ga_N. **Applied Physics Letters**, **68** (12): 1672-1674.
166. Fay, M.W., Moldovan, G., Brown, P.D., Harrison, I., Birbeck, J.C., Hughes, B.T., Uren, M.J.,Martin, T. 2002. Structural and electrical characterization of AuTiAlTi/AlGa_N/Ga_N ohmic contacts. **Journal of Applied Physics**, **92** (1): 94-100.
167. Jeon, C.M., Jang, H.W.,Lee, J.L. 2003. Thermally stable Ir Schottky contact on AlGa_N/Ga_N heterostructure. **Applied Physics Letters**, **82** (3): 391-393.
168. Sun, Y., Chen, X.,Eastman, L.F. 2005. Comprehensive study of Ohmic electrical characteristics and optimization of Ti/Al/Mo/Au multilayer Ohmics on undoped AlGa_N/Ga_N heterostructure. **Journal of Applied Physics**, **98** (5): 053701.
169. Basu, A., Mohammed, F.M., Guo, S., Peres, B.,Adesida, I. 2006. Mo/Al/Mo/Au Ohmic contact scheme for Al_xGa_{1-x}N/Ga_N high electron mobility transistors annealed at 500 °C. **Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures**, **24** (2): L16.
170. Schroder, D.K. 2006. Semiconductor Material And Device Characterization, John Wiley & Sons, New York, pp. 781.
171. Berger, H. 1972. Models for contacts to planar devices. **Solid-State Electronics**, **15** (2): 145-158.

172. Berger, H. 1972. Contact resistance and contact resistivity. **Journal of the Electrochemical Society**, **119** (4): 507-514.
173. Kennedy, D., Murley, P. 1968. A two-dimensional mathematical analysis of the diffused semiconductor resistor. **Ibm Journal of Research and Development**, **12** (3): 242-250.
174. Hernandez, S., Wang, K., Amabile, D., Nogales, E., Pastor, D., Cusco, R., Artus, L., Martin, R.W., O'Donnell, K.P., Watson, I.M., Network, R. 2006. Structural and optical properties of MOCVD InAlN epilayers. **GaN, AlN, InN and Related Materials**, **892** 557-562.
175. Murrmann, H., Widmann, D. 1969. Current crowding on metal contacts to planar devices. **IEEE Transactions on Electron Devices**, **16** (12): 1022-1024.
176. Pimbley, J.M. 1986. Dual-Level transmission-line model for current flow in metal-semiconductor contacts. **Ieee Transactions on Electron Devices**, **33** (11): 1795-1800.
177. Reeves, G.K., Harrison, H.B. 1982. Obtaining the Specific Contact Resistance from Transmission-Line Model Measurements. **Electron Device Letters**, **3** (5): 111-113.
178. Padovani, F.A., Stratton, R. 1966. Field and thermionic-field emission in Schottky barriers. **Solid-State Electronics**, **9** (7): 695-707.
179. Rideout, V., Crowell, C. 1970. Effects of image force and tunneling on current transport in metal-semiconductor (Schottky barrier) contacts. **Solid-State Electronics**, **13** (7): 993-1009.
180. Chang, C.Y., Sze, S.M. 1970. Carrier transport across metal-semiconductor barriers. **Solid-State Electronics**, **13** (6): 727-740.
181. Cheung, S.K., Cheung, N.W. 1986. Extraction of Schottky Diode Parameters from Forward Current-Voltage Characteristics. **Applied Physics Letters**, **49** (2): 85-87.
182. Ohdomari, I., Tu, K.N. 1980. Parallel Silicide Contacts. **Journal of Applied Physics**, **51** (7): 3735-3739.
183. Freeouf, J.L., Jackson, T.N., Laux, S.E., Woodall, J.M. 1982. Effective Barrier Heights of Mixed Phase Contacts - Size Effects. **Applied Physics Letters**, **40** (7): 634-636.

184. Schneider, M.V., Cho, A.Y., Kollberg, E., Zirath, H. 1983. Characteristics of Schottky Diodes with Microcluster Interface. **Applied Physics Letters**, **43** (6): 558-560.
185. Song, Y.P., Vanmeirhaeghe, R.L., Laflere, W.H., Cardon, F. 1986. 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.
186. Chin, V.W.L., Green, M.A., Storey, J.W.V. 1990. Evidence for Multiple Barrier Heights in P-Type Ptsi Schottky-Barrier Diodes from I-V-T and Photoresponse Measurements. **Solid-State Electronics**, **33** (2): 299-308.
187. Werner, J.H., Guttler, H.H. 1991. Barrier Inhomogeneities at Schottky Contacts. **Journal of Applied Physics**, **69** (3): 1522-1533.
188. Sullivan, J.P., Tung, R.T., Pinto, M.R., Graham, W.R. 1991. Electron-Transport of Inhomogeneous Schottky Barriers - a Numerical Study. **Journal of Applied Physics**, **70** (12): 7403-7424.
189. Tung, R.T., Levi, A.F.J., Sullivan, J.P., Schrey, F. 1991. Schottky-Barrier Inhomogeneity at Epitaxial Nisi₂ Interfaces on Si(100). **Physical Review Letters**, **66** (1): 72-75.
190. Tung, R.T. 1992. Electron-Transport at Metal-Semiconductor Interfaces - General-Theory. **Physical Review B**, **45** (23): 13509-13523.
191. Chand, S., Kumar, J. 1996. On the existence of a distribution of barrier heights in Pd₂Si/Si Schottky diodes. **Journal of Applied Physics**, **80** (1): 288-294.
192. Chand, S., Kumar, J. 1997. Effects of barrier height distribution on the behavior of a Schottky diode. **Journal of Applied Physics**, **82** (10): 5005-5010.
193. Werner, J.H., Guttler, H.H., Rau, U. 1992. Barrier inhomogeneities at Schottky contacts - curved Richardson plots, idealities, and flat band barriers. **Advanced Metallization and Processing for Semiconductor Devices and Circuits - II**, **260** 311-316.
194. Werner, J.H., Guttler, H.H. 1991. Transport-Properties of Inhomogeneous Schottky Contacts. **Physica Scripta**, **T39** (0): 258-264.

195. Werner, J.H.,Guttler, H.H. 1993. Temperature-Dependence of Schottky-Barrier Heights on Silicon. **Journal of Applied Physics**, **73** (3): 1315-1319.
196. Tung, R.T. 2001. Recent advances in Schottky barrier concepts. **Materials Science & Engineering R-Reports**, **35** (1-3): 1-138.
197. Batra, I.P. 1989. Metallization and Metal - Semiconductor Interfaces, Plenum Press, pp. 510.
198. Card, H.,Rhoderick, E. 2002. Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effects in silicon Schottky diodes. **Journal of Physics D: Applied Physics**, **4** (10): 1589.
199. Werner, J., Levi, A.F.J., Tung, R.T., Anzlowar, M.,Pinto, M. 1988. Origin of the Excess Capacitance at Intimate Schottky Contacts. **Physical Review Letters**, **60** (1): 53-56.
200. Broom, R.F., Meier, H.P.,Walter, W. 1986. Doping Dependence of the Schottky-Barrier Height of Ti-Pt Contacts to N-Gallium Arsenide. **Journal of Applied Physics**, **60** (5): 1832-1833.
201. Sah, C.-T., Noyce, R.N.,Shockley, W. 1957. Carrier generation and recombination in pn junctions and pn junction characteristics. **Proceedings of the IRE**, **45** (9): 1228-1243.
202. Guttler, H.H.,Werner, J.H. 1990. Influence of Barrier Inhomogeneities on Noise at Schottky Contacts. **Applied Physics Letters**, **56** (12): 1113-1115.
203. Madenach, A.J.,Werner, J.H. 1988. Noise spectroscopy of silicon grain boundaries. **Phys Rev B Condens Matter**, **38** (18): 13150-13162.
204. Ohdomari, I., Kuan, T.,Tu, K. 1979. Microstructure and Schottky barrier height of iridium silicides formed on silicon. **Journal of Applied Physics**, **50** (11): 7020-7029.
205. Okumura, T.,Tu, K.N. 1983. Analysis of Parallel Schottky Contacts by Differential Internal Photoemission Spectroscopy. **Journal of Applied Physics**, **54** (2): 922-927.
206. Tuy, T.Q.,Mojzes, I. 1990. Theoretical Explanation of the Control of the Schottky-Barrier Height Using an Ultrathin Interface Metal Layer. **Applied Physics Letters**, **56** (17): 1652-1654.

207. Ohdomari, I., Tu, K., Dheurle, F., Kuan, T., Petersson, S. 1978. Schottky-barrier height of iridium silicide. **Applied Physics Letters**, **33** (12): 1028-1030.
208. Arfken, G.B., Weber, H.J., Harris, F.E. 2005. *Mathematical Methods For Physicists International Student Edition*, Elsevier, USA, pp. 1182.
209. Padovani, F., Sumner, G. 1965. Experimental Study of Gold-Gallium Arsenide Schottky Barriers. **Journal of Applied Physics**, **36** (12): 3744-3747.
210. Saxena, A.N. 1969. Forward current-voltage characteristics of Schottky barriers on n-type silicon. **Surface Science**, **13** (1): 151-171.
211. Tuck, B., Eftekhari, G., Decogan, D.M. 1982. The Al-(N-Inp) Schottky-Barrier. **Journal of Physics D-Applied Physics**, **15** (3): 457-465.
212. Hanselaer, P., Laflere, W., Van Meirhaeghe, R., Cardon, F. 1984. Current-voltage characteristic of Ti-pSi metal-oxide-semiconductor diodes. **Journal of Applied Physics**, **56** (8): 2309-2314.
213. Bhuiyan, A.S., Martinez, A., Esteve, D. 1988. A New Richardson Plot for Non-Ideal Schottky Diodes. **Thin Solid Films**, **161** 93-100.
214. Aboelfotoh, M.O. 1989. Influence of thin interfacial silicon oxide layers on the Schottky-barrier behavior of Ti on Si(100). **Physical Review B Condensed Matter**, **39** (8): 5070-5078.
215. Aboelfotoh, M.O., Cros, A., Svensson, B.G., Tu, K.N. 1990. Schottky-barrier behavior of copper and copper silicide on n-type and p-type silicon. **Physical Review B Condensed Matter**, **41** (14): 9819-9827.
216. Levine, J.D. 1971. Schottky-barrier anomalies and interface states. **Journal of Applied Physics**, **42** (10): 3991-3999.
217. Crowell, C.R. 1977. The physical significance of the T₀ anomalies in Schottky barriers. **Solid State Electronics**, **20** (3): 171-175.
218. Yıldırım, N., Korkut, H., Türüt, A. 2009. Temperature-dependent Schottky barrier inhomogeneity of Ni/n-GaAs diodes. **The European Physical Journal Applied Physics**, **45** (1): 10302.
219. Mamor, M., Sellai, A., Bouziane, K., Al Harthi, S.H., Al Busaidi, M., Gard, F.S. 2007. Influence of He-ion irradiation on the characteristics of Pd/n-Si_{0.90}Ge_{0.10}/Si Schottky contacts. **Journal of Physics D-Applied Physics**, **40** (5): 1351-1356.

220. Adesida, I., Youtsey, C., Ping, A.T., Khan, F., Romano, L.T., Bulman, G. 1999. Dry and wet etching for group III-nitrides. **Mrs Internet Journal of Nitride Semiconductor Research**, **4** (4S1): G1.4
221. Shul, R.J., Kilcoyne, S.P., Crawford, M.H., Parmeter, J.E., Vartuli, C.B., Abernathy, C.R., Pearton, S.J. 1995. High-Temperature Electron-Cyclotron-Resonance Etching of GaN, InN and AlN. **Applied Physics Letters**, **66** (14): 1761-1763.
222. Molnar, B., Eddy, C.R., Doverspike, K. 1995. The Influence of $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$ Plasma-Etching on the Conductivity of N-Type Gallium Nitride. **Journal of Applied Physics**, **78** (10): 6132-6134.
223. Vartuli, C.B., Pearton, S.J., MacKenzie, J.D., Abernathy, C.R., Shul, R.J. 1996. Selective dry etching of III-V nitrides in Cl_2/Ar , $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$, Cl/Ar , and Br/Ar . **Journal of the Electrochemical Society**, **143** (10): L246-L248.
224. Lee, H., Oberman, D.B., Harris, J.S. 1995. Reactive Ion Etching of GaN Using CHF_3/Ar and $\text{C}_2\text{ClF}_5/\text{Ar}$ Plasmas. **Applied Physics Letters**, **67** (12): 1754-1756.
225. Im, Y.H., Park, J.S., Hahn, Y.B., Nahm, K.S., Lee, Y.S., Cho, B.C., Lim, K.Y., Lee, H.J., Pearton, S.J. 2000. Cl_2 -based dry etching of GaN films under inductively coupled plasma conditions. **Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum Surfaces and Films**, **18** (5): 2169-2174.
226. Hays, D.C., Cho, H., Jung, K.B., Hahn, Y.B., Abernathy, C.R., Pearton, S.J., Ren, F., Hun, J., Shul, R.J. 1999. Selective dry etching using inductively coupled plasmas Part II. InN GaN and InN AlN. **Applied Surface Science**, **147** (1-4): 134-139.
227. Hahn, Y.B., Im, Y.H., Park, J.S., Nahm, K.S., Lee, Y.S. 2001. Effect of dry etching conditions on surface morphology and optical properties of GaN films in chlorine-based inductively coupled plasmas. **Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum Surfaces and Films**, **19** (4): 1277-1281.
228. Cao, X.A., Zhang, A.P., Dang, G.T., Ren, F., Pearton, S.J., Shul, R.J., Zhang, L. 2000. Schottky diode measurements of dry etch damage in n- and p-type GaN. **Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum Surfaces and Films**, **18** (4): 1144-1148.

229. Seo, J.W., Oh, C.S., Yang, J.W., Yoon, C.J., Lim, K.Y., Lee, H.J. 2001. Photoenhanced electrochemical etching of n-GaN forced by negative bias. **Japanese Journal of Applied Physics Part 2-Letters**, **40** (10B): L1086-L1088.
230. Visconti, P., Reshchikov, M.A., Jones, K.M., Wang, D.F., Cingolani, R., Morkoç, H., Molnar, R.J., Smith, D.J. 2001. Highly selective photoelectrochemical etching of nitride materials for defect investigation and device fabrication. **Journal of Vacuum Science & Technology B**, **19** (4): 1328-1333.
231. Youtsey, C., Adesida, I., Bulman, G. 1997. Highly anisotropic photoenhanced wet etching of n-type GaN. **Applied Physics Letters**, **71** (15): 2151-2153.
232. Quay, R. 2008. Gallium Nitride Electronics (c. 96), Springer, Heidelberg, pp. 471.
233. Adesida, I., Ping, A.T., Youtsey, C., Dow, T., Khan, M.A., Olson, D.T., Kuznia, J.N. 1994. Characteristics of Chemically Assisted Ion-Beam Etching of Gallium Nitride. **Applied Physics Letters**, **65** (7): 889-891.
234. Pearton, S.J., Abernathy, C.R., Ren, F., Lothian, J.R. 1994. Ar⁺-Ion Milling Characteristics of III-V Nitrides. **Journal of Applied Physics**, **76** (2): 1210-1215.
235. Ping, A.T., Khan, M.A., Adesida, I. 1997. Dry etching of Al_xGa_{1-x}N using chemically assisted ion beam etching. **Semiconductor Science and Technology**, **12** (1): 133-135.
236. Kneissl, M., Bour, D.P., Johnson, N.M., Romano, L.T., Krusor, B.S., Donaldson, R., Walker, J., Dunnrowicz, C. 1998. Characterization of AlGaInN diode lasers with mirrors from chemically assisted ion beam etching. **Applied Physics Letters**, **72** (13): 1539-1541.
237. Lee, J.W., Park, H.S., Park, Y.J., Yoo, M.C., Kim, T.I., Kim, H.S., Yeom, G.Y. 1997. Dry etching of GaN using reactive ion beam etching and chemically assisted reactive ion beam etching. **Gallium Nitride and Related Materials II**, **468** (0): 373-377.
238. Pearton, S.J., Abernathy, C.R., Ren, F., Lothian, J.R., Wisk, P.W., Katz, A. 1993. Dry and Wet Etching Characteristics of InN, AlN and GaN Deposited by Electron-Cyclotron-Resonance Metalorganic Molecular-

- Beam Epitaxy. **Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum Surfaces and Films**, **11** (4): 1772-1775.
239. Vartuli, C.B., MacKenzie, J.D., Lee, J.W., Abernathy, C.R., Pearton, S.J., Shul, R.J. 1996. Cl₂/Ar and CH₄/H₂/Ar dry etching of III-V nitrides. **Journal of Applied Physics**, **80** (7): 3705.
240. Lee, J., Cho, H., Hays, D.C., Abernathy, C.R., Pearton, S.J., Shul, R.J., Vawter, G.A., Han, J. 1998. Dry etching of GaN and related materials: Comparison of techniques. **Ieee Journal of Selected Topics in Quantum Electronics**, **4** (3): 557-563.
241. Hwang, S.W., Lee, Y.J., Han, H.R., Yoo, J.B., Yeom, G.Y. 1999. Effects of variously configured magnets on the characteristics of inductively coupled plasmas. **Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum Surfaces and Films**, **17** (4): 1211-1216.
242. Scofield, J.D., Ganguly, B.N., Bletzinger, P. 2000. Investigation of dilute SF₆ discharges for application to SiC reactive ion etching. **Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum Surfaces and Films**, **18** (5): 2175-2184.
243. Pétri, R., Brault, P., Vatel, O., Henry, D., André, E., Dumas, P., Salvan, F. 1994. Silicon roughness induced by plasma etching. **Journal of Applied Physics**, **75** (11): 7498-7506.
244. Brault, P., Dumas, P., Salvan, F. 1998. Roughness scaling of plasma-etched silicon surfaces. **Journal of Physics-Condensed Matter**, **10** (1): L27-L32.
245. Kapolnek, D., Wu, X.H., Heying, B., Keller, S., Keller, B.P., Mishra, U.K., Denbaars, S.P., Speck, J.S. 1995. Structural Evolution in Epitaxial Metalorganic Chemical-Vapor-Deposition Grown GaN Films on Sapphire. **Applied Physics Letters**, **67** (11): 1541-1543.
246. Ponce, F.A., Krusor, B.S., Major, J.S., Plano, W.E., Welch, D.F. 1995. Microstructure of GaN Epitaxy on Sic Using Aln Buffer Layers. **Applied Physics Letters**, **67** (3): 410-412.
247. Chu, T. 1971. Gallium nitride films. **Journal of the Electrochemical Society**, **118** (7): 1200-1203.
248. Pankove, J. 1972. Electrolytic etching of GaN. **Journal of the Electrochemical Society**, **119** (8): 1118-1119.

249. Matsunaga, S., Yoshida, S., Kawaji, T., Inada, T. 2004. Anodic oxidation of GaN in N-methylacetamide for electrical profiling of doped layers in GaN. **Journal of the Electrochemical Society**, **151** (3): G200-G204.
250. Carosella, C.A., Molnar, B., Schiestel, S., Sprague, J.A. 2000. Wet etching of ion-implanted GaN crystals by AZ-400K photoresist. **Mrs Internet Journal of Nitride Semiconductor Research**, **5** W11.70.
251. Palacios, T., Calle, F., Varela, M., Ballesteros, C., Monroy, E., Naranjo, F.B., Sanchez-Garcia, M.A., Calleja, E., Munoz, E. 2000. Wet etching of GaN grown by molecular beam epitaxy on Si(111). **Semiconductor Science and Technology**, **15** (10): 996-1000.
252. Ng, H.M., Chowdhury, A., Parz, W., Weimann, N.G., (2003). Polarity-selective chemical etching of GaN: from nanotip pyramids to photonic crystals. State-Of-The-Art Program on Compound Semiconductors XXXIX and Nitride and Wide Bandgap Semiconductors for Sensors, Photonics and Electronics IV: Proceedings of the International Symposia: p3.
253. Ng, H.M., Weimann, N.G., Chowdhury, A. 2003. GaN nanotip pyramids formed by anisotropic etching. **Journal of Applied Physics**, **94** (1): 650-653.
254. Shimizu, M., Suzuki, A., Watanabe, M., Shirakashi, J., Balakrishnan, K., Okumura, H. 1998. Wet chemical etching of GaN using hot pyrophosphoric acid. **Blue Laser and Light Emitting Diodes II**, 723-726.
255. Li, D.S., Sumiya, M., Fuke, S., Yang, D.R., Que, D.L., Suzuki, Y., Fukuda, Y. 2001. Selective etching of GaN polar surface in potassium hydroxide solution studied by x-ray photoelectron spectroscopy. **Journal of Applied Physics**, **90** (8): 4219-4223.
256. Zhuang, D., Edgar, J.H. 2005. Wet etching of GaN, AlN, and SiC: a review. **Materials Science & Engineering R-Reports**, **48** (1): 1-46.
257. Cho, H., Donovan, S.M., Abernathy, C.R., Pearton, S.J., Ren, F., Han, J., Shul, R.J. 1999. Photoelectrochemical etching of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. **Mrs Internet Journal of Nitride Semiconductor Research**, **4**
258. Shah, P.B., Batyrev, I., Derenge, M.A., Lee, U., Nyguen, C., Jones, K.A. 2010. Schottky metal-GaN interface KOH pretreatment for improved

- device performance. **Journal of Vacuum Science & Technology A**, **28** (4): 684-688.
259. Tsarova, T., Wosinski, T., Makosa, A., Skierbiszewski, C., Grzegory, I., Perlin, P. 2007. Deep-Level Defects in MBE-Grown GaN-Based Laser Structure. **Acta Physica Polonica-Series A General Physics**, **112** (2): 331-338.
260. Spicer, W.E., Lindau, I., Skeath, P., Su, C.Y. 1980. Unified Defect Model and Beyond. **Journal of Vacuum Science & Technology**, **17** (5): 1019-1027.
261. Spicer, W.E., Lilientalweber, Z., Weber, E., Newman, N., Kendelewicz, T., Cao, R., Mccants, C., Mahowald, P., Miyano, K., Lindau, I. 1988. The Advanced Unified Defect Model for Schottky-Barrier Formation. **Journal of Vacuum Science & Technology B**, **6** (4): 1245-1251.
262. Diale, M., Auret, F.D., van der Berg, N.G., Odendaal, R.Q., Roos, W.D. 2005. Analysis of GaN cleaning procedures. **Applied Surface Science**, **246** (1-3): 279-289.
263. Kim, T.S., Han, S.C., Kim, J.K., Lee, J.M. 2008. Surface morphology variation during wet etching of n-face GaN using KOH. **Journal of the Korean Institute of Metals and Materials**, **46** (4): 217-222.
264. Spradlin, J., Doğan, S., Mikkelsen, M., Huang, D., He, L., Johnstone, D., Morkoç, H., Molnar, R.J. 2003. Improvement of n-GaN Schottky diode rectifying characteristics using KOH etching. **Applied Physics Letters**, **82** (20): 3556-3558.
265. Liu, Y., Kauser, M.Z., Schroepfer, D.D., Ruden, P.P., Xie, J., Moon, Y.T., Onojima, N., Morkoç, H., Son, K.A., Nathan, M.I. 2006. Effect of hydrostatic pressure on the current-voltage characteristics of GaN/AlGaIn/GaN heterostructure devices. **Journal of Applied Physics**, **99** (11): 022109.
266. Song, J., Lu, W., Flynn, J.S., Brandes, G.R. 2005. Pt-AlGaIn/GaN Schottky diodes operated at 800 °C for hydrogen sensing. **Applied Physics Letters**, **87** (13): 133501.
267. Liu, Y., Kauser, M.Z., Ruden, P.P., Hassan, Z., Lee, Y.C., Ng, S.S., Yam, F.K. 2006. Effect of hydrostatic pressure on the barrier height of Ni Schottky contacts on n-AlGaIn. **Applied Physics Letters**, **88** (2): 022109.

268. Iucolano, F., Roccaforte, F., Giannazzo, F., Raineri, V. 2007. Barrier inhomogeneity and electrical properties of Pt/GaN Schottky contacts. **Journal of Applied Physics**, **102** (11): 113701.
269. Wang, L., Nathan, M.I., Lim, T.H., Khan, M.A., Chen, Q. 1996. High barrier height GaN Schottky diodes: Pt/GaN and Pd/GaN. **Applied Physics Letters**, **68** (9): 1267-1269.
270. Suzuki, K., Smith, B.W. 2007. *Microlithography: Science And Technology* (c. 126), Taylor & Francis, Boca Raton, pp. 835.
271. Campbell, S.A. 1996. *The Science And Engineering Of Microelectronic Fabrication* (c. 476), Oxford University Press Oxford, UK, pp. 603.
272. Popa, V.I., Volciuc, O., Tiginyanu, I.M., Sarua, A., Heard, P. 2008. Application of Surface Charge Lithography to Nanostructuring of GaN Epilayers. **Surface Engineering and Applied Electrochemistry**, **44** (1): 6-8.
273. Ohring, M. 2001. *Materials Science Of Thin Films*, Academic press, London, pp. 705.
274. West, A.R. 1985. *Solid State Chemistry And Its Applications*, John Wiley & Sons, New York, pp. 742.
275. Chopra, K.L. 1969. *Thin Film Phenomena* (c. 137), McGraw-Hill, New York, pp. 844.
276. Lieberman, M.A., Lichtenberg, A.J. 2005. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (c. 30), John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey, pp. 757.
277. Rossnagel, S.M., Cuomo, J.J., Westwood, W.D. 1990. *Handbook of Plasma Processing Technology: Fundamentals, Etching, Deposition and Surface Interactions*, Noyes, Park Ridge New Jersey, pp. 523.
278. Wasa, K., Kitabatake, M., Adachi, H. 2004. *Thin Film Materials Technology: Sputtering Of Compound Materials*, Springer, Heidelberg, pp. 501.
279. Payling, R., Jones, D.G., Bengtson, A., Payling, R. 1997. *Glow Discharge Optical Emission Spectrometry*, Wiley, Chichester, pp. 846.
280. Depla, D., Mahieu, S. 2008. *Reactive Sputter Deposition*, Springer-Verlag, Berlin, pp. 570.
281. TC-08, P. Aș Sitesi: <http://www.picotech.com/thermocouple.html>

282. E4980a. Ağ Sitesi: <http://www.home.agilent.com/en/pd-715495-pn-E4980A/precision-lcr-meter-20-hz-to-2-mhz?nid=-34124.536908436&cc=TR&lc=eng>
283. GPIB-USB. Ağ Sitesi: <http://www.home.agilent.com/agilent/product.jsp?cc=TR&lc=eng&nid=-34193.426029&pageMode=OV>
284. VEEPro. 2013, Ağ Sitesi: <http://www.home.agilent.com/en/pc-1000003078%3Aepeg%3Aapgr/agilent-vee?nid=-34095.0&cc=TR&lc=eng>
285. TAUM. Ağ Sitesi: <http://taum.erciyes.edu.tr/afmy.html>
286. UNAM. 2013, Ağ Sitesi: <http://www.nano.org.tr/xps.html>
287. ThermoScientific. (2013). 2013, Ağ Sitesi: http://www.thermoscientific.com/ecom/servlet/productscatalog_11152_L11447_80481_-1_4
288. Luther, B.P., Mohny, S.E., Jackson, T.N., Khan, M.A., Chen, Q., Yang, J.W. 1997. Investigation of the mechanism for Ohmic contact formation in Al and Ti/Al contacts to n-type GaN. **Applied Physics Letters**, **70** (1): 57-59.
289. Jang, H.W., Jeon, C.M., Kim, J.K., Lee, J.L. 2001. Room-temperature Ohmic contact on n-type GaN with surface treatment using Cl-2 inductively coupled plasma. **Applied Physics Letters**, **78** (14): 2015-2017.
290. Fontseré, A., Perez-Tomas, A., Placidi, M., Fernandez-Martinez, P., Baron, N., Chenot, S., Cordier, Y., Moreno, J.C., Gammon, P.M., Jennings, M.R. 2011. Temperature dependence of Al/Ti-based Ohmic contact to GaN devices: HEMT and MOSFET. **Microelectronic Engineering**, **88** (10): 3140-3144.
291. Qiao, D., Guan, Z.F., Carlton, J., Lau, S.S., Sullivan, G.J. 1999. Low resistance ohmic contacts on AlGaN/GaN structures using implantation and the "advancing" Al/Ti metallization. **Applied Physics Letters**, **74** (18): 2652-2654.
292. Lu, C., Chen, H., Lv, X., Xie, X., Mohammad, S.N. 2002. Temperature and doping-dependent resistivity of Ti/Au/Pd/Au multilayer ohmic contact to n-GaN. **Journal of Applied Physics**, **91** (11): 9218.

293. Feng, Q., Li, L.M., Hao, Y., Ni, J.Y.,Zhang, J.C. 2009. The improvement of ohmic contact of Ti/Al/Ni/Au to AlGa_N/Ga_N HEMT by multi-step annealing method. **Solid-State Electronics**, **53** (9): 955-958.
294. Cao, X.A., Piao, H., LeBoeuf, S.F., Li, J., Lin, J.Y.,Jiang, H.X. 2006. Effects of plasma treatment on the Ohmic characteristics of Ti/Al/Ti/Au contacts to n-AlGa_N. **Applied Physics Letters**, **89** (8): 082109.
295. Arslan, E., Altındal, S., Özçelik, S.,Özbay, E. 2009. Tunneling current via dislocations in Schottky diodes on AlIn_N/AlN/Ga_N heterostructures. **Semiconductor Science and Technology**, **24** (7): 075003.
296. Huang, S., Shen, B., Xu, F.-J., Lin, F., Miao, Z.-L., Song, J., Lu, L., Cen, L.-B., Sang, L.-W., Qin, Z.-X., Yang, Z.-J.,Zhang, G.-Y. 2009. Study of the leakage current mechanism in Schottky contacts to Al_{0.25}Ga_{0.75}N/Ga_N heterostructures with AlN interlayers. **Semiconductor Science and Technology**, **24** (5): 055005.
297. Kalinina, E.V., Kuznetsov, N.I., Babanin, A.I., Dmitriev, V.A.,Shchukarev, A.V. 1997. Structural and electrical properties of Schottky barriers on n-Ga_N. **Diamond and Related Materials**, **6** (10): 1528-1531.
298. Arulkumaran, S., Egawa, T., Ishikawa, H.,Jimbo, T. 2003. Characterization of different-Al-content Al_xGa_{1-x}N/Ga_N heterostructures and high-electron-mobility transistors on sapphire. **Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures**, **21** (2): 888.
299. Sudharsanan, S.,Karmalkar, S. 2010. Modeling of the reverse gate leakage in AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistors. **Journal of Applied Physics**, **107** (6): 064501.
300. Petrosky, J.C., McClory, J.W., Gray, T.E.,Uhlman, T.A. 2009. Trap assisted tunneling induced currents in neutron irradiated AlGa_N/Ga_N HFETs. **Ieee Transactions on Nuclear Science**, **56** (5): 2905-2909.
301. Ha, M.-W., Han, M.-K.,Hahn, C.-K. 2013. Effects of post-oxidation on leakage current of high-voltage AlGa_N/Ga_N Schottky barrier diodes on Si(111) substrates. **Solid-State Electronics**, **81** 1-4.

302. Chang, P.C., Lee, K.H., Chang, S.J., Su, Y.K., Liu, C.H. 2009. AlGaN/GaN two-dimensional electron gas Schottky barrier photodiodes with multiple Mg_xNy/GaN layers. **Semiconductor Science and Technology**, **24** (10): 105005.
303. Kotani, J., Hashizume, T., Hasegawa, H. 2004. Analysis and control of excess leakage currents in nitride-based Schottky diodes based on thin surface barrier model. **Journal of Vacuum Science & Technology B**, **22** (4): 2179-2189.
304. Arslan, E., Butun, S., Safak, Y., Uslu, H., Tascioglu, I., Altındal, S., Özbay, E. 2011. Electrical characterization of MS and MIS structures on AlGaN/AlN/GaN heterostructures. **Microelectronics Reliability**, **51** (2): 370-375.
305. Chand, S., Kumar, J. 1995. Current-Voltage Characteristics and Barrier Parameters of Pd₂Si/P-Si(111) Schottky Diodes in a Wide Temperature-Range. **Semiconductor Science and Technology**, **10** (12): 1680-1688.
306. Sawada, T., Ito, Y., Kimura, N., Imai, K., Suzuki, K., Sakai, S. 2002. Characterization of metal/GaN Schottky interfaces based on I-V-T characteristics. **Applied Surface Science**, **190** (1-4): 326-329.
307. Kahveci, O. (2012). Ti/n-GaAs Schottky Engel Diyotlarının Sıcaklığa Bağlı Akım-Gerilim (I-V-T) Karakteristiklerinin İncelenmesi. Yüksek Lisans, Erciyes Üniversitesi, Yüksek Lisans, Kayseri, 79.
308. Jiang, Y.L., Ru, G.P., Lu, F., Qu, X.P. 2002. Schottky barrier height inhomogeneity of Ti/n-GaAs contact studied by the I-V-T technique. **Chinese Physics Letters**, **19** (4): 553-556.
309. Abay, B. 2010. Measurement and modelling of the characteristic parameters for silver Schottky contacts on layered p-GaSe compound in a wide temperature range. **Journal of Alloys and Compounds**, **506** (1): 51-56.
310. Acar, S., Karadeniz, S., Tuğluoğlu, N., Selçuk, A.B., Kasap, M. 2004. Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in Ag/p-Si (100) Schottky barrier diodes. **Applied Surface Science**, **233** (1-4): 373-381.

311. Aydın, M.E., Güllü, O.,Yıldırım, N. 2008. Temperature dependence of current-voltage characteristics of Sn/p-Si Schottky contacts. **Physica B-Condensed Matter**, **403** (1): 131-138.
312. Aydoğan, S., Sağlam, M.,Türüt, A. 2005. On the barrier inhomogeneities of polyaniline/p-Si/Al structure at low temperature. **Applied Surface Science**, **250** (1-4): 43-49.
313. Chand, S.,Bala, S. 2005. Analysis of current-voltage characteristics of inhomogeneous Schottky diodes at low temperatures. **Applied Surface Science**, **252** (2): 358-363.
314. Nuhoglu, C., Aydoğan, S.,Türüt, A. 2003. The barrier height inhomogeneity in identically prepared Pb/p-type Si Schottky barrier diodes. **Semiconductor Science and Technology**, **18** (7): 642-646.
315. Vanalme, G.M., VanMeirhaeghe, R.L., Cardon, F.,VanDaele, P. 1997. A ballistic electron emission microscopy (BEEM) study of the barrier height change of Au/n-GaAs Schottky barriers due to reactive ion etching. **Semiconductor Science and Technology**, **12** (7): 907-912.
316. Weitering, H.H., Sullivan, J.P., Carolissen, R.J., PerezSandoz, R., Graham, W.R.,Tung, R.T. 1996. Inhomogeneous Schottky barriers at Ag/Si(111) and Ag/Si(100) interfaces. **Journal of Applied Physics**, **79** (10): 7820-7829.
317. Reddy, M.S.P., Kumar, A.A.,Reddy, V.R. 2011. Electrical transport characteristics of Ni/Pd/n-GaN Schottky barrier diodes as a function of temperature. **Thin Solid Films**, **519** (11): 3844-3850.
318. Arehart, A.R., Moran, B., Speck, J.S., Mishra, U.K., DenBaars, S.P.,Ringel, S.A. 2006. Effect of threading dislocation density on Ni/n-GaN Schottky diode I-V characteristics. **Journal of Applied Physics**, **100** (2): 023709.
319. Iucolano, F., Roccaforte, F., Giannazzo, F.,Raineri, V. 2007. Temperature behavior of inhomogeneous Pt/GaN Schottky contacts. **Applied Physics Letters**, **90** (9): 092119.
320. Zhao, M., Liu, X.Y., Zheng, Y.K., Li, Y.,Ouyang, S. 2013. Analysis of the device characteristics of AlGaN/GaN HEMTs over a wide temperature range. **Materials Science and Engineering: B**, **178** (7): 465-470.

321. Arulkumaran, S., Egawa, T., Ishikawa, H., Jimbo, T. 2003. Temperature dependence of gate-leakage current in AlGa_N/Ga_N high-electron-mobility transistors. **Applied Physics Letters**, **82** (18): 3110-3112.
322. Asgari, A., Karamad, M., Kalafi, M. 2006. Modeling of trap-assisted tunneling in AlGa_N/Ga_N heterostructure field effect transistors with different Al mole fractions. **Superlattices and Microstructures**, **40** (4-6): 603-606.
323. Arslan, E., Altındal, S., Özçelik, S., Özbay, E. 2009. Dislocation-governed current-transport mechanism in (Ni/Au)-AlGa_N/AlN/Ga_N heterostructures. **Journal of Applied Physics**, **105** (2): 023705.
324. Pettersen, S.V., Grande, A.P., Tybell, T., Riechert, H., Averbek, R., Grepstad, J.K. 2007. Formation and electronic properties of oxygen annealed Au/Ni and Pt/Ni contacts to p-type Ga_N. **Semiconductor Science and Technology**, **22** (3): 186-193.
325. Mohammed, F.M., Wang, L., Selvanathan, D., Hu, H., Adesida, I. 2005. Ohmic contact formation mechanism of Ta/Al/Mo/Au and Ti/Al/Mo/Au metallizations on AlGa_N/Ga_N HEMTs. **Journal of Vacuum Science & Technology B**, **23** (6): 2330-2335.
326. Reddy, V.R., Rao, P.K. 2008. Annealing temperature effect on electrical and structural properties of Cu/Au Schottky contacts to n-type Ga_N. **Microelectronic Engineering**, **85** (2): 470-476.
327. Guo, J.D., Pan, F.M., Feng, M.S., Guo, R.J., Chou, P.F., Chang, C.Y. 1996. Schottky contact and the thermal stability of Ni on n-type Ga_N. **Journal of Applied Physics**, **80** (3): 1623-1627.
328. Reddy, V.R., Ravinandan, M., Rao, P.K., Choi, C.J. 2008. Electrical and structural properties of rapidly annealed Pd/Mo Schottky contacts on n-type Ga_N. **Semiconductor Science and Technology**, **23** (9): 095026.
329. 77443, <http://srdata.nist.gov/xps/>.
330. 77529, <http://www.lasurface.com/database/elementxps.php>
331. Moulder, J.F., Chastain, J., King, R.C. 1995. Handbook Of X-Ray Photoelectron Spectroscopy: A Reference Book Of Standard Spectra For Identification And Interpretation Of Xps Data, Perkin-Elmer Corporation, Physical Electronics Division, Minnesota USA, pp. 261.

332. Motayed, A., Davydov, A.V., Bendersky, L.A., Wood, M.C., Derenge, M.A., Wang, D.F., Jones, K.A., Mohammad, S.N. 2002. High-transparency Ni/Au bilayer contacts to n-type GaN. **Journal of Applied Physics**, **92** (9): 5218-5227.
333. Wen, X.J., Schuette, M.L., Gupta, S.K., Nicholson, T.R., Lee, S.C., Lu, W. 2011. Improved Sensitivity of AlGaIn/GaN Field Effect Transistor Biosensors by Optimized Surface Functionalization. **Ieee Sensors Journal**, **11** (8): 1726-1735.
334. Hong, S.K., Shim, K.H., Yang, J.W. 2008. Reduced gate leakage current in AlGaIn/GaN HEMT by oxygen passivation of AlGaIn surface. **Electronics Letters**, **44** (18): 1091-U1060.
335. Hashizume, T., Nakasaki, R., Ootomo, S., Oyama, S., Hasegawa, H. 2001. Surface characterization of GaN and AlGaIn layers grown by MOVPE. **Materials Science and Engineering B-Solid State Materials for Advanced Technology**, **80** (1-3): 309-312.
336. Lim, S.H., Swider, W., Washburn, J., Liliental-Weber, Z. 2000. Structural analysis of interfacial layers in Ti/Ta/Al ohmic contacts to n-AlGaIn. **Journal of Applied Physics**, **88** (11): 6364-6368.
337. Do, T., McIntyre, N.S. 1999. Application of parallel factor analysis and X-ray photoelectron spectroscopy to the initial stages in oxidation of aluminium - II. The O 1s photoelectron line. **Surface and Interface Analysis**, **27** (12): 1037-1045.
338. Mohammad, S.N. 2004. Contact mechanisms and design principles for nonalloyed ohmic contacts to n-GaN. **Journal of Applied Physics**, **95** (9): 4856-4865.
339. Greenwood, N.N., Earnshaw, A. 1997. Chemistry of the Elements, Butterworth-Heinemann, Oxford, UK, pp. 1325.
340. Miura, N., Oishi, T., Nanjo, T., Suita, M., Abe, Y., Ozeki, T., Ishikawa, H., Egawa, T. 2004. Effects of interfacial thin metal layer for high-performance Pt-Au-based Schottky contacts to AlGaIn-GaN. **Ieee Transactions on Electron Devices**, **51** (3): 297-303.
341. Bermudez, V.M., Kaplan, R., Khan, M.A., Kuznia, J.N. 1993. Growth of Thin Ni Films on GaN(0001)-(1x1). **Physical Review B**, **48** (4): 2436-2444.

342. Venugopalan, H.S., Mohny, S.E., Luther, B.P., Wolter, S.D., Redwing, J.M. 1997. Interfacial reactions between nickel thin films and GaN. **Journal of Applied Physics**, **82** (2): 650-654.
343. Gila, B.P., Ren, F., Abernathy, C.R. 2004. Novel insulators for gate dielectrics and surface passivation of GaN-based electronic devices. **Materials Science & Engineering R-Reports**, **44** (6): 151-184.
344. Pearton, S.J., Ren, F. 2000. GaN electronics. **Advanced Materials**, **12** (21): 1571-1580.
345. Zhuang, D., Edgar, J. 2005. Wet etching of GaN, AlN, and SiC: a review. **Materials Science and Engineering: R: Reports**, **48** (1): 1-46.
346. Liu, Q.Z., Lau, S.S. 1998. A review of the metal-GaN contact technology. **Solid-State Electronics**, **42** (5): 677-691.
347. Chang, K.M., Cheng, C.C., Chu, J.Y. 2002. The variation of ohmic contacts and surface characteristics on p-GaN induced by reactive ion etching. **Journal of the Electrochemical Society**, **149** (7): G367-G369.
348. Mohammad, S.N. 2004. Contact mechanisms and design principles for alloyed ohmic contacts to n-GaN. **Journal of Applied Physics**, **95** (12): 7940-7953.
349. Kubaschewski, O., Alcock, C.B., Spencer, P.J. 1993. *Materials Thermochemistry*, Oxford UK, pp. 363.
350. Ruvimov, S., Liliental-Weber, Z., Washburn, J., Qiao, D., Lau, S.S., Chu, P.K. 1998. Microstructure of Ti/Al ohmic contacts for n-AlGaIn. **Applied Physics Letters**, **73** (18): 2582-2584.
351. Kim, T.H., Boo, J.H., Joo, M.H., Lee, J.W., Park, K.H., Ha, J.S., Jang, J.H., Lee, J.S., Shin, H.J. 2007. Investigation of the p-GaN ohmic contact property by using a synchrotron radiation analysis. **Journal of the Korean Physical Society**, **50** (6): 1894-1898.
352. Kuang, J.P., Harding, R.A., Campbell, J. 2002. Microstructures and properties of investment castings of gamma-titanium aluminide. **Materials Science and Engineering a-Structural Materials Properties Microstructure and Processing**, **329** (0): 31-37.
353. Okamoto, H. 2000. *Desk Handbook: Phase Diagrams For Binary Alloys*, ASM international, USA, pp. 900.

354. van Loo, F.J.J., Rieck, G.D. 1973. Diffusion in the titanium-aluminium system—II. Interdiffusion in the composition range between 25 and 100 at.% Ti. **Acta Metallurgica**, **21** (1): 73-84.
355. Sujata, M., Bhargava, S., Sangal, S. 1997. On the formation of TiAl₃ during reaction between solid Ti and liquid Al. **Journal of Materials Science Letters**, **16** (14): 1175-1178.
356. Reddy, R.G., Wen, X., Okafor, I.C.I. 2000. Diffusion of oxygen in the Al₂O₃ oxidation product of TiAl₃. **Metallurgical and Materials Transactions A**, **31** (12): 3023-3028.
357. Kim, H., Schuette, M., Jung, H.C., Song, J.H., Lee, J., Lu, W., Mabon, J.C. 2006. Passivation effects in Ni/AlGa_{0.2}N/GaN Schottky diodes by annealing. **Applied Physics Letters**, **89** (5): 053516.
358. Payyapilly, J.J. (2008). Formation And Growth Mechanisms of a High Temperature Interfacial Layer Between Al and TiO₂. Virginia Polytechnic Institute and State University, Doctor of Philosophy, Blacksburg, Virginia, 125.
359. Boudjelida, B., Gee, I., Evans-Freeman, J., Clark, S.A., Maffeis, T.G.G., Teng, K.S., Wilks, S., Azize, M., Bethoux, J.M., De Mierry, P. 2008. Ni/Al 0.2Ga0.8N interfacial reaction and Schottky contact formation using high quality epitaxial layers. **Journal of Applied Physics**, **103** (5): 053708.
360. Wang, L., Mohammed, F.M., Adesida, I. 2007. Differences in the reaction kinetics and contact formation mechanisms of annealed Ti/Al/Mo/Au Ohmic contacts on n-GaN and AlGa_{0.2}N/GaN epilayers. **Journal of Applied Physics**, **101** (1): 013702.

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı, Soyadı: Abdullah AKKAYA
 Uyuşuğu: Türkiye (TC)
 Doğum Tarihi ve Yeri: 1980, Kayseri
 Medeni Durumu: Evli
 Tel: +90 539 696 62 90 e-posta: aa.akkaya@hotmail.com
 Yazışma Adresi: Hürriyet Mah. Cengiz Topel Cad. Dulda Apt 56/10 M.Gazi
 Kayseri

EĞİTİM

Derece	Kurum	Mezuniyet Tarihi
Y. Lisans(Tezli)	19 Mayıs Üniv. Fen Bil. Ens.	2007
Y. Lisans (Tezsiz)	19 Mayıs Üniv. Fen Bil. Ens.	2005
Lisans	19 Mayıs Üniversitesi	2003
Lise	Sümer Lisesi, Kayseri	1997

YABANCI DİL

İngilizce

YAYINLAR-SUNUMLAR

- 1. AKKAYA, B. BOYARBAY, H. ÇETİN, E. AYYILDIZ,** Schottky Diyotlarda Kapasite- Gerilim (C-V), Kapasite-frekans (C-f) Ölçümleri ve Temel Hesaplar için VEE PRO™ ile Agilent E4980A LCR Metre Yazılımı (SecLaS), XXVII. Türk Fizik Derneği Uluslararası Fizik Kongresi, 14–17 Kasım 2010, İstanbul, Türkiye (poster sunumu).
- 2. A. AKKAYA, B. BOYARBAY, H. ÇETİN, E. AYYILDIZ,** Schottky Diyotlarda Kapasite- Gerilim (C-V), Kapasite-frekans (C-f) Ölçümleri ve Temel Hesaplar için VEE PRO™ ile Agilent E4980A LCR Metre'nin Programlanması, XVII. Yoğun Madde Fiziği Ankara Toplantıları, 5 Aralık 2010, Ankara, Türkiye (poster sunumu).
- 3. A. AKKAYA, H. ÇETİN, E. AYYILDIZ, M. DEDE,** Ni/AlGaN Schottky Engel Diyotların Sıcaklığa Bağlı Akım-Gerilim Ölçümlerinin Değerlendirilmesi, XXIX. Türk Fizik Derneği Uluslararası Fizik Kongresi 5–8 Eylül 2012, Bodrum, Türkiye, (sözlü sunum).
- 4. A. AKKAYA, E. AYYILDIZ** C-V-T Ölçümleri için E4980A LCR Metrenin Programlanması ve Verilerin Değerlendirilmesi, XXIX. Türk Fizik Derneği Uluslararası Fizik Kongresi 5–8 Eylül 2012, Bodrum, Türkiye, (poster sunumu).

Ayrıca;

TSF-D-13	Investigation of temperature dependent electrical properties of (Ni/Au)/Al _{0.26} Ga _{0.74} N Schottky barrier diodes	15/05/13	22/05/13	incelemede
APSUSC-D-13	Depth Profiling Study of Ti/Al Ohmic Contacts Formed on AlGa _N /Ga _N Heterostructures by X-ray Photoelectron Spectroscopy	06/05/13	26/06/13	incelemede