

**Al -Au/GaTe SCHOTTKY YAPILARIN SICAKLIĞA BAĞLI
AKIM-GERİLİM (I-V-T) ve KAPASİTE-GERİLİM (C-V-T)
KARAKTERİSTİKLERİ**

Murat GÜLNAHAR
Doktora Tezi
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof.Dr. Hasan EFEOĞLU
2008
Her hakkı saklıdır

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ

Al-Au/GaTe SCHOTTKY YAPILARIN SICAKLIĞA BAĞLI
AKIM-GERİLİM (I-V-T) ve KAPASİTE-GERİLİM (C-V-T)
KARAKTERİSTİKLERİ

Murat GÜLNAHAR

FİZİK ANABİLİM DALI

ERZURUM

2008

Her hakkı saklıdır

Prof. Dr. Hasan Efeoglu danışmanlığında, **Murat Gülnaçar** tarafından hazırlanan bu çalışma 13.09.2008 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından **Fizik Anabilim Dalı**'nda **Doktora Tezi** olarak kabul edilmiştir.

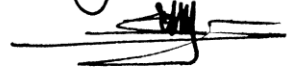
Başkan: Prof. Dr. Yahya Kemal Yoğurtçu

İmza:



Üye: Prof. Dr. Hasan Efeoglu

İmza:



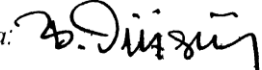
Üye: Prof. Dr. Abdulmecit Türüt

İmza:



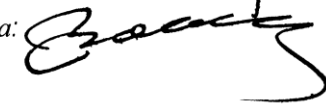
Üye: Prof. Dr. Bahattin Düzgün

İmza:



Üye: Prof. Dr. Bahattin Abay

İmza:



Yukarıdaki sonucu onaylarım

(İmza)

Prof. Dr. Mehmet Ertuğrul

Enstitü Müdürü

ÖZGEÇMİŞ

1975 yılında Erzincan'ın Tercan ilçesine bağlı Altunkent Kasabasında doğdu. İlk ve orta öğrenimini Altunkent'te, lise öğrenimini 1992 yılında Erzurum Lisesinde tamamladı. 1996 yılında Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünden mezun oldu. 1997-2000 yılları arasında Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim dalında Yüksek Lisans öğrenimini tamamladı.

1996 yılında mezun olduğundan beri Erzincan ve Erzurum'da çeşitli okullarda sınıf öğretmenliği görevini yaptı ve halen bu görevini sürdürmektedir. Evli ve iki çocuk babasıdır.

ÖZET

Doktora Tezi

Al-Au/GaTe SCHOTTKY YAPILARIN SICAKLIĞA BAĞLI
AKIM-GERİLİM (I-V-T) ve KAPASİTE-GERİLİM (C-V-T) KARAKTERİSTİKLERİ

Murat GÜLNAHAR

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Hasan EFEOĞLU

GaTe ile güvenilir kontak yapıların elde edilmesinin amaçlandığı bu çalışmada, optimize edilmiş koşullarda Al/GaTe ve Au/GaTe Schottky kontak fabrikasyonları yapıldı. Al-Au/GaTe Schottky kontaklarının sıcaklığa bağlı akım-gerilim (I-V-T), kapasite gerilim (C-V-T) ve sabit gerilimde kapasite-sıcaklık (C-T) ölçümleri yapıldı ve bu ölçümlerin farklı metotlarla karakterizasyonu incelendi.

Yapılan ölçümlerde, Al/GaTe ve Au/GaTe'ye ait oldukça lineer I-V-T değişimleri elde edildi. Seri direncin çok süratli olarak arttığı gözlenen numunelerde idealite faktörü ve engel yüksekliğinin oldukça sınırlı değişimler gösterdikleri görüldü. Düşük sıcaklıklarda serbest taşıyıcı yoğunluğunun hızlı azalışından dolayı ikili Gauss dağılımına neden olacak biçimde idealite faktöründe artış, engel yüksekliğinde azalışı ve Richardson grafiğinin sapması, Schottky engel homojensizlikleri ve 'freeze out' etkisiyle ilişkilendirildi. Homojensizlikler Gauss dağılımı ve denklemleri kullanılarak ifade edilmeye çalışıldı. İkili Gauss dağılımının bu homojensizlikleri başarıyla tasvir ettikleri görüldü. Modifiye Richardson grafiğinin yetersiz olmasından dolayı Lineerize Richardson grafiğinin güvenilir olarak Richardson sabitini verdiği görüldü. Ayrıca Schottky engelinde homojensizliklere sebep olan tünelleme akımları, görüntü-yük etkisi, ara yüzey tabakasının etkisi gibi nedenler açıklanmaya çalışıldı ve idealite faktörü ve engel yüksekliği gibi parametrelerin uygulama gerilimiyle değişimleri incelendi. Al/GaTe ve Au/GaTe'nin 1 Mhz frekansta yapılan C-V-T ve C-T ölçümlerinden derin seviyelerin ve seri direncin kapasitansa olan etkisi ve C-V engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı değişimi incelendi. Böylece C-V engel yüksekliği ve I-V engel yüksekliği arasında oluşan farkın sebepleri üzerinde durulduğu bu çalışmada ideal Schottky kontak yapısı oluşturulmaya çalışıldı.

2008, 174 sayfa

Anahtar Kelimeler: GaTe, Tabakalı kristal, Schottky, I-V ölçümleri, C-V ölçümleri, Engel yüksekliği, İdealite faktörü, Schottky engel homojensizliği, Çoklu Gauss Dağılımı, Richardson grafiği, Lineerize edilmiş Richardson grafiği, Derin seviyeler.

ABSTRACT

Ph.D. Thesis

CURRENT – VOLTAGE and CAPACITANCE – VOLTAGE CHARACTERISTICS ON TEMPERATURE DEPENDENT OF Al-Au/GaTe SCHOTTKY CONTACT STRUCTURES

Murat GÜLNAHAR

Atatürk University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Hasan EFEOĞLU

Reliable contacts on GaTe was obtained by means of optimized Al/GaTe and Au/GaTe Schottky contact fabrications. Afterwards the current-voltage (I-V-T), capacitance-voltage (C-V-T) and capacitance (C-T) measurements were done as function of temperature and this measurements were appreciated with using different methods.

In the measurements, linear $\ln(I)$ -V-T relation of Al/GaTe and Au/GaTe were observed. The series resistance increased very quickly as temperature lowered. Ideality factor and barrier height presented a limited change with decreasing temperature. Deviation of Richardson plot related to changes of the ideality factor and the barrier height at low temperatures caused by the decrease of free carrier density. These relations are explained by double Gaussian distribution. In general the inhomogeneities were expressed by using multiple Gauss distribution and the anomalies in this study were defined with double-Gaussian distribution successfully. Richardson constant was obtained as reliable from the linearized Richardson plot after failure of well known modified Richardson plot. Besides the behaviors caused Schottky barrier inhomogeneities as the effect of interface layer, the image force lowering, the tunneling currents were studied and the variations with bias of the barrier parameters as the ideality factor and the barrier height were analyzed. C-V-T and C-T measurements of Al/GaTe and Au/GaTe were made at 1 MHz. The effect of the deep levels and the series resistance on the capacitance were also studied. Finally variation of C-V barrier height on temperature were also studied.

2008, 174 page

Keywords: GaTe, Layered crystal, Schottky diodes, I-V measurements, C-V measurements, Barrier height, Ideality factor, Schottky barrier inhomogeneities, multi-Gaussian distribution, Richardson plot, Linearized Richardson plot, Deep levels.

TEŞEKKÜR

Doktora tezi olarak sunmuş olduğum bu çalışma, Atatürk Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümünde gerçekleştirilmiştir. Çalışmalarım boyunca desteğini ve ilgisini esirgemeyen ve bana farklı bir çalışma ortamı sunan çok değerli hocam Sayın Prof. Dr. Hasan EFEOĞLU'na en içten dileklerimle teşekkürlerimi sunarım.

Bu çalışmamın her aşamasında teorik ve pratik bilgilerinden istifade ettiğim Sayın Prof. Dr. Bahattin DÜZGÜN'e ve özellikle Sayın Yrd. Doç. Dr. Tevhit KARACALI'ya teşekkür ederim. Çalışmalarım boyunca bana katlanan ve destekleyen eşime de desteklerinden dolayı minnettarım. Ayrıca bu çalışmamın gerçekleşmesinde yardım ve desteklerini eksik etmeyen Atatürk Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Elektrik Elektronik Mühendisliği Bölümü öğretim elemanlarına da teşekkür etmeyi bir borç bilirim.

Murat GÜLNAHAR

Eylül, 2008

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ.....	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	xiii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xvii
1.GİRİŞ.....	1
1.1. Yarıiletken Teknolojisinin Tarihi Seyri ve Schottky Kontak Düşüncesinin Gelişimi.....	1
1.2. Schottky Kontakların Teknolojik Önemi.....	3
1.3. Schottky Kontaklar Üzerine Yapılan Çalışmalar.....	4
1.3.1. I-V-T Çalışmaları ve Homojensizlikler.....	4
1.3.2. Farklı Kontak Yapılar ve I-V-T Karakteristikleri.....	7
1.3.3. Homojensizliklerin Gauss Dağılımlarıyla Yorumu.....	8
1.3.4. Seri Direnç Hesaplama Yöntemleri.....	9
1.3.5. C-V-T Ölçümleri ve Uygulama Frekansının Etkisi.....	11
1.4. GaTe Tabakalı Yarıiletken Bileşiği.....	12
1.4.1. GaTe'nin Yapısı ve GaTe Üzerine Yapılan Çalışmalar.....	12
1.4.2. GaTe Üzerine Omik ve Schottky Kontak Çalışmaları.....	14
2. KURAMSAL TEMELLER.....	17
2.1. Giriş.....	17
2.2. Metal-Yarıiletken Kontaklar.....	17
2.2.1. Metal n -Tipi Yarıiletken Kontaklar.....	18
2.2.1.a. $\phi_m > \phi_s$ Olduğu Durum.....	19
2.2.1.b. $\phi_m < \phi_s$ Olduğu Durum.....	21
2.2.2. Metal p -Tipi Yarıiletken Kontaklar.....	22

2.2.2.a. $\phi_m \setminus \phi_s$ Olduğu Durum.....	22
2.2.2.b. $\phi_m \setminus \phi_s$ Olduğu Durum.....	23
2.3. Schottky Kontakların Yapısı Üzerine Öne Sürülen Modeller.....	24
2.3.1. Schottky – Mott Modeli.....	24
2.3.2. Bardeen Modeli.....	27
2.3.2.a. Ara yüzeyin Yapısı ve Yüzey Halleri.....	28
2.3.2.b. Uzak Yükü Bölgesi.....	31
2.4. Metal Yarıiletken Kontaklarda Akım Taşıma Mekanizmaları.....	34
2.4.1. Taşıyıcıların Engel Üzerinden Termoyonik-Emisyonla Geçışı.....	35
2.4.1.a. Difüzyon Teorisi.....	37
2.4.1.b. Termoyonik Emisyon Teorisi.....	39
2.4.1.c. Termoyonik Emisyon-Difüzyon Teorisi.....	41
2.4.2. Tünelleme Akımı.....	43
2.4.3. Deplasyon Bölgesinde Oluşan Tekrardan Birleşim Olayı.....	45
2.4.4. Boşlukların Enjeksiyonu.....	47
2.5. Ters Gerilim Karakteristikleri.....	48
2.6. Görüntü-Yük Etkisi.....	51
2.7. T_0 Etkisi.....	55
2.8. Seri Direnç Etkisi.....	56
2.9. Schottky Diyotlarda Kapasitans.....	57
2.9.1. Azınlık Taşıyıcıların Kapasitansa Etkisi.....	61
2.9.2. Arayüzey Tabakasının Kapasitansa Etkisi.....	65
2.9.3. Derin Tuzakların Kapasitansa Etkisi.....	69
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	75
3.1. Deney Düzenegi ve Kontak Fabrikasyonu.....	75
3.2. I-V ve C-V Ölçüm ve Analiz Sistemi.....	77
4. ARAŞTIRMA BULGULARI ve TARTIŞMA.....	82
4.1. Sıcaklığa Bağlı I-V Ölçümleri.....	82
4.1.1. Seri Direncin Sıcaklığa Bağlı I-V Ölçümlerine Etkisi.....	85

4.2. Al-Au/GaTe Schottky Kontakların I-V-T Karakterizasyonu.....	88
4.2.1. Engel Yüksekliği ve İdealite Faktörünün Sıcaklığa Bağlı Değişimleri.....	91
4.3. Schottky Engel Homojensizliklerinin Etkisi ve Gauss Dağılımları.....	97
4.4. Richardson Eğrileri ve Sıcaklığa Bağlı Değişimleri.....	113
4.4.1. $\ln(J_0 / T^2)$ Deneysel Değerlerinin $1/T$ 'ye Karşı Değişimi.....	113
4.4.2. Modifiye edilmiş Richardson Grafiği.....	116
4.4.3. Lineerize Edilmiş Richardson Grafiği.....	122
4.5. Schottky Engel Homojensizlikleri.....	125
4.5.1. İdealite Faktörünün Sıcaklığa Bağlılığı ($n(T)$) ve T_0 Etkisi.....	125
4.5.2. Termoyonik Emisyonun Etkisi.....	128
4.5.3. Görüntü-Yük Etkisi.....	130
4.6. Schottky Engel Parametrelerinin Uygulanan Gerilime Bağlı Değişimi.....	132
4.7. Sıcaklığa Bağlı C-V Ölçümleri.....	139
4.7.1. Sıcaklığa Bağlı Kapasitans (C-T) Ölçümleri.....	142
4.7.2. C-V-T Ölçümlerinin Analizi.....	146
5. SONUÇ.....	154
KAYNAKLAR.....	167

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

A	Diyot alanı
A^* , A_i^*	Richardson sabiti
A^{**}	Fonon geri saçılması ve quantum-mekaniksel yansımadan kaynaklanan A^* değeri
$A(\phi_b)$	Keyfi dağılım fonksiyonu
A_i	Keyfi dağılım fonksiyon parametresi
C , C_d	Birim alan başına düşen diferansiyel kapasitans
C_{ox}	Oksit tabaka kapasitansı
C_s	Ara yüzey hallerinin etkisinden kaynaklanan kapasitans
d , w	Deplasyon tabakası genişliği
D_n	Elektron difüzyon sabiti
D_p	Boşluk difüzyon sabiti
D_s	Ara yüzey hal yoğunluğu
e_n	Tuzak seviyesinden iletkenlik bandına bir elektronun geçme ihtimaliyeti
e_p	Tuzak seviyesinden bir boşluğun valans bandına geçme ihtimaliyeti
E	Engel bölgesinde oluşan elektrik alan değeri ya da elektronların enerjisi
E_a	Akseptör enerji seviyesi
E_c	İletkenlik bant minimumunun enerji seviyesi
E_d	Donor enerji seviyesi
E_f	Fermi enerji seviyesi
E_{fm}	Metalin Fermi enerji seviyesi
E_f^s	Yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi

E_g	Yarıiletkenin yasak enerji aralığı
E_i	Ara yüzey tabakasında oluşan elektrik alan değeri ya da asal Fermi seviyesi
E_m	Elektronların maksimum enerji değeri
$E_{\max}$	Engel bölgesinde oluşan maksimum elektrik alan değeri
E_t	Tuzak enerji seviyesi
E_v	Valans bant maksimumu enerji seviyesi
$E(T)$	Sıcaklığa bağlı olarak yasak enerji aralığının değişimi
E_0, E_{00}	Tünelleme olayıyla ilgili parametreler
h	Planck sabiti
$\hbar$	2π sayısına bölünerek elde edilen Planck sabiti
I	Akım
I_0	Doyum akım değeri
J	Akım yoğunluğu
J_0	Doyum akım yoğunluğu
J_d	Sapma akım yoğunluğu
J_e	Elektronlardan dolayı kaynaklanan akım yoğunluğu
J_g	Deplasyon bölgesinde tekrardan oluşum akım yoğunluğu
J_h	Boşluklardan dolayı kaynaklanan akım yoğunluğu
J_m	Düz-bant akım yoğunluğu
J_r	Deplasyon bölgesinde tekrardan birleşim akım yoğunluğu
J_{te}	Termoiyonik emisyon akım yoğunluğu
k	Boltzman sabiti veya elektron dalga vektörü
L	Quasi-nötral bölgenin kalınlığı
m	Serbest elektron kütlesi
m^*	Elektronun etkin kütlesi

m_0	Elektronun durgun kütlesi
n	İdealite faktörü ya da yarıiletkenin iletkenlik bandında elektron yoğunluğu
n_i	Asal elektron konsatrasyonu
n_0	Sıfır gerilim değerinde elektron yoğunluğu
$n(T)$	Sıcaklığa bağlı idealite faktörü
$n(V)$	Uygulama gerilimine bağlı idealite faktörü
$n(E)$	Yarıiletkenin yerel hal yoğunluğu
N_a	Taşıyıcı (akseptör) konsantrasyonu
N_c	İletkenlik bandında bulunan etkin hal yoğunluğu
N_d	Taşıyıcı (donor) konsantrasyonu
$N_a - N_d$	Net iyonize olmuş hal yoğunluğu
N_t	Tuzak yoğunluğu
N_v	Valans bandında bulunan etkin hal yoğunluğu
p	Boşlukların yoğunluğu
p_0	Denge halinde deplasyon bölgesinin kenarında boşluk yoğunluğu
q	Elektronik yük
Q_d	Telafl olmanış donorlardan kaynaklanan yük miktarı
Q_h	Boşluklardan dolayı kaynaklanan pozitif yük
Q_m	Metalde oluşan toplam yük miktarı
Q_s	Yarıiletkende oluşan yük miktarı
Q_{ss}	Yüzey hallerinden kaynaklanan yük miktarı
r_0	Kontak bölgesinde oluşan her bir dağılımın yarıçapı
R_m	Metalik tabakanın direnci ya da tünelleme direnci
R_s	Seri direnç
T	Yapıya uygulanan sıcaklık değeri

T_0	T_0 etkisi olarak bilinen sabit
ν	Yarıiletkende elektronların ve hollerin ortalama termal hızı
ν_r	Tekrardan birleşim hızı
ν_d	Difüzyon hızı
V	Yapıya uygulanan doğru gerilim
V_{bi}	Dahili potansiyel
V_d, V_0	Difüzyon potansiyeli
V_{d0}	$V=0$ 'da difüzyon potansiyeli
V_i	Ara yüzey tabakasında oluşan potansiyel
V_n, ξ	İletkenlik bandının altı ile Fermi seviyesi arasında enerji seviyeleri farkı
V_r	Yapıya uygulanan ters gerilim
V_s	Yarıiletkende dış yüklerden, yüzey hallerinden kaynaklanan katkı potansiyeli
x_m	Engelin yatay maksimum pozisyonu
χ_s	Yarıiletkenin elektron yakınlığı
δ_b	Metalle yarıiletken arasında ara yüzey tabakasının genişliği
ε	Deplasyon tabakasında iletkenlik bant minimumu ile Fermi seviyesi arasında enerji seviye farkı
ε_i	Ara yüzey tabakasının dielektrik sabiti
ε_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti değeri
ε_s'	Görüntü-yük etkisi için yarıiletkenin dielektrik sabiti
ε_0	Boşluğun dielektrik sabiti
ξ_n	Elektron kuasi-Fermi seviyesi
ξ_p	Boşluk kuasi-Fermi seviyesi
Δ_b	Metal-yarıiletken arasında boşlukta oluşan toplam potansiyel düşmesi
ϕ_b	Schottky engel yüksekliği

ϕ_{b0}	V=0'da ortalama engel yüksekliği değeri
$\phi_b(V)$	Uygulama gerilimine bağlı engel yüksekliği değerleri
$\bar{\phi}_b$	Ortalama engel yüksekliği ya da Aktivasyon enerjisi
$\bar{\phi}_{bi}$	Gauss dağılımının ortalama engel yüksekliği
$\Delta\phi_b(V)$	Uygulanan gerilime bağlı olarak engel yüksekliğinde oluşan değişim
ϕ_e	Etkin engel yüksekliği
ϕ'	Görüntü-yük etkisinden dolayı oluşan engel yüksekliği değeri
$(\phi')_0$	Sıfır gerilim değerinde görüntü-yük etkisi
$\phi'(V)$	Görüntü yük etkisinden dolayı oluşan engel yüksekliğinin voltaja bağlı değişimi
ϕ_0	Yüzey hallerinin dağılımını karakterize eden seviye
ϕ_m	Metalin iş fonksiyonu
ϕ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
σ, σ_i	Gauss dağılımının standart sapması
σ_n	Elektronların yakalama tesir kesiti
σ_p	Boşlukların yakalama tesir kesiti
ρ_1	$n(T)$ idealite faktörünün T 'ye bağlı olmasını gerektiren bir voltaj katsayısı
ρ_{2i}	Ters idealite faktörü dağılımının V=0'da hesaplanan değeri
ρ_{3i}	İdealite faktörü dağılımının standart sapması
$\rho(\vec{r})$	Yerel serbest yük yoğunluğu
μ	Elektronların mobilitesi
τ_c	Yarıiletkende elektronların çarpışmaları sonucunda geçen ortalama zaman
τ_m	Metalden ve metale doğru tünelleyen ara yüzey hallerinin zaman sabiti
τ_p	Yarıiletkende hollerin çarpışmaları sonucunda geçen ortalama zaman

τ_r	Deplasyon bölgesinde geçen tekrardan birleşim süresi
ω_s	Alternatif akım test sinyal frekansı
ω_b	Uygulama gerilim modülasyonu frekansı
ac	Alternatif akım
BEEM	Balistik Elektron Işıma Mikroskobu
C-V	Kapasite-gerilim
C-V-T	Kapasite-gerilim-sıcaklık
C-T	Kapasite-sıcaklık
dC/dT	Kapasitansın sıcaklığa göre türevi
d ln(I)/dV	Akımın logaritmik değerlerinin uygulama gerilimine göre türevi
dV/d ln(I)	Gerilimin logaritmik akım değerlerine göre türevi
DLTS	Derin Seviye Geçiş Spektroskopisi
FE	Alan emisyonu
IC	Tümleşik Devre
I-V	Akım-gerilim
I-V-T	Akım-gerilim-sıcaklık
MIS	Metal-Yalıtkan-Yarıiletken
TE	Termoiyonik Emisyon
TFE	Termoiyonik Alan Emisyonu
C ⁻² -V	Ters kapasitansın karesi- Gerilim
C ⁻² -V-T	Ters kapasitansın karesi- Gerilim-Sıcaklık

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. a-b. Bir metalle n-tipi yarıiletkenin kontak haline gelmeden önce (a) ve kontakta sonra (b) oluşan temel yapısı.....	18
Şekil 2.2. a-b. $\phi_m < \phi_s$ olduğu durumda metal n-tipi yarıiletkenin kontakta önce (a) ve kontakta sonra (b) oluşan yapısı.....	21
Şekil 2.3. a-b. $\phi_m > \phi_s$ durumunda metal p-tipi yarıiletkenin kontakta önce (a) ve kontakta sonra (b) oluşan yapısı.....	23
Şekil 2.4. a-b. $\phi_m < \phi_s$ durumunda metal p-tipi yarıiletkenin kontakta önce (a) ve kontakta sonra (b) oluşan yapısı.....	24
Şekil 2.5. Yüzey hallerinin olmadığı bir metal-yarıiletken yapının bant diyagramı.....	26
Şekil 2.6. Ara yüzey hallerine sahip olan bir metal-yarıiletken kontak yapısı.....	29
Şekil 2.7. Ara yüzey bölgesinin homojen olduğu durumda uzay yükü bölgesi.....	32
Şekil 2.8. Bir metal n-tipi yarıiletken kontakta düz beslem altında oluşan akım mekanizmaları.....	35
Şekil 2.9. Bir doğru beslem altında bulunan bir Schottky diyotta ----- biçiminde termoionik emisyon teorisine göre ve - - - - - biçiminde difüzyon teorisine göre quasi- Fermi seviyesinin yapısı.....	36
Şekil 2.10. Doğru beslem altında ortaya çıkan alan ve termoionik alan emisyonu.....	44
Şekil 2.11. Ters gerilimden dolayı kaynaklanan alan ve termoionik alan emisyonu....	51
Şekil 2.12. Görüntü-Yük Etkisi sonucunda oluşan Schottky engel tabakasının yapısı..	53
Şekil 2.13. Görüntü-yük etkisi sonucu iletkenlik ve valans bandının genel yapısı.....	54
Şekil 2.14. Metal direnci, kontak direnci ve yarıiletken direncini içeren difüze edilmiş bir bipolar transistör gösteren sistematik diyagram.....	56
Şekil 2.15. V_r (—) ve $V_r + \Delta V_r$ (-----) ters gerilimleri altında oluşan Schottky engelin yapısı.....	58
Şekil 2.16. Yarıiletkende hareketli taşıyıcıların (elektron ve boşlukların) yük	

yoğunluğu.....	60
Şekil 2.17. Azınlık taşıyıcılarının etkisini gösteren Schottky engel yapının durumu.....	64
Şekil 2.18. a-b. Arayüzey tabakasının zayıf, düşük frekans durumunda (a) ve yüksek frekans durumunda (b) Schottky engeli için eşdeğer devre yapısı.....	66
Şekil 2.19. a-b. Arayüzey tabakasının kalın, düşük frekans durumunda (a) ve yüksek frekans durumunda (b) Schottky engeli için eşdeğer devre yapısı.....	67
Şekil 2.20. Yalıtkan ara yüzey tabakasına sahip Schottky engeli için eşdeğer devre.....	68
Şekil 2.21. Sıfır gerilim değerinde derin tuzakların yüklerinin durumu.....	70
Şekil 2.22. Derin tuzak seviyeleri üzerine uygulanan ters gerilimin etkisiyle yüklerin durumu.....	72
Şekil 3.1. Ölçme laboratuvarımızda mevcut buharlaştırıcı sistemimizin görünümü.....	76
Şekil 3.2. Si altlık üzerine yapılan kontağın yapısı.....	77
Şekil 3.3. 4-350 K aralığında ölçüm yapabilen I-V Ölçüm sistemimizin blok diyagramı.....	79
Şekil 3.4. 4-350 K aralığında ölçüm yapabilen C-V Ölçüm sistemimizin blok diyagramı.....	79
Şekil 3.5. I-V ve C-V Ölçüm Sistemimizin görünümü.....	80
Şekil 4.1. Al/GaTe ve Au/GaTe kristallerine ait 300 K'de ölçülen I-V değişimleri.....	82
Şekil 4.2. a-b. 50-300 K sıcaklık aralığında ölçülen Al/GaTe (a) ve Au/GaTe (b)'nin I-V-T değişimleri.....	84
Şekil 4.3. 200-300 K arasında Au/GaTe (♦) ve Al/GaTe (●) Schottky kontakların Cheung fonksiyonlarına göre elde edilen seri direnç değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	86
Şekil 4.4. Au/GaTe Schottky yapının sıcaklığa bağlı yarı-logaritmik $I-(V-IR_s)$ değişimleri.....	90
Şekil 4.5. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (♦)'nin engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	93
Şekil 4.6. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (♦)'nin idealite faktörü değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	94

Şekil 4.7. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)'nin engel yüksekliği değerlerinin $q/2kT$ 'ye bağlı değişimi.....	101
Şekil 4.8. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)'nin engel yüksekliği değerlerinin Gauss dağılım değerleriyle değişimi.....	104
Şekil 4.9. Al/GaTe ve Au/GaTe'nin Gauss dağılım fonksiyonunun dağılım eğrileri..	105
Şekil 4.10. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)'nin ters idealite faktörü değerlerinin $q/2kT$ 'ye karşı değişimi.....	111
Şekil 4.11. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)'nin idealite faktörü değerlerinin Gauss dağılımları ile birlikte sıcaklığa bağlı değişimleri.....	112
Şekil 4.12. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)'nin $\ln(J_0/T^2)$ deneysel değerlerinin, $1/T$ 'ye bağlı değişimi ve yüksek sıcaklık değerlerine yapılan lineer fitler.	114
Şekil 4.13. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)'nin $\ln(J_0/T^2)$ deneysel değerlerinin, $1/nT$ 'ye bağlı değişimi ve yapılan lineer fitler.....	115
Şekil 4.14. Al/GaTe'nin $\sigma_1=37.5$ meV (●) ve $\sigma_2=44.5$ (▲) meV'a göre $\ln(J_0/T^2) - (q^2\sigma_i^2/2k^2T^2)$ 'nin $1/T$ 'ye karşı değişimi.....	118
Şekil 4.15. Au/GaTe'nin $\sigma_1=37.9$ meV (●) ve $\sigma_2=58.2$ (▲) meV'a göre $\ln(J_0/T^2) - (q^2\sigma_i^2/2k^2T^2)$ 'nin $1/T$ 'ye karşı değişimi.....	119
Şekil 4.16. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)'nin deneysel $\ln(J_0/T^2)$ değerlerinin Gauss dağılımları ile birlikte $1/T$ 'ye bağlı değişimleri.....	121
Şekil 4.17. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)'nin $J_0/T \sum_{i=1}^2 A_i \exp(-q\phi_{bi}/kT + q^2\sigma_i^2/2k^2T^2)$ değerlerinin sıcaklığa bağlı linearizasyonu ve lineer fitleri.....	124
Şekil 4.18. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)'nin nT 'nin T 'ye karşı değişimleri ve bu değişimlerin lineer fitleri	127
Şekil 4.19. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)'nin sıcaklığa karşı E_{00}/kT değişimleri.....	130
Şekil 4.20. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)'nin görüntü yük etkisi değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimleri.....	131

Şekil 4.21. Al/GaTe'nin 300 K (○), 260 K(●), 220 K(Δ), 180 K (○) ve 140 K(●)'de idealite faktörü değerlerinin voltaja bağlı değişimleri.....	134
Şekil 4.22. Au/GaTe'nin 300 K (○), 260 K(Δ), 200 K (●) ve 140 K(●)'de idealite faktörü değerlerinin voltaja bağlı değişimleri.....	135
Şekil 4.23. Al/GaTe'nin 300 K (○), 200 K (Δ) ve 160 K (●)'de engel yüksekliği değerlerinin voltaja bağlı değişimleri.....	136
Şekil 4.24. Au/GaTe'nin 300 K (○), 200 K (Δ) ve 160 K (●)'de engel yüksekliği değerlerinin voltaja bağlı değişimleri.....	137
Şekil 4.25. Al/GaTe (Δ) ve Au/GaTe (○)'nin 200 K'de görüntü yük etkisi değerlerinin voltaja bağlı değişimleri.....	138
Şekil 4.26. Al/GaTe'nin 200 K'de engel yüksekliğinin uygulama gerilimine karşı Değişimi.....	139
Şekil 4.27. Al/GaTe ve Au/GaTe Schottky kontakların 300 K'de ölçülen C-V karakteristikleri.....	140
Şekil 4.28. a-b. Al/GaTe (a) ve Au/GaTe (b)'nin 120-300 K arasında ve 1 MHz frekansta ölçülen C-V-T karakteristikleri.....	141
Şekil 4.29. Al/GaTe ve Au/GaTe'nin 50-300 K ve 20-300 K arasında ölçülen kapasitansın sıcaklığa (C-T) bağlı değişimi.....	143
Şekil 4.30. Al/GaTe ve Au/GaTe'nin kapasitansın birinci türevinin (dC/dT) sıcaklığa karşı değişimi.....	144
Şekil 4.31. Al/GaTe ve Au/GaTe'nin $N_a - N_d$ net iyonize olmuş hal yoğunluğunun sıcaklıkla değişimleri.....	146
Şekil 4.32. a-b. Al/GaTe (a) ve Au/GaTe (b)'nin 1 Mhz frekansta 10'ar K sıcaklık aralıklarıyla 130-300 K arasında $1/C^2$ -V değerlerinin uygulanan gerilime karşı değişimi.....	148
Şekil 4.33. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)'nin C-V engel yüksekliğinin ve GaTe'nin (○) yasak enerji aralığının sıcaklığa bağlı değişimleri.....	152

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 4.1. Al/GaTe ve Au/GaTe Schottky kontaklarının 190-70 K arası sıcaklığa bağlı seri direnç değerlerinin değişimi.....	87
Çizelge 4.2. Al/GaTe ve Au/GaTe'nin ve literatürde GaTe üzerine yapılan çeşitli çalışmalarda elde edilen σ_i ve $\bar{\phi}_{bi}$ değerleri. σ_i ve $\bar{\phi}_{bi}$ değerleri.....	102
Çizelge 4.3. Al/GaTe ve Au/GaTe'nin ve literatürde GaTe üzerine yapılan çeşitli çalışmalarda elde edilen ρ_{2i} ve ρ_{3i} değerleri.....	111
Çizelge 4.4. Al/GaTe ve Au/GaTe'nin Şekil 4.13 ve Şekil 4.14'ten elde edilen A^* Richardson sabiti ve $\bar{\phi}_{bi}$ Aktivasyon enerjisi değerleri.....	118
Çizelge 4.5. Al/GaTe ve Au/GaTe'nin denk. (4.41)'e göre farklı sıcaklıklar için hesaplanan E_{00} değerleri.....	129
Çizelge 4.6. Al/GaTe ve Au/GaTe'nin $C^{-2} - V$ değişimlerinden elde edilen farklı sıcaklıklarda çeşitli parametreleri.....	150

1. GİRİŞ

1.1. Yarıiletken Teknolojisinin Tarihi Seyri ve Schottky Kontak Düşüncesinin Gelişimi

Yarıiletkenler üzerine yapılan araştırmalar, yüz yılı aşkın geçmişe sahiptir. İlk kristal detektörün kullanılmaya başlamasından günümüze kadar yarıiletken teknolojisinde büyük ilerleme ve gelişme kaydedilmiştir. İleri seviyede yapılan araştırmalar, yarıiletkenler üzerine kurulan elektrik ve elektronik endüstrisini en hızlı bir biçimde gelişen birer sanayi kolu haline getirmiş ve birden fazla fonksiyonlu, hızlı, yoğun elemana sahip tümleşik devrelerin çok ucuza elde edilmesi kullanımı yaygınlaştırmıştır.

Yarıiletkenlerle yapılan ilk önemli uygulama, düşük frekanslı alternatif akımlar için selenyum doğrultucuların C.E. Fritts tarafından kullanılmasıdır. 1927 yılında P.H. Geiger ve L.O. Grondabl tarafından gerçekleştirilen bakır-oksit doğrultucular, telsiz ve batarya doğrultucu sistemlerinde yaygınca kullanım alanı bulmuştur.

Yarıiletken doğrultma özellikleri, ilk olarak 1888 yılında Hertz tarafından radyo dalgalarının bulunması ile elektronik devrelerde yüksek frekanslı akımların dedeksiyonunu sağlamak için nokta kontaklı detektör yapımında kullanılmıştır. 1939 yılında kristal detektörlerin geliştirilmesi sonucu termoiyonik lambalar yerini kristal detektörlere bırakmıştır.

Bakır sülfat ve demir sülfat gibi bileşikler üzerinde metaller ile oluşturulan nokta kontakların iletkenliklerindeki asimetrik yapıyı 1874 yılında Braun'un keşfetmesi, ilk kontak ve doğrultma çalışmalarının doğmasına neden olmuştur. O yıllarda doğrultma mekanizması pekiyi anlaşılmamasına rağmen metallerle metalik sülfatların oluşturdukları kontak yapıların radyo alıcılarında kullanımları detektör amaçlıdır. 1906 yılında Pickard, silisyum tabanlı nokta kontak detektörünün patentini almış ve 1907 yılında Pierce, farklı yarıiletkenler üzerine birçok metalin püskürtülmesiyle yapılan

diyotların doğrultma karakteristiklerini açıklamıştır. 1920'li yıllarda radyo yayıncılığının hızla büyümesinde kurşun sülfat ile tungstenin kontağından ibaret olan 'kedi bıyığı' adlı bir doğrultucunun kullanılması önemli rol oynamıştır.

Radar teknolojisinde mikrodalga sistemlerinin geliştirilmesiyle yüksek frekanslarda frekans değiştirici veya etkili bir doğrultucu olarak kullanılan yarıiletkenlerin olağanüstü malzemeler olması, dikkatlerin yarıiletkenler üzerinde toplanmasında büyük bir etken olmuştur. Bell laboratuvarlarında periyodik tablonun IVA grubunda germanyum üzerinde yapılan çalışmalar ile J. Bardeen ve W. H. Brattain tarafından tranzistörün icadı yarıiletken teknolojisinin başlangıç noktasını oluşturmuştur. Tranzistörlerin keşfi ile yarıiletkenlerin temel özellikleri daha iyi anlaşılmasına yönelik yapılan elektriksel ve optiksel çalışmalar, çok hızlı bir biçimde artarak bu alanda son yüz yıl içerisinde büyük ilerlemelerin sağlanmasında temel etken olmuştur.

Metal-yarıiletken kontakların doğrultucu olarak kullanılmaları ile ilgili ilk çalışmalar ve bu alanda ilk fikirler, 1930'lu yıllarda olgunlaşmış ve metallerle yarıiletkenlerin birlikte doğrultucu olarak kullanabilecekleri fikrinin ortaya çıkmasına neden olmuştur. 1931'de Schottky ve diğer çalışma arkadaşlarınca, kontakta bir akım aktığında kontakta bir potansiyel engelinin olduğu fikri öngörülmüştür. Ancak kuantum mekaniğinin gelişimi bu döneme rastladığından 1932 yılında Wilson ve diğer araştırmacılar doğrultma olayını engel içerisinde elektronların kuantum mekaniksel olarak tünelleme yaptıkları biçiminde açıklamaya çalışmışlar ve ortaya sürmüş oldukları bu mekanizmanın kolay akım akışının yönünü yanlış belirlediği sonradan anlaşılmıştır. 1938 yılında birbirinden bağımsız olarak Schottky ve Mott, doğrultmanın gözlenen yönünü elektronların bir potansiyel engeli üzerinden sürüklenme ve difüzyon esaslı geçişleriyle açıklamışlardır. Mott (1938), potansiyel engelinin metal ve yarıiletken iş fonksiyonları arasındaki farktan kaynaklandığını açıklayarak elektrik alanın sabit, elektrostatik potansiyelin lineer olarak değişebilmesi için engel bölgesinin serbest yüklerden arınması gerektiğini rapor etmiştir. Aksine Schottky (1939), Poisson denkleminde göre elektrostatik potansiyelin ikinci dereceden, elektrik alanın ise lineer olarak artabilmesi için engel bölgesinin sabit yoğunluklu serbest yükler içermesi

gerektiğini ileri sürmüştür. Engelin şeklini belirleyen uzay yükünün rolü hakkında ortaya atılan benzer fikirler Sovyetler Birliğinden Davydov (1939, 1941), tarafından ileri sürülmüştür.

Silisyum ve germanyum tabanlı metal-yarıiletken kontaklar, İkinci Dünya Savaşı sırasında radar teknolojisinde yaygınca kullanıldı. Bu uygulama yarıiletken fiziğinin önemli derecede gelişmesine yardım edecek ilgiye sebep olmuştur. Bu süreçte Schottky ve Mott tarafından ortaya atılan akım iletim mekanizmasına karşın Bethe (1942) tarafından termoiyonik emisyon teorisi iddia edilmiştir.

Savaş yıllarından sonra metal-yarıiletken kontaklar üzerine yapılan çalışmalar, nokta-kontak tranzistörün keşfiyle yoğunluk kazanmış ve dikkatlerin azınlık taşıyıcı enjeksiyonu ile çalışan nokta-kontaklar üzerine toplanmasına neden olmuştur. 1950 ve 1960’larda geliştirilen yüksek vakum sistemlerinde metal filmlerin buharlaştırılmalarıyla yapılan kontakların, nokta-kontaklardan çok daha kararlı ve tekrardan üretilebilir oluşları ile ilgi odağı olmuştur. Bu yıllardan 1980’lerin ortalarına kadar metal-yarıiletken kontaklar üzerinde yoğun araştırmalar yapılmış olmasına rağmen ilgi günümüze kadar devam etmiştir. Bu bağlamda metal-yarıiletken ara yüzeylerinde ortaya çıkan akım iletim mekanizması, engel oluşumu ve dağılımının anlaşılmasında çalışmalar büyük bir hızla devam etmektedir (Turner and Rhoderick 1968; Padovani 1968; Hackam and Harrop 1972; Roberts and Crowell 1973; Tseng and Wu 1987; Srivastava and Arora 1981; Song *et al.* 1986; Rhoderick and Williams 1988; Maeda and Umeza 1990; Werner and Güttler 1991; Dio *et al.* 1995; Chand and Kumar 1995; Khan *et al.* 1997; Schmitsdorf and Mönch 1999; Zhu *et al.* 2000; Korosak and Cvikl 2003; Abay *et al.* 2003; Coşkun *et al.* 2003; Hastas *et al.* 2004; Gülnahar ve Efeoğlu 2008).

1.2. Schottky Kontakların Teknolojik Önemi

Metal-yarıiletken yapısı ile elde edilen Schottky yapılar, yarıiletken teknolojisinin gelişmesinde ihtiyaç duyulan parametrelerin birçok parametrenin elde edilmesinde

- IVT (Akım-Gerilim-Sıcaklık)
- CVT (Kapasite-Gerilim-Sıcaklık)
- DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy),
- PICTS (Photo-Induced Transient Spectroscopy)
- TSC (Termally Stimulated Current)

veya aktif devre elemanların

- MOSFET
- MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistor)
- Schottky Diyot

vb.

devre elemanlarının tasarımında kullanılmıştır.

Bu yapıların bu şekilde geniş bir teknolojik alanda kullanımının olması, bu diyotların çoğunluk taşıyıcı akım akışıyla birleşen hızlı anahtarlama özelliğinin olmasından dolayıdır (Chand and Kumar 1997).

1.3. Schottky Kontaklar Üzerine Yapılan Çalışmalar

1.3.1. I-V-T Çalışmaları ve Homojensizlikler

Çalışmalarda Schottky kontakların buharlaştırma ya da sputter (cıglama) tekniğiyle fabrikasyonunun yapıldığı rapor edilmekte ve I-V-T ve C-V-T ölçümleri yapılarak diyotların engel yüksekliği, idealite faktörü ve seri direnç gibi farklı parametrelerinin elde edilerek değerlendirildiği literatürde mevcuttur. Yapılan analizlerde termoiyonik emisyon teorisine göre ideallikten sapmaların nedenleri üzerine yoğunlaşmış ve farklı yaklaşımlar öne sürülmüştür.

Schottky kontaklarda engel yüksekliğinin I-V ölçümleri (Güttler and Werner 1990; Werner and Güttler 1991; Chand and Kumar 1996; Chand and Kumar 1997; Hudait and Krupanidhi 2001; Abay *et al.* 2003; Coşkun *et al.* 2003; Hastas *et al.* 2004; Gülnahar ve Efeoğlu 2008), C-V ölçümleri (Srivastava *et al.* 1981; Song *et al.* 1986; Zussman 1986; Türüt *et al.* 1998), fotoresponse ölçümleri (Crowell *et al.* 1964; Chin *et al.* 1990), BEEM (Balistik Elektron Işıma Mikroskobu) (Sullivan *et al.* 1991) gibi farklı ölçüm metotları kullanılarak elde edildiği literatürde mevcuttur.

Metal yarıiletken yapılara ait I-V karakteristiğini karakterize eden engel yüksekliği ve idealite faktörü sıcaklığa bağlılık sergilemektedir (Srivastava *et al.* 1981; Song *et al.* 1986; Werner and Güttler 1991; Wittmer 1991; Chand and Kumar 1996; Khan *et al.* 1997; Zhu *et al.* 2000; Hudait and Krupanidhi 2001; Abay *et al.* 2003; Coşkun *et al.* 2003; Hastas *et al.* 2004) İdealite faktörü ve engel yüksekliğinde olduğu gibi Richardson grafiğinin yüksek sıcaklıklarda doğrusal olan ilişkisinin düşük sıcaklıklarda lineerlikten saptığı genelde gözlenen bir durumdur. (Chin *et al.* 1990; Wittmer 1991; Chand and Kumar 1996; Zhu *et al.*, 2000; Coşkun *et al.* 2003; Abay *et al.* 2003; Hastas *et al.* 2004).

Richardson grafiğinin, idealite faktörünün ve engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlılığı Schottky engel homojensizlikleri ile ilişkilendirilmiştir (Rhoderick and Williams 1988; Dobrocka and Osvald 1994; Chand and Kumar 1996; Chand and Kumar 1997; Ahaitouf *et al.* 2000; Horvath *et al.* 2003; Hastas *et al.* 2004; Perez *et al.* 2005). Schottky engel homojensizliklerine sebep olan mekanizmalar ise;

- Uzay yükü bölgesinde oluşan tekrardan birleşim,
- Uzay yükü bölgesinde tekrardan oluşum akımları (Hernandez *et al.* 2001; Wittmer 1991),
- Yüksek katkılı yarıiletkenlerde tünelleme akımları (Padovani and Stratton 1966; Crowell and Rideout 1969; Rhoderick and Williams 1988; Singh *et al.* 1990),
- Ara yüzey tabakasının kalınlık ve kompozisyonu (Rhoderick and Williams 1988),
- Görüntü-Yük etkisi (Crowell and Sze 1966; Rideout and Crowell 1970; Rhoderick and Williams 1988),

- Seri direnç (Kang *et al.* 1995)

gibi çeşitli mekanizmaların neden olduğu rapor edilmektedir.

Bir başka yaklaşımda, öngörülen homojensizliğe metal yarıiletken kontak alanı boyunca oluşan ve farklı engel yüksekliğine sahip bölgelerin sebep olduğu öngörölmüş olup oluşturulan model ile deneysel veriler açıklanabilmektedir. (Tung 1992; Tung 2001).

Farklı bir öngöröde ise engel yüksekliğinin görüntü yük etkisine de bağıllık sergilediğı, engel yüksekliğinde görölen azalışın bu etkiden kaynaklandığı ve ara yüzey hallerinin Fermi seviyesinin kaymasına sebep olacağı bildirilmiştir (Kampen *et al.* 2004).

İdealite faktörünün 1'den büyük olması ara yüzeyde oluşan homojensizlikler ile ilgilidir (Khan *et al.* 1997). Schottky engelinin temel özelliklerinden biri olan idealite faktörü, yalıtkan ara yüzey tabakasının yapısı ve görüntü yük etkisiyle açıklanabileceğı gibi gerilime bağılı olarak ta değışmektedir (Maeda 2005). Bununla birlikte idealite faktörü değerinin 1'den farklı olmasında, uzay yükü bölgesinde oluşan tekrardan birleşim-tekrardan oluşum akımları, özellikle yüksek katkılı olan yarıiletkenlerde oluşan tünelleme akımları ve ara yüzey halleri de etkilidir (Rhoderick and Williams 1988). İdealite faktörünün T_0 etkisine bağılı olduğu ve aktivasyon enerjisini veren Richardson eğrisinin T_0 etkisiyle elde edilebildiğı açıklanmıştır (Hastas *et al.* 2004).

Metal-yarıiletken kontaklarda akım iletim mekanizmasını açıklamada termoiyonik emisyon ve difüzyon modelleri kullanılmaktadır. Bu teoriler homojen olan kontak yapılarını açıklayabilmektedir. Engel yüksekliğinin oluşumunda metal-yarıiletken ara yüzeyinin yerel özellikleri sorumlu mekanizmadır. Schottky engel yüksekliği dağılımı ile metal-yarıiletkenlerde potansiyel ve akım taşınmasının, '*pinch-off*' adlı yeni ve basit bir modelle de açıklanmaktadır. Bu farklı yerel Schottky engel yüksekliğinin bölgeleri arasında iç etkileşimleri dikkate alan modeldir (Sullivan *et al.* 1991; Tung 1992; Zhu *et al.* 2000).

I-V ve C-V engel yükseklikleri farklıdır. Bu farklılık elektronların tünellemesinden dolayı kaynaklanabilir (Song *et al.* 1986). Ayrıca bu farklılık görüntü-yük etkisi ile de ilişkilendirilmektedir (Schmitsdorf and Mönch 1999). Farklı bir model ile uzaysal engel dağılımının düzensizliği ile de ilişkilendirilmektedir (Khan *et al.* 1997).

Schottky kontaklarda sızıntı akımının, ters gerilim altında engel yüksekliğinin dağılımıyla açıklanabileceği bu akımın esas nedeninin tünelleme akımı olduğu ve oluşan engel yüksekliğinin ara yüzeydeki Fermi seviyesinin pin olması ile de ilişkilidir (Ohtsuka *et al.* 2006). Schottky kontaklarda Fermi seviyesinin pin olmasında bu kontaklarda ortaya çıkan ara yüzey kusurları ve doymamış bağlar etkili olan mekanizmalardır (Sankey *et al.* 1985). Daha iyi bir performansa sahip bir Schottky kontak elde etmek için ara yüzey pin etkisinin azaltılması gerekmektedir (Sugiyama *et al.* 2003).

1.3.2. Farklı Kontak Yapılar ve I-V-T Karakteristikleri

Au/n-GaAs Schottky diyotların I-V karakteristiklerinin güçlü bir biçimde katkı yoğunluğuna bağlılık gösterdiği, azalan sıcaklık ve artan katkı yoğunluğuyla engel yüksekliğinde azalma ve idealite faktöründe artma termoiyonik alan-emisyonu ile açıklanabileceği ve ara yüzeyde oluşan engel yüksekliği homojensizliklerinin tüm katkı yoğunluklarında ve düşük sıcaklıklardaki davranışları açıklayabildiği ilan edilmiştir (Hudaib and Krupanidhi 2001).

PtSi/Si Schottky yapısında 80-300 K aralığında yapılan I-V çalışmalarında, 100 K'in üzerinde diyotların son derece ideal davranıp termoiyonik emisyon teorisine uydukları, düşük sıcaklıklarda ise deplasyon bölgesinde tekrardan birleşim olayının etkili olması ile diyotların bu davranıştan saptığı ve tekrardan birleşim olayının ters I-V karakteristiğinde ortaya çıkan değişimden sorumlu olduğu ve ara yüzeyde quasi-Fermi seviyesinin pozisyonunun yüksek yoğunluklu ara yüzey halleri ile birleşmiş olduğu tespit edilen bir sonuçtur (Wittmer 1991).

Sıçratma yöntemiyle fabrikasyonu yapılan Ti/GaAs Schottky yapılarında 100-360 K aralığında yapılan I-V ölçümlerinde, sıcaklığa bağlı engel yüksekliğinin yüksek sıcaklıklarda ideal davrandığı, düşük sıcaklıklarda ise idealden saptığı rapor edilmiştir. İdealden sapmasının metal-yarıiletken ara yüzeyinde engel yüksekliği homojensizliklerinin doğrudan etkisi ile ilişkilendirilmiştir. (Dio *et al.* 1995). Metal-yarıiletken arasında bulunan ara yüzey tabakasının Schottky engeli üzerinde etkili olduğu ise bir başka araştırmacı tarafından rapor edilmiştir (Tung 2001).

Au/n-GaAs ve Ti/n-GaAs Schottky yapıların N_2 ve H_2 gaz atmosferinde yapılan tavlama işlemlerinde, H_2 gazının kullanımında Au/n-GaAs yapısında tavlama ile metal-yarıiletken ara yüzey yapısının değişmekte, artan homojensizliklerin ince Au tabakaları için BEEM (Balistik elektron ışıma mikroskobu) ölçümleriyle doğrulanmakta ve N_2 gazında yapılan tavlamalardaysa engel yüksekliğinin homojensizleştiği, buna karşın Ti/n-GaAs yapılarında tavlama ile bir değişikliğin oluşmadığı gözlenirken elde edilen sonuçlar ‘bağ polarizasyon teorisi’ adlı bir teori ile açıklanabilir (Formant *et al.* 2004).

1.3.3. Homojensizliklerin Gauss Dağılımlarıyla Yorumu

Schottky diyotlarda ara yüzey tabakasının atomik olarak düz yapıda olmadığı öngörülmekte ve düşük sıcaklıklarda idealite faktörü ve engel yüksekliğinde karşılaşılan anormallikler ‘potansiyel dalgalanmalar’ adlı bir modelle açıklanmaktadır. Deneysel idealite faktörü, aktivasyon enerjisi ve engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi Gauss dağılımı ile de açıklanmaktadır (Werner and Güttler 1991).

Schottky diyot çalışmaları üzerine literatürde Gauss dağılımının matematiksel ifadesinin elde edilmesi ve sonrasında yapılan deneysel çalışmalar ile ilişkilendirilmiştir. $Pd_2Si/n-Si$ Schottky diyotlarının I-V-T ölçümlerinde ikili engel yüksekliği ve ikili idealite faktörü ile diyot ikili Gauss davranışı sergilemektedir (Chand and Kumar 1996). n-Si (100) ve (111) üzerine epitaksiyal $CoSi_2$ Schottky kontakları üzerine yapılan sıcaklığa

bağlı I-V çalışmalarında düşük sıcaklıklarda ideal olmayan davranışlar sergilemekte ve gözlenen anormallik Gauss dağılımıyla açıklanabilmektedir. (Zhu *et al.* 2000).

Ti/n-GaAs kontaklarla yapılarının I-V-T ölçümlerinde ikili Gauss davranışı gözlenmekte ve engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişiminin çoklu-Gauss dağılım denklemiyle açıklanabildiği öngörüsü rapor edilmektedir (Yu-Long *et al.* 2002). Yu-Long *et al.* tarafından ifade edilen çoklu Gauss dağılım denklemi Schottky engel anormalliklerini açıklayabilmektedir (Huang and Lu 2005).

1.3.4. Seri Direnç Hesaplama Yöntemleri

Metal-yarıiletken kontaklarla yapılan I-V analizlerinin yüksek gerilim bölgesinde I-V karakteristiklerinin idealden sapmasında seri direncin etkili bir parametre olduğu literatürde çalışmalara konu olmuş ve seri direnç etkisini hesaplamak için de çeşitli seri direnç modelleri ortaya konmuştur (Norde 1979; Lien *et al.* 1984; Cheung and Cheung 1986; Werner 1988).

Düşük sıcaklıklarda homojen yapıya sahip Schottky diyotlarda açıkça görünmeyen seri direnç etkisi gözlemlenirken, homojen olmayan diyotlarda seri direncin etkisi gözlenebilmektedir (Chand 2004).

İdeal diyot durumu için (n idealite faktörünün 1'e eşit olduğu diyotlar) seri direnç değerini hesaplamak amacıyla, termoiyonik emisyon denkleminde, ölçülen akım-gerilim değerlerine bağlı elde edilen fonksiyonun uygulama gerilimi değişimi ile minimum olduğu noktada seri direnç ve engel yüksekliği değerleri elde edilebilmektedir (Norde 1979). Norde'nin ortaya koyduğu yöntem idealite faktörünün 1'e eşit olduğu diyotlar için geçerli olmakta ve bu modelin Schottky kontakların yapısından dolayı gerçek seri direnç değerlerini veremeyeceği gerçeği ile modifiye-Norde metodu geliştirilmiştir (Sato and Yasumura 1985). Ayrıca bu model, deneysel sonuçlara başarı ile uygulanmıştır (Lee *et al.* 1992).

Deneyisel verilerin etkin kullanımında tespit edilen belirsizliklerden dolayı seri direnç bölgesinde en küçük kareler metodunu kullanılarak seri direnç, idealite faktörü ve engel yüksekliği parametrelerinin hesaplamasında daha güvenilir olarak elde edildiği yeni bir hesaplama tekniği Cheung tarafından literatüre kazandırılmıştır (Cheung and Cheung 1986).

Norde metodunda görülen aksaklıkların göz önüne alındığı ancak Norde fonksiyonunun dönüşümü ile elde edilen fonksiyonun akım değerlerine karşı olan değişiminin minimum noktasından seri direnç, idealite faktörü ve engel yüksekliği değerlerinin elde edilebildiği farklı bir seri direnç hesaplama metodu Lien tarafından öngörülmüştür (Lien *et al.* 1984).

I-V karakteristik değerlerini kullanarak elde edilen kondüktansın akıma bağlı değişiminden engel yüksekliği, idealite faktörü ve seri direnç değerlerinin elde edilebileceği de bilinmektedir (Werner 1988).

Schottky diyotların I-V karakteristiklerinden seri direnç hesaplamasında kullanılan Norde, Cheung, Lien-So-Nicolet ve Werner metodlarından son ikisi aynı sonuçlara götürmekte olup Werner metodu ilaveten akım iletim mekanizmasını belirleyen tekrardan-birleşim ve tekrardan oluşum akımlarının katkısını da göstermektedir (Aubry and Meyer 1994).

Seri direnç hesaplamasında kullanılan tekniklerin taban direncinin sabit olduğu durumda güvenilir olacağı ve I-V karakteristiklerinden doğru diyot parametreleri elde etmek için taban direncinin de dikkate alınması gerekmektedir (Prokopyev and Mesheryakov 2003). Schottky kontakların I-V ilişkisinde seri direnç ve paralel kondüktans değerleri önemli olup bu parametrelerin belirlenmesiyle yük iletim özelliklerinin analizinde diyot parametreleri daha doğru olarak elde edilebilmektedir (Ferhat-Hamida *et al.* 2002).

1.3.5. C-V-T Ölçümleri ve Uygulama Frekansının Etkisi

Schottky kontaklarda C-V-T ölçümlerinden engel yüksekliği, difüzyon potansiyeli, deplasyon tabaka genişliği, ara yüzey potansiyeli, kondüktans gibi parametreler analiz edilerek deplasyon bölgesinin yapısı ve davranışı farklı Schottky yapılar için yorumlanmaktadır. Ayrıca literatürde C-V-T ölçümlerinden yarıiletken bant aralığında bulunabilen derin seviyeler hakkında kısmi bilgiler elde edilebildiği gibi yüzey hallerini incelemekte mümkün olmaktadır.

Farklı Schottky kontaklar üzerine yapılan C-V ölçümlerinde artan sıcaklıkla taşıyıcı konsantrasyonu artmakta, ara yüzey hal yoğunluğu ise azalmakta, difüzyon voltajı da donör yoğunluğuyla ters orantılı olarak ilişkilendirilmekte ve 375 K'den daha düşük olan sıcaklıklarda C-V karakteristikleri ara yüzey hal yoğunluğuyla ve yarıiletken gövdede derin donör seviyeleriyle kontrol edilmektedir (Akkal *et al.* 1998).

Schottky kontaklarda ölçülen uzay yükü kapasitansına ara yüzey hallerinden ziyade yarıiletken gövdede bulunan azınlık taşıyıcıların enjeksiyonu neden olmaktadır (Werner *et al.* 1988).

Ara yüzey yüküne bağlı olarak elde edilen C-V karakteristiklerinde, ara yüzey hallerinde gözlemlenen idealsizliğin kaynağı olarak düşünüldüğü, ideal olmayan metal-yarıiletken kontaklarda ara yüzey yük fonksiyonunun ara yüzey düzensizlik parametresine, kusur yoğunluğuna ve etkin boşluk merkezine bağlılık gösterdiği tespit edilmiştir (Korosak and Cvíkl 2005).

Farklı Schottky kontaklarla yapılan düşük frekans C-V ölçümlerinde ara yüzey halleri diyotların ideal davranmamasına neden olabilmektedir. Örneğin C-V ölçümlerinde ara yüzey hallerinin ortalama yoğunluğunun $1.57 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ olarak elde edildiği çalışmada ara yüzey hallerinin diyotların ideal davranmamasından sorumlu bir mekanizma olduğu ileri sürülmektedir (Akkal *et al.* 2002). C-V ölçümlerinden elde

edilen ara yüzey hal yoğunluğu valans bandının kenarından itibaren artan enerjiyle birlikte azalmaktadır (Chattopadhyay *et al.* 1998).

Yüksek seri dirence bağlı olarak 10^3 - 10^4 Hz frekans aralığındaki C-V ölçümlerinde kapasitans frekansa zayıf bir bağlılık, 10^4 Hz üzerinde ise sığa frekansa güçlü bir bağlılık sergilediği sonucuna ulaşılmıştır (Chen *et al.* 2003). C-V ölçümlerinde kondüktansın frekansa bağlı olan değişiminde üç farklı frekans bölgesinin gözlemlendiği, ilk bölgede kondüktansın frekanstan bağımsız olduğu, ikinci bölgede A.C. kondüktansının artan frekans değerleriyle birlikte arttığı, üçüncü bölgede ise artan frekansla kondüktansın azaldığı rapor edilmiştir (Beji *et al.* 2006).

Schottky kontakların ve metal-yalıtkan-yarıiletken diyotların kapasitans çalışmasında yalıtkan bir tabakada mevcut etkilerin doğal bir şekilde birleştiği, tüm uygulanan gerilim ve frekanslarda geçerli olan bir model önerdikleri ve modelde admittansın güçlü bir şekilde uygulanan gerilime bağlı olduğu, ara yüzey hallerinin uygulanan bir voltajda yarıiletkenle dengedeymiş gibi davrandıkları ve bu hallerin kesintisiz metal-yarıiletken kontaklarda fazlalık kapasitans ve kondüktansı artırdığı ileri sürülmüştür (Gomila 1999).

1.4. GaTe Tabakalı Yarıiletken Bileşiği

1.4.1. GaTe'nin Yapısı ve GaTe Üzerine Yapılan Çalışmalar

Yarıiletken bileşikler içerisinde III-VI yarıiletken bileşikler ailesi, son otuz yıl içerisinde üzerinde çok sayıda araştırma yapılan gruptandır. III-VI grubu bileşikler, teknolojik önemi büyük olan bileşikler olup foton dedektörleri, lazer, led gibi optoelektronik devre elemanı ve nükleer detektör yapımına elverişlidirler.

III-VI grubu bileşikler, III. grup Tl, Ga, In elementleri ile VI. grup S, Se, Te elementlerinden oluşmaktadır. III-VI bileşiklerinden GaTe oda sıcaklığında 1.7 eV bant

aralığı ile nispeten yeni bir bileşik olup teknolojik açıdan büyük bir önem arz etmekte ve optoelektronik devre elemanı uygulamaları için büyük bir potansiyeldir.

Ga kalkojenleri arasındaki GaTe kompleks bir yapıya sahip olup ve kristal yapısının tabaka düzleminde uzanan Ga-Ga bağlarıyla bu bağları birbirine bağlayan b-ekseni boyunca uzanan Te-Ga-Ga-Te bağları ve bu Ga-Ga bağlarına dik olarak bağlanan farklı bir Ga-Ga bağları vardır (Pearson 1964). C_{2h}^3 uzay grubuna sahip olan GaTe monoklinik bir yapıdadır (Pearson 1964). Ga bileşiklerinden GaTe, GaS ve GaSe bileşiklerinin tabakaları arasında Van der Waals bağlarının olmasından dolayı mükemmel bölünme düzlemleri ile karakterize edilen tabakalı yarıiletkenlerdir (Manfredotti *et al.* 1975). GaTe’de tabakalar arasında Van der Waals bağları, tabaka içerisinde ise kovalent bağlarının olduğu bir yapıya sahiptir (Pal and Bose 1996). Diğer III-VI bileşiklerinden farklı olarak GaTe yüksek derecede anizotropik bir yapıya sahiptir (Gousskov *et al.* 1978).

GaTe kristallerini büyütmek için, Bridgman-Stockbarger tekniği (Manfredotti *et al.* 1975; Augelli *et al.* 1977; Gousskov and Gousskov 1978; Bose and Pal 1997; Shigetomi *et al.* 1998 b; Güder *et al.* 2001; Abay *et al.* 2003), buhar-faz taşıma tekniği (Mancini *et al.* 1974; Manfredotti *et al.* 1975; Yamamoto *et al.* 2000), kapalı tüp süblimleşme metodu (Manfredotti *et al.* 1975; Augelli *et al.* 1977), iyodin yardımlı kimyasal taşıma tekniği (Manfredotti *et al.* 1975; Augelli *et al.* 1977; Wan *et al.* 1992; Wan *et al.* 1993, Wan *et al.* 1995; Wan *et al.* 1996), zon büyütme metodu (Brebner *et al.* 1962) gibi yöntemlerin kullanıldığı yapılan literatür analizlerinde rapor edilmiştir.

GaTe büyütme metodundan bağımsız olarak her zaman p-tipindedir (Manfredotti *et al.* 1975; Wan *et al.* 1992). Boşluk mobilitesinin farklı büyütme metotları için farklı olduğu öngörülmüştür (Manfredotti *et al.* 1975). Tabaka düzlemine paralel olan bir konumda boşluk mobilitesi sıcaklıkla kompleks olan bir davranış sergilerken 77-120 K arasında T arttığı zaman azaldığı, 120-300 K arasında ise sıcaklıkla süratle arttığı ve tabaka

düzlemine dik konumda bulunan boşluk mobilitesinin kristal niteliğine bağlı olduğu belirlenmiştir (Gouskov and Gouskov 1978).

GaTe numunelerinde yasak bant aralığında derin akseptör enerji seviyesinin olduğu ve bu seviyenin eriyikten büyütülmüş numuneler için 74 meV (Manfredotti *et al.* 1975), 145 meV (Shigetomi *et al.* 1998 b), 138 meV (Augelli *et al.* 1977), 73.6 meV (Pal and Bose 1996), buhar fazında büyütülen numuneler için ise 154 meV ve 150 meV (Manfredotti *et al.* 1975)'da yerleşmiş olan akseptör enerji seviyelerine sahiptir. Buhar fazında büyütülen GaTe numunelerin öz dirençleri, eriyikten büyütülen kristallerin öz dirençlerinden daha büyüktür. Bu ise buhar fazında büyütülen GaTe numunelerinin akseptör enerji seviyeleri, eriyikten büyütülen numunelerin akseptör enerji seviyelerinden daha büyük aktivasyon enerjisine sahip olmasından kaynaklanmaktadır (Manfredotti *et al.* 1975).

GaTe yarıiletken bileşiği üzerine literatürde yapısal (Pearson 1964; Karakostas *et al.* 1980; Sanchez-Royo *et al.* 2002), öz direnç (Manfredotti *et al.* 1975; Gouskov *et al.* 1978), mobilite (Manfredotti *et al.* 1975; Augelli *et al.* 1977; Gouskov and Gouskov 1978; Pal and Bose 1996), fotoluminesans (Taylor and Ryan 1987; Wan *et al.* 1992; Wan *et al.* 1993; Wan *et al.* 1995; Wan *et al.* 1996; Wan *et al.* 1997; Shigetomi *et al.* 1998, a; Yamamoto *et al.* 2000; Güder *et al.* 2001; Efeoğlu *et al.* 2001), Hall etkisi (Manfredotti *et al.* 1975; Augelli *et al.* 1977; Gouskov *et al.* 1978; Pal and Bose 1996), soğurma (Brebner *et al.* 1962; Grandolfo *et al.* 1971; Camassel *et al.* 1979; Girlanda *et al.* 1986; Rahman and Belal 2000), DLTS (Derin Seviye Geçiş Spektroskopisi) (Shigetomi *et al.* 1998 b), Raman (Irwin *et al.* 1979) ölçümleri bulunmaktadır.

1.4.2. GaTe Üzerine Omik ve Schottky Kontak Çalışmaları

GaTe oda sıcaklığında 1.768 eV ve 4 K'de 1.790 eV değerinde yasak enerji aralığına sahip (Shigetomi *et al.* 1998 a) ve GaTe'nin yüzeyi atomik seviyede düz olup sadece tabakalardan kaynaklanan basamaklar oluşur (Balitskii *et al.* 2008). Van der Waals

bağları ile zayıfça bağlı tabakaların son yüzü Te ile sonlanmış olup yüzeyde doymamış bağların olmaması GaTe'nin yüzey oksidasyonunu yavaşlatmakta ve bu özellik GaTe'yi ideal Schottky kontak fabrikasyonu için potansiyel aday yarıiletken yapmaktadır.

GaTe üzerine Al, Au, In ve Ag gibi farklı metaller kullanılarak yapılan omik kontak çalışmasında 2.5 min. ve 200⁰C'de en düşük omik kontak direncinin elde edildiği bildirilerek omik kontak işleminin optimizasyonunun sağlandığı bildirildi (Coşkun ve Efeoğlu 2003).

GaTe için verilen referanslardaki elektriksel ve optiksel ölçümlere ilaveten birkaç çalışmanın (Bose and Pal 1997; Abay *et al.* 2003; Coşkun *et al.* 2003; Çankaya ve Abay 2006) dışında GaTe üzerine Schottky kontak çalışması bulunmamakta ve dolayısıyla GaTe'nin I-V ve C-V özellikleri tam olarak bilinmediği söylenebilir.

GaTe kristalleri üzerine yapılan Al, Ag ve Au Schottky yapıların, C-V ölçümlerinden oda sıcaklığında ortalama engel yükseklikleri, metal iş fonksiyonuna bağlı olarak Al, Ag ve Au için sırasıyla 0.75, 0.63 ve 0.485 eV ve I-V ölçümlerinden yüksek sıcaklık bölgesinde sırasıyla 0.695, 0.586 ve 0.44 eV'tur (Bose and Pal 1997). Al Schottky diyotlarda etkin Richardson sabitinin tabakalara normal ve dik olan durumda 120 ve 56.4 A(cm)⁻²K⁻²'dir (Bose and Pal 1997). Ayrıca tünelleme ve yeniden birleşim akımlarının artmasından dolayı sıcaklıkla engel yüksekliğinin artışında azalmaya karşın taşıyıcı konsantrasyonu artmakta ve ara yüzey indeksi 0.30 olduğu ileri sürülmektedir (Bose and Pal 1997). Cd/p-GaTe Schottky kontaktları üzerine 90-330 K aralığında yapılan I-V ölçümlerinde, engel yüksekliği ve idealite faktörü sıcaklığa güçlü bir bağlılık sergilemekte ve yaklaşık 150 K'in altında ideallikten sapmakta, yüksek sıcaklık bölgesinde ortalama engel yüksekliği 0.886 eV, lineer kısmın aktivasyon enerji değeri 0.52 eV ve Richardson sabiti değeri de 6.74x10⁻² Am⁻²K⁻² olarak analiz edilmiştir (Abay *et al.* 2003). Ayrıca Cd/p-GaTe'nin I-V karakteristikleri tek Gauss dağılımıyla termoiyonik emisyon mekanizmasını başarılı bir biçimde açıklayabilmektedir (Abay *et al.* 2003). Sn/p-GaTe üzerine yapılan I-V çalışmalarında Schottky homojensizlikleri

Abay *et al.* (Abay *et al.* 2003)'da olduğu gibi tek Gauss dağılımla açıklanabilmekte, modifiye Richardson sabiti $6.15 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ değerindedir (Coşkun *et al.* 2003). Cd/p-GaTe Schottky diyotlarının hidrostatik basınç altında yapılan I-V ve C-V çalışmalarında I-V ve C-V parametreleri hidrostatik basınca bağlılık göstermektedir (Çankaya ve Abay 2006).

Metal-GaTe (001) Schottky engel ve ara yüzey ölçümlerinin XPS (X-ışını fotoelektron spektroskopisi) ile yapılan çalışmada metal olarak Au, In, Ag, Al'ın kullanılmıştır. Ag-GaTe ara yüzeyinin analizinde, gözlenen piklerin şeklinde dikkate değer bir artış olmamakta, Au ve In'da kimyasal reaksiyon gözlenmemekte, Al'da ise Al Ga'larla karşılıklı bir etkileşmeye uğramaktadır (Almeida *et al.* 1998).

Literatürde GaTe üzerine yapılan Schottky kontakların sayısı sınırlıdır ve bu yarıiletken bileşiğin, I-V ve C-V özellikleri tam olarak araştırılmamıştır. Bu nedenle GaTe üzerine yapılacak olan diyot karakteristikleri yapısal farklılıklarından dolayı çoğu yönden dikkat çekici olacaktır.

Bu çalışmada, Al-Au/p-GaTe Schottky kontakları, GaTe yarıiletken bileşiğı üzerine Al ve Au metallerinin termal olarak buharlaştırılmasıyla elde edildi. Yapılan kontaklar üzerinde sıcaklığa bağlı 50-300 K aralığında I-V ve 110-300 K aralığında C-V ölçümleri yapıldı. Çalışmalarımızda Al/p-GaTe ve Au/p-GaTe'ye ait I-V-T ve C-V-T ölçümleri yapıldı. Bu ölçümlerden ilgili yapılara ait parametreler hesaplandı. Al/p-GaTe ve Au/p-GaTe'nin ikili Gauss dağılımı gösterdikleri bu çalışmada görüldü ve anormallikler ikili Gauss dağılımı kabullenimi ile başarılı bir şekilde açıklandı. C-T ölçümlerinden Al/p-GaTe ve Au/p-GaTe'de derin seviyelerin oda sıcaklığında akım iletimini sağlayan boşlukların kaynağı olduğu belirlendi.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Giriş

Doğrultma terimi fiziksel anlamı ile polaritesi değişen akımdan aynı polaritede olan bileşeni ayıklama işlemidir. Bu doğrultma işlemi yüksek akım güç elektroniğinde olduğu gibi yüksek frekans düşük akım elektroniğinde de kullanılmaktadır. Metal-yarıiletken kontaklarda bu işlem yarıiletken tarafında oluşan uzay yükü bölgesin uygulama gerilimi ile lineer olmayan davranışı sonucu olmaktadır.

İki metalin birleşimi ile kontak oluşabileceği gibi bir metalle bir yarıiletkenin intimate teması ile de kontak oluşur. Benzer eklemlerin iki yarıiletkenin birleştirilmesi ile de oluşmaktadır.

Metalle yarıiletkenin belirli kurallar dahilinde birleştirilmesi ile oluşturulan Schottky diyotlar, yapısı itibari ile p-n ekleminden farklıdır. Schottky diyotlar, bazı karakteristikler yönünden p-n eklem diyotlarına benzerlik gösterse de bazı uygulamalar için farklılık göstermektedir. Akım, bir p-n eklemde azınlık taşıyıcılarla sağlanırken, Schottky diyotlarda çoğunluk taşıyıcılarıyla sağlanmaktadır. Schottky diyotlarda oluşan engel yüksekliği bir p-n eklemının engel yüksekliğinden daha küçük olmakta ve Schottky kontaklar düşük gerilim, yüksek akım doğrultucuları olarak çalışırken, p-n eklemi yüksek gerilim, düşük akım doğrultucuları olarak çalışmaktadır. Ayrıca Schottky yapıların azınlık taşıyıcılarının çok az ve frekans tepkisinin yüksek olması gibi avantajlara sahip olmaları yanında yüksek anahtarlama hızına sahip olmaları bu diyotların IC (Integrated Circuit -Tümleşik Devre) teknolojisi için önemli kılmaktadır.

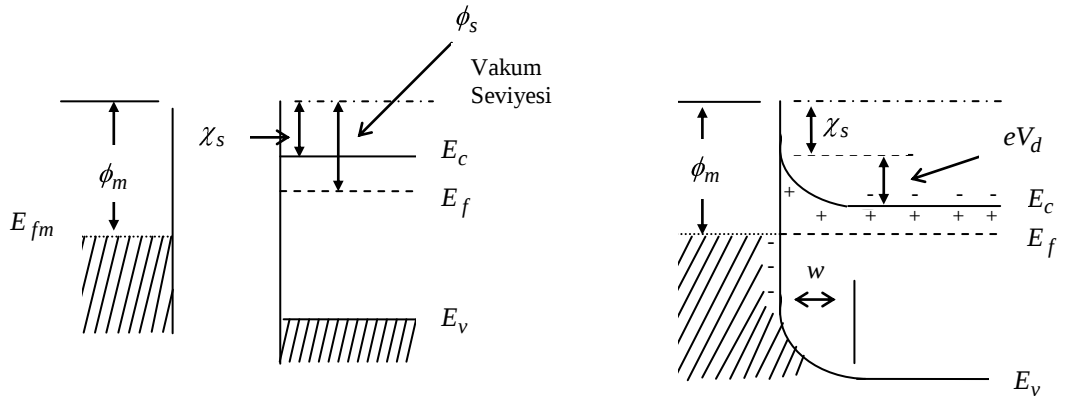
2.2. Metal-Yarıiletken Kontaklar

Metal-yarıiletken kontaklar, bir metalle yarıiletkenin atomik seviyede süreklilik arzeden devamlılıkla birleştirilmesi sonrası oluşturulur. Bu kontaklarda metal olarak Au, Al, In, Ag gibi çeşitli metaller kullanılırken yarıiletken olarak n veya p-tipi yarıiletken malzeme kullanılmaktadır. Böylece metal-yarıiletken kontakları, kullanılan yarıiletkenin tipine göre;

- Metal n-tipi yarıiletken kontak,
 - Metal p-tipi yarıiletken kontak,
- olmak üzere iki kısımda incelemek gerekmektedir.

2.2.1. Metal n -Tipi Yarıiletken Kontaklar

Şekil 2.1.a bir metalle n-tipi yarıiletkenin kontak haline getirilmeden önce enerji bant diyagramını göstermektedir. Şekil 2.1.a'da χ_s yarıiletkenin elektron yakınlığı olup, iletkenlik bandı ile vakum seviyesi arasındaki enerji farkını, ϕ_m ve ϕ_s metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları olup, sırasıyla metalin Fermi enerji seviyesi ile vakum seviyesi arasında farkı ve yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi ile vakum seviyesi arasındaki farkı ifade etmektedir. ϕ_s , yarıiletkenin n-tipi veya p-tipi olmasına göre değişirken ϕ_m , metale özgün bir parametredir.



Şekil 2.1.a-b. Bir metalle n-tipi yarıiletkenin kontak haline gelmeden önce (a) ve kontak sonrası (b) oluşan temel yapısı (+ yükler donör iyonlarını, - yükler iletkenlik bandında ve metalde bulunan elektronları göstermektedir).

Metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarını birbirlerine kıyaslamayla metal n-tipi ya da metal p-tipi yarıiletken kontakları iki kısımda incelemek mümkündür:

- $\phi_m > \phi_s$ olduğu durum
- $\phi_m < \phi_s$ olduğu durum

2.2.1.a. $\phi_m > \phi_s$ Olduğu Durum

Metalin iş fonksiyonunun yarıiletkenin iş fonksiyonundan büyük olma hali için Şekil 2.1.a'da kontakta önce metal tarafının Fermi enerji seviyesi, yarıiletkenin Fermi enerji seviyesinden $\phi_m - \phi_s$ kadar aşağıdadır.

Metalle, n-tipi yarıiletken kontak için bir araya getirildiğinde yarıiletkenden metale doğru elektron geçişi ve metalden yarıiletkene doğru pozitif yüklü olan boşluk geçişi meydana gelir. Sonuçta metal tarafında yüksek elektron konsantrasyonundan dolayı metalin Fermi enerji seviyesi nispeten değişmezken yarıiletken Fermi enerji seviyesi değişir. Karşılıklı olan bu yük geçişi sonucunda metal ve yarıiletkenin Fermi enerji seviyeleri Şekil 2.1.b'de gösterildiği gibi aynı hizaya gelmeye zorlanacak ve yeni bir yük dağılımı oluşacaktır. Karşılıklı olarak yük geçişinden sonra, metal tarafında negatif yükler ve yarıiletken tarafında pozitif yükler oluşacak ve oluşan bu yeni yük dağılımından dolayı sağdan sola doğru olan bir elektrik alan oluşur (Sze 1981).

Metal ve yarıiletken tarafında bulunan Fermi seviyelerinin aynı hizaya gelmesi, yarıiletkende iletkenlik ve valans bandı enerji seviyelerinin Şekil 2.1.b'de görüldüğü gibi $\phi_m - \phi_s$ kadar aşağı doğru bükülmelerine neden olur. Bunun sonucunda yüzeyde potansiyel engel adı verilen bir engel yüksekliği ortaya çıkar. Engel yüksekliği deplasyon bölgesinde yük dağılımına bağlılık gösterir ve büyüklüğü bir metal n-tipi yarıiletken kontağı için deplasyon bölgesinde iyonize olmuş olan donörlerin sayısına, metalle yarıiletkenin iş fonksiyonlarının büyüklüğüne ve yapıya uygulanan gerilime bağlıdır.

Elektronların metal tarafına geçmesiyle bantların bükülmüş olduğu yarıiletken tarafında serbest yüklerden yani elektronlardan arınmış bir bölge meydana gelir. Şekil 2.1.b’de w genişliğinde gösterilen bu bölge elektrik alan etkisinden dolayı serbest yüklerden arınmıştır. Elektronların bu bölgeden ayrılmalarıyla donör konsantrasyonu metalde bulunan elektronların konsantrasyonundan çok daha az olduğu için elektronların olmadığı bu bölgeyi telafi olmamış olan pozitif donör iyonları işgal edeceklerdir. Böylece bu bölgeye ‘serbest yüklerden arınmış bölge’, ‘deplasyon bölgesi’ ya da ‘tükenim bölgesi’ denir. Deplasyon bölgesinin genişliği, iyonize olmuş donörlerin konsantrasyonuna ve V_d ile gösterilen difüzyon potansiyelinin büyüklüğüne bağlıdır. İyonize olmuş donör yoğunluğu ile bu bölgenin genişliği doğru orantılıdır. Difüzyon potansiyelinin büyüklüğü engel yüksekliğine bağlı olarak,

$$eV_d = \phi_m - \phi_s \quad (2.1)$$

şeklindedir.

Kontaktan sonra termal uyarılmadan dolayı metalden bazı elektronlar metalle yarıiletken arasında oluşan potansiyel engelini aşıp yarıiletkene geçecek kadar yeterli enerjiye sahip olacaktır. Aynı şekilde yarıiletkenin içerisinde bulunan bazı elektronlar da bu potansiyel engelini aşacak kadar yeterli enerjiye sahip olacaktır. Böylece denge durumunda aynı büyüklükte eşit ve zıt yönlü akımlar oluşur.

Yapıya bir gerilim uygulandığında, eklemiden geçen akım akışını uzay yükü bölgesi kontrol edecektir. Metal-yarıiletken kontak yapıya negatif bir gerilim uygulandığı zaman yarıiletken tarafında enerji seviyesi değişecektir. Metal tarafında engel yüksekliği değişmezken yarıiletken tarafında engel yüksekliği uygulanan ters gerilimin büyüklüğü oranında artarak Şekil 2.1.b’de gösterilen enerji seviyelerinin daha aşağıya kaymasına neden olacak ve yarıiletken tarafında uzay yükü bölgesinin incelmesine neden olacaktır. Ancak yapıya pozitif bir gerilim uygulandığında yarıiletken tarafında bulunan enerji seviyesi, uygulanan gerilim değerine bağlı olarak yükselecek ve uzay yükü bölgesinin genişliğinin artmasına neden olacaktır. Böylece metal tarafından yarıiletkene doğru geçen taşııcıların sayısında değişim olmazken yarıiletkenden metale doğru geçen taşıyıcıların sayısında bir değişiklik olacaktır. Dolayısıyla uygulanan

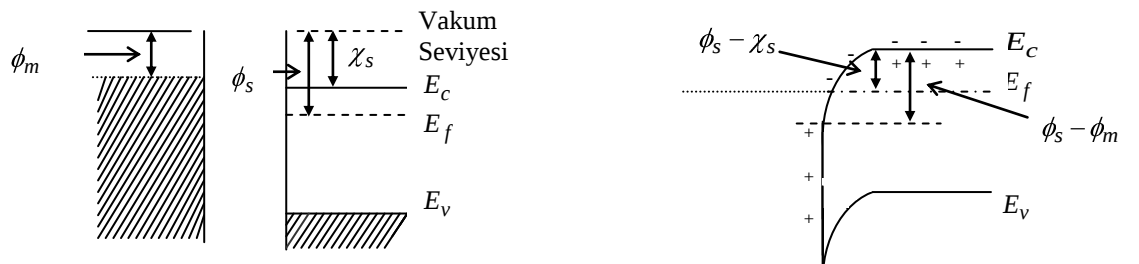
gerilimin polaritesine bağılı olarak taşıyıcıların sayısının değiştiği ve her iki yönde geçişlerin farklılaştığı, bu tip kontaklara doğrultucu ya da Schottky kontaklar adı verilmektedir.

2.2.1.b. $\phi_m < \phi_s$ Olduğu Durum

Metalin iş fonksiyonunun yarıiletkenin iş fonksiyonundan küçük olduğu kontak tipidir. Şekil 2.2.a, $\phi_m < \phi_s$ için metal n-tipi yarıiletkenin kontakta önce enerji bant diyagramını göstermektedir. Şekil 2.2.a'da görüldüğü gibi yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\phi_s - \phi_m$ kadar aşağıdadır.

Metal ve yarıiletken, kontak için bir araya getirildiklerinde metal ve yarıiletken arasında elektronlar metalden yarıiletkene doğru metal tarafında pozitif yük bırakarak ve yarıiletken tarafında negatif yük birikimi olacak şekilde yük akışı olur. Yarıiletken-metal ara yüzeyinde bulunan negatif yükler iletkenlik bandında çok sayıda işgal edilmemiş enerji seviyeleri olduğu için bir yüzey yükü olarak göz önüne alınabilirler. Karşılıklı olan bu yük mübadelesi bittikten sonra yarıiletken gövdede bulunan Fermi seviyesi $\phi_s - \phi_m$ kadar yükselir ve bunun sonucunda yarıiletken tarafında iletkenlik ve valans bantları Şekil 2.2.b'de gösterildiği gibi aynı oranda yukarı doğru bükülür.

Kontaktan sonra metal yarıiletken kontağa pozitif gerilim uygulanırsa Şekil 2.2.b'de



Şekil 2.2. a-b. $\phi_m < \phi_s$ olduğu durumda metal n-tipi yarıiletkenin kontakta önce (a) ve kontakta sonra (b) oluşan yapısı (+ yükler donör iyonlarını, - yükler elektronları göstermektedir).

gösterilen yarıiletken tarafında band kenarı aşağı doğru bükülme olacağından metalden yarıiletkene doğru elektron akışı rahatlıkla gerçekleşecek ve tersi polaritede bir gerilim uygulandığında band kenarı Şekil 2.2.b'de gösterildiğinden daha fazla oranda yukarı doğru bükülecektir. Bu durumda yarıiletkenden metale doğru elektron akışı çok rahatlıkla sağlanabilecektir.

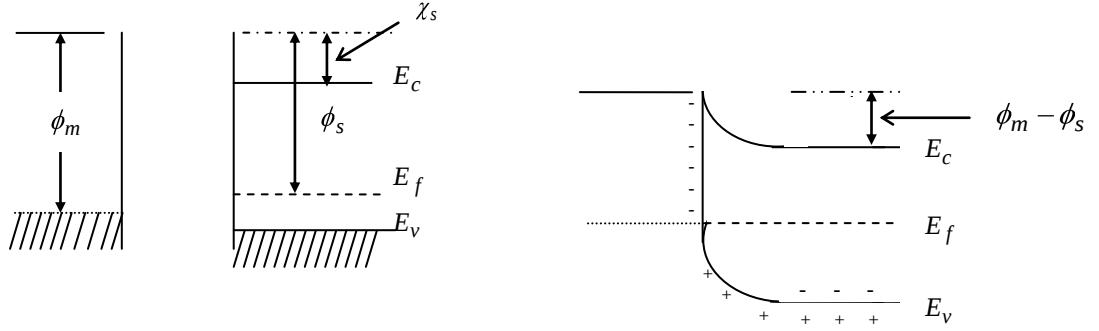
Metalden yarıiletkene, yarıiletkenden metale doğru elektron akışının serbest olduğu kontaklara omik kontaklar veya enjeksiyon kontakları denir. Omik kontak eklemine bir tarafından diğer tarafına doğru akımın herhangi bir zorlukla karşılaşmadan ve uygulanan gerilime bağlı olmadan rahatlıkla aktığı ve ohm kanununa uyan kontak çeşididir. Omik kontaklarda $\phi_s - \chi_s$ değeri nispeten küçük olduğundan elektronlar herhangi bir zorlukla karşılaşmadan engel boyunca rahatlıkla hareket edebilirler.

2.2.2. Metal p -Tipi Yarıiletken Kontaklar

Metal p-tipi yarıiletken kontaklar, metalle bir p-tipi yarıiletkenin birbirleriyle kontak yapmaları sonucu oluşan yapılardır. Bu kontakları, metal n-tipi yarıiletken kontaklarda olduğu gibi metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarının büyüklüklerine göre iki durum için incelemek mümkündür.

2.2.2.a. $\phi_m > \phi_s$ Olduğu Durum

Şekil 2.3.a, metalin iş fonksiyonunun yarıiletkenin iş fonksiyonundan büyük olduğu metal p-tipi yarıiletken kontaktağın kontakta önceki yapısını göstermektedir. Şekil 2.3.a'da yarıiletkenin Fermi enerjisi metalin Fermi enerjisinden $\phi_m - \phi_s$ kadar yukarıdadır. Kontakta sonra metal ve yarıiletken arasında oluşan karşılıklı yük mübadelesiyle elektronlar yarıiletken tarafında pozitif yükleri bırakarak ve metal tarafında negatif yüklere neden olacak biçimde yarıiletkenden metale doğru akarlar. Bundan dolayı yarıiletken tarafında Fermi seviyesi $\phi_m - \phi_s$ kadar aşağı iner ve her iki



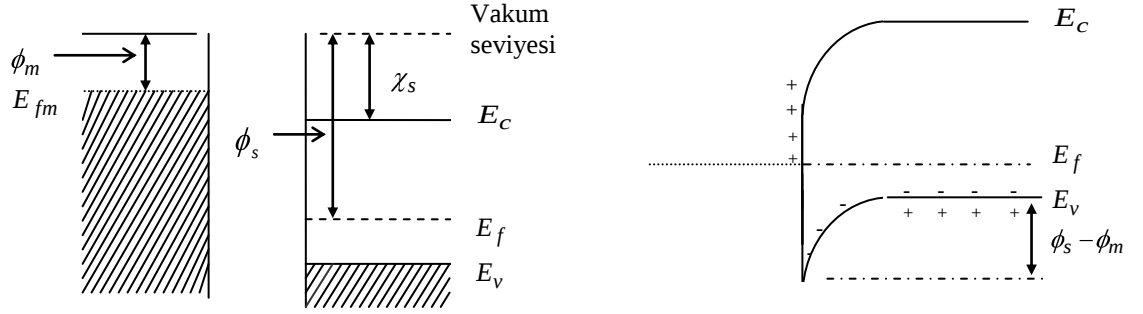
Şekil 2.3.a-b. $\phi_m > \phi_s$ durumunda metal p-tipi yarıiletkenin kontakta n önce (a) ve sonra (b) oluşan yapısı (+ yükler boşluklardan dolayı oluşan pozitif yükleri, - yükler ise iyonize olmuş olan akseptörleri göstermektedir).

tarafıta Fermi seviyelerinin aynı olduğu yeni bir denge durumuna ulaşılır. Böylece yarıiletken tarafında bulunan enerji seviyeleri Şekil 2.3.b’de gösterildiği gibi $\phi_m - \phi_s$ kadar aşağı doğru bükölür.

Termal denge durumunda yarıiletken içinde bulunan boşluklar, eklemen metal tarafındaki yüzey yükleri ile tekrardan birleşebilir. Ancak kontak yapıya negatif bir gerilim uygulanırsa metalin iletkenlik bandında termal nedenlerden dolayı Fermi seviyesinin üzerine çıkan elektronların bırakmış oldukları boşluklar yarıiletken içerisine rahatlıkla hareket edebilirler. Polaritenin değışmesi halinde boşlukların, yarıiletken tarafından metal tarafına uygulanan gerilimin polaritesinden dolayı yük geçiş kolaylaşacaktır. Bu şekilde metalden yarıiletkene doğru veya tersi yönde akım akışının ve sonuçta iletkenliğin eşit ve rahatlıkla sağlanmış olduğu bu kontak çeşidi bir metal p-tipi omik kontaktaır.

2.2.2.b. $\phi_m < \phi_s$ Olduğu Durum

İş fonksiyonları arasında $\phi_m < \phi_s$ ilişkisinin olduğu bu yapıda kontakta n önce yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden Şekil 2.4.a’da görüldüğu gibi $\phi_s - \phi_m$ kadar aşağıdadır. Şekil 2.4.b, metal ve yarıiletkenin kontakta n sonra oluşan yapısını göstermektedir. Kontak sonrası elektronlar metalden yarıiletkene doğru,



Şekil 2.4.a-b. $\phi_m < \phi_s$ durumunda metal p-tipi yarıiletkenin kontakta önce (a) ve kontakta sonra (b) oluşan yapısı (+ yükler boşluklardan dolayı oluşan pozitif yükleri, - yükler ise iyonize olmuş olan akseptörleri göstermektedir).

metal ve yarıiletkenin Fermi enerji seviyeleri eşit oluncaya geçiş yaparlar. Bu olay sonucunda yarıiletkenin tükenim bölgesinde sadece iyonize olmuş akseptörler kalır. Bu sırada yarıiletkenin enerji seviyeleri $\phi_s - \phi_m$ kadar yükselir ve yukarı doğru bükülürler. Yarıiletken tarafında bant kenarlarının bükülmesi ile yarıiletken ve metal tarafında bulunan boşluklar için yüzey engeli,

$$\phi_s - \phi_m = eV_d \quad (2.2)$$

$$\phi_s - \phi_m + E_0 - \phi_s = E_0 - \phi_m \quad (2.3)$$

şeklinde olur.

Termal denge durumunda yarıiletken içerisinde bulunan bazı boşluklar termal uyarılmadan dolayı metalin içine geçebilirler ve aynı şekilde metalin içinde termal uyarılma nedeniyle ile yük alışverişinde bulabilir. Böylece denge durumunda eşit ve zıt yönlü olan akımlar oluşur.

2.3. Schottky Kontaktın Yapısı Üzerine Modeller

2.3.1. Schottky – Mott Modeli

Schottky-Mott modeli, metalle n-tipi veya p-tipi yarıiletken ile kontak için bir araya getirildiklerinde metal ve yarıiletken arasında oluşan mesafenin bir kesintisiz kontak oluşuncaya kadar aşamalı olarak azaldığını ve sonunda atomik seviyede kontak yapısının elde edildiğini öngörmektedir. Bu teoriye göre, kontakta sonra yasak enerji aralığında yüzey hallerinin oluşmadığı ve yarıiletkenin n-tipi ya da p-tipi olarak katkılı olduğu benimsenir. Ayrıca termal dengede metal ve yarıiletken yüzeyi arasında bulunan vakum boşluğunda bir elektrik alanının oluştuğu kabul edilmektedir (Mönch 1990).

Schottky'e göre kontakta sonra metalle yarıiletken arasında bulunan sınır homojen bir yapıdadır ve deplasyon bölgesinde telafi olmamış donörler homojen uzay yükü dağılımına sahiptirler. Böylece elektrik alan, Gauss teoremine uyumla deplasyon bölgesinin kenarından itibaren artan mesafeyle birlikte lineer olarak artmaktadır. Ancak Mott'a göre ise yarıiletkenin metalle birleşmiş olduğu bölgede donörlerden yoksun ince bir tabaka vardır ve bu bölgede artan mesafeyle sabit olarak değişen bir elektrik alan kendini göstermektedir.

Şekil 2.5, metalle yarıiletken arasında ara yüzey hallerinin oluşmadığı mükemmel bir kontak yapısını göstermektedir. Şekil 2.5'de δ_b , metalle yarıiletken arasında Schottky ve Mott'a göre oluştuğu düşünülen vakum boşluğunu, Q_s yükü yüzey hallerinin olmadığı durumda yarıiletken yüzeyinde bulunan yük miktarını ve Q_m ise metalde kontakta sonra oluşan yük miktarını ifade etmektedir. Böylece toplam yük, yük nötrallığı şartından,

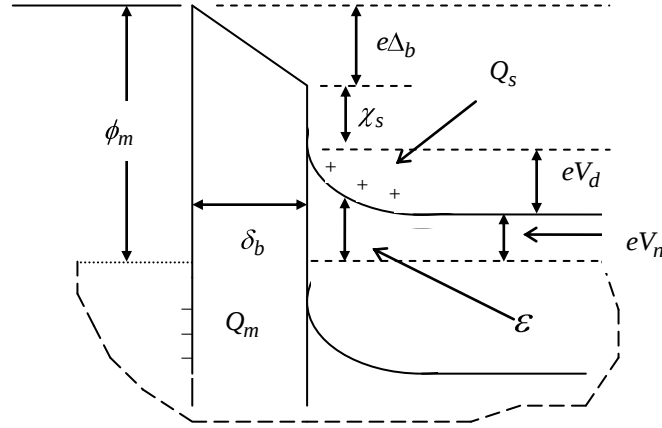
$$Q_m + Q_s = 0 \quad (2.4)$$

biçimindedir.

Metal ve yarıiletken tarafında bulunan bu yükler nedeniyle paralel plakalı bir kapasitörde oluştuğu gibi boşlukta oluşan toplam potansiyel düşmesi,

$$\Delta_b = -\frac{\delta_b Q_s}{\epsilon_0} \quad (2.5)$$

şeklinde ifade edilebilir. Ayrıca boşluk içindeki elektriksel alan,



Şekil 2.5. Yüzey hallerinin olmadığı bir metal-yarıiletken yapının bant diyagramı (δ_b vakum boşluğu, yapıyı daha iyi bir şekilde incelemek için çok geniş bir şekilde gösterilmektedir).

$$e\Delta_b = \chi_s + eV_d + eV_n - \phi_m \quad (2.6)$$

şeklinde (Tung 2001). Schottky-Mott teorisine göre metal-yarıiletken kontak yapısı oluşuktan sonra yüzey-dipol katkıları olan ϕ_m ve χ_s değerlerinin değişmediği kabul edilmektedir. Ayrıca bu modele göre metalle yarıiletken arasında bir ara yer tabakası ve yarıiletkenin yüzeyi üzerinde lokalize olmuş haller olmadığı için elde edilen yapı mükemmel bir kontak yapısı sergilemektedir. Ancak pratikte böyle bir kontak yapısını elde etmemiz mümkün değildir (Rhoderick and Williams 1988). Schottky engelinde yük taşınımı bu modele göre engel yüksekliği ile belirlenir. Engel yüksekliği deplasyon bölgesinde bulunan yük dağılımına bağlılık göstermekte ve tamamen donörlerin dağılımıyla belirlenmektedir. Böylece engel yüksekliği,

$$\phi_b = \phi_m - \chi_s \quad (2.7)$$

ifadesi ile verilmektedir. Görüldüğü gibi engel yüksekliği metalin iş fonksiyonuna ve yarıiletkenin elektron yatkınlığına bağlı olarak değişmekte ve diğer parametrelerden bağımsız gibi gözükmektedir.

Schottky-Mott modeli, uzay yükü bölgesinde donör ve akseptörlerin homojen bir yük dağılımına sahip olduğunu ve bu yük dağılımının sabit pozisyonunda olduğunu öngörmektedir. Ancak pratikte, uzay yükü bölgesinde bulunan yüklerin sabit konumda olduğunu kabul etmek doğru değildir (Henisch 1989).

Metal-yarıiletken kontaklar için öne sürülmüş ilk model olan Schottky-Mott modeli yapılan deneysel çalışmalar sonucunda bazı yönlerden başarısız olduğu tespit edilmiş ve bu modelin engel yüksekliğinin değişimini ve kontak yapısını daha iyi bir şekilde açıklamadığı belirlenmiştir. Yapılan deneysel çalışmalar sonucunda engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonuna ve yarıiletkenin elektron yatkınlığına daha az bağlı olduğu ve engel yüksekliğini etkileyen faktörlerin farklı nedenlerden kaynaklandıkları belirlenmiştir. Ayrıca elektronların ve boşlukların yarıiletkenden metale veya metalden yarıiletkene geçişleri sürecinde metal-yarıiletken arasındaki bölgede bir kısmının birleştikleri gözlemlenmiş ve bundan dolayı Schottky ve Mott'un mükemmel kontak yapısı düşüncesi nispeten zaafa uğramıştır.

2.3.2. Bardeen Modeli

Deneysel verileri açıklamada yetersiz kalan Schottky-Mott modeli, Bardeen modeli ile iyileştirilmiştir.

Bardeen'e göre metalle yarıiletken arasında Schottky-Mott modelinde öne sürülen vakum boşluğu oluşmamakta ve yerine ince bir yalıtkan tabakanın metalle yarıiletkeni ayırdığı kabul edilmektedir. Bu yalıtkan tabakaya 'ara yüzey tabakası' veya 'ara yüzeye özgü bölge' adı verilmiştir. Bardeen, engelden yük geçişi esnasında oluşan yük soğurmasının bu tabaka tarafından kaynaklanabildiğini iddia etmiş ve ara yüzey tabakasını engel yüksekliğinde ortaya çıkan pürüzün nedenlerinden biri olarak görmüştür. Ayrıca, engel yüksekliğinin metal iş fonksiyonuna zayıf olarak bağlı olmasının ara yüzey tabakası ile yarıiletken arasında oluşan yüzey hallerinden dolayı kaynaklanabileceğini önermiştir (Mönch 1990).

Bardeen'in modeli ile günümüz metal-yarıiletken kontak çalışmalarına ışık tuttuğundan dolayı ara yüzey tabakasının ve uzay yükü bölgesinin genel yapısını günümüzdeki gelişmeler ile birlikte irdelemekte fayda vardır.

2.3.2.a. Ara yüzeyin Yapısı ve Yüzey Halleri

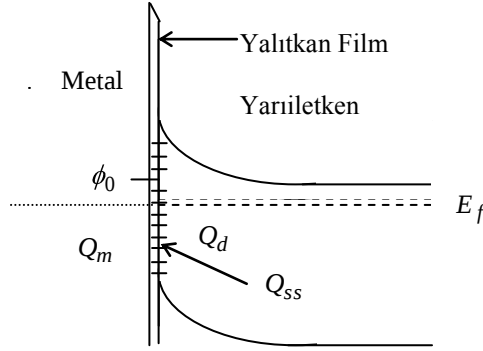
Metal ile yarıiletken kontak için bir araya getirildiğinde, metalin yarıiletkenden genelde yalıtılmış olduğu kabul edilmekte ve ara yüzeyin elektronik yapısının homojen olarak davranması için ara yüzeyin homojen bir yapıya sahip olması gerektiği zannedilir. Metalden yarıiletkene ara yüzeyin elektronik yapısı, net bir yapı değildir. Teorik hesaplamalar metalin veya yarıiletkenin bant yapısının düzeltilmesini ve bu işlemin metal yarıiletken ara yüzeyinde yapılmasını önermektedir. Birkaç örgü uzunluğunda (1-2 nm) olan bu bölgenin elektronik yapısı, metal ve yarıiletkenin elektronik yapısına benzememekte ve bu bölgenin özellikleri kendine özgü olmaktadır. Çünkü metalden kaynaklanan dalga fonksiyonları, yarıiletkenden kaynaklanan dalga fonksiyonları bu ara yüzey bölgesinde etkileşmekte ve sonuçta metalin ve yarıiletkenin yapısında bulunmayan ara yüzeye özgü elektronik hallerin ortaya çıkmasına neden olmaktadır (Tung 2001).

Yüzey hallerinin eksikliğinde metal üzerindeki yükü Q_m ve telafi olmamış donorlardan kaynaklanan pozitif yükü Q_d ile temsil edersek, eklem elektriksel olarak nötr olacağından yüzey hallerinin olduğu bir durumda toplam yük ifadesi, nötrallik şartından,

$$Q_m + Q_d + Q_{ss} = 0 \quad (2.8)$$

biçiminde elde edilir. Burada Q_{ss} , yüzey hallerinden kaynaklanan yükür.

Şekil 2.6, ara yüzey tabakası ile yarıiletken arasında yüzey hallerinin bulunduğu bir metal-yarıiletken kontak yapıyı göstermektedir. Şekil 2.6'da yüzey hallerinin devamlı bir dağılımı vardır ve bu haller nötral ϕ_0 seviyesi ile karakterize edilmektedir. Fermi seviyesi yüzey hallerinin konumunu belirlemede etken olup Şekil 2.6'da gösterildiği gibi ϕ_0 yüzey hallerinin yük nötrallik seviyesi, Fermi seviyesinin üzerinde olursa yüzey halleri pozitifdir ve Q_d yükü, yüzey hallerinin olmadığı durumdan daha küçüktür. Bu ise deplasyon bölgesinin genişliğinin ve bant bükülmesinin azalacağını ima etmekte ve



Şekil 2.6. Arayüzey hallerine sahip olan bir metal-yarıiletken kontak yapısı.

dolayısıyla ϕ_b engel yüksekliği azalacaktır. ϕ_b 'de oluşan bir azalma ϕ_0 'ı E_f 'ye doğru itme etkisine sahip olacak ve bu durumda pozitif yüklü yüzey halleri azalmaya başlayacaklardır. Diğer taraftan ϕ_0 , E_f 'nin altında olursa deplasyon bölgesinin genişliği, bant bükülmesi ve engel yüksekliği artacak Q_{ss} yükü negatif olacak ve Q_d yükü yüzey hallerinin olmadığı bir durumdan daha büyük olmak zorunda olacaktır. Bunun sonucunda ise ϕ_0 , E_f 'ye doğru çekilecektir. Böylece yüzey hallerinin E_f 'ye bağlı olarak sergilemiş olduğu bu davranışını bir negatif geri besleme devresine benzetmek mümkündür. Bu geri besleme devresinde ϕ_0 'ın E_f 'den sapmasını Q_{ss} yükü belirlediği için bu devrede kazancı 'birim alan başına enerjinin yüzey hallerinin oranına eşittir' biçiminde tanımlamak mümkün olacaktır. Eğer yüzey hallerinin yoğunluğu çok büyük olursa hata sinyali çok küçük olacak ve $E_f = \phi_0$ olacaktır. ϕ_0 'ı valans bandının üzerinden ölçersek bu durumda engel yüksekliği,

$$\phi_b \approx E_g - \phi_0 \quad (2.10)$$

şeklinde ifade edilebilecektir. Bu ifade Bardeen sınırı olarak adlandırılmakta ve yüzey hallerinin yüksek yoğunluğu ile engel yüksekliğinin Fermi seviyesine çivilendiği ('pin olduğu') söylenebilmektedir, (Rhoderick and Williams 1988).

Metallerde ve yarıiletkenlerde yüzey halleri yüzey enerjisine bağlı olarak belirlenen yüzeyin atomik yapıya bağlıdır ve bu haller tüm maddelerin yüzeylerinde mevcuttur. Metalik yapılarda yüzey halleri metalin iş fonksiyonuna katkıda bulunan bir yüzey

dipolü olarak bilinmekte ve yarıiletkenlerde bant aralığında yüzey hallerinin olması Fermi seviyesinin pin olmasına neden olmaktadır. Ancak III-V gibi bazı yarıiletkenlerde yüzey halleri bant aralığında oluşmadığı için pin olayı oluşmamaktadır. Homojen yüzeylere sahip olan asal yarıiletkenlerde Fermi seviyesi, ϕ_0 ile aynı seviyededir. Hafifçe katkılı olan yarıiletkenler için Fermi seviyesinin pozisyonu ϕ_0 seviyesinden hafifçe sapmakta ve bu şartlar altında Fermi seviyesinin pin olduğu söylenebilmektedir (Tung 2001).

Metal-yarıiletken kontaklarda çeşitli yük ve kusur merkezleri de Fermi seviyesinin pin olmasına neden olmaktadır. Metal, yarıiletken yüzeyi üzerine buharlaştırıldığında serbest yarıiletken yüzeyi üzerinde mevcut olabilen asal elektron halleri '*metal-induced gap states*' durumuna dönüşürler. Bu haller ara yüzeyde yarıiletkenin bant aralığı içerisine tünelleyerek, metalin iletkenlik elektronlarının dalga fonksiyonu uzantıları ile birleşirler. Metal-yarıiletken ara yüzeyinde Fermi seviyesinin pin olmasına neden olacak kadar da büyük bir yoğunluğa sahiptirler. Ayrıca yarıiletken yapıda atom ve moleküllerin yerlerinden ayrılmasıyla oluşan boşluklar ilave lokalize olmuş hallere neden olurlar ve bu kusurlarların oluşturduğu enerji seviyeleri yarıiletkenin bant aralığında bulunabilirler. Bu kusurlar yüzey halleri gibi davranabilmekte ve Fermi seviyesinin pin olmasına neden olabilmektedirler (Rhoderick and Williams 1988). Yarıiletkenin yasak enerji aralığında bulunan derin seviye merkezleri de Fermi seviyesinin pin olmasında etkili olan mekanizmalardır. Schottky kontaklarda ara yüzey kusurları metal-yarıiletken arasında yarıiletken yüzeyi yakınında oluşurlar ve bu kusurlar da Fermi seviyesinin pin olmasına neden olmaktadır (Tung 2001).

Metal-yarıiletken kontaklarda ara yüzey tabakasının etkisini şu şekilde sıralamak mümkündür (Rhoderick and Williams 1988):

- Yapıya uygulanan potansiyelden dolayı sıfır gerilim değerinde engel yüksekliği, ideal bir diyotun engel yüksekliği değerinden daha azdır.
- Elektronlar, herhangi bir gerilim değerinde gerektiğinde bu yalıtkan tabakayı tünellemek zorunda kalacaklardır.

- Kontak yapıya bir gerilim uygulandığında, engel yüksekliği uygulanan gerilimin bir fonksiyonu olarak bu yalıtkan tabakadan dolayı azalır.

2.3.2.b. Uzak Yük Bölgesi

Şekil 2.7 metalle yarıiletken arasında ara yüzey bölgesinin homojen olduğu durumda uzak yük bölgesinin genel yapısını göstermektedir. Yarıiletkenlerde elektriksel potansiyelin uzaysal değişimi sürekli dielektrik ortamda makroskobik Poisson denklemiyle

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) V_s = - \frac{\rho(\vec{r})}{\epsilon_s} \quad (2.11)$$

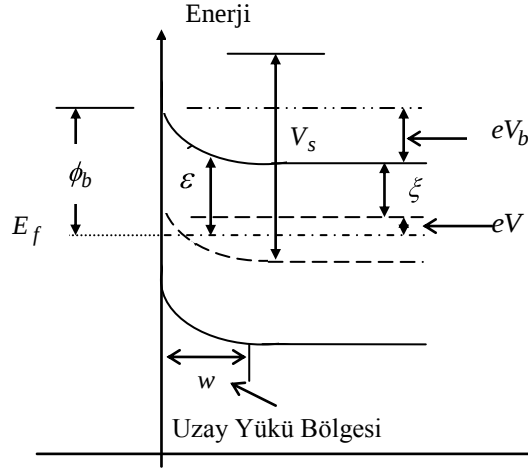
şeklinde verilmektedir. Bu denklemde V_s , dış yüklerden, yüzeylerden kaynaklanan bir katkı, ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabiti ve $\rho(\vec{r})$ ise yerel serbest yük yoğunluğu olup, Fermi seviyesinin pozisyonu ile belirlenen bir parametredir (Tung 2001).

Yarıiletkende enerji bantları büküldüğünde,

$$n(\vec{r}) = n_0 \exp(-eV_s(\vec{r})) \quad (2.12)$$

şeklinde ifade edilebilen hal yoğunluğunda keskin bir kayma meydana gelir. Bu ifadede $n(E)$ yarıiletkenin yerel hal yoğunluğu olup bu hal yoğunluğu, katkı yoğunluğuna ve yarıiletkende meydana gelen diğer düzensizliklere bağlıdır. Denk. 2.11 ve denk. 2.12, yarıiletken ekleminde oluşan potansiyel dağılımını çözmek için gerekli olan bilgiyi sağlamaktadır.

Şekil 2.7'de ϵ , bir n-tipi Schottky diyotta bant bükülmesini uygun bir şekilde ifade eden iletkenlik bant minimumu ile Fermi seviyesi arasında bir enerji farkıdır. Burada V ile gösterilen gerilim dışardan uygulanan bir dış gerilimdir. Bu modelde sızıntı akımının küçük olduğu kabul edilir ve böylece termal dengede oluşan yük dağılımı etkilenmez. Şekil 2.7'de yarıiletkenin gövdesinde iletkenlik bant minimumu ile Fermi seviyesi arasında enerji seviyeleri farkı,



Şekil 2.7. Arayüzey bölgesinin homojen olduğu durumda uzay yükü bölgesi.

$$V_r = \xi + eV \quad (2.13)$$

olarak verilmektedir. Bu denklemde ξ , yük nötrallik şartıyla belirlenen nötral bir yarıiletkende yerel Fermi seviyesi ile iletkenlik bant minimumu arasında ortaya çıkan enerji seviye farkıdır. Şekil 2.7’de görüldüğü gibi net bant bükülmesi,

$$eV_b = \phi_b - \xi - eV \quad (2.14)$$

ifadesi biçimindedir. Sıfır besleme geriliminde oluşan dahili gerilim,

$$eV_{bi} = \phi_b - \xi \quad (2.15)$$

şeklindedir. Bu denklemde V_{bi} , bir Schottky engelini düz bant durumuna indirgeyecek gerilim değeridir. Poisson denklemi homojen olmayan Schottky engel yüksekliği için çözülebilir. Fakat belirli sıcaklıklarda çözüm kapalı aralıklar için ifade edilmez. Uzay yükü yaklaşımına göre, yük yoğunluğu;

$$\rho = \begin{cases} eN_d, & 0 < z < w \\ 0, & z > w \end{cases} \quad (2.16)$$

olarak belirtilir. Bu ifadede w , deplasyon bölgesinin genişliği ve N_d donör konsantrasyonudur. Böylece Poisson denkleminin çözümü,

$$V_r = \begin{cases} eV_b \left(1 - \frac{z}{w}\right)^2 + \xi + eV, & 0 < z < w \\ \xi + eV, & z > w \end{cases} \quad (2.17)$$

biçimindedir.

Homojen olmayan bir yapıya sahip ara yüzey tabakası homojen olan ara yüzey tabakasının yapısından farklıdır ve ara yüzey tabakasının yapısına bağlılık gösteren Schottky engel yüksekliği bir metal yarıiletken yüzeyinde yerel olarak değiştiğinde homojen olduğu durumda oluşan uzay yükü bölgesinin durumuna benzemez. Arayüzey bölgesinin homojen olduğu durumda $z = 0$ 'da engel yüksekliği değeri, $V_r(z \rightarrow 0) = \phi_b$ şeklinde olup, homojen olmayan durumda bu değer,

$$V_r = \phi_b + e\delta \quad (2.18)$$

biçimindedir. Bu denklemde $e\delta$ yerel Schottky engel yüksekliği ve ortalama Schottky engel yüksekliği arasında meydana gelen seviye farkıdır. Keyfi Schottky engel yüksekliği dağılımı için denk. (2.16) homojen durum için kabul edilen sınır değerleri, uzay yükü bölgesinde bant bükülmesi profilini çözmek için kullanılabilir. Bu yaklaşımda Schottky engel yüksekliğinin homojensizliğinden dolayı potansiyel değişimi, bir pertürbasyon gibi davranabilir. Kullanılan bu sınır şartlarını yeni durum için değiştirerek ve engel yüksekliğindeki homojensizliklerden dolayı Poisson denklemi bu durumu tam olarak çözemediği için Laplace denklemini kullanarak engel yüksekliği ifadesini aşağıda olduğu gibi yeniden yazmak mümkündür:

$$V_r(\rho = 0, z) = eV_b \left(1 - \frac{z}{W}\right)^2 + eV_n + eV - e\Delta \left[1 - \frac{z}{(z^2 + r_0^2)^{1/2}}\right] \quad (2.19)$$

Bu denklemde r_0 , her bir dağılımın yarıçapı ve W , her bir (ρ, z) noktasında potansiyel ifadesini ve $-e\Delta$, küçük engel yüksekliğine sahip dağılım bölgesinde engel yüksekliğinde ortaya çıkan azalmayı ifade etmektedir. Homojen olmayan durumda farklı engel yüksekliklerine sahip küçük bölgeler vardır ve bu bölgelerde oluşan engel yükseklikleri, küçük dairesel dağılımlar ya da yarı sonsuz çizgiler biçimindedirler (Tung 2001).

Metal-yarıiletken kontaklarda deplasyon bölgesinde meydana gelen önemli olaylardan birisi de alan etkili tranzistörler kullanılan ve Schottky kontaklarda da olduğu ifade

edilen ‘*Pinch-off*’ olayıdır. Schottky diyotlarda bu terim, uzay yükü bölgesinin dışarısından kaynaklanan çoğunluk taşıyıcıları metal-yarıiletken ara yüzeyine ulaşmak için bant kenarı pozisyonundan daha yüksek olan bir potansiyel engelini geçmeye ihtiyaçları olursa o bölgenin ‘*Pinch-off*’ olduğunu söylemek mümkündür. Bir dağılımı belirleyen parametrelerden r_0 ’ın küçük değerlerinde ve $e\Delta$ ’nın büyük olan değerlerinde *pinch-off* şartı gerçekleşir. Bir Schottky diyotta ‘*Pinch-off*’ şartı,

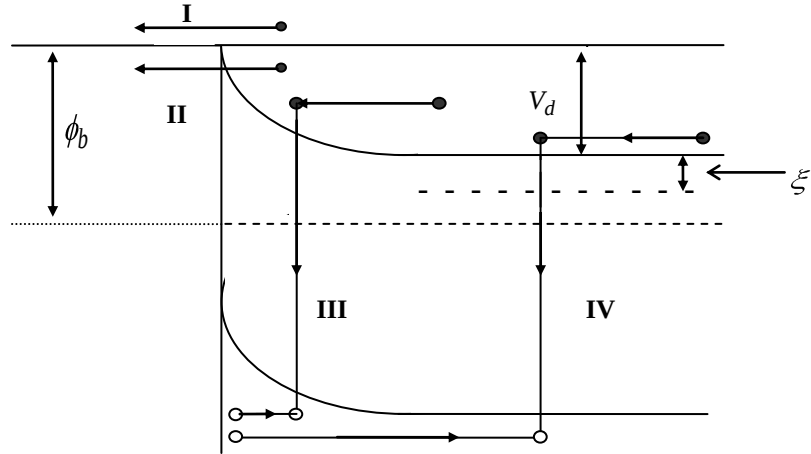
$$\frac{\Delta}{V_b} > \frac{2r_0}{W} \quad (2.20)$$

biçimindedir. Ayrıca denk. 2.20’de, engel yüksekliği dağılımının küçük ve yarıiletken katkı seviyesinin düşük olduğu durumda potansiyel ‘*Pinch-off*’ olayının çok belirgin olduğu görülür (Tung 1992).

Bardeen modeli, metal-yarıiletken kontağında, metal ve yarıiletken arasında ince bir yalıtkan tabakanın oluştuğu ve yalıtkan-yarıiletken ara yüzeyinde lokalize olmuş hallerin mevcut olduğu bir kontak modelini öngörmektedir. Bu modelde, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına yüzey dipolünün katkısını ihmal edildiği için kontak üzerine yapılan analiz işlemi basitleşmektedir. Ayrıca Bardeen modelinde ara yüzey tabakası engel parametrelerini etkilemekte ve bu tabakanın davranışı hesaba katıldığında yapıya iyi bir bakış açısı sağlamaktadır (Rhoderick and Williams 1988).

2.4. Metal Yarıiletken Kontaklarda Akım Taşıma Mekanizmaları

Metal-yarıiletken kontaklarda yük taşıyıcılar eklemde ve yarıiletken içinde taşınimleri ile akım mekanizması oluşmaktadır. Bu taşınım termal dengede, düz veya ters beslem altında gerçekleşir. Şekil 2.8, metal yarıiletken kontaklarda bir düz beslem altında elektronların hareketlerini göstermektedir. Ancak Şekil 2.8’de düz beslem altında gözlemlenen taşıyıcıların hareket yönü, uygulanan gerilimin polaritesinin değişmesiyle yön değiştirecektir. Bir metal n-tipi yarıiletken kontağında akım iletim mekanizmaları:



Şekil 2.8. Bir metal n-tipi yarıiletken kontakta düz beslem altında oluşan akım mekanizmaları.

1. Engel üzerinden termoiyonik emisyon yoluyla yarıiletkenden metale doğru elektron hareketi,
2. Engelde kuantum mekaniksel olarak yarıiletkenden metale doğru oluşan elektron hareketi (tünelleme akımı),
3. Uzay-yükü bölgesinde oluşan tekrardan birleşim olayı,
4. Nötral bölgede oluşan tekrardan birleşim olayı (hole enjeksiyonu),

Birinci tür geçiş modellerin öngördüğü ideal duruma ait ve bu geçişe sahip diyotlar ‘ideale yakın’ diyotlardır. Diğer geçişlerin gözlemlendiği diyotlar ise ideal davranış sergilemezler. (Rhoderick and Williams 1988).

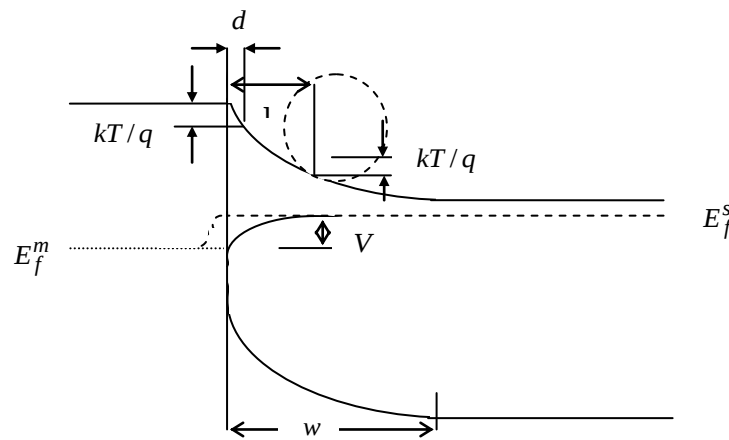
Metal-yarıiletken kontaklarda ifade edilen bu mekanizmalara ilaveten derin seviyeler, ara yüzey ve kontak çevresinde yüksek elektrik alan etkisinden dolayı kaynaklanan kenar sızıntı akımları da bulunmaktadır. Yük hareketliliğinin yüksek olduğu yarıiletkenlerde yük taşınımı olayı termoiyonik-emisyon teorisi ile anlatılabilirken, düşük yük hareketine sahip yarıiletkenlerde difüzyon teorisi ile anlatılabilmektedir (Sze 1981).

2.4.1. Taşıyıcıların Engel Üzerinden Termoiyonik-Emisyonla Geçiş

Serbest taşıyıcıların potansiyel engeli geçmeden önce yüklerin bu bölgeye taşınması gerekir. Yüklerin uzay yükü bölgesinden geçiş süreci bu bölgede oluşan elektrik alanının etkisinde difüzyon ve sürüklenme mekanizmaları ile yönetilmektedir (Sze 1981). Bu taşıyıcılar ara yüzeye ulaştıklarında bunların metal tarafına geçişleri, metal ve yarıiletken arasında sınır boyunca yüklerin transfer oranı ile belirlenmektedir. Örneğin, elektronların engelden geçişleri termoiyonik emisyon ve difüzyon yöntemi seri halinde etkilidir. Oluşacak olan akımı, bu iki mekanizmalardan etkin olan tarafından belirlenecektir (Rhoderick and Williams 1988).

Termoiyonik emisyon ve difüzyon teorileri arasında ortaya çıkan önemli bir fark, yarıiletkenin iletkenlik bandında elektronlar için kuasi-Fermi seviyesinin davranış şeklidir (Sze 1981). Difüzyon teorisine göre, ara yüzeye bitişik olan yarıiletkende iletkenlik elektronlarının konsantrasyonu, uygulanan voltajla değişmemekte ve ara yüzeyde metalin Fermi seviyesi, yarıiletken tarafında bulunan kuasi-Fermi seviyesi ile aynı seviyede bulunmaktadır. Bu durumda kuasi-Fermi seviyesi Şekil 2.9'da görüldüğü gibi deplasyon bölgesi içerisinde metale doğru aşağı doğru bükülmektedir.

Yarıiletkenden metale geçen elektronlar metalin iletkenlik elektronları ile termal olarak dengede değildirler. Fakat yaklaşık 1 eV'luk bir enerji değeri ile potansiyel engeli geçen



Şekil 2.9. Bir doğru beslem altında bulunan bir Schottky diyotta ----- biçiminde termoiyonik emisyon teorisine göre ve ————— biçiminde difüzyon teorisine göre kuasi-Fermi seviyesinin yapısı.

bu elektronlar ‘sıcak elektron’ olarak adlandırılmaktadırlar. Sıcak elektronlar, metal içine geçtiğinde örgü ve iletkenlik elektronlarıyla çarpışmaları sonucu enerji kaybedip metal iletkenlik elektronlarıyla dengeye gelir ve sonuçta bu elektronların kuasi-Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesi ile aynı hizaya gelir. Bu olay yarıiletkende tekrardan birleşim olayına benzer bir olaydır ve Bethe’nin termoiyonik emisyon teorisinde öne sürmüş olduğu gibi ara yüzeyde elektron kuasi-Fermi seviyesinin metal Fermi seviyesi ile aynı hizada olmayacağını ve kuasi-Fermi seviyesinin bir p-n eklemine olduğu gibi deplasyon bölgesi içerisinde düz kalacağını belirtmektedir (Rhoderick and Williams 1988).

2.4.1.a. Difüzyon Teorisi

Schottky’nin ortaya atmış olduğu bu teori, engel yüksekliğinin kT enerjisinden çok daha büyük olduğu, deplasyon bölgesinde elektron çarpışmasının etkin olduğu, deplasyon bölgesinin sınırları içerisinde taşıyıcı konsantrasyonlarının akım akışından etkilenmediği, yarıiletkenin kirlilik konsantrasyonunun dejenere olmama sınırlamalarına tabidir (Sze 1981).

Deplasyon bölgesinde akım, yerel alan ve konsantrasyon gradientine bağlı olduğu için akım yoğunluğu,

$$J = q \left[n \mu E + D_n \frac{dn}{dx} \right] \quad (2.21)$$

şeklinde ifade edilir. Bu denklemde n , n-tipi yarıiletkende için elektron konsantrasyonu, μ elektron mobilitesi, D_n elektronların difüzyon sabiti, E engelde oluşan elektrik alan ve $-q$ ise elektronun yüküdür (Sze 1981). Mobilitenin ve difüzyon sabitinin elektrik alanından bağımsız olduğu düşünülürse denk. (2.21) basit bir şekilde ifade edilebilir. Ancak bu kabul, E ’nin maksimum değerinde olduğu engelin üst kısmında oluşan durumu açıklayamamakta ve engelin üst kısmında elektron dağılım fonksiyonu elektron ortalama serbest yolu ile değiştiğinden sürüklenme ve difüzyon akımlarını ayırt etmek zor olmaktadır. Bütün bunlara rağmen denk. (2.21)’in geçerli bir denklem olduğu

kabulüyle ve elektronlar için kuasi-Fermi seviyesini ξ_n ile göstermek üzere elektron konsantrasyonu,

$$n = N_c \exp \left[-\frac{q(E_c - \xi_n)}{kT} \right] \quad (2.22)$$

biçiminde ifade edilebilir. Bu denklemde N_c iletkenlik bandında etkin hal yoğunluğu ve E_c ise iletkenlik bandının enerji seviyesidir. Ayrıca $\mu/D_n = q/kT$ biçiminde ifade edilen Einstein ilişkisini kullanarak denk. (2.21),

$$J = q\mu n \frac{d\xi_n}{dx} \quad (2.23)$$

şeklinde elde edilir ve bu denklem elektronlar için sürücü kuvveti sağlayan ξ_n 'in gradyentini belirtmektedir. Denk. (2.22) ve denk. (2.23)'ü birleştirmeyeyle,

$$J = q\mu N_c \exp \left[-q(E_c - \xi_n)/kT \right] \frac{d\xi_n}{dx} = k\mu TN_c \exp \left[-qE_c/kT \right] \frac{d}{dx} \exp \left[\xi_n/kT \right] \quad (2.24)$$

biçiminde yeni bir eşitlik elde edilir. $x=0$ ve $x=w$ sınırları arasında bu denklemin integrali alınırsa,

$$\begin{aligned} \frac{1}{kTN_c\mu} \int_0^w \exp \left[qE_c/kT \right] dx &= \left[\exp \left[\xi_n/kT \right] \right]_0^w \\ &= \exp \left[\xi_n(w)/kT \right] - \exp \left[\xi_n(0)/kT \right] \end{aligned} \quad (2.25)$$

eşitliği elde edilir. Bu denklemde E_c , x 'in fonksiyonu için, $\xi_n(0)$ ve $\xi_n(w)$ uygulanan bir gerilim değeri için belirlenebiliyorsa, akım/gerilim ilişkisini tamamen belirlemek mümkün olacaktır. Burada Fermi seviyeleri farkı uygulanan gerilime eşit olduğundan $\xi_n(w) = V$ olması için metalde Fermi seviyesini sıfır enerji seviyesi olarak almak uygun olur. Difüzyon teorisinde $\xi_n(0) = 0$ olacağından ara yüzeyin yarıiletken tarafında elektron konsantrasyonu uygulanan gerilimle değişmemektedir. Denk. (2.25)'in sol tarafında bulunan integrali biçimlendirmek için N_d donör yoğunluğunun sabit olduğu düşüncesiyle deplasyon yaklaşımı kullanılırsa iletkenlik bandı enerji seviyesi,

$$E_c(x) = \phi_b + \frac{qN_d}{2\epsilon_s} (x^2 - 2wx) \quad (2.26)$$

şeklinde olur. Bu denklemde ε_s yarıiletkenin dielektrik sabiti olup denk. (2.26) kullanılarak bu integral,

$$\begin{aligned} \int_0^w \exp(-E_c / kT) dx &= \alpha^{-1} \exp(-q\phi_b / kT) \exp(-\alpha^2 w^2) \int_0^{\alpha w} \exp(y^2) dy \\ &= \alpha^{-1} \exp(q\phi_b / kT) F(\alpha w) \end{aligned} \quad (2.27)$$

olarak elde edilir. Burada $\alpha = (q^2 N_d / 2\varepsilon_s kT)^{1/2}$ ’e eşit ve $F(\alpha w)$ Dawson integrali olarak bilinmektedir. Bu denklem $\alpha w \gg 2$ şartı için $F(\alpha w) \approx (2\alpha w)^{-1}$ ’e eşit olmaktadır. Bu yaklaşımla denk. (2.25),

$$\begin{aligned} J &= 2kT\mu N_c \alpha^2 w \exp(-qV / kT) [1 - \exp(-q\phi_b / kT)] \\ &= q\mu N_c E_{\max} \exp(-q\phi_b / kT) [\exp(qV / kT) - 1] \end{aligned} \quad (2.28)$$

biçiminde elde edilmektedir. Gauss Teoremi’ne göre ara yüzeyin maksimum alan değeri $E_{\max} = qN_d w / \varepsilon_s = 2kTw\alpha^2 / q$ biçimindedir. Böylece denk. (2.28), difüzyon teorisi ile tahmin edildiği gibi

$$J = J_0 \exp(qV / kT) \quad (2.29)$$

şeklinde akımın voltaja olan bağıllığını ifade etmektedir (Rhoderick and Williams 1988).

2.4.1.b. Termiyonik Emisyon Teorisi

Termiyonik emisyon teorisi, metal ve yarıiletken arasında ara yüzey tabakasının elektron akışını sınırlar kabüllemine dayanan bir teoridir. Ayrıca deplasyon bölgesinde görülen sürüklenme ve difüzyon bu teoriye göre ihmal edilmektedir (Sze 1981). Elektronlar için kuasi-Fermi seviyesinin deplasyon bölgesinde düz olarak kalması için denk. (2.23)’te $d\xi_n/dx$ gradyentinin ihmal edilecek kadar küçük olması gerekmekte ve bu sağlandığında da ara yüzeyin yarıiletken tarafında elektron konsantrasyonu, $\exp(qV / kT)$ faktörü kadar artmaktadır. Ayrıca yarıiletkende bulunan bu elektronlar ara yüzeyde ince yalıtkan tabakayı bir p olasılığı ile tünelleye bilme ihtimaliyetine sahiptirler. Ancak $p \ll 1$ olduğunda yarıiletkenden gelen elektronların

çoğu tekrardan yarıiletken içerisine geri yansıtılacaklar ve gövdede bulunan elektronlarla termal dengede olacaklardır. Böylece Şekil 2.9.'da sınırın yarıiletken tarafında bulunan elektron konsantrasyonu,

$$n = N_c \exp \left[-q(\phi_b - V) / kT \right] \quad (2.30)$$

biçiminde ifade edilebilecektir. Küresel sabit enerji yüzeylerine sahip olan bir yarıiletken için bu elektronlar, izotropik Maxwell dağılım hızlarına sahip olacaklar ve ν yarıiletkende bulunan elektronların ortalama termal hızı olmak üzere, $n\nu/4$ temel kinetik teorisi ile hareket edeceklerdir. Böylece yarıiletkenden metale doğru elektron geçişi ile ortaya çıkan akım yoğunluğu,

$$J_{sm} = \frac{pqN_c\nu}{4} \exp \left[-q(\phi_b - V) / kT \right] \quad (2.31)$$

şeklinde olacaktır ve bu denklemde p ifadesi, elektronların küçük bir kısmının tünelleyeceklerini ifade etmektedir. Elektronların yarıiletkenden metale doğru oluşan bu hareketine karşılık, uygulanan gerilimle değişmeyen metalden yarıiletkene doğru bir elektron akışı vardır. Sıfır gerilim değeri için yarıiletkenden metale doğru oluşan akım, tersi yönde olan bu akımla dengededir ve tersi yönde olan bu akım,

$$J_{ms} = \frac{pqN_c\nu}{4} \exp \left[-q\phi_b / kT \right] \quad (2.32)$$

şeklinde ifade edilebilen bir akım yoğunluğuna sahiptir. Böylece net akım yoğunluğu,

$$J = J_{sm} - J_{ms} = \frac{pqN_c\nu}{4} \exp \left[-q\phi_b / kT \right] \left[\exp(qV / kT) - 1 \right] \quad (2.33)$$

biçiminde ifade edilmektedir. Bu denklemde ν Maxwell hız dağılımı için, $\nu = (8kT/\pi m^*)^{1/2}$ biçiminde olup m^* , yarıiletkende bulunan elektronların etkin kütlesidir. Denk. (2.33)'de termoionik emisyon teorisinin kapalı olan kabullenimlerinden biri, hayali yalıtkan tabakanın p yaklaşımının 1 olabileceği kadar çok zayıf olma ihtimalidir. Böyle bir kabulde ara yüzeye gelen elektronların sayısı değişmemekte ve denk. (2.33)'de $p=1$ şeklinde akım yoğunluğu basitçe hesaplanabilmektedir. Ancak böyle bir durumda elektronlar tekrardan yarıiletkene doğru yansıtılamayacaklardır ve bu durum engelin üstünde bulunan elektronların hız dağılımının yönelimsiz olmasına neden olduğu gibi kuasi-Fermi seviyesinin çok şüpheli

olmasına da yol açmaktadır. Bu problem, engeli geçen elektronların deplasyon bölgesinin kenarında izotropik Maxwell dağılımına sahip olduklarından bu elektronların hız dağılımlarının ‘yarı-Maxwell’ dağılımı olarak isimlendirdikleri yönelimsiz bir Maxwell dağılımına çok yakın olduğu düşüncesiyle çözülmüştür. Böylece ara yüzeye göre normal yönde olan böyle bir dağılımın ortalama hızı $v/2$ şeklinde olup yarıiletkeniden metale doğru akan elektronlardan kaynaklanan akım yoğunluğu değeri, $p=1$ şeklinde ve bu akım yoğunluğu denk. (2.31)’de ifade edilen akım yoğunluğu değerine çok yakındır. Bu şekilde $p=1$ değeri ve $N_c = 2(2\pi m^* kT/h^2)^{3/2}$ biçiminde olan ifade denk. (2.33)’de yerine konulduğunda termoiyonik emisyon teorisine göre akım/voltaj karakteristiği,

$$J = A^* T^2 \exp(-q\phi_b / kT) [\exp(qV / kT) - 1] \quad (2.34)$$

şeklinde elde edilir. Bu denklemde A^* ifadesi, termoiyonik emisyon için Richardson sabiti olup,

$$A^* = 4\pi q m^* k^2 / h^3 \quad (2.35)$$

şeklinde ifade edilmektedir (Rhoderick and Williams 1988).

Termoiyonik emisyon teorisinin ilginç ve önemli özelliği, bir düz beslem altında metal içerisine enjekte edilmiş olan elektronların dar bir katı açıda sınırlandırılmış olmasıdır. Çünkü ara yüzeyi geçen elektronların sınıra paralel olan hız bileşeni korunurken, sınıra dik olan bileşeni metalde iletkenlik bandının dibi ve engelin üst noktası arasında ki enerji farkı kadar artırılmaktadır. Ayrıca termoiyonik emisyon modeli esasen yüzeysel olarak basit bir modeldir. Bu model çok uzun bir ortalama serbest yol durumunu sunarken, Schottky’nin difüzyon modeli çok kısa bir ortalama serbest yol durumunu izah etmektedir (Henisch 1989).

2.4.1.c. Termoiyonik Emisyon-Difüzyon Teorisi

Metal-yarıiletken arasında birbirlerine doğru akan akımı dengeleyen ara yüzeyde kuasi-Fermi seviyesinin pozisyonunu daha etkili bir biçimde ifade etmek için termoiyonik

emisyon ve difüzyon teorilerinin birlikte düşünülmesi gerektiği ifade edilmiştir. Bu yaklaşım metal-yarıiletken ara yüzeyi yakınında ν_r termoiyonik tekrardan birleşim hızının sınır şartından türetilir (Sze 1981).

Engelin üst kısmında taşıyıcıların tekrardan birleşim hızı ν_r ile ve engelin üst kısmında elektron yoğunluğu ve sıfır gerilim değerindeki elektron yoğunluğu n ve n_0 şeklinde ifade edilirse, metale geçen net elektron akımı $\nu_r (n - n_0)$ şeklinde olur. Böylece n ve n_0 elektron yoğunluğu,

$$n = N_c \exp(-q\phi_b / kT) \quad (2.37)$$

$$n_0 = N_c \exp(-q\phi_{b0} / kT) \quad (2.38)$$

şeklindedir (Sze 1981). Potansiyel enerji maksimumunda akım yoğunluğu,

$$J = q(n - n_0)\nu_r \quad (2.39)$$

biçiminde yazılabilir. Ayrıca tüm deplasyon bölgesi boyunca oluşan akım yoğunluğu denk. (2.23)'te ifade edildiği olup, denk. (2.22) ve denk. (2.39),

$$J = \frac{qN_c\nu_r}{1 + \nu_r/\nu_d} \exp(-q\phi_b / kT) \exp(qV / kT - 1) \quad (2.40)$$

ifadesi biçiminde düzenlenebilir (Rhoderick and Williams 1988). Burada,

$$\nu_d = \left[\frac{q}{\mu k T} \exp(-q\phi_b / kT) \int_0^w \exp(qE_c / kT) dx \right]^{-1} \quad (2.41)$$

şeklinde olup deplasyon bölgesi boyunca elektronların etkin difüzyon hızıdır (Sze 1981). Ayrıca ν_r tekrardan birleşim hızı,

$$\nu_r = A^* T^2 / qN_c \quad (2.42)$$

şeklinde yazılabilir (Sze 1981). Taşıyıcıların hareketi sırasında sürüklenme ve difüzyondan kaynaklanan ν_d hızı, tekrardan birleşim olayından kaynaklanan ν_r ile karşılaştırıldığında, $\nu_d \gg \nu_r$ ise taşıyıcıların hareketi termoiyonik emisyon teorisine göre sağlanırken ve $\nu_r \ll \nu_d$ olursa difüzyon teorisine göre sağlanır ve akım deplasyon bölgesinde sürüklenme ve difüzyonla kontrol edilir (Rhoderick and Williams 1988).

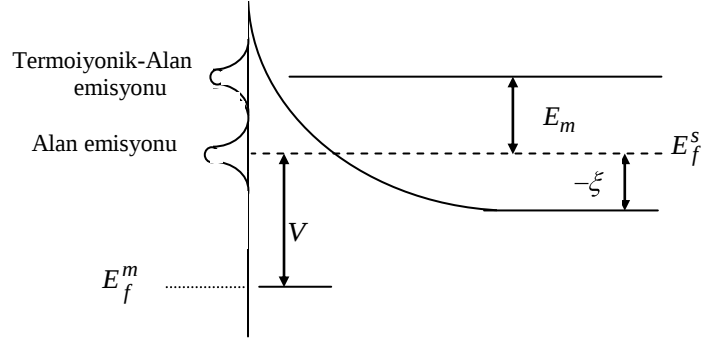
2.4.2. Tünelleme Akımı

Elektronların engel tabakasını kuantum-mekaniksel tünelleyerek engelin diğer tarafına geçmeleri muhtemel olan bir olaydır. Bu olay Şekil 2.10'da görüldüğü gibi, elektronlar iki türlü geçişten sadece birini seçerek termoiyonik yöntemden farklı davranabilirler. Aşırı katkılı yarıiletkenlerde, düşük sıcaklıklarda akım akışına, Fermi enerjisine yakın seviyede olan elektronların tünellemesi neden olmakta ve bu tür elektron geçişine 'alan emisyonu' denilmektedir. Sıcaklık artırılırsa, elektronlar daha yüksek enerji seviyelerine uyarılırlar ve tünelleme ihtimaliyeti çok hızlı bir şekilde artar. Diğer taraftan engelin üst kısmında maksimum enerjiye sahip olabilen elektronlardan akıma büyük oranda bir katkı gelir ve bu tür elektron geçişi ise 'termoiyonik-alan emisyonu' olarak bilinir. Bu durumda sıcaklık daha çok artırılırsa elektronların tümü termoiyonik emisyon yoluyla engelin üstünden geçebilecekleri kadar yeterli enerjiye sahip olabilecekler ve tünelleme ihtimaliyeti elektronlar için ortadan kalkacaktır (Rhoderick and Williams 1988).

Tünelleme olayı, Schrödinger denkleminin çözümü yardımıyla kolayca anlaşılabilir. Bu ise, E elektron enerjisi, E_c iletkenlik bant enerjisi olmak üzere, k dalga vektörü ve m^* etkin kütlesi olmak üzere bir elektronun kinetik enerjisi, $q(E - E_c) = \hbar^2 k^2 / 2m^*$ ilişkisiyle bu çok basit bir şekilde göz önünde canlandırılabilir. Bu durumda dalga vektörü hayali olmakta ve k' gerçek olmak üzere $k = ik'$ şeklinde ifade edilir. Böylece elektron dalga fonksiyonu $\exp(ikx) = \exp(-k'x)$ ile orantılı olduğu için dalga fonksiyonu uzaklıkla eksponansiyel olarak azalmakta ve dalga fonksiyonunun karesi ile orantılı olan x pozisyonunda elektronun bulunma ihtimaliyeti $\exp(-2k'x)$ 'le orantılı olmaktadır. Ancak $E_c - E$ sabit değilse, k' bir pozisyon fonksiyonu olmakta ve x pozisyonunda elektronun bulunma ihtimali,

$$P = \exp(-2 \int k' dx) \quad (2.43)$$

şeklinde ifade edilmektedir. Ancak bu sonuç, engel yüksekliğinden daha az ΔE enerjisine sahip olabilen elektronun bir üçgensel engelden sızabilme ihtimaliyetini hesaplamak için kullanılırsa,



Şekil 2.10. Doğru beslem altında ortaya çıkan alan ve termoiyonik alan emisyonu.

$$P = \exp \left\{ -\frac{4}{3} \left(q m^* \right)^{1/2} \left(\Delta E \right)^{3/2} / \hbar E \right\} \quad (2.44)$$

ifadesi elde edilir (Padovani and Stratton 1966). Bu denklemde E , engelde oluşan elektrik alan olup bu ifade, ΔE enerjisi üçgensel olarak düşünülebilen engelin üst kısmına kıyasla yeterince küçükse geçerlidir. Deplasyon yaklaşımına göre engelde oluşan maksimum alan $E_{\max} = (2qN_d V_d / \epsilon_s)^{1/2}$ şeklinde ifade edilmektedir. Böylece denk. (2.44),

$$P = \exp \left\{ -\frac{2}{3} (\Delta E)^{3/2} / E_{00} V_d^{1/2} \right\} \quad (2.45)$$

biçiminde elde edilir. Bu denklemde E_{00} ifadesi tünelleme olayında önemli rol oynayan bir parametre olup, N_d donör konsantrasyonu olmak üzere,

$$E_{00} = \frac{\hbar}{2} \left[\frac{N_d}{m^* \epsilon_s} \right]^{1/2} \quad (2.46)$$

biçimindedir (Padovani and Stratton 1966; Sze 1981).

Schottky kontağında tünelleme olayına ilişkin özellikler aşağıda ifade edilmiştir (Rhoderick and Williams 1988):

- Doğru beslem altında bir alan emisyonu sadece dejenere olmuş yarıiletkenlerde oluşmaktadır.
- Tünelleme olayında bir Schottky engelin difüzyon potansiyeli, deplasyon bölgesinin kenarında, iletkenlik bandının altıyla aynı enerjiye sahip bir elektronun geçiş ihtimaliyetini ifade etmektedir. Böylece kT/qE_{00} oranı, tünelleme ve termoiyonik emisyonun nispi öneminin bir ölçüsüdür. Tünelleme olayında, $kT \gg qE_{00}$ olursa termoiyonik emisyon, $kT \ll qE_{00}$ ise alan emisyonu ve $kT \approx qE_{00}$ ise termoiyonik alan emisyonunun olması beklenir.
- Termoiyonik alan emisyonu için daha üst sıcaklık limiti, $\cosh^2(qE_{00}/kT) \sinh^3(qE_{00}/kT) \lesssim 2V_d/3E_{00}$ biçimindedir ve buradan termoiyonik alan ve termoiyonik emisyon arasında gözlemlenen geçişin uygulanan gerilime bağlı olduğunu söylemek mümkündür.
- Termoiyonik emisyon teorisinde engel yüksekliği uygulanan gerilime bağlı olarak ifade edildiğinde akım/voltaj ilişkisi, $J = J_0 \exp(-\phi/E_0) \exp(-qV/kT)$ biçimindedir.
- Termoiyonik emisyon denkleminde J_0 terimi, uygulanan voltaja zayıfça bağlılık göstermekte ve

$$J_0 = \frac{J_m q \phi_{E_{00}} (\phi_b - V - \xi)}{kT \cosh(qE_{00}/kT)} \exp(-[\phi_b - \xi]E_0) \quad (2.47)$$

biçiminde ifade edilmektedir. Burada J_m düz-bant akım yoğunluğu olup,

$$J_m = A^* T^2 \exp(-q\xi/kT) \quad (2.48)$$

şeklindedir.

- Gönderilen elektronların maksimum enerji dağılımı, iletkenlik bandında $E_m = V_d \cosh^2(qE_{00}/kT)$ değerinde olan bir enerjide oluşmaktadır.

2.4.3. Deplasyon Bölgesinde Oluşan Tekrardan Birleşim Olayı

Tekrardan birleşim olayı normalde lokalize olmuş enerji seviyeleri aracılığı ile meydana gelmektedir ve Shockley, Hall, Read (Shockley and Read 1952; Hall 1952) teorisine göre, elektron ve boşlukların tekrardan birleşmelerine, yasak enerji aralığının orta bölgesinde bulunan derin enerji seviyeleri neden olmaktadır (Henisch 1989). Schottky diyotlarda benzer tekrardan birleşim merkezlerinden dolayı kaynaklanan akım taşıma mekanizması p-n eklemünde gözlemlenen akım mekanizmasına benzer bir olaydır ve düşük gerilim altında oluşan tekrardan birleşim akım yoğunluğu,

$$J_r = J_{r0} \exp \left(\frac{qV}{2kT} \right) \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) \quad (2.49)$$

biçiminde ifade edilmektedir (Rhoderick and Williams 1988). Bu denklemde $J_{r0} = qn_i w / 2\tau_r$ şeklindedir ve n_i , $\exp \left(\frac{qE_g}{2kT} \right)$ ile orantılı olan asal elektron konsantrasyonu ve τ_r deplasyon bölgesinde geçen tekrardan birleşim süresidir. Bu sonuç elektron ve boşlukların yakalama tesir kesirlerinin eşit olduğunu, yakalama merkezlerinin homojen bir dağılıma sahip olduklarını ve bu merkezlerin enerji seviyelerinin asal seviye ile aynı hizada olduğunu belirtmektedir. Fakat bu kabullenimlerin hiçbirisinin pratikte doğru olması mümkün değildir ve özellikle yakalama tesir kesirlerinin aynı olması imkansızdır (Henisch 1989). Denk. (2.49), kabul edilen bir yaklaşım olmasına rağmen tek başına tekrardan birleşim olayını ifade edemez. Böylece toplam akım yoğunluğunu,

$$\begin{aligned} J &= J_{te} + J_r = J_{t0} \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) \left[1 + \frac{J_{r0}}{J_{t0}} \exp \left(\frac{qV}{2kT} \right) \exp \left(-\frac{qV}{kT} \right) \right] \\ &= J_{t0} \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) + J_{r0} \exp \left(\frac{qV}{2kT} \right) \exp \left(-\frac{qV}{kT} \right) \end{aligned} \quad (2.50)$$

şeklinde ifade etmemiz mümkündür. Bu denklemde J_{te} termioyonik emisyon akım yoğunluğu ifadesidir ve J_{t0} , $J_{t0} = A^{**} T^2 \exp \left(\frac{-q\phi_b}{kT} \right)$ biçimindedir. Termioyonik emisyon akım yoğunluğunun tekrardan birleşim akımına oranı,

$$\frac{J_{te}}{J_r} = \frac{T^2 \tau_r \exp \left(\frac{-q(E_g + V - 2\phi_b)}{2kT} \right)}{J_{r0}} \quad (2.51)$$

şeklindedir. Bu oran ϕ_b ile azalırken τ_r , V ve E_g ile artar. Üstelik $E_g + V - 2\phi_b$ ifadesi, küçük V değerleri için ve n-tipi olan yarıiletkenler için genelde negatif olduğu için bu oran, T ile birlikte artmaktadır. Böylece tekrardan birleşim bileşeni, düşük sıcaklıklarda ve düşük doğru beslem gerilimlerinde nispeten daha çok önemlidir (Rhoderick and Williams 1988).

Schottky kontaklarda tekrardan birleşim ve tekrardan oluşum olayları diyotların idealden sapmalarının çok önemli nedenlerinden birisidir. Schottky kontaklarda düşük düz beslem geriliminde tekrardan birleşim ve tekrardan oluşum sızıntı akımına neden olur. Deneysel olarak gözlemlenen sızıntı akımları ve kenar akımlarının Schottky engel homojensizlikleriyle yakından ilgili olduğu ifade edilmektedir (Tung 2001).

2.4.4. Boşlukların Enjeksiyonu

Bir n-tipi materyal üzerinde Schottky engel yüksekliği, yarıiletken bant aralığının yarısından daha büyük ya da bir p-tipi yarıiletken yüksek yoğunluklu boşluklara sahipse bu durumda boşlukların bazısının boşluk enjeksiyonu adı verilen olaya neden olarak düz beslem altında yarıiletkenin nötral bölgesine difüze olması beklenen bir davranıştır (Henisch 1989). Boşluk enjeksiyonunu nokta kontaklarda ve buharlaştırma ile oluşturulan düzlem kontaklarda gözlemlenecek davranış açısından ayırt etmek gerekmektedir (Rhoderick and Williams 1988).

Azınlık taşıyıcılar için akım yoğunluğu,

$$-\frac{p-p_0}{\tau_p} - \frac{1}{q} \frac{\partial J_h}{\partial x} = 0 \quad (2.52)$$

eşitliğinden,

$$J_h = qpE\mu_p - qD_p \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.53)$$

eşitliği elde edilir (Sze 1981). Düzlem kontaklarda boşluk kuasi-Fermi seviyesinin metalin Fermi seviyesi ile aynı hizada olacağı ve deplasyon bölgesi içerisinde düz kalacağı kabul edilirse boşluk akım yoğunluğu,

$$J_h = \frac{qD_p p_0}{L} \exp \left(\frac{qV}{kT} - 1 \right) \quad (2.54)$$

biçiminde yazılabilir. Bu denklemde p_0 , deplasyon bölgesi kenarında boşlukların denge konsantrasyonu olup $p_0 = n_i^2 / N_d$ ’e eşittir ve D_p ve L ise yarıiletken gövdesinde

boşluk difüzyon sabiti ve nötral bölgenin kalınlığıdır. Elektron akımı, termoiyonik-emisyon teorisi ile ifade edildiğinde boşluk enjeksiyon oranı,

$$\gamma_h = \frac{J_h}{J_h + J_e} \approx \frac{J_h}{J_e} = \frac{qD_p n_i^2}{N_d L A^{**} T^2 \exp(-q\phi_b / kT)} \quad (2.55)$$

şeklinde elde edilir (Henisch 1989). Schottky diyotlarda boşluk (n tipi için) enjeksiyonu genelde ihmal edildiğinden dolayı, ‘çoğunluk taşıyıcı diyotlar’ olarak adlandırılmaktadırlar (Rhoderick and Williams 1988).

Denk. (2.54), sadece boşluk akım yoğunluğunun difüzyon bileşenini dikkate alan bir denklemdir. Çok büyük akım değerleri için enjeksiyon oranı, J_h akım yoğunluğu ile lineer olarak artmaktadır. Boşluk enjeksiyonun yüksek değerlerinde yük nötrallığını sürdürmek için nötral bölgeye dahil olan elektronların iletkenliği artırması ve seri direnç etkisini ise azaltması beklenebilir. Bu sadece büyük engel yüksekliğine sahip ve zayıfça katkılı yarıiletkenlerde gözlenebilir (Rhoderick and Williams 1988).

2.5. Ters Gerilim Karakteristikleri

Termoiyonik emisyon teorisi, ideal Schottky diyotun ters akım yoğunluğunun,

$$J_0 = A^{**} T^2 \exp \left(-q\phi_b / kT \right) \quad (2.56)$$

değerinde satüre olması gerektiğini öngörür. Ancak engel yüksekliğinin alana bağıllık göstermesi, ters gerilim etkisinde tünelleme akımlarının oluşması ve deplasyon bölgesinde oluşan tekrardan oluşum olayı gibi etkilerden dolayı bu ideal davranış gözlemlenememektedir (Padovani and Stratton 1966).

ϕ_b engel yüksekliği, engelde elektrik alanına bağıllık gösterdiğinden ters gerilim karakteristiği doyum özelliği göstermemektedir. Engelde maksimum alanı ifade eden $E_{\max}$ ’ın, ϕ_b ’nin azalan bir fonksiyonu olması gerektiğini öngören mekanizmalar vardır. $E_{\max}$, V_r ters gerilim ile artarken ϕ_b , V_r ’nin artışı ile de azaldığı için akım doyuma

ulaşmamaktadır. Bu akım $\exp(q\Delta\phi_b/kT)$ katsayısıyla orantılı olarak artmakta olup $\Delta\phi_b$, alandan dolayı engelde oluşan azalmayı ifade etmektedir ve engel azalmasının en basit şekli görüntü-yük etkisi ile açıklanır. Metalde iletkenlik elektronlarının dalga fonksiyonları, üstel olarak azalan dalga biçiminde yarıiletkenin yasak enerji aralığının içerisine nüfuz etmektedir. Bu eksponansiyel oluşum, engel yüksekliğini azaltarak engelin şeklini değiştiren bir elektrik dipolün oluşmasına neden olmaktadır.

Schottky kontaklarda ters polaritede uygulanan gerilim etkisiyle, yarıiletken katkı yoğunluğuna bağlı olarak tünelleme olayının tersi yönde ortaya çıkmasına neden olabilir ve engelde oluşan bu olay düşük katkı yoğunluğuna sahip olan yarıiletkenler için doğru yönde oluşan tünelleme olayına kıyasla anlamlı olur. Çünkü yeterli seviyede ters gerilim uygulanması durumunda düşük katkı seviyelerinde bile potansiyel engeli metalden yarıiletkene doğru elektronların tünellemesi için yeterince zayıf olabilir. Ayrıca tünelleme etkisini Şekil 2.11’de gösterildiği gibi doğru besleme benzer olarak alan veya termoiyonik alan emisyonu şeklinde ifade etmek mümkündür (Rhoderick and Williams 1988).

Termoiyonik alan rejiminde akım-voltaj ilişkisi,

$$J = -J_0 \exp \left(\frac{qV_r}{E'} \right) \quad (2.57)$$

denklemleri ile ifade edilmektedir. Bu denklemde E' ifadesi, $3kT/q$ değerinden büyük olan ters gerilim değerleri için,

$$E' = E_{00} / \left[\coth(qE_{00}/kT) - \tanh(qE_{00}/kT) \right] = \left[q/kT - (1/E_0) \right]^{-1} \quad (2.58)$$

biçimindedir. Burada $E_0 = E_{00} \coth(qE_{00}/kT)$ şeklinde olup aynı şekilde akım yoğunluğu $3kT/q$ değerinden büyük olan ters gerilim değerlerinde,

$$J = -J_0 \exp \left\{ \left[q/kT - (1/kT) \right] V_r \right\} \quad (2.59)$$

şeklindedir. Ters beslem için J_0 ,

$$J_0 = \frac{A^* T \left(\frac{qE_{00}}{kT} \right)^{3/2}}{k} \left\{ q \left(V_r - \xi \right) + \frac{q\phi_b}{\cosh^2(qE_{00}/kT)} \right\}^{1/2} \exp \left(-\phi_b/E_0 \right) \quad (2.60)$$

biçiminde olup uygulanan ters gerilimin yavaş biçimde değişen bir fonksiyonudur. Küçük değerli ters gerilimde ve termoiyonik alan emisyonu şartı olan $kT \geq qE_{00}$ için elde edilen bu ifade doğru akım gerilimi için elde edilen J_0 ifadesi ile aynıdır. Böylece denk. (2.57),

$$J = -J_0 \exp \left(-V_r / n' kT \right) \quad (2.61)$$

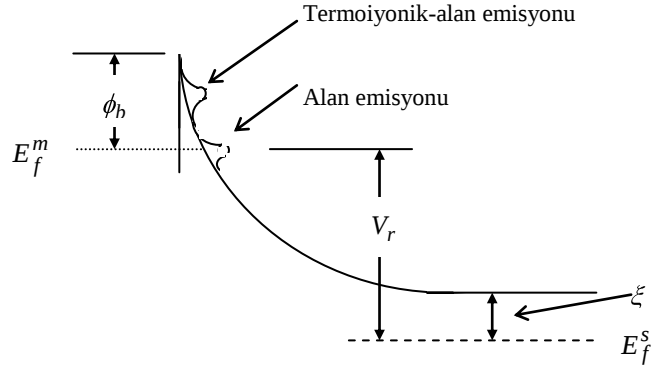
biçiminde olup burada $n' = 1 - n^{-1}$ biçimindedir (Padovani and Stratton 1966).

Alan emisyonu daha yüksek olan katkı konsantrasyonlarında dejenere olmamış yarıiletkenlerde meydana gelebilir. Ancak metalden yarıiletkene doğru elektronların tünellemesini içerdiği için yarıiletken dejenere olmamış ve metalse tamamen dejenere olmuştur.

Ters gerilim etkisinde oluşan tünelleme olayı ‘soft etkisi’nin çok önemli nedenlerinden biridir. ‘Soft etkisi’ metale bitişik yarıiletken yüzeyinde pozitif yüklerden dolayı birikim oluştuğunda belirgindir (Rhoderick and Williams 1988; Henisch 1989).

Schottky kontaklarda kenar etkileri dikkate alınmazsa elektron-boşluk çiftlerinin çıkış etkisine neden olabilen ya çarpışma iyonizasyonundan ya da termoiyonik alan emisyonundan dolayı kaynaklanan donör yoğunluğuna bağlı olarak bozulma etkisine neden olacaktır. Kenar etkileri, çeşitli yüzey hazırlık metotları kullanılarak azaltılabilir.

Tünelleme ve görüntü-yük etkisi düşük donör yoğunlukları için ihmal edilecek oranlara kadar azaltılırsa deplasyon bölgesinde oluşan elektron-boşluk çiftlerinden dolayı ters yönde bir akım meydana gelecektir. Bu ise akım yoğunluğu bileşeninin $J_g \approx qn_i w / 2\tau_r$ şeklinde oluşmasına neden olmaktadır. Bu ifadede w , $(V_{d0} + V_r)^{1/2}$ ile orantılı olduğu için J_g , uygulanan ters gerilimle artmaktadır. Ters gerilim etkisinde tekrardan oluşum akımı, yüksek engel yüksekliğine sahip olan yarıiletkenlerde çok önemli bir olaydır ve bu olayın aktivasyon enerjisi termoiyonik-emisyonun aktivasyon enerjisinden daha



Şekil 2.11. Ters gerilimden dolayı kaynaklanan alan ve termoiyonik alan emisyonu.

düşük olduğu için yüksek sıcaklıklardansa düşük sıcaklıklarda daha etkindir. (Rhoderick and Williams 1988).

2.6. Görüntü-Yük Etkisi

Metalle yarıiletken arasında ara yüzey tabakasının oluşmadığı mükemmel bir kontak yapıda bir elektron metale doğru yaklaştığında yüzeye dik olan bir elektrik alanın oluşmasına neden olmakta ve bu elektrik alan, metalin yüzeyine göre elektronun ayna görüntüsünde q büyüklüğünde yerleşen bir pozitif yük varmış gibi davranmaktadır. Bu nedenle elektron metalin yüzeyinden bir x mesafede olduğunda metalin yüzeyine doğru elektronu çeken $q^2/4\pi\epsilon_s(2x)^2 = q^2/16\pi\epsilon_s x^2$ büyüklüğünde bir kuvvet oluşur (Sze 1981).

Elektron, bu çekici kuvvetten dolayı elektron yakınlığı ile ilgili $-qV_1$ büyüklüğünde olan negatif potansiyel enerjiye sahiptir. Burada V_1 ifadesi,

$$V_1 = \frac{q}{16\pi\epsilon_s} \int_x^\infty \frac{dx}{x^2} = \frac{q}{16\pi\epsilon_s x} \quad (2.62)$$

biçimindedir. Görüntü potansiyel enerjisi Şekil 2.12’de görüldüğü gibi Schottky engelinden dolayı potansiyel enerjisine eklenmek zorundadır. Görüntü potansiyeli

sadece yüzeye yakın olduğunda önemlidir ve bu potansiyel $E_{\max}$ değerine sahip bir sabit olarak Schottky engelinden dolayı alanı hesaplamak için çok iyi bir yaklaşım oluşturmaktadır. Ayrıca maksimum potansiyel enerji, sonuç elektrik alanın gözden kaybolduğu bir x_m pozisyonunda meydana gelmekte ve bu pozisyonda görüntü yükten kaynaklanan alan deplasyon bölgesinde oluşan alana eşit ve zıt ya da

$$q/(16\pi\epsilon_s'x_m^2) = E_{\max} \quad (2.63)$$

ifadesi biçiminde olmaktadır. Bu durumda engelde maksimum potansiyel enerji görüntü-yük etkisinin bir sonucu olarak,

$$\phi' = x_m E_{\max} + \frac{q}{16\pi\epsilon_s'x_m} = 2x_m E_{\max} \quad (2.64)$$

ifadesi ile verilen miktar kadar düşmektedir. Bu nedenle denk. (2.64),

$$\phi' = 2E_{\max} \left(\frac{q}{16\pi\epsilon_s'E_{\max}} \right)^{1/2} \quad (2.65)$$

biçiminde düzenlenebilir. $E_{\max}$ elektrik alan ifadesi ise,

$$E_{\max} = (2qN_d / \epsilon_s)^{1/2} \left[V_d - \frac{kT}{q} \right]^{1/2} \quad (2.66)$$

şeklinde olup bu ifade denk. (2.65)'te yerine konulduğunda,

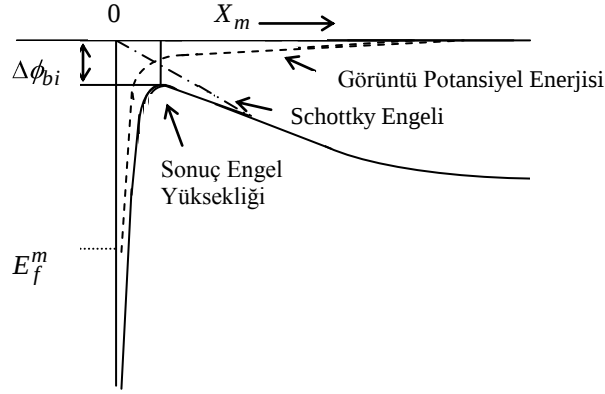
$$\phi' = \left\{ \frac{q^3 N_d}{8\pi^2 \epsilon_s'^2} \left(V_d - \frac{kT}{q} \right) \right\}^{1/4} \quad (2.67)$$

denklemini elde edilmektedir. Bu denklem en genel anlamda görüntü-yük etkisini ifade eden denklemdir. Ayrıca x_m ifadesini,

$$x_m = \frac{1}{4} \left[\frac{q\epsilon_s}{2\pi^2 \epsilon_s'^2 N_d} \right]^{1/4} \left(V_d - \frac{kT}{q} \right)^{-1/4} \quad (2.68)$$

biçiminde göstermek mümkündür (Sze 1981).

Bir elektronun metalden yarıiletkenine doğru geçişi esnasında aşmak zorunda olduğu



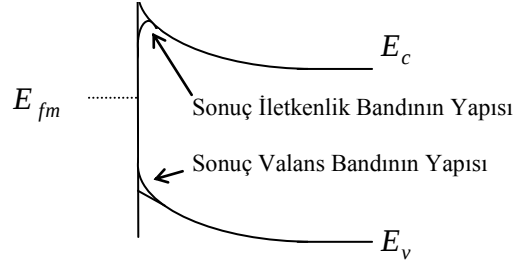
Şekil 2.12. Görüntü-Yük Etkisi sonucunda oluşan Schottky engel yapısı.

engel, görüntü-yük etkisinin bir sonucu olarak ϕ' miktarı kadar azalacaktır. Metalden yarıiletkenine doğru ya da tersi yönde olan iletkenlik elektronlarının hareketine bağlı olan engel yüksekliği ölçümleri $\phi_b - \phi'$ 'yi verir. Ancak deplasyon bölgesinde uzay yüküne bağlı olan ölçümler görüntü-yük etkisi olmaksızın ϕ_b 'yi verir. (Rhoderick and Williams 1988).

Elektronlar gibi boşluklarda görüntü-yük etkisi ile metale doğru çekilirler. Fakat bir boşluğun enerjisi valans bandına göre ifade edilir. Böylece valans bandı görüntü-yük etkisi ile metalin yüzeyine yakın bir mesafede yukarı doğru bükülür. Bu nedenle valans bandının üstünde bir maksimum oluşmazken iletkenlik bandının üstünde oluşmakta ve enerji aralığı görüntü-yük etkisinden dolayı metalin yüzeyine yakın olarak azalmaktadır. Görüntü yük etkisinden dolayı oluşan valans ve iletkenlik bandının eklem bölgesindeki değişimi şekil 2.13'de gösterilmiştir.

Denk. (2.67) ve denk. (2.68) metalle yarıiletken arasında bir yalıtkan tabakanın oluşmadığı durumda görüntü-yük etkisini açıklamaya çalışan genel ifadelerdir. Ancak metal ve yarıiletken arasında bir yalıtkan ara yüzey tabakası olduğunda görüntü-yük etkisinden kaynaklanan potansiyel farklı olacaktır.

Termoiyonik emisyon teorisinde denk. (2.34), ideal durumda olan bir doğrultucunun



Şekil 2.13. Görüntü-yük etkisi sonucu iletkenlik ve valans bandının genel yapısı.

sıcaklığa bağlı akım gerilim karakteristiğini ve engel yüksekliğinin uygulanan gerilimden bağımsız olduğunu ifade etmektedir. Fakat engel yüksekliğinin deplasyon bölgesinde elektrik alanına ve uygulanan gerilime bağlı olmasının çeşitli nedenleri vardır. Özellikle mükemmel bir kontak durumunda bile engel yüksekliği, uygulanan gerilime bağlı olarak ϕ' kadar görüntü-yük'ün bir sonucu olarak azalmaktadır. Bu durumda elektronların metale ulaşmadan önce yenmek zorunda oldukları etkin engel yüksekliği, $\phi_e = \phi_b - \phi'$ biçimindedir. Üstelik bir ara yüzeysel tabakanın olduğu durumda ϕ_b 'nin uygulanan gerilime bağlı olması, ϕ_e 'nin akım/voltaj karakteristiğini değiştirecektir. Sıfır gerilim değerinde engel yüksekliğinin ϕ_{b0} ve görüntü-yük etkisinden kaynaklanan kayma $(\phi')_0$ biçiminde yazılabilir ve $\phi_e = \phi_{b0} - (\phi')_0$ olması için $\partial\phi_e/\partial V$ 'nin sabit olduğu kabul edilirse ϕ_e artan gerilim ile β katsayısı pozitif olacaktır. Böylece bu durumda akım yoğunluğu,

$$J = A^* T^2 \exp \left[- \frac{q \phi_{b0} - (\phi')_0 + \beta V}{kT} \right] \exp \left(\frac{qV}{kT} - 1 \right) \\ = J_0 \exp \left(- \frac{\beta qV}{kT} \right) \exp \left(\frac{qV}{kT} - 1 \right) \quad (2.69)$$

biçiminde ifade edilebilir. Bu denklemde J_0 ,

$$J_0 = A^* T^2 \exp \left[- \frac{q \phi_{b0} - (\phi')_0}{kT} \right] \quad (2.70)$$

şeklindedir. Denk. (2.69) yeniden düzenlenirse,

$$J = J_0 \exp \left(- \frac{qV}{nkT} \right) \exp \left(- \frac{qV}{kT} \right) \quad (2.71)$$

ifadesi elde edilebilir. Bu denklemde n idealite faktörü olup, n 'yi etkin engel yüksekliğine bağlı olarak,

$$1/n = 1 - \beta = 1 - \left(\phi_e / \partial V \right) \quad (2.72)$$

biçiminde ifade etmek mümkündür. $\partial \phi_e / \partial V$ sabitse n 'de sabittir ve V , $3kT/q$ 'dan daha büyükse o zaman denk. (2.71),

$$J = J_0 \exp \left(V / nkT \right) \quad (2.73)$$

şeklinde elde edilir. Ancak ϕ_b , engel yüksekliği uygulanan gerilime bağlı olmadığına, $\left(\phi_e / \partial V \right) = \left(\Delta \phi_{bi} / \partial V \right)$ 'ye eşittir ve ϕ' ise, denk. (2.68)'de elde edilen görüntü yük etkisine eşittir. Fakat idealite faktörü $V_d = \phi_b - V - \xi$ olmak üzere denk. (2.72)'den,

$$\frac{1}{n} = 1 - \frac{1}{4} \left\{ \frac{q^3 N_d}{8\pi^2 \epsilon_s \epsilon_s} \right\}^{1/4} \left\{ \phi_b - V - \xi - \frac{kT}{q} \right\}^{-3/4} \quad (2.74)$$

olarak elde edilir (Rhoderick and Williams 1988). Bu denklem görüntü yük etkisinin idealite faktöründe oluşan değişimi ifade etmektedir.

2.7. T_0 Etkisi

Metal-yarıiletken kontak çalışmalarında doğal olarak beklenen n idealite faktörünün $n=1$ değerini almasıdır. Ancak idealite faktörü çeşitli nedenlerden dolayı $n=1$ değerinden sapmakta ve bu tür nedenlerden dolayı sıcaklığa bağlı davranmasına neden olmaktadır (Rhoderick and Williams 1988). Deneysel çalışmalarda idealite faktörünün sıcaklığa bağlı olarak azalan numune sıcaklığıyla arttığı gözlemlenmektedir. Bu şekilde idealite faktörünün sıcaklığa bağlı olarak değişimi ' T_0 Anormalliği' ya da ' T_0 etkisi' olarak adlandırılmaktadır (Tung 2001).

T_0 etkisini gösteren bir diyotun akım yoğunluğu ifadesi,

$$J = AT^2 \exp \left(-\phi_{b0} / k(T + T_0) \right) \exp \left(V / k(T + T_0) \right) \quad (2.75)$$

şeklinde ifade edilebilir. T_0 etkisi, geniş bir sıcaklık aralığında gerilim ve sıcaklık değerlerinden bağımsız olan bir parametredir. Böylece T_0 etkisi,

$$n = 1 + (T_0 / T) \quad (2.76)$$

biçiminde ifade edilebilir. Bu denklem, n idealite faktörünün sıcaklığa olan bağıllığını çok özel bir şekilde ifade etmektedir (Rhoderick and Williams 1988).

2.8. Seri Direnç Etkisi

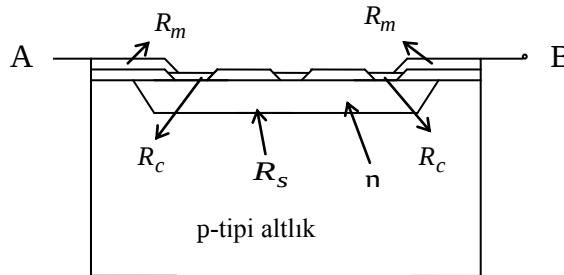
Metal-yarıiletken yapılarda görülen homojensizliklere neden olan etkilerden birisi seri direnç etkisidir. Seri direnç diyotlarda güç kaybına neden olmakta ve diyotun yapısına bağıllık göstermektedir. Aktif yarıiletken devre elemanlarında ortaya çıkan seri direnci kapsamlı olarak bipolar transistör yapısında görmek mümkündür. Şekil 2.14'te bir bipolar tranzistörün p-tipi alt tabaka içerisine difüze edilmiş n-tipi tabakaya omik kontaktların yapıldığı ve yalıtkanın üzerinde bulunan metalik kontaklara sahip bu numunenin A ve B noktaları arasındaki toplam direncini üçe ayırmamız mümkündür:

1. Metalik iletkenin direnci, R_m
2. Kontak direnci, R_c
3. Yarıiletken direnci, R_s

Böylece bu noktalar arasında oluşan toplam direnç,

$$R_T = 2R_m + 2R_c + R_s \quad (2.77)$$

ifadesi biçimindedir (Dieter 1990).



Şekil 2.14. Metal direnci, kontak direnci ve yarıiletken direncini içeren difüze edilmiş bir bipolar transistörü gösteren sistematik diyagram.

Schottky diyotlar genelde yarıiletkenlerin az katkılı olmasını gerektirir. Ancak katkı oranı düşük bir tabakaya zayıf omik kontak oluşumu yüksek seri dirence neden olacağı için diyot fabrikasyonunda pratik olmaz. Pratikte diyotlar aşırı katkılı olan altlık üzerine ince film oluşturulması ile yapılırlar ve oluşan bu yapı seri direncin minimum olmasını sağlar. Böylece yüksek kaliteli bir omik kontak elde etmek için yüksek katkılı bir altlık kullanılmasını gerektirir.

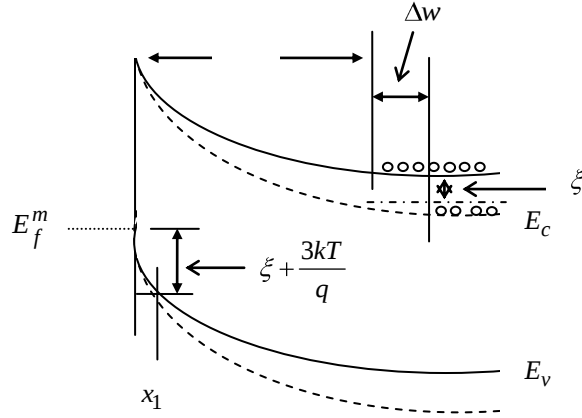
Bir yüzeysel eklem diyotta katkılanmamış epitaksiyal tabaka, yeterince kalın olacağı için seri direnç değerinin artmasına neden olmaktadır. Aynı zamanda alt tabakanın gövde direnci, omik kontak direnci ve katkılanmamış epitaksiyal tabakanın direnci seri direncin artmasında birer etken olmaktadır. Böylece bir yarıiletken tabakanın seri direncini üç bileşen halinde incelemek mümkündür (Dieter 1990):

1. Eklem altında ortaya çıkan katkılanmamış epitaksiyal tabakanın direnci
2. Yarıiletken tabakanın kenarlarının direnci
3. Epitaksiyel tabaka ile yarıiletken gövdesi arasında oluşan tabakanın direnci.

2.9. Schottky Diyotlarda Kapasitans

Metal-yarıiletken kontaklarda iş fonksiyonlara bağlı olarak serbest taşıyıcı difüzyonu sonrası metal ve yarıiletken tarafında oluşan zıt yükler kapasite etkisinin ortaya çıkmasına neden olmakta ve bu diyotların deplasyon bölgesinin bir paralel plakalı kapasitör gibi davranmasına neden olmaktadır. Schottky diyotlarda kapasitans oluşumu, sadece pratikte ters gerilim altında çalışan değişken sığa olarak kullanılan diyotların kapasitesini belirleyen faktörleri açıklamakla kalmayıp aynı zamanda engel parametreleri hakkında bilgiler verdiği için de önemlidir.

Schottky kontaklarda kapasitans ölçümlerinin ve akım-voltaj ölçümlerinin yorumlanması, eklem davranış farklılığından dolayı analiz farklılığına ve farklı yorumlara götürmektedir. Görüntü-yük etkisinin kapasite-voltaj ölçümlerinde bir etkisi yoktur. Fakat yüzey halleri C-V ölçümlerinde etkindir. Metal-yarıiletken kontaklar



Şekil 2.15. V_r (—) ve $V_r + \Delta V_r$ (-----) ters gerilimleri altında oluşan Schottky engelin yapısı.

üzerine yapılan kapasitans ölçümlerinde ara yüzey hallerinin engel yüksekliğine etkisi, akım-voltaj ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliğine etkisinden daha azdır (Henisch 1989).

Şekil 2.15’de görülen sürekli ve kesikli çizgilerle gösterilmiş olan bir metal n-tipi yarıiletken Schottky kontak yapısını düşünelim. Şekil 2.15’de V_r büyüklüğünde ters gerilim uygulanırsa (Şekil 2.15’de ifade edilen enerji bant diyagramlarını gösteren sürekli çizgileri) ve uygulanan bu gerilim değeri V_r ’den $V_r + \Delta V_r$ değerine kadar artırılırsa (kesikli çizgilerle gösterilen bükülmüş bant oluşumu) oluşan kontak yapıyı gözlemlemek mümkündür. Bu durumda yarıiletkenin iletkenlik bandında bulunan elektronlar metalden daha fazla uzaklaştıklarından deplasyon bölgesinin genişliği w ’dan $w + \Delta w$ ’ya kadar artar. Bu sırada yarıiletken yeterli miktarda boşluk konsantrasyonuna sahipse, metalin Fermi seviyesi boşluk-quasi Fermi seviyesi ile aynı hizaya geleceği için boşluk konsantrasyonu azalacaktır. Böylece deplasyon bölgesinde gözlenen bu yük miktarında oluşan değişim kapasitans değerinin artmasına neden olacaktır.

Uygulanan gerilimin değeri değiştiğinde deplasyon bölgesinden akan toplam akım iletkenlik akımının ve yer değiştirme akımının toplamı biçiminde olacaktır. Bu yer değiştirme akım yoğunluğu,

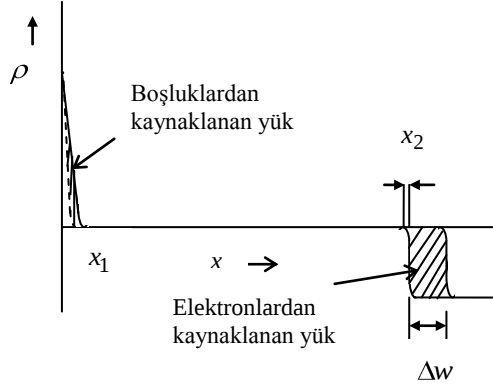
$$J_d = \epsilon_s \partial E / \partial t \quad (2.78)$$

biçimindedir.

Kontak yapıda metalden yarıiletkenine doğru iletkenlik akımı engelin üzerinden enjekte edilen elektronların sürüklenme ve difüzyonundan dolayı kaynaklanan J_{c1} akım yoğunluğu ve negatif gerilimin artması sonucu deplasyon bölgesinin dışarısında elektron ve boşluk akışından dolayı kaynaklanan J_{c2} akım yoğunlukları olmak üzere iki akım bileşeninden ibarettir. J_{c1} akım yoğunluğu, uygulanan gerilim zamanla sabit olsa bile oluşacak ve tüm deplasyon bölgesinin pozisyonundan bağımsız olacaktır. J_{c2} akım yoğunluğu ise uygulanan gerilim değiştiği taktirde oluşacaktır. Çünkü uzay yükü yoğunluğunun zamanla değiştiği yarıiletkenin bu bölgesinin yüklenmesi için bir akımın olması gerekmektedir. ΔV_r zamanla sinüsel olarak değişirse, J_{c1} akım yoğunluğu değeri ΔV_r ile aynı fazda olup paralel konumda olan kondüktansta bir artışa neden olmaktadır. Ayrıca J_{c2} ile J_d akım yoğunlukları x 'le değişmekte olup toplamaları sabittir.

Schottky kontaklarda engel bölgesinde metalin yüzeyinde elektronlardan dolayı kaynaklanan negatif Q_m yükü, deplasyon bölgesinde telafi olmuş olan donörlerden kaynaklanan pozitif Q_d yükü ve valans bandında bulunan boşluklardan dolayı kaynaklanan pozitif Q_h yükü olmak üzere üç çeşit yük kaynağı vardır.

Elektron ve boşluk gibi hareketli yüklerden kaynaklanan yük yoğunluğu Şekil 2.16'da gösterilmektedir. Yarıiletken gövdesinde bu yük yoğunluklarına ilaveten iyonize olmuş donörlerden kaynaklanan sabit pozitif yükler vardır. $E_f^m - E_v(x_1) > \xi + 3kT/q$ olduğu $x = x_1$ düzleminin sağında boşluk yoğunluğu ve $E_c(x_2) - E_c(\infty) > 3kT/q$ olduğu



Şekil 2.16. Yarıiletkende hareketli taşıyıcıların (elektron ve boşlukların) yük yoğunluğu (x_1 görüntü-yük etkisinden dolayı engelin potansiyel enerjisi sahip olduğu nokta, x_2 yarıiletkenin deplasyon bölgesi ile gövdesini birbirinden ayıran sınırı ifade etmektedir).

$x = x_2$ düzleminin solunda elektron yoğunluğu N_d donör yoğunluğundan çok daha küçük olacaktır. Bu nedenle x_1 ve x_2 aralığında yük yoğunluğu zamandan bağımsız olup qN_d donörlerinin yüküne eşittir. Böylece x_1 ve x_2 arasında kapasite akımı denk.(2.78)'de ifade edilen yer değiştirme akım yoğunluğuna eşit olacaktır.

Kapasitenin alışılmış olan devre tanımından yer değiştirme akım yoğunluğunu,

$$J_d = C(d\Delta V_r / dt) \quad (2.79)$$

biçiminde yazmamız mümkündür. Burada C birim alan başına düşen diferansiyel kapasitans olup alana bağlı olarak,

$$C \frac{d\Delta V_r}{dt} = \epsilon_s \frac{\partial E}{\partial t} \quad (2.79)$$

şeklinde ifade edilebilir. Bu denklemde E elektrik alan değeri açıkça V_r 'nin bir fonksiyonu olduğu için eşitliğin sağ tarafında bulunan diferansiyel ifade,

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\partial E}{\partial V_r} \frac{d\Delta V_r}{dt} \quad (2.80)$$

biçiminde gösterilebilir. Böylece kapasitansı,

$$C = \epsilon_s \frac{\partial E}{\partial V_r} \quad (2.81)$$

şeklinde elde ederiz. Bu denklemde E elektrik alan değeri, toplam yük yoğunluğunun donör yük yoğunluğuna eşit olduğu ve uygulanan gerilim değerinden bağımsız olan x_1 ve x_2 arasında bulunan bölge içerisinde değerlendirilmelidir. Ayrıca E alan ifadesi, ara yüzeye paralel olan birinin x_1 ve x_2 arasında ve diğerinin yarıiletken gövdenin iç kısımlarında olmak üzere ara yüzeye paralel olan iki düzlemle sınırlandırılan kapalı bir yüzeye, Gauss teoremini uygulamayla kolayca bulunabilir. Bu yüzeye çevrilmiş olan yük uygulanan gerilim değeri değişirse, deplasyon bölgesinin genişliği oluşan değişimden dolayı değişir. Yükte meydana gelen değişim birim alan başına toplam yük miktarında oluşan değişime eşittir. Böylece,

$$\varepsilon_s \Delta E = \Delta Q_d \quad (2.82)$$

olacaktır. Bu denklem,

$$\varepsilon_s \frac{\partial E}{\partial V_r} = \frac{\partial Q_d}{\partial V_r} \quad (2.83)$$

şeklinde yazılabilir ve denk.(2.81)'den,

$$C = \frac{\partial Q_d}{\partial V_r} \quad (2.84)$$

ifadesi elde edilebilir. Bu sonuç, kapasitansın boşluklardan dolayı kaynaklanan yük etkisini ihmal ederek ve sadece telafi olmamış donörlerden dolayı kaynaklanan yük dikkate alınarak hesaplanabileceğini göstermektedir. Alternatif olarak, tüm engel bölgesi elektriksel olarak nötr olduğu için yarıiletkenin içerisinde veya metalde bir elektrik alan oluşmayacaktır ve toplam yük değeri $Q_m + Q_h + Q_d = 0$ olacağından kapasitansı,

$$C = - \frac{\partial (Q_m + Q_h)}{\partial V_r} \quad (2.85)$$

şeklinde yazmamız mümkündür. Bu ifade, birim alan başına düşen diferansiyel kapasitansı ifade etmekte ve boşlukların Şekil 2.17'de gösterildiği gibi metale aitmiş gibi düşünülebileceğini göstermektedir (Rhoderick and Williams 1988).

2.9.1. Azınlık Taşıyıcıların Kapasitansa Etkisi

Metal n-tipi yarıiletken kontaklarda azınlık taşıyıcılar olan boşlukların etkisinin ihmal edilmiş olduğu durumda oluşan diferansiyel kapasitansı, donör yoğunluğu ve difüzyon voltajı terimleri ile ifade etmek mümkündür. Bu durumda ara yüzeyde oluşan elektrik alan sadece telafi olmamış donörlerden kaynaklanacaktır. Schottky kontaklarda deplasyon yaklaşımına göre Boltzman denklemi yardımıyla elde edilen maksimum elektrik alan ifadesi,

$$E_{\max}^2 = \frac{2q}{\epsilon_s} \left\{ N_d \left(V_d - \frac{kT}{q} \right) + \frac{kTN_d}{q} \exp(-qV_d / kT) \right\} \quad (2.86)$$

biçiminde olup V_d , ters gerilim değerlerinde de difüzyon gerimini ifade etmekte ve bu denklemde büyük parantez içerisinde bulunan son terim, $qV_d > 3kT$ şartıyla ihmal edilebilir ve bu denklem,

$$E_{\max}^2 = \frac{2qN_d}{\epsilon_s} \left(V_d - \frac{kT}{q} \right) \quad (2.87)$$

şeklinde elde edilebilir. Gauss teoreminden telafi olmamış donörlerden kaynaklanan yük,

$$Q_d = \epsilon_s E_{\max} = q \epsilon_s N_d \left(V_d - \frac{kT}{q} \right)^{1/2} \quad (2.88)$$

şeklinde olup, kapasitans ise

$$C = \frac{\partial Q_d}{\partial V_r} = \frac{\partial Q_d}{\partial V_d} = \left(\frac{q \epsilon_s N_d}{2} \right)^{1/2} \left(V_d - \frac{kT}{q} \right)^{-1/2} \quad (2.89)$$

olarak elde edilecektir. Burada $V_d = V_{d0} + V_r$ biçiminde olup V_{d0} , sıfır gerilim değerinde oluşan difüzyon gerilim değeridir. Bu durumda denk. (2.89),

$$C = \left(\frac{q \epsilon_s N_d}{2} \right)^{1/2} \left(V_{d0} + V_r - \frac{kT}{q} \right)^{-1/2} \quad (2.90)$$

biçiminde yazılabilir. Bu denklemde $-kT/q$ düzeltme terimi deplasyon bölgesinde elektronların sızma etkisini ifade etmektedir. Ayrıca denk. (2.90), kT/q terimi ihmal edildiğinde bu ifade deplasyon bölgesinin kenarında elektron yoğunluğu N_d değerinden

ihmal edilebilecek olan bir değere kadar düşebileceğini ifade eden deplasyon yaklaşımına denk olur. Bu yaklaşıma göre birim alan başına düşen kapasite,

$$C = \left(\frac{\varepsilon_s q N_d}{2V_d} \right)^{1/2} = \frac{\varepsilon_s}{w} \quad (2.91)$$

biçiminde olacaktır. Bu durumda C ve V_d arasında oluşan ilişki çok kolay bir şekilde bulunabilir. Çünkü deplasyon yaklaşımına göre difüzyon gerilimi,

$$V_d = \frac{q N_d w^2}{2\varepsilon_s} = \frac{Q_d^2}{2q\varepsilon_s N_d} \quad (2.92)$$

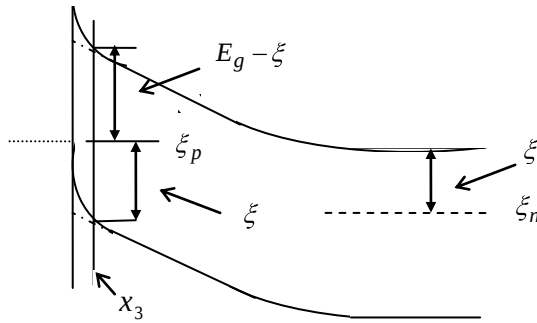
ifadesi biçimindedir. Denk. (2.91), azınlık taşıyıcıların etkisinin olmadığı bir durumda elde edilen kapasitans değerini ifade etmekte ve ε_s dielektrik sabitine, w kalınlığına sahip olan bir paralel plakalı kapasitörün kapasitans değerine eşit olduğunu göstermektedir. Ancak deplasyon bölgesi paralel plakalı olan bir kapasitörden farklıdır. Çünkü deplasyon bölgesi uygulanan gerilime bağıllık göstermekte ve bu bölgede bulunan yükler elektrotlar üzerinde bulunan yüzey yükünden ziyade uzay yüküdürler (Henisch 1989).

Azınlık taşıyıcılarının etkisinin olduğu durumda Şekil 2.17’de gösterildiği gibi engel yüksekliği $E_g - \xi$ değerinden büyükse metale yakın olan boşluk yoğunluğu donör yoğunluğundan fazla olacak ve kısmen telafi olmamış olan donörler ve kısmen boşluklar ara yüzeyde elektrik alanına neden olacaklardır. Ayrıca bu durumda boşlukların etkisi önemlidir ve uygulanan ters gerilimin anlık bir değeri olan V_1 ’in $V_{d0} - \left(\frac{kT}{q} \right)$ değerinden daha küçük olabilecek bir değerle sonuçlanmasına neden olmaktadır.

Genel olarak boşluklar kapasitans ve engel yüksekliği üzerinde etkili olmakla birlikte boşluk konsantrasyonu N_d ’den çok farklı olduğunda engel yüksekliği üzerinde çok fazla etkili olmayacaktır. Boşluk-quasi Fermi seviyesi olarak ifade edilen ξ_p metal-Fermi seviyesi ile aynı seviyede olduğunda boşluk yoğunluğunun donör yoğunluğuyla

$p \geq N_d$ şeklinde olması gerekir. Ancak $p \geq N_d$ olması için Şekil 2.17’de gösterildiği gibi $x = x_3$ düzleminin solunda boşluk-quasi Fermi seviyesi ile valans bandı arasında ξ kadar olan bir mesafenin veya iletkenlik bandının altıyla boşluk-quasi Fermi seviyesi arasında $E_g - \xi$ kadar olan bir mesafenin olması gerekmektedir. Ayrıca $x > x_3$ konumunda uzay yükünde tamamen telafi olmamış olan donörler olacak ve engelse parabolik biçimde olacaktır. $x < x_3$ durumundaysa uzay yükü bölgesinde boşluklar baskın olmaya başlayacaklardır ve p ’nin enerjiye eksponansiyel olarak bağlılığından dolayı engel çok dik olarak yükselmeye başlayacaktır. Telafi olmamış olan donörlerin engel potansiyeline olan katkısını Şekil 2.17’de $x = x_3$ düzleminin solunda bulunan kırık çizgilerle göstermemiz mümkündür. $x < x_3$ için engel çok dik olarak yükseldiğinden x_3 mesafesi çok küçük olacaktır ve $x = 0$ ’da engel yüksekliği değeri $x = x_3$ ’de $E_g - \xi$ değerinde olan engel yüksekliği değerinden çok farklı bir değere sahip olmayacaktır.

Dejenere olmuş olan bir yarıiletken için ξ negatiftir ve azınlık taşıyıcıların yoğunluğu akseptör yoğunluğunu geçtiğinde iletkenlik bandının altının metal Fermi seviyesine kadar uzanması gerekmektedir. Bu nedenle kapasitans için engel yüksekliği $E_g - \xi$ ’ye ve difüzyon voltajı $E_g - 2\xi$ ’ye eşit olacaktır (Rhoderick and Williams 1988).



Şekil 2.17. Azınlık taşıyıcılarının etkisini gösteren Schottky engel yapının durumu.

2.9.2. Arayüzey Tabakasının Kapasitansa Etkisi

Schottky diyotta ara yüzey tabakasından dolayı kaynaklanan kapasitans, uygulanan gerilime bağlı olarak deplasyon bölgesinde bulunan yükler değişeceğinden dolayı farklılaşmakta ve deplasyon bölgesinin kapasitansı ile seri halde bulunmaktadır.

Ara yüzey tabakasının yeterince ince olması kapasitans analizi için kolaylıktır. Çünkü ince yapıya sahip ara yüzey tabakası metal ve yarıiletken arasında tünelleme ihtimaliyetini artırmakta ve kapasitansı hesaplamak için dikkate alınmadığı gibi azınlık taşıyıcılarına doğrudan bir katkı yapmamaktadır. Fakat bu haller dolaylı olarak kapasitansı etkileyebilmekte ve uygulanan gerilimin ve telafi olmamış donörlerin etkisiyle yükler arasında bulunan ilişkiyi değiştirebilmektedir (Henisch 1989). Ayrıca ara yüzey tabakasını işgal eden elektronlar metalden tünellemeyle geçmekte ve yapıya bir gerilim uygulandığında net negatif yük miktarı artmaktadır. Böylece toplam kapasitans homojen yapının kapasitansından farklı olacaktır (Blood and Orton 1992). Bu nedenle ara yüzey hallerinin olduğu durumda oluşan kapasitansı,

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_d} + \frac{1}{C_{ox} + C_s} \quad (2.93)$$

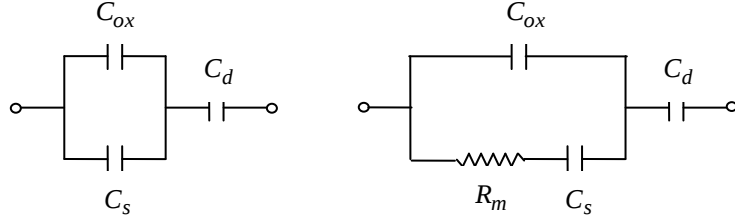
biçiminde ifade etmek mümkündür ve bu denklemde C_d , C_{ox} ve C_s ,

$$C_d = \left(\frac{\epsilon_s q N_d}{2} \right)^{1/2} \left(V_d - \frac{kT}{q} \right)^{-1/2} \quad (2.94)$$

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_i}{\delta_b} \quad (2.95)$$

$$C_s = qD_s \quad (2.96)$$

biçiminde olup C_d , V_d difüzyon sabitine sahip olan ideal Schottky engelinin kapasitansı ya da deplasyon kapasitansı olarak adlandırılmaktadır ve C_{ox} , ϵ_i dielektrik sabitine ve δ_b aralıklı olan paralel plakalı bir kapasitörün kapasitansına benzer olarak, oksit tabakasının kapasitansı olarak ifade edilmektedir. Ayrıca C_s ise oksit



Şekil 2.18.a-b. Arayüzey tabakasının zayıf, düşük frekans durumunda (a) ve yüksek frekans durumunda (b) Schottky engeli için eşdeğer devre yapısı.

kapasitansına paralel olan ve ara yüzey hallerinin etkisinden kaynaklanan ilave bir kapasitansdır. Bu kapasitans hal yoğunluğunun metal Fermi seviyesi ile belirlendiği ve $q\Delta V_i$ enerji aralığında sabit olduğu ara yüzey tabakasında potansiyelde oluşan ΔV_i kadar bir değişimin yükte $qD_s\Delta V_i$ kadar bir değişime neden olmasıyla oluşan kapasite değeridir. Böylece C_d , C_{ox} ve C_s kapasitans değerlerinden oluşan eşdeğer devre Şekil 2.18.a’da gösterilmektedir.

Ara yüzey hallerinin enerji dağılımlarının devamlı olmayıp ayırık olan enerji seviyelerine sahip olduğunu ve ara yüzey hallerinin işgal etme ihtimaliyetini f_s ile, gösterirsek, ΔV_i gerilim değişiminden dolayı ara yüzey yükünde oluşan değişim

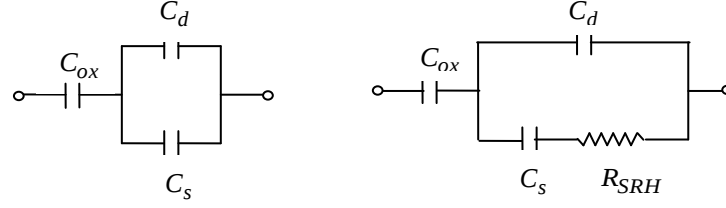
$$qN_s \left(\frac{\partial f_s}{\partial V_i} \right) \Delta V_i = qN_s \left(\frac{\partial f_s}{\partial E_s} \right) \left(\frac{dE_s}{dV_i} \right) \Delta V_i \quad (2.97)$$

olarak ifade edilebilir. Burada N_s ve E_s , birim alan başına ayırık ara yüzey hallerinin konsantrasyonunu ve enerjisini göstermektedir. f_s için Fermi-Dirac dağılımını $\partial f_s / \partial E_s = -qf_s \left(1 - f_s \right) / kT$ ifadesi biçiminde ve E_s ’yi $dE_s / dV_i = -1$ şeklinde elektron-volt olarak ifade edersek,

$$qN_s \frac{\partial f_s}{\partial V_i} \Delta V_i = \frac{q^2 N_s}{kT} f_s \left(1 - f_s \right) \Delta V_i \quad (2.98)$$

ifadesini elde edebiliriz. Ayrıca C_s ,

$$C_s = \frac{q^2 N_s}{kT} f_s \left(1 - f_s \right) \quad (2.99)$$



Şekil 2.19.a-b. Arayüzey tabakasının kalın, düşük frekans durumunda (a) ve yüksek frekans durumunda (b) Schottky engeli için eşdeğer devre yapısı.

biçimindedir. Bu denklemde f_s değeri 0 veya 1 değerini aldığında $C_s = 0$ olur ve E_s , E_{fm} ile aynı seviyede olduğunda C_s maksimum değerine ulaşır.

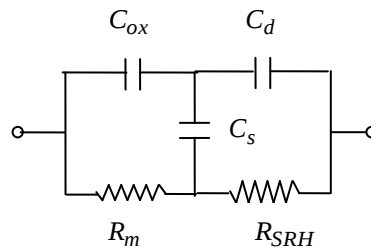
Ara yüzey tabakası yeterince ince olduğunda ara yüzey hallerin zaman sabiti çok kısa olacak ve yüksek bir ölçüm frekansını izleyebileceklerdir. Ancak ara yüzey tabakasının kalınlığı arttığında ya da uygulanan frekans, yüksek frekans değerlerine kadar artırıldığında τ_m olarak ifade edilen ara yüzey hallerinin zaman sabiti, ara yüzey hallerinin yoğunluğundan çok büyük olabilecektir. Bu durumda oluşan eşdeğer devre Şekil 2.18.b'de gösterilmektedir. Şekil 2.18.b'de R_m tünelleme direncini ifade etmekte ve $R_m C_s$ ise τ_m zaman sabitine eşit olmaktadır.

Metal ve ara yüzey halleri arasında bulunan yalıtkan tabakanın elektronların tünelleymeyeceği kadar çok kalın olduğu düşünülürse, metalden valans bandına doğru boşlukların tünellemesi çok az olacak ve boşluk-quasi Fermi seviyesi yarıiletken Fermi seviyesi ile aynı olacaktır. Böylece ara yüzey hallerinin yoğunluğu, Shockley-Read-Hall rekombinasyon mekanizmasına benzer olarak yarıiletkenin valans ve iletkenlik bantları arasında karşılıklı elektron alış-verişi ile belirlenebilecektir. Ayrıca bu durumda ara yüzey hallerinin işgal etme ihtimali yarıiletken Fermi seviyesi ile belirlenmektedir. Ara yüzey hallerinin sürekli enerji seviyelerine sahip olduğu durumda kapasitans qD_s değerine ya da ayırık enerji seviyelerine sahip olduğundaysa $q^2 N_s f_s \left(\frac{1}{f_s} - \frac{1}{f_s} \right) kT$ değerine eşittir ve ara yüzey-hal kapasitansı deplasyon kapasitansı ile paraleldir. Böylece düşük ve yüksek frekans değerlerinde oluşan eşdeğer devre Şekil 2.19'da

gösterilmektedir. Ara yüzey tabakası ince yapıda olduğunda metalle, kalın olduğundaysa yarıiletkenle daha iyi bir iletim kurar. Ancak ara yüzey tabakasının çok kalın ya da çok ince olmadığı ara durumda eşdeğer devre yapısı Şekil 2.20’de gösterilmektedir. Şekil 2.20’de görüldüğü gibi ara yüzey tabakası ince bir yapıda olduğunda C_s kapasitansı C_{ox} kapasitansı ile paralel, kalın bir yapıda olduğunda C_s kapasitansı C_d deplasyon kapasitansı ile paralel olacaktır.

Metal ve ara yüzey halleri arasında elektronların tünelleme ihtimaliyeti zayıfsa, ara yüzey hal yoğunluğunun E_f^s ile belirlenme ihtimaliyeti çok düşük olur. Ancak ara yüzey hal yoğunluğu E_f^s ile belirlenmediğinde ara yüzey hal enerjisi E_f^s ile aynı seviyede olacak ve kapasitans değeri maksimuma ulaşamayacaktır. Ara yüzey halleri valans bandıyla baskın olarak değiş tokuş yaparsa ve boşluk-kuasi-Fermi seviyesi E_{fm} ’le aynı hizadaysa ara yüzey hal yoğunluğu bu durumda E_{fm} ’le belirlenebilecektir. Ancak ara yüzey halleri iletkenlik bandında bulunan elektronlarla baskın olarak karşılıklı değiş tokuş yaparsa hal yoğunluğu ξ_n veya E_f^s ile belirlenebilecektir.

Ara yüzey tabakasında potansiyel, ara yüzey hallerinin yük değişiminden dolayı uygulanan gerilimle ve ara yüzey hallerinin enerjisiyle değişmektedir. Bunun sonucundaysa ara yüzey yüklerinin değişmesiyle kapasitans değişmekte, difüzyon potansiyelinin değişmesiyle C_d deplasyon kapasitansı değişmekte ve difüzyon potansiyelinde oluşan değişim diyotta bir frekans değerinde termoyonik emisyon akımını değiştirmektedir.



Şekil 2.20. Yalıtkan ara yüzey tabakasına sahip Schottky engeli için eşdeğer devre.

2.9.3. Derin Tuzakların Kapasitansa Etkisi

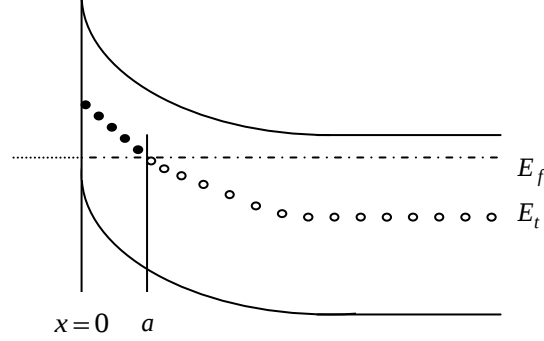
Deplasyon bölgesinde derin tuzak seviyesi Fermi seviyesiyle birlikte değiştiğinde tuzak seviyesi ve tuzakta bulunan yüklerin davranışı değişecektir. Çünkü bant bükülme miktarı uygulanan gerilime bağlı olduğundan dolayı tuzaktaki yüklerin durumu uygulanan gerilime bağlı olacak ve sonuçta kapasitans etkin olacaktır. Schottky kontaklarda tuzakların kapasitansa etkisini inceleyebilmek için düşük kusur konsantrasyonlarını karakterize ve dedekte edebilen uygun metotlar kullanılmalıdır.

Şekil 2.21, E_t enerji değerine sahip olan tek bir tuzak enerji seviyesi içeren bir n-tipi yarıiletkeni göstermektedir ve tuzakların tüm yarıiletken boyunca homojen bir biçimde dağıldığı kabul edilmektedir. Tuzak seviyeleri $V=0$ 'da E_f enerji seviyesinin altında ise bu seviyeler elektronlarca işgal edilebilecek, E_f enerji seviyesinin üzerinde ise boş olabileceklerdir. Ancak bu sırada bir ters gerilim uygulanırsa Fermi seviyesi elektron ve boşluklar için quasi-Fermi seviyelerine yarılacaktır. Yapıya doğru gerilim uygulandığında ξ_n elektron quasi-Fermi seviyesi yarıiletken Fermi seviyesi ile yatay ve aynı hizada olacak ve ξ_p boşluk quasi-Fermi seviyesi metal Fermi seviyesi ile yatay ve aynı hizada bulunacaktır. Elektron quasi- Fermi seviyesinin yükselmiş olduğu bölgede elektron konsantrasyonu önemsiz olacak kadar küçük olacak ve her iki quasi-Fermi seviyesinin düz olarak kaldığı tahmin edilebilecektir.

Genelde tuzakların işgal olma ihtimaliyeti Shockley-Read-Hall istatistiğiyle belirlenmektedir. Bu istatistiğe göre bir tuzanın bir elektronla işgal edilebilme ihtimaliyeti,

$$f = \frac{\sigma_n n \nu + e_p}{\sigma_n n \nu + e_n + \sigma_p p \nu + e_p} \quad (2.100)$$

biçimindedir. Bu denklemde σ_n ve σ_p tuzak seviyelerinin elektron ve boşluk yakalama tesir kesitlerini ve ν ortalama termal hızı ifade etmekte ve e_n , e_p ise tuzak



Şekil 2.21. Sıfır gerilim değerinde derin tuzakların yüklerinin durumu (Boş daireler pozitif olarak yüklenmiş tuzakları, siyah nokta şeklinde olanlar nötral tuzakları göstermektedir).

seviyesinden iletkenlik bandına bir elektronun geçme ihtimaliyetini ve tuzak seviyesinden bir boşluğun valans bandına geçme ihtimaliyetini belirtmektedir. Ayrıca c_n ve c_p , tuzak seviyelerinin elektron ve boşluk yakalama tesir kesitleridir. Böylece $\sigma_n \nu = c_n$ ve $\sigma_p \nu = c_p$ şeklinde elde edilen eşitliklerden $c_p / c_n = \sigma_p / \sigma_n$ ifadesi elde edilebilir ve c_n ve c_p ile ilgili olan e_n ve e_p eşitlikleri,

$$e_n = c_n n_i \exp \left[\frac{(E_t - E_i)}{kT} \right] = c_n n \exp \left[\frac{(E_t - \xi_n)}{kT} \right] \quad (2.101)$$

$$e_p = c_p n_i \exp \left[\frac{(E_i - E_t)}{kT} \right] = c_p p \exp \left[\frac{(\xi_p - E_t)}{kT} \right] \quad (2.102)$$

ifadeleri biçiminde yazılabilir. Bu ifadelerde n_i asal taşıyıcı konsantrasyonunu ve E_i asal Fermi seviyesini belirtmektedir.

Hemen hemen tüm kapasitans ölçümleri küçük genlikli olan ω_s alternatif akım test sinyal frekansının kullanılmasını gerektirmekte ve uygulanan ters gerilimi değiştirerek yapılmaktadır. Uygulanan gerilim değeri değiştiğinde tuzaklar hemen doldurulmayacak ya da hemen boşaltılamayacakları için tuzakların kapasitansa olan katkısı ω_s ve ω_b frekans değerlerinin zaman sabitinin tersiyle olan değişim biçimlerine göre bağlılık gösterecektir. Bant aralığının daha üst yarısında uzanan, tüm deplasyon bölgesi boyunca düz olduğu sanılan ve elektron-quasi Fermi seviyesiyle kontrol edilen tuzakların tuzak

zaman sabiti $\tau_r = (e_n + c_n n)^{-1}$ şeklinde belirtilebilecek ve işgal olan tuzaklar uygulanan gerilimle değiştiği için bu tuzak seviyeleri quasi-Fermi seviyesine yakın bir durumda olacaklardır. Bu durumda bu tuzaklar için $c_n n \approx e_n$ ifadesini yazmak ve tuzakların ortalama zaman sabitini $(2e_n)^{-1}$ şeklinde elde etmek mümkün olacaktır (Henisch 1989).

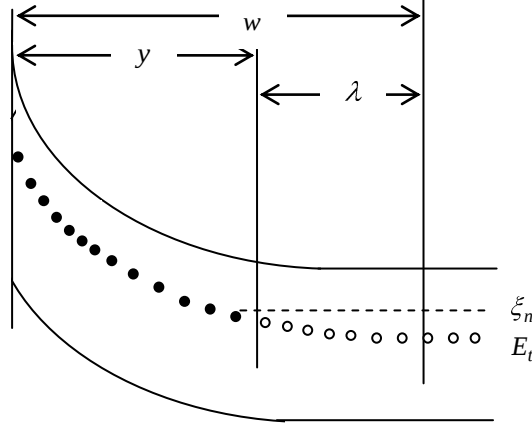
Tuzak seviyelerinin kapasitansa olan katkısı zaman sabitinin frekansla olan değişim biçimine göre üç durumda incelenebilir:

I. $2e_n > \omega_s > \omega_b$ Şartı

Bu durumda tuzaklar uygulanan gerilim değişimini ve test sinyalini izleyebilirler. Ayrıca tuzak seviyelerinin donör tipi tuzak seviyeleri olduğu kabul edilirse, Şekil 2.22’de gösterildiği gibi bu tuzaklar $x=y$ düzleminin solunda pozitif yüklü olacaklar ve $x>y$ için nötr olacaklardır. Bu durumda ters gerilim değeri V_r ’den $V_r + \Delta V_r$ ’ye kadar artırıldığında pozitif yük, tuzak yükünde oluşan değişimden dolayı $qN_t \Delta y$ kadar ve telafi olmamış olan donörlerden dolayı $qN_d \Delta w$ kadar artacaktır. Burada $qN_t \Delta y$ katkısı iletkenlik bandıyla tuzakların karşılıklı elektron değiş tokuş etmesinden dolayı kaynaklanmaktadır ve $x=y$ düzleminin solunda J_{c2} sapma akım yoğunluğunun bir katkısı oluşmamaktadır. Böylece kapasitans, $C = q(N_d \Delta w + N_t \Delta y) / \Delta V_r$ şeklinde elde edilecektir. ΔV_r artışı ω_s test sinyal frekansını ve ω_b frekansının uygulanan gerilimle olan değişimini içermektedir. Bu nedenle diferansiyel kapasitans,

$$C = \frac{\Delta Q}{\Delta V_r} = \frac{\epsilon_s (N_d \Delta w + N_t \Delta y)}{N_d w \Delta w + N_t y \Delta y} \quad (2.103)$$

biçiminde ifade edilebilir. Bu denklem $x=y$ ’de N_t tuzak yoğunluğu ve $x=w$ ’da N_d donör yoğunluğu olmak üzere homojen olmayan donör ve tuzak dağılımları için geçerlidir. Ancak donör yoğunluğu homojense $w-y$ farkı deplasyon yaklaşımına göre,



Şekil 2.22. Derin tuzak seviyeleri üzerine uygulanan ters gerilimin etkisiyle yüklerin durumu (Boş daireler pozitif olarak yüklenmiş tuzakları, siyah nokta şeklinde olanlar nötral tuzakları göstermektedir).

$$w - y = \left\{ \frac{2\varepsilon_s (E_F - E_t)_{gövdde}}{qN_d} \right\}^{1/2} = \lambda \quad (2.104)$$

şeklinde verilir. Bu durumda kapasitans,

$$C = \frac{\varepsilon_s (N_d + N_t)}{N_d w + N_t y} \quad (2.105)$$

ifadesi biçiminde elde edilecektir ve bu ifade görüldüğü gibi paralel plakalı kapasitörlerin kapasite ifadesinden farklıdır (Rhoderick and Williams 1988).

II. $\omega_s > 2e_n > \omega_b$ Şartı

Bu durumda tuzaklar test sinyalini izleyememektedir ve kapasitans deplasyon bölgesinin kenarında tamamen elektron hareketiyle belirlenmektedir. Böylece kapasitans,

$$C = \varepsilon_s / w \quad (2.106)$$

şeklinde ifade edilebilir. Fakat tuzakların ortalama işgal olma süresi bir ω_b frekans değerinde uygulanan gerilimin değişimini izleyebilir ve w ile V_r arasında oluşan ilişkiyi etkileyebilir. Donor tipi olan tuzaklar için w ve $\varepsilon_s / C = y$ şeklinde oluşan değişimden dolayı uygulanan ΔV_r geriliminde oluşan değişim,

$$\Delta V_r = \frac{q}{\varepsilon_s} (N_d w \Delta w + N_t y \Delta y) \quad (2.107)$$

olarak belirtilebilir. Böylece,

$$\frac{\partial C^{-2}}{\partial V_r} = \frac{2w}{\varepsilon_s^2} \times \frac{\partial w}{\partial V_r} = \frac{2}{q \varepsilon_s (N_d + N_t (y/w))} \quad (2.108)$$

ifadesi elde edilir. Ancak donor yoğunluğunun homojen ve y/w oranı 1 olursa uygulama geriliminin büyük olan değerlerinde donor yoğunluğu $N_d + N_t$ değerini alır. Ayrıca N_d donor yoğunluğunun sabit olduğu kabul edilirse denk. (2.108), N_t 'yi vermesi için kullanılabilir ve homojen olan bir donor dağılımı için $w - y = \lambda$ 'ya eşit bir sabit olarak ifade edildiğinde denk. (2.108),

$$\frac{\partial V_r}{\partial C^{-2}} = \frac{q \varepsilon_s}{2} \left(N_d + N_t - \frac{\lambda N_t C}{\varepsilon_s} \right) \quad (2.109)$$

şeklinde elde edilir. Ancak ω_s test frekansı C_{lf} olarak ifade edilen düşük bir frekans değerinden C_{hf} olarak belirtilen yüksek bir frekans değerine kadar artırılırsa oluşan bu artış miktarı,

$$C_{lf} - C_{hf} = \frac{\varepsilon_s N_t (w - y)}{w(N_d w + N_t y)} \quad (2.110)$$

ifadesi şeklinde belirtilebilir ve ara frekans değerinde oluşan kapasitans,

$$C = C_{hf} + \frac{C_{lf} - C_{hf}}{1 + \omega_s^2 \tau^2} \quad (2.111)$$

olarak elde edilir (Rhoderick and Williams 1988).

III. $\omega_s > \omega_b > 2e_n$ Olduğu Durum

Bu durumda tuzaklar test sinyalini ve uygulanan gerilimin modülasyonunu izlemeyeceklerdir. Aynı zamanda oluşan kapasitans ise denk. (2.106) ile verildiği gibi tamamen deplasyon bölgesinin kenarında elektronların hareketleriyle belirlenecektir. Tuzaklar uygulanan gerilimle deplasyon bölgesinin genişliğini etkilemeyecektir ve donör tipi tuzak seviyeleri için,

$$\frac{\partial C^{-2}}{\partial V_r} = \frac{2}{\varepsilon_s q N_d} \quad (2.112)$$

eşitliğini ve akseptör tipinde olan tuzak seviyeleri için ise,

$$\frac{\partial C^{-2}}{\partial V_r} = \frac{2}{\varepsilon_s q (N_d - N_t)} \quad (2.113)$$

biçiminde kapasitansın ters gerilimle olan değişimini ifade etmemiz mümkün olacaktır.

Böylece ters gerilim altında ve tuzakların varlığında oluşan kapasitans, test frekansının karışık bir fonksiyonu olmaktadır. Fakat kapasite deneysel olarak test frekansından bağımsız olarak davranmaktaysa bu durumda tuzak seviyelerinin olmadığı belirtilebilir (Rhoderick and Williams 1988).

3. MATERYAL ve YÖNTEM

Üzerinde çalıştığımız GaTe, birçok yarıiletkenin farklı olarak tabakalı kristal yapıya sahiptir. GaTe'nin bu yapısı onu diğer kristallerden farklı bir zemine oturtmakta ve bu yapısından dolayı GaTe üzerine yapılabilecek kontak çalışmalarında çoğu yarıiletkenin deneysel çalışma metodlarından farklı olarak farklı yöntemlerin kullanılmasını gerekli kılmaktadır.

3.1. Deney Düzenegi ve Kontak Fabrikasyonu

Deneysel metal yarıiletken kontak çalışmalarında kontak fabrikasyonu buharlaştırma ya da sputter (cıglama) gibi farklı metodlar kullanılarak gerçekleştirilmektedir. Buharlaştırma metodu daha pratik, kullanışlı ve yaygın olmasından dolayı daha çok tercih edilmektedir. GaTe üzerine yaptığımız kontak çalışmalarımızda buharlaştırma metodu tercih edildi.

Deneysel çalışmalarda iyi bir buharlaştırma gerçekleşmesi için bazı özel sistemlerin olmasını gerektirmektedir. Hava temizleme sistemine sahip temiz ortamların hazırlanan kontakların performans ve güvenilirliğini etkilemektedir. Ayrıca temiz, güvenilir ve iyi bir vakumlama kapasitesine sahip donanımlı sistemlerin kullanılması gerekmektedir. Aksi takdirde iyi bir vakum sistemde ve temiz olmayan ortamlarda hazırlanan kontak yapılar ortamda mevcut kirliliklerin numune üzerinde fazladan kirliliklere ve sonuçta ilave homojensizliklere sebebiyet vereceğinden dolayı güvenilir olmayacaklardır. Çünkü Schottky kontağın deneysel aşaması fabrikasyon şartlarına çok hassastır.

Çalışmalarımızda ortamın ve sistemin kontak yapılarda önemi çok iyi bilindiğinden laboratuvarımızda numunelerin temiz ortamlarda hazırlanması, tutulması için bir hava temizleyicisi (air cleaner sistemi) ve Şekil 3.1'de gösterilen 10^{-8} Torr basınca kadar

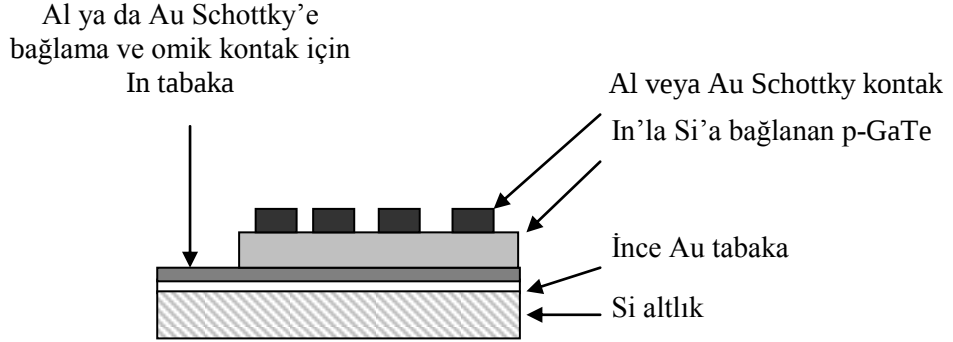


Şekil 3.1. Ölçme laboratuvarımızda mevcut buharlaştırıcı sistemimizin görünümü.

vakumlama yapabilen Turbo Moleküler pompa destekli bir buharlaştırıcı sistemi kullanıldı. Ayrıca numunenin omik işlem sırasında hassas olarak tavlınması amacıyla önceden tasarlanmış sıcaklık ve sürenin hassas kontrol edilebildiği ve bilgisayar destekli ısıtım ünitesi kullanıldı (Efeoğlu *et al.* 2000).

GaTe'nin tabakalar arasında zayıf Van der Waals ve tabakalar içerisinde ise daha güçlü kovalent bağları bulunmaktadır (Wan *et al.* 1993). GaTe'nin bu yapısı tabakaların birbirlerinden kolaylıkla ayrılmasına neden olmaktadır. GaTe'nin bu özelliği bu bileşik üzerinde devre elemanı fabrikasyonu öncesi herhangi bir kimyasal temizliği gerektirmemektedir.

GaTe numuneleri üzerine yapılacak herhangi bir işlemten önce numuneler üzerinde



Şekil 3.2. Si altlık üzerine yapılan kantağın yapısı.

atmosfere açık olan yüzeyin zamanla oksitlenmiş olduğundan metalizasyon öncesi kaldırılması gerekmektedir. Bu amaçla numunenin üst tabakası mikroskop altında kontrollü olarak kaldırıldı. Numunelerimiz üzerine omik kontak işleminin ilk aşaması, Şekil 3.1'de gösterilen buharlaştırıcı sistemimizde yaklaşık 1×10^{-7} Torr basınç altında In'un termal buharlaştırmasıyla gerçekleştirildi. Bu işlemin son aşaması minyatür ısıtım işlem fırınında kuru azot gaz akışı altında, 225°C 'de 160 s. ısıtım işlemle daha önceden özel olarak hazırlanmış Şekil 3.2'de görüldüğü gibi p-Si (p^{+} -Si) altlık (In/Au/ p^{+} -Si) üzerine yapıştırılarak numune proses edilebilir hale getirildi. Omik işleminden sonra numunelerin aynı yöntemle ve kontrollü olarak diğer yüzeyinden de tabaka kaldırılarak Schottky metalizasyonuna hazırlandı. Numuneler üzerine Schottky kontaklar 0.5 mm gölge maske kullanılarak 8×10^{-8} Torr basınçta Al ya da Au'nun termal olarak buharlaştırılmasıyla yapıldı. Şekil 3.2, GaTe üzerine yapılan In omik ve Al-Au/GaTe Schottky kontak aşamalarından sonra üzerinde ölçüme hazır hale gelmiş genel yapısını göstermektedir.

3.2. I-V ve C-V Ölçüm ve Analiz Sistemi

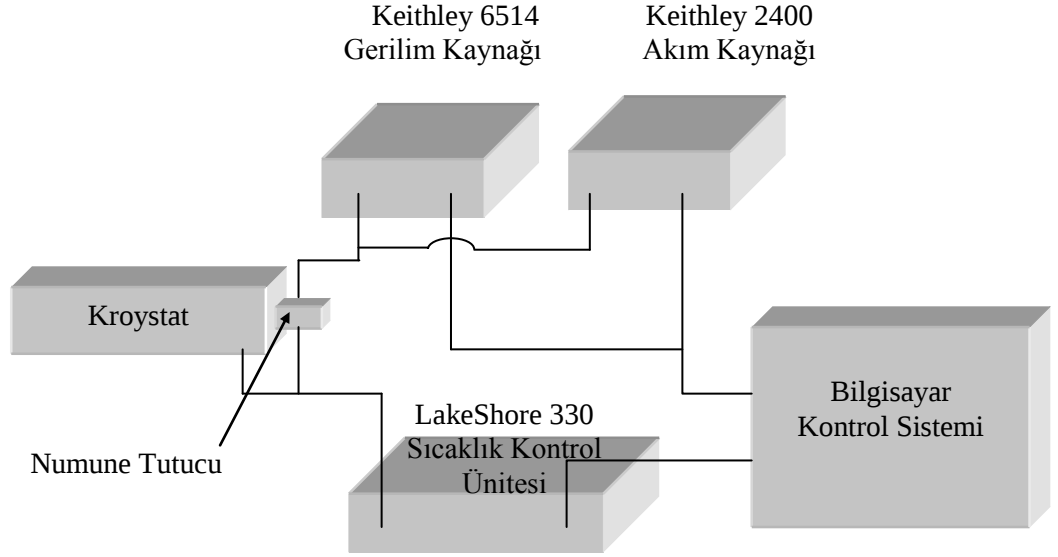
Metal-yarıiletken kontaklarda kontak yapının karakterizasyonu için akım-voltaj (I-V) ve kapasite-voltaj (C-V) ölçümlerinin alınması gerekmektedir. Çünkü Schottky kontakların temel yapısını açıklayan engel parametreleri ve taşıma mekanizmaları (Rhoderick and

Williams 1988) I-V ve C-V ölçümlerinden elde edilebilmektedir. Bu analizlerin yapılabilmesi için, I-V ve C-V ölçümlerinin de sıcaklığa bağlı yapılmasını gerektirmektedir.

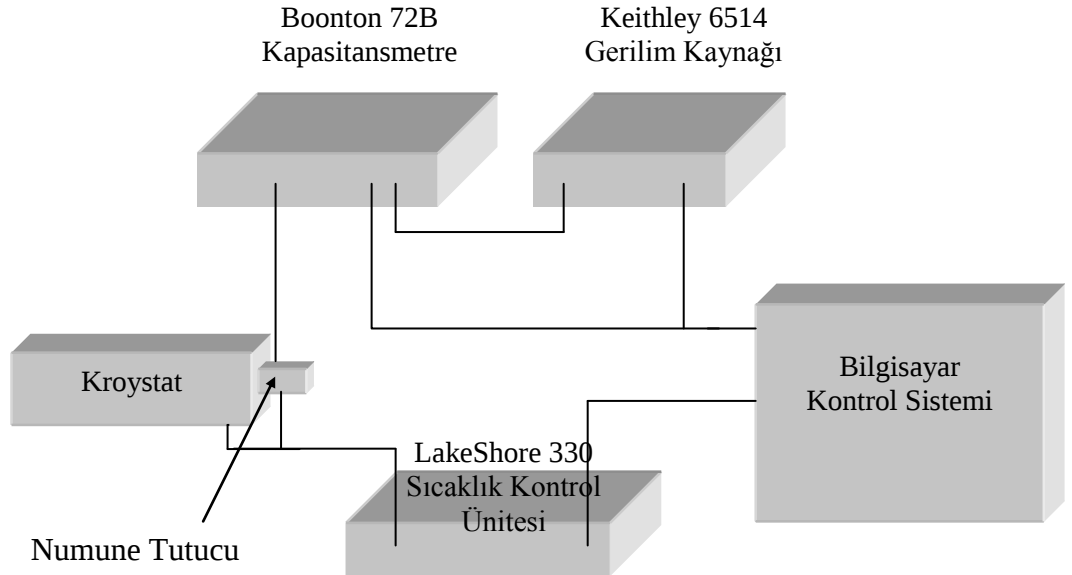
Sıcaklığa bağlı I-V ve C-V ölçümlerini gerçekleştirmek amacıyla Şekil 3.3, Şekil 3.4, ve Şekil 3.5’de gösterilen I-V ve C-V ölçüm sistemleri kullanıldı. Ölçüm sistemimiz Şekil 3.5’de görüldüğü gibi ± 0.1 K kararlılık ile LakeShore 330 sıcaklık kontrol ünitesi, 1 fA’e kadar akım ölçen Keithley 2400 akım kaynağı ve 1mV çözünürlük gerilim uygulayabilen Keithley 6514’den oluşmaktadır. 4-350 K sıcaklık aralığında çalışan kapalı-devre He kryostatı numuneyi istenilen sıcaklığa soğutabilmektedir. Ayrıca C-V ölçümlerinde aynı sisteme dahil olan Boonton 72B kapasitansmetresi kullanılmaktadır. Sistemimizde belirtilen akım, gerilim ve sıcaklık kontrol üniteleri bir bilgisayara bağlı olarak I-V ve C-V ölçümlerini yapabilen ‘I-V ve C-V Ölçüm-Analiz Programı’ (Efeoğlu 2005) adlı bir özel program dahilinde kontrol edilmekte ve çalışmaktadır.

Sistemimizin ± 0.1 K’den iyi kararlılığa sahip olması yapılan ölçümlerin güvenilirliği ve analizi için çok önemli bir rol oynamaktadır. Ayrıca Keithley 2400 akım, Keithley 6514 gerilim kaynakları yardımıyla 20 mA-1 pA aralığında akım ve 1 mV çözünürlükle 0-800 V uygulama gerilimi seçimi ve tüm sistemin bir bilgisayarla kontrol edilmesi ve işlem basamaklarının otomasyonunun yapılmış olması ölçüm ve analiz işlemlerinde birer avantaj oluşturmaktadır.

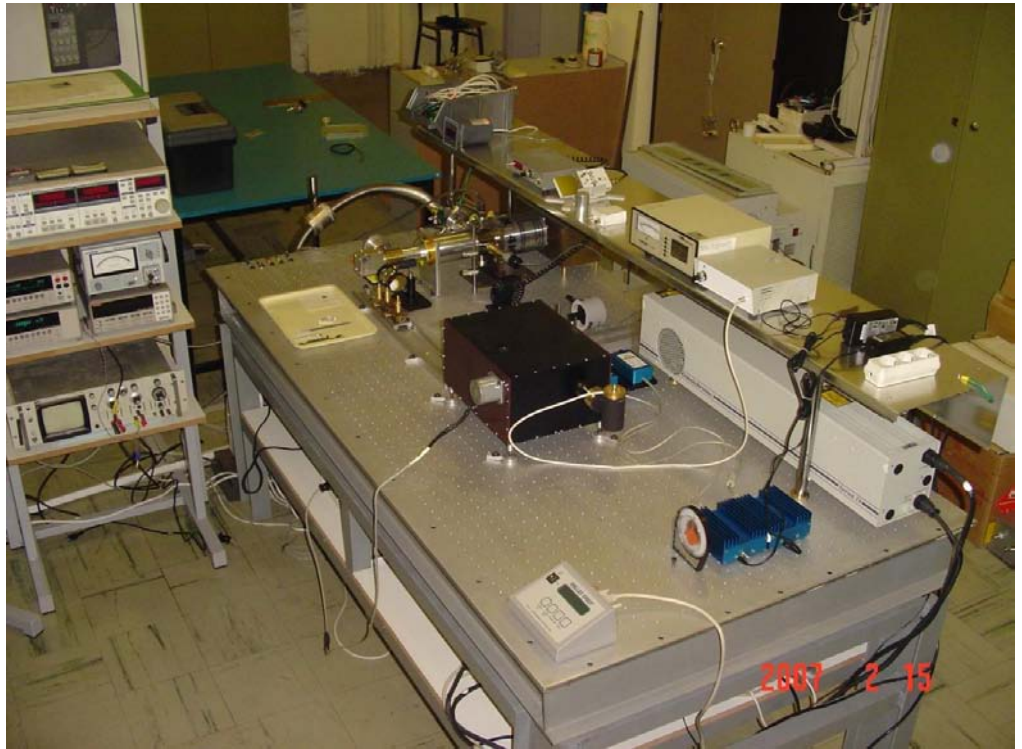
Ölçüme hazır hale gelmiş olan Al/p-GaTe ve Au/p-GaTe Schottky kontakları üzerinde sıcaklığa bağlı I-V ölçümleri 300-50 K sıcaklık aralığında ve C-V ölçümleri 1MHz sabit frekansta 300-110 K sıcaklık aralığında 10’ar K aralıklarla gerçekleştirildi. Numunelerin I-V ölçümlerinin uygulama gerilimi +1 V ile -0.5 V aralığında ve C-V ölçümlerinin uygulama gerilimi 0 V ile -1.8 V aralığında seçildi. Kapasitans-sıcaklık (C-T) ölçümleri 50-300 K aralığında Al/p-GaTe için -2 V ve Au/p-GaTe için -1 V sabit uygulama gerilimi altında yapıldı. Al/p-GaTe ve Au/p-GaTe numunelerinin I-V ölçümlerinin 50 K’de ve C-V ölçümlerinin 110 K’de tamamen ‘freeze out’ oldukları



Şekil 3.3. 4-350 K aralığında ölçüm yapabilen I-V Ölçüm sistemimizin blok diyagramı.



Şekil 3.4. 4-350 K aralığında ölçüm yapabilen C-V Ölçüm sistemimizin blok diyagramı.



Şekil 3.5. I-V ve C-V Ölçüm Sistemimizin görünümü.

görüldü. Ölçümlerde 50 mK'den daha az kararlılık seçimiyle tüm ölçümlerde numune sıcaklığının daha az bir salınımla kararlı hale gelmesi sağlandı. Ayrıca nümerik analiz için yeterli istatistiği sağlamak üzere ölçümlerde 5 mV gerilim artışı yapıldı.

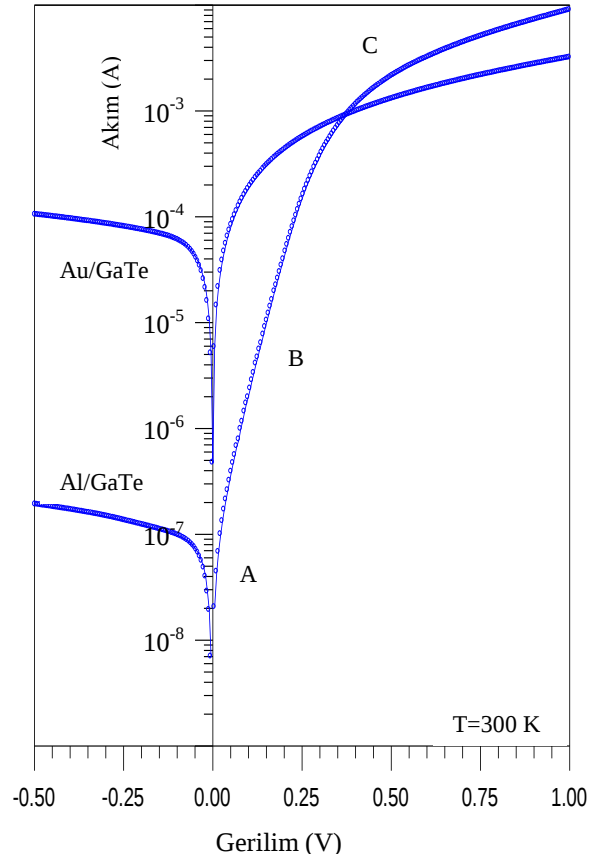
Ölçüm işlemleri tamamlanmış olan Al/p-GaTe ve Au/p-GaTe numunelerinin I-V ve C-V eğrileri 'I-V ve C-V Ölçüm-Analiz Programı' (Efeoğlu 2005) ve ticari MATLAB 7.1 programında analiz edildi ve değerlendirildi.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI ve TARTIŞMA

4.1. Sıcaklığa Bağlı I-V Ölçümleri

Schottky kontakların temel yapısını açıklayan engel parametreleri ve taşıma mekanizmaları (Rhoderick and Williams 1988) akım-voltaj (I-V) ölçümlerinden elde edilebilmektedir. Bu analizler için, I-V ölçümlerinin sıcaklığa bağlı yapılmasını gerekmektedir. I-V-T ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği, idealite faktörü, satürasyon akımı gibi parametrelerle diyotun sıcaklığa bağlı karakteristiği ortaya konulmaktadır.

Termal buharlaştırma ile elde edilen Al/GaTe ve Au/GaTe Schottky kontak yapılarının



Şekil 4.1. Al/GaTe ve Au/GaTe kristallerine ait 300 K’de ölçülen I-V değişimleri.

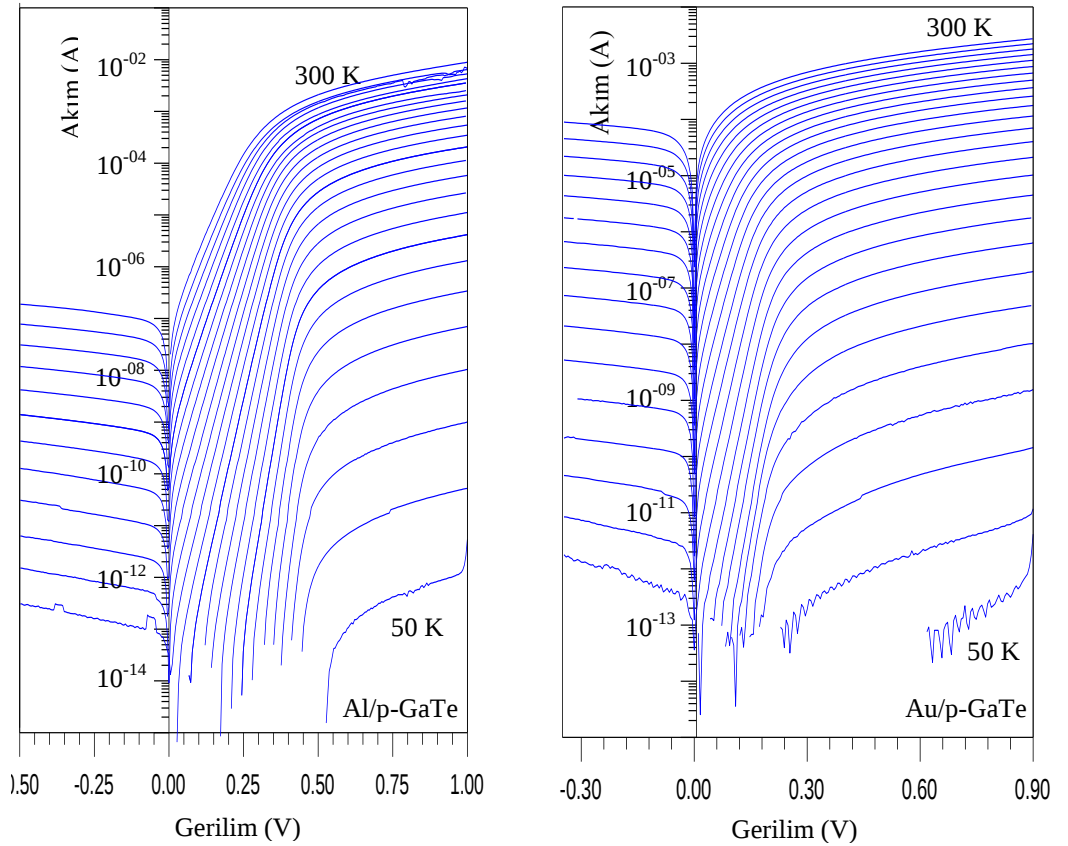
I-V-T ölçümleri, 50–300 K aralığında, yapıldı. Şekil 4.1, 300 K’de ölçülmüş Al/p-GaTe ve Au/p-GaTe Schottky kontak yapılarının I-V ölçümlerini göstermekte ve bu ölçümlerde iki kontak yapının, karakteristik doğrultucu özeliği gösterdiği görülmektedir. Ayrıca grafikte görüldüğü gibi her iki numunenin aynı uygulama gerilimlerinde farklı akım değerlerine sahip olması her iki numunenin farklı engel yüksekliği ve seri direnç değerlerine neden olabilecektir.

Şekil 4.1’de I-V ilişkisinden üç farklı karakteristik bölgenin olduğu görülmektedir. Bunlar;

- A. Düşük gerilim bölgesi,
 - B. Termal emisyon bölgesi ya da lineer bölge,
 - C. Yüksek gerilim bölgesi ya da seri direnç bölgesi,
- olmak üzere üç bölüme ayrılır.

Schottky kontaklarda uygulama gerilimine karşılık oluşan toplam akıma termoiyonik alan emisyonu, tünelleme, azınlık taşıyıcıların difüzyonu gibi mekanizmalar katkıda bulunurlar (Chin *et al.* 1990; Hernandez *et al.* 2001). Ayrıca uzay yükü bölgesinde tekrardan oluşum ve tekrardan birleşim, arayüzey halleri ve kenar akımlarının sızıntı akımlarına neden olduğu da düşünülmektedir (Tung 1992). Sızıntı akımlarının oluşmasında Schottky engel homojensizlikleri de etkilidir (Tung 2001). Uzay yükü bölgesinde oluşan tekrardan oluşum ve tekrardan birleşim daha çok düşük gerilimlerde etkili olmakta ve termoiyonik akıma eşlik etmekteyken (Hernandez *et al.* 2001), yarıiletken içerisinde oluşan azınlık taşıyıcıların enjeksiyonu yüksek gerilimlerde etkili olmaktadır (Henisch 1989). Yüksek gerilim bölgesinde etkili olan seri direnç I-V parametrelerinin hesaplanmasını etkilemektedir (Sato and Yasumura 1985). Böylece düşük gerilim bölgesinde ve yüksek gerilim bölgesinde gözlenen etkilerin az olduğu, akımın sadece termal emisyonla karakterize edildiği diyotlara ‘ideale yakın diyotlar’ denir. Bu nedenle diyot karakteristiklerini doğru olarak belirlemede bu tip yapıların fabrikasyonu önem kazanmaktadır.

Fabrikasyonu yapılan diyotlarda sıcaklığa bağlı genel karakteristiği ortaya çıkarabilmek amacıyla I-V-T ölçümleri yapıldı. Şekil 4.2.a ve 4.2.b., Al/GaTe ve Au/GaTe Schottky kontaklarının 50-300 K aralığında 10 K basamakla alınan ölçümleri göstermektedir. Şekil 4.2.a ve Şekil 4.2.b’de yarı logaritmik çizimde azalan sıcaklıkla lineer ilişkinin arttığı gözükmemektedir. Ayrıca Au/GaTe’nin yüksek sıcaklıklarda lineer davranış sergilemeyen termal emisyon bölgesi azalan sıcaklıkla birlikte lineerleşmektedir. Au/p-GaTe’de termal emisyon bölgesi $\approx 0-0.2$ V aralığında oluşurken Al/GaTe’de 0-0.5 V aralığında oldukça geniştir. Ayrıca Şekil 4.2.a ve 4.2.b.’de yaklaşık 0.5 V’tan sonra akım değerlerinin azalan sıcaklıkla hızlı azalışı gövdeden kaynaklanan ve artan seri direnç etkisidir. Böylece Şekil 4.2.a ve 4.2.b.’de görüldüğü gibi her iki numunenin I-V-T değişimlerinin hızla artan seri direnç etkisinden dolayı Al/GaTe’nin yaklaşık 60 K’de ve Au/GaTe’nin ise 70 K’de ‘freeze-out’ olduğu görülebilmektedir. Azalan sıcaklıkla hızla artan büyük seri dirence sahip bu tip numunelerde Schottky yapının



Şekil 4.2. a-b. 50-300 K sıcaklık aralığında ölçülen Al/GaTe (a) ve Au/GaTe (b)’nin I-V-T değişimleri.

parametrelerinin I-V-T ölçümlerinden daha kolay ve doğru olarak belirlenmesi için seri direnç değerlerinin elde edilmesi ve buna göre analiz edilmesi analizin güvenilirliği için gereklidir. Özellikle Şekil 4.2.b’de Au/p-GaTe kontak yapıya ait I-V-T değişimlerinde görüldüğü gibi orta lineer bölge yüksek sıcaklıklar için lineer değişimlere sahip olmadığından dolayı seri direnç analizi yapılmadan Au/p-GaTe için güvenilir sonuçlar elde edilmeyecektir. Al/p-GaTe ve Au/p-GaTe’nin yüksek gerilim değerlerinde, seri direnç etkisinden dolayı akımda görülen hızlı azalış literatürde p-GaTe üzerine yapılan kontak çalışmalarıyla benzerlik taşımaktadır (Bose and Pal 1997; Abay *et al.* 2003).

4.1.1. Seri Direncin Sıcaklığa Bağlı I-V Ölçümlerine Etkisi

I-V-T ölçümlerinden seri direnci elde etmek için literatürde, Norde metodu (Norde 1979), Cheung fonksiyonları metodu (Cheung and Cheung 1986), Werner metodu (Werner 1988) bulunmaktadır. Ancak bunlardan Cheung fonksiyonları daha kolay ve kullanışlı olmasından dolayı yaygın olarak kullanılmaktadır.

Cheung fonksiyonlarına göre seri direnç,

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = IR_s + n \left(\frac{kT}{q} \right) \quad (4.1)$$

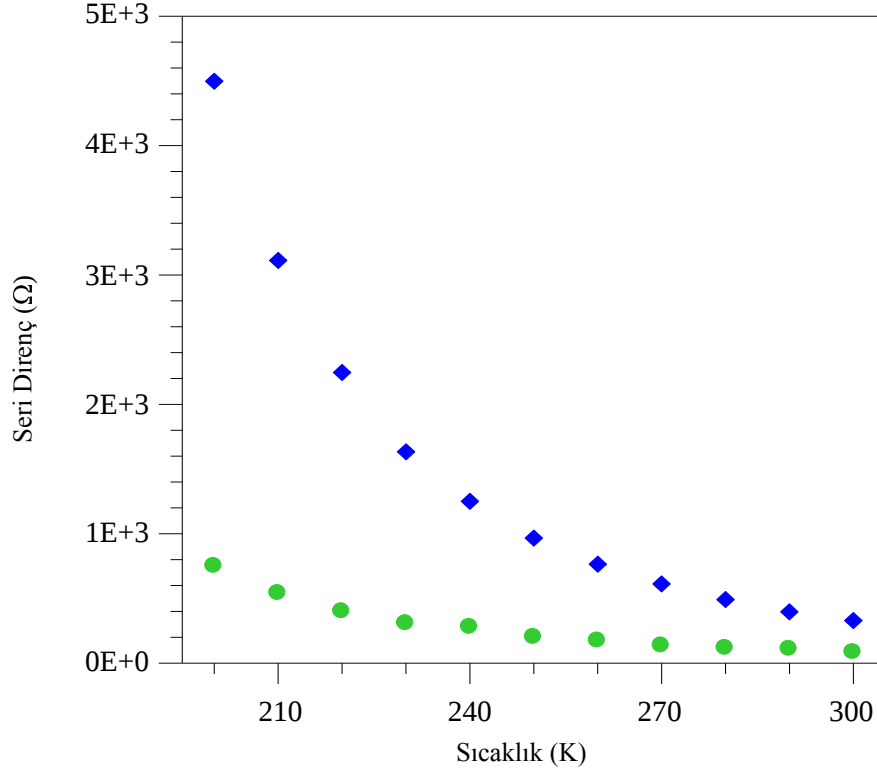
$$H(I) = V - n \left(\frac{kT}{q} \right) \ln \left(\frac{I}{AA^*T^2} \right) \quad (4.2)$$

ve $H(I)$ fonksiyonu

$$H(I) = IR_s + n\phi_b \quad (4.3)$$

denklemleri kullanılarak elde edilir. Bu denklemlerde V uygulanan gerilimi, I okunan akım değerini, k Boltzman sabitini, R_s seri direnci, A diyot alanını, A^* Richardson sabitini, T kontak yapının sıcaklığını, q elektronik yükü, n idealite faktörünü, ϕ_b engel yüksekliğini ifade etmektedir.

Bu eşitliklere göre sıcaklığa bağlı I-V eğrilerinin bizim ölçülerimizde yaklaşık en küçük



Şekil 4.3. 200-300 K arasında Au/GaTe (♦) ve Al/GaTe (●) Schottky kontakların Cheung fonksiyonlarına göre elde edilen seri direnç değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.

kareler metoduna göre polinom fit edilmekte ve V 'ye bağlı olan ve sayısal olarak $d \ln(I)/dV$ işlemi yapılmaktadır. Böylece denk. (4.1)'e göre $dV/d \ln(I)$ 'nin I 'ya karşı olan değişiminden elde edilen lineer doğrunun eğiminden R_s seri direnç değeri elde edilebilirken, $V=0$ 'da bu değişimin y -eksenini kestiği nokta Cheung fonksiyonlarına göre n idealite faktörünü vermektedir. Böylece elde edilen n değeri denk. (4.2)'de yerine konulursa $H(I)$ değerleri elde edilebilmektedir. $H(I)$ değerlerinin I 'ya karşı değişiminden eğim, Cheung yaklaşımının uyumunu kontrol etmek için kullanılan ikinci bir R_s değerini verirken eksenini kesen nokta ise Cheung fonksiyonlarına göre ϕ_b engel yüksekliğini vermektedir. Bu metot kullanılarak R_s seri direnç değerleri 300 K'de Al/p-GaTe için 83 Ω , Au/p-GaTe için 328 Ω olarak ve 80 K'de Al/p-GaTe için 98 M Ω ve Au/p-GaTe için 1595 M Ω olarak elde edildi. 80 K için elde edilen bu değerler seri direnç için çok yüksek değerlerdir. Şekil 4.3 ve Çizelge 4.1, Al/p-GaTe ve Au/p-GaTe

için 200–300 K ve 190-70 K arasında Cheung fonksiyonlarına göre elde edilen R_s seri direnç değerlerinin değişimini göstermektedir. Şekil 4.3'te görüldüğü gibi seri direnç değerleri yaklaşık oda sıcaklığından itibaren azalan sıcaklıkla birlikte hızla artmakta ve Au/GaTe'nin seri direnç değerlerinin artış hızı Al/GaTe'den çok daha fazla olmaktadır. 200 K'de Au/GaTe'nin seri direnç değeri 4498 Ω ve Al/GaTe'nin 749 Ω 'a eşit olmakta ve 300 K'de her ikisinin seri dirençleri arasında aralarında yaklaşık 4 kat varken 200 K'de yaklaşık 7 kat farklı bir seri direnç oluşmaktadır. Ayrıca Çizelge 1'de seri direnin azalan sıcaklıkla hızlı artışı 'freeze out' GaTe etkisinden kaynaklanmaktadır.

GaTe üzerine yapılan omik kontak çalışmalarında omik kontak direnci optimize edildiğinde omik kontak direncinin etkisi sınırlandırılmaktadır (Coşkun ve Efeoğlu 2003). GaTe'de oda sıcaklığında büyük bir değere sahip olan taşıyıcı yoğunluğu düşük sıcaklıklara doğru gidildikçe hızla azalmaktadır (Efeoğlu *et al.* 2004). Böylece seri direnci etkileyen parametrelerden omik kontak direnci bizim ölçülerimizde optimize edildiğinden dolayı seri direnci etkileyebilecek etkin bir parametre olmamaktadır.

Çizelge 4.1. Al/GaTe ve Au/GaTe Schottky kontaklarının 190-70 K arası sıcaklığa bağlı seri direnç değerlerinin değişimi.

T(K)	Al/GaTe	Au/GaTe
	$R_s (\Omega)$	$R_s (\Omega)$
190	1.15×10^3	7.03×10^3
180	1.79×10^3	1.16×10^4
170	2.99×10^3	2.07×10^4
160	5.38×10^3	4.64×10^4
150	1.10×10^4	1.01×10^5
140	2.40×10^4	2.21×10^5
130	6.07×10^4	5.80×10^5
120	1.71×10^5	1.78×10^6
110	5.56×10^5	5.84×10^6
100	2.17×10^6	2.96×10^7
90	1.13×10^7	1.89×10^8
80	9.82×10^7	1.60×10^9
70	8.02×10^8	

Ayrıca GaTe’de düşük sıcaklıklara doğru gidildikçe taşıyıcı yoğunluğunun azalması yarıiletken gövde direncinin hızla artmasına neden olmaktadır. Bu nedenle Al/GaTe ve Au/GaTe’nin seri direnç değerleri GaTe yarıiletken gövde direncinin azalan sıcaklıkla süratlice artmasından dolayı artmaktadır. Ancak Al/GaTe ve Au/GaTe’nin seri direnç değerlerinin farklı oranlarda artması, numune proses işlemi esnasında p-GaTe yarıiletken gövdenin farklı kalınlıkta fabrikasyonunun yapılmış olması gibi proses işlemleriyle ilişkilidir. Sonuç olarak GaTe üzerine yapılan Schottky kontak çalışmalarında yarıiletken gövde direnci, omik kontak direnci ve doğrudan seri direnç kontak yapısı etkileyen önemli birer parametre olmakta ve GaTe’de seri direnç sıcaklığa çok kuvvetli bağlılık sergilemektedir. Böylece GaTe üzerine yapılacak Schottky kontak çalışmalarında düşük omik kontak ve gövde direncine sahip numuneler yapabilmek önemlidir.

4.2. Al-Au/GaTe Schottky Kontakların I-V-T Karakterizasyonu

Schottky kontaklarda akım çoğunluk taşıyıcılarıyla sağlanmakta ve akım taşıma olayı düşük mobiliteye sahip olan yarıiletkenlerde difüzyon teorisiyle ifade edilirken, yüksek mobiliteye sahip olabilen yarıiletkenlerde termoiyonik emisyon teorisiyle açıklanabilmektedir (Chin *et al.* 1990). Bu iki teorenin birleştirilmesiyle metal-yarıiletken ara yüzeyine yakın termoiyonik tekrardan birleşim hızının sınır şartından çıkarılan termoiyonik emisyon-difüzyon teorisi, ideal yapıya sahip olabilen Schottky kontakları rahatlıkla açıklayabilen bir teoridir. Pratikte ise metal-yarıiletken kontaklar ideal olmayan davranışlar sergilemekte ve deneysel veriler termoiyonik emisyon eşitlikleri ile analiz edilmeye çalışılmaktadır. Böylece metal-yarıiletken kontaklarda doğru gerilim altında ideal yapıya sahip Schottky diyotun akım yoğunluğunu termoiyonik emisyon-difüzyon teorisine göre (Rhoderick and Williams 1988; Sze 1981),

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (4.4)$$

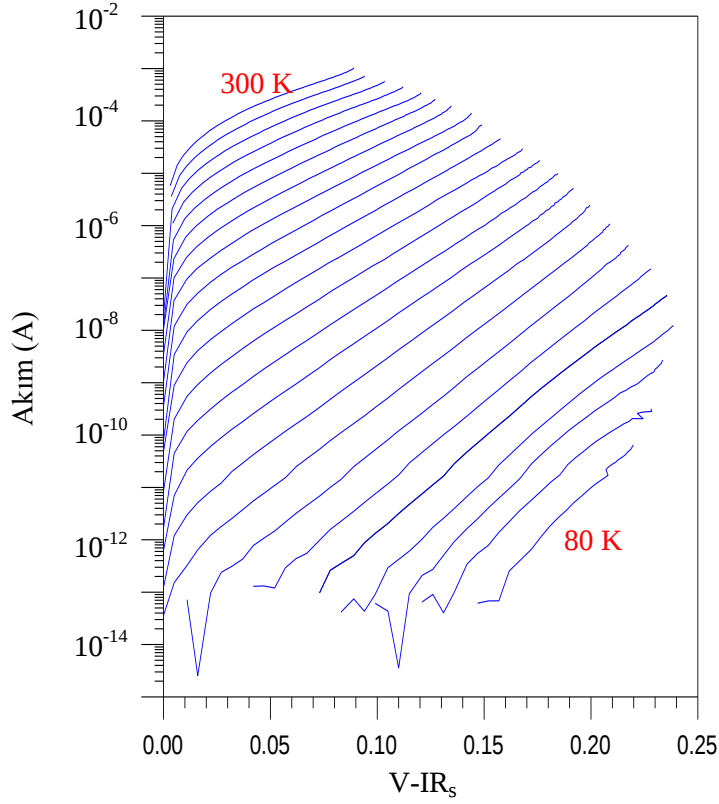
şeklinde ifade etmemiz mümkündür. Bu denklemde, J_0 doyum akım yoğunluğunu, J akım yoğunluğunu ve n ideal diyot yapısından sapmayı gösteren ve boyutsuz bir sabiti temsil etmektedir.

Schottky kontaklarda seri direnç özellikle geniş bant aralığına sahip olan yarıiletkenlerde ortaya çıkmakta ve I-V ölçümlerini etkilemektedir. Özellikle yüksek akım değerlerinde akımı sınırlayarak I-V ilişkisinin lineerlikten sapmasına neden olmaktadır. Ekleme oluşan gerçek gerilim farkı seri dirence bağlı olarak $V - IR_s$ biçiminde ifade edilmektedir (Kang *et al.* 1995). Böylece termoiyonik emisyon akım denklemini, $V \geq 3kT/q$ için,

$$I = \frac{J}{A} = I_0 \left[\exp \left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT} \right) \right] \quad (4.5)$$

şeklinde tanımlamak mümkün olacaktır ve bu denklemde A , diyotun alanını ve I_0 doyum akımını ifade etmektedir.

Al/GaTe ve Au/GaTe'nin yapılan analizlerinde, Şekil 4.2.a'da görüldüğü gibi Al/GaTe'nin tüm numune sıcaklık değerleri için I-V eğrilerinin lineer değişimlere sahip olduğundan akımın seri direnç ile etkin bir şekilde sınırlandığı düz beslem gerilimine nedenle Al/GaTe'nin analizlerinde, denk. (4.5)'te gerilim değerleri $V - IR_s$ şeklinde alınmayıp doğrudan V 'ye göre değerlendirildi. Ancak Au/GaTe'nin I-V eğrileri, Şekil 4.2.b'de görüldüğü gibi özellikle yüksek ve düşük sıcaklıklarda ters beslem değerlerinin seri direnç etkisinin ihmal edilebilecek kadar minimum olduğu görüldü. Bu düz beslem değerlerine çok yakın değerlerde olmasından ve seri direnç etkisinden dolayı lineerlikten uzaklaşmaktadır. Çünkü yüksek seri direnç doğru beslem akımını sınırlandırmakta ve Şekil 4.2 b.'de görüldüğü gibi çoğu I-V eğrisinin lineerlikten uzaklaşmasına neden olmaktadır. Bu nedenle yapılacak analizlerde seri direnç I_0 ve n gibi I-V parametrelerini etkileyeceğinden güvenilir değerlerin elde edilmesi için gerilim değerlerinin $V - IR_s$ şeklinde yeniden belirlenmesi gerekmektedir. Şekil 4.4 Au/GaTe'nin 0-0.2 V arasında olan lineer bölgenin 80-300 K arasında $\log(I)-(V-IR_s)$



Şekil 4.4. Au/GaTe Schottky yapının sıcaklığa bağlı yarı-logaritmik I -($V-IR_s$) değişimleri.

eğrilerini göstermektedir. Au/GaTe için Şekil 4.4, 4.2.b’den farklı olarak eğrilerin 0–0.2 V arasında seri direnç etkisi dikkate alındığında lineerliğin arttığı gözlenmektedir. Bu nedenle Şekil 4.2.b’de seri direncin etkili bir parametre olarak I - V değişimlerinin düşük akımlara ve Şekil 4.4’de seri direnç etkisi çıkarıldıktan sonra farklı ve daha güvenilir I_0 ve n değerlerine sahip olabildikleri tespit edilmektedir. Böylece Şekil 4.4’ten Au/GaTe eğrilerinin analizi artık kolaylıkla sağlanabilir.

Denk. (4.5)’de I_0 satürasyon akımı,

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \quad (4.6)$$

şeklindedir. Termoyonik emisyon-difüzyon teorisine göre A^* Richardson sabiti, taşıyıcıların, kuantum mekaniksel olarak geçme ve yansımalarını, fonon geri saçılmalarını hesaplamak için ortaya atılan bir sabittir (Crowell and Sze 1966). GaTe

için A^* Richardson sabiti, tabaka düzlemine dik doğrultuda boşluğun etkin kütlesi $m_{h\perp}^* = 0.995 m_0$ (Manfredotti *et al.* 1975; Gouskov *et al.* 1977) olduğu $A^* = 120 m_{h\perp}^*$ 'den $119.4 \text{ AK}^{-2} \text{ cm}^{-2}$ olarak elde edildi (Abay *et al.* 2003; Çankaya ve Abay 2006).

Teorik olarak denk. (4.6)'dan engel yüksekliği,

$$\phi_b = -\frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I_0}{AA^*T^2}\right) \quad (4.7)$$

olarak elde edilir (Rhoderick and Williams 1988; Sze 1981). Şimdiye kadar gelenekselleşmiş metotta $\ln I$ - V eğrisinin lineer kısmına yapılacak lineer fitten, fitin $V=0$ 'da y-eksenini (akım eksenini) kesen nokta I_0 doyum akım değerini ve bu lineer fitin eğimi n idealite faktörünü vermektedir. Bu yöntem kullanılarak her bir sıcaklık için elde edilen I_0 değerlerini denk. (4.7)'de yerine koyarak her bir sıcaklık için sıfır gerilimde ($V=0$) engel yüksekliği değerleri elde edilebilmektedir.

Metal-yarıiletken kontaklarda n idealite faktörü teorik olarak denk. (4.4)'den,

$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (4.8)$$

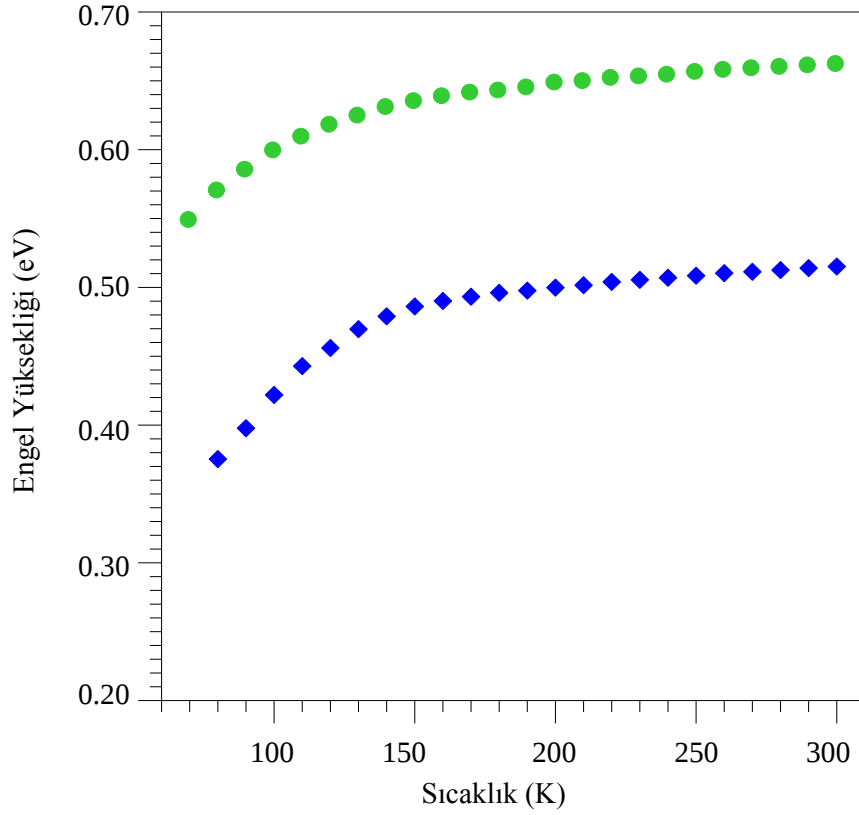
biçiminde ifade edilmektedir (Rhoderick and Williams 1988; Sze 1981).

4.2.1. Engel Yüksekliği ve İdealite Faktörünün Sıcaklığa Bağlı Değişimleri

Engel yüksekliği ve idealite faktörü, Schottky kontak yapısını belirleyen en önemli parametrelerdir. Kontak yapının ideale yakınlığı, termoiyonik emisyonu, tünelleme, tekrardan birleşim ve tekrardan oluşum akımları gibi kontak yapıda toplam akıma katkıda bulunan akım taşıma mekanizmalarının etkinliği, kontak yapıda ara yüzey tabakası ve görüntü-yük etkisi gibi homojensizliklerin etkisi ve dolayısıyla kontağın verimi bu parametrelerle belirlenebilmektedir.

Schottky kontakların depolasyon tabakasının bant bükülmesini karakterize eden engel yüksekliği, Al-Au/GaTe Schottky kontakları için yukarıda anlatılan yöntem ve denk. (4.7) kullanılarak elde edildi. Al/GaTe'nin 60 K'de ve Au/GaTe'nin 70 K'de '*freeze out*' olmasından dolayı engel yüksekliği değerleri Al/GaTe için 300-70 K ve Au/GaTe için 300-80 K arasında hesaplandı. Al/GaTe ve Au/GaTe için engel yüksekliği değerleri sırasıyla 300 K'de 0.662 eV ve 0.515 eV, 80 K'de 0.570 eV ve 0.376 eV olarak elde edildi. Her iki sıcaklık değerleri için engel yüksekliklerinde ortaya çıkan bu fark her iki numune arasında I_0 değerlerinin farklılığından ve dolayısıyla metalik yapının farklı olmasından kaynaklanmaktadır. Al/GaTe'nin daha düşük doyum akımı daha büyük engel yüksekliğinden, Au/GaTe'nin daha büyük doyum akımı da daha düşük engel yüksekliğinden kaynaklanmaktadır.

Şekil 4.5, Al/GaTe ve Au/GaTe için sıcaklığa bağlı engel yüksekliği değişimlerini göstermektedir. Grafikte, Al/GaTe ve Au/GaTe'nin engel yüksekliği değerleri sıcaklık değerlerine kararlı ve kuvvetli bir bağlılık sergilemekte ve sıcaklığa bağlı olarak bütün sıcaklık değerlerinde Al/GaTe'nin engel yüksekliği değerleri Au/GaTe'nin değerlerinden daha büyüktür. Ayrıca her iki numune için yüksek sıcaklıklara engel yüksekliğindeki değişim oranı düşük iken düşük sıcaklıkta bu değişim daha hızlı olduğu belirgin bir şekilde gözükmemektedir. Al/GaTe'nin engel yüksekliği 130 K'e kadar daha az, sonrasında gittikçe süratlenen bir değişim sergilerken, Au/GaTe'de 150 K'e kadar ve sonrasında benzer bir değişim görülmektedir. Al/GaTe'nin 300-140 K aralığında engel yüksekliğinin değişim miktarı 31.2 meV olmakta ve 130-80 K aralığında 54.3 meV olmaktadır. Au/GaTe'de 300-150 K aralığında 29.1 meV ve 140-80 K aralığında 103.7 meV olmaktadır. Böylece Au/GaTe, Al/GaTe'ye göre yüksek sıcaklık bölgesinde daha az ve dar bir aralıkta değişirken düşük sıcaklıklarda daha süratli ve geniş bir aralıkta değiştiği tespit edilmektedir. I-V-T ölçümlerinde $n(T)$ idealite faktörü, eklem üzerinden akım iletiminin saf termoiyonik emisyonla uzaklaşma miktarını belirlediği için metal-yarıiletken kontakların önemli ve boyutsuz bir parametresidir. n idealite faktörü, uygulanan doğru gerilim altında etkin engel yüksekliğinde artışı ifade etmektedir (Maeda 2005). Ayrıca idealite faktörünün 1 ve 1'e çok yakın (1.05 altı olan değerler) olduğu diyotlar ideal diyotlar olarak kabul edilmekte ve bu değerlerin üzeri için

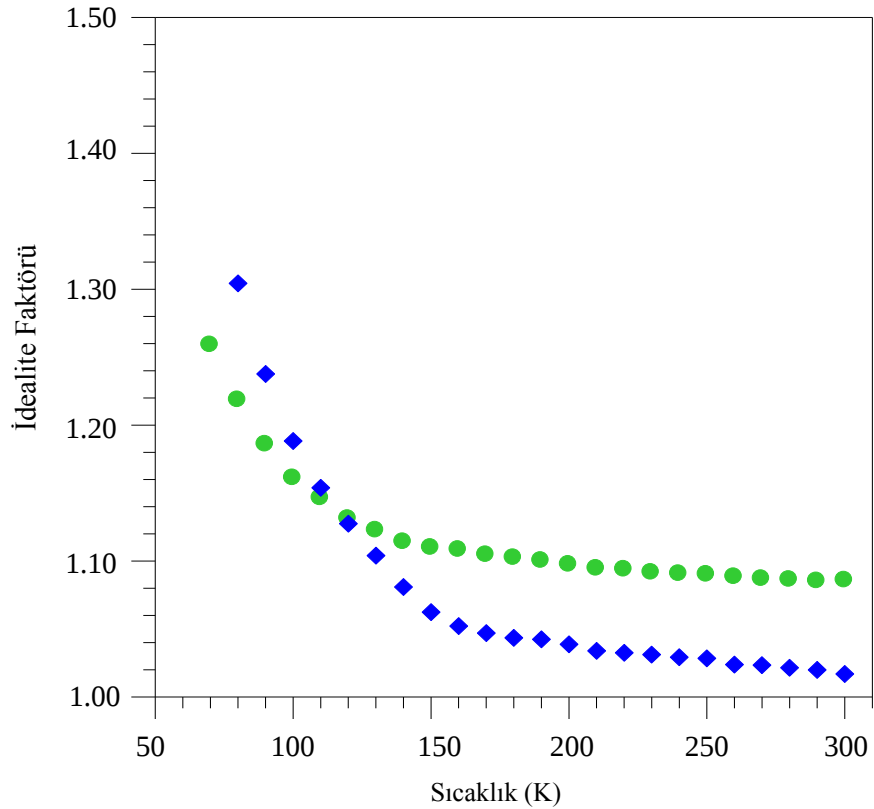


Şekil 4.5. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)'nin engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.

yapının ideallikten uzaklaştığının göstergesi olmaktadır.

Al-Au/GaTe Schottky kontak yapılarının sıcaklığa bağlı idealite faktörü değerleri yukarıda anlatılan yöntem ve denk. (4.8) kullanılarak elde edildi. Al/GaTe ve Au/GaTe için idealite faktörü değerleri sırasıyla 300 K'de 1.086, 1.017 ve 80 K'de 1.218, 1.304 olarak bulundu. Al/GaTe ve Au/GaTe'nin 300-70 K ve 300-80 K aralıklarında idealite faktörü değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi Şekil 4.6'da görülmektedir. Grafikte görüldüğü gibi idealite faktörü değerleri yüksek sıcaklıklarda kararlı ve dar bir aralıkta değişirken, düşük sıcaklıklara doğru gidildikçe yüksek sıcaklık değerlerine göre çok hızlı artarak değişmektedir. Şekil 4.6'da Al/GaTe kontak yapının idealite faktörü değerleri yüksek sıcaklıklar için Au/GaTe'den daha büyüktür ve 1.05'den biraz yüksek değerleri ile ideal kontak yapının sahip olabileceği değerlerden uzaktır. Ancak

Au/GaTe, 300-160 K arasında 1.017-1.052 arasında değişen ideal kontak yapı davranışı sergilemektedir. Fakat daha kararlı idealite faktörü değişimine sahip olan Al/GaTe, düşük sıcaklıklarda Au/GaTe'nin değerlerinden küçüktür. Schottky engelinde olumsuz davranışlara çok hassas olan idealite faktörü için bu tür davranışlar beklenebilen karakteristiklerdir. Ayrıca Şekil 4.6'da Al/GaTe'nin idealite faktörü değerleri yaklaşık 140 K'in altında hızla artmaya başlarken, Au/GaTe, 160 K sıcaklığın altında süratlenmeye başlamaktadır. Al/GaTe'nin idealite faktörü değerleri 300–140 K arasında 0.028 ve 130–80 K arasında 0.096 kadar değişirken, Au/GaTe'nin değerleri, 300-160 K arasında 0.035 ve 150-80 K arasında 0.242 kadar değişmektedir. Böylece çalışmamızda Al/GaTe ve Au/GaTe, yüksek sıcaklıklarda daha kararlı ve monoton bir idealite faktörü değişimine sahip olurlarken, düşük sıcaklıklarda bu kararlı davranış her iki numune için bozulmaktadır.



Şekil 4.6. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)'nin idealite faktörü değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.

Şekil 4.5 ve Şekil 4.6'da engel yüksekliği ve idealite faktörü, özellikle düşük sıcaklıklarda sıcaklığa kuvvetli olarak bağlılık sergilemekte ve sıcaklığın birer fonksiyonu olmaktadır. İdeal yapıya sahip Schottky yapıda engel yüksekliği bant aralığının değişiminden dolayı artan sıcaklıkla azalması gerekmektedir (Rhoderick and Williams 1988). Ayrıca idealite faktörünün tüm sıcaklıklar için de 1'e eşit olması gerekir. Ancak ara yüzey modeline (Card and Rhoderick 1971 a; Card and Rhoderick 1971 b) göre metal ve yarıiletken arasında bulunan arayüzey tabakası ve birçok nedenden kaynaklanan diğer engel homojensizlikleri sıcaklık azaldıkça engel yüksekliğinde azalışa ve idealite faktörünün 1'den daha büyük olmasına neden olmaktadır. Deneysel Schottky engel yüksekliği dağılımında tam bir kararlılık mevcut olmayıp deneysel data değerleri farklı sıcaklıklar için farklı değerler olarak sıcaklıkla dalgalanmaktadır. Sıcaklığa bağlı engel yüksekliği değerlerinin sabit olmayıp bu tür bir değişimi Schottky engelinde anahtar bir rol üstlenmektedirler. Çok dikkatlice hazırlanmış olan diyotlarda bile engel yüksekliği değerlerinin dalgalanması kaçınılmaz bir olaydır (Henisch 1989). Ayrıca birçok deney, kontak alanı üzerinde engel yüksekliği kararsızlıklarının mevcut olduğunu işaret etmektedir (Song *et al.* 1986). Bir Schottky diyodun engel yüksekliğinde oluşan belirsizlik bir ya da birkaç nedenden kaynaklanmaktadır (Chin *et al.* 1990), bunlar:

- Arayüzey tabakasının kalınlık ve kompozisyonunda gözlemlenebilen değişimler,
- Arayüzey yükler,
- Yerel kusurlar.

Ayrıca Schottky kontaklarda, kontağın yapısında oluşan düşük dağılımlara sahip Schottky engel yüksekliği homojensizlikleri de engel yüksekliği değeri de dağılıma neden olmaktadır (Tung 1992). Engel yüksekliğinde oluşan azalmanın metal filmle bir ilişkisi olmayıp, metalle yarıiletken arasında bulunan ara yüzey tabakada oluşan kusurlarla ilişkili olduğu BEEM ölçümlerinden tespit edilmiştir. (Palm *et al.* 1993).

İdeal yapıya sahip olan Schottky kontaklarda engel yüksekliği uygulanan gerilimden bağımsızdır ve akım mekanizması sadece termoiyonik emisyonla sağlanmaktadır. Bu durumda idealite faktörü $n=1$ olmalıdır (Khan *et al.* 1997). Metal-yarıiletken kontak çalışmalarında doğal olarak istenen $n(T)$ idealite faktörünün $n=1$ olduğu ideal bir

kontak yapıya ulaşmaktır. Ancak Schottky engel yüksekliğinde olduğu gibi engel yüksekliğini etkileyen çeşitli engel yüksekliği homojensizlikleri ve bir çok parametre idealite faktörünün 1'den büyük olmasına neden olmaktadır. Bu nedenle literatürde öne sürülen idealite faktörünün 1'den büyük ($n > 1$) olmasına neden olan etkileri şu şekilde sıralamamız mümkündür:

- Uzay yükü bölgesinde oluşan tekrardan-birleşim ve tekrardan-oluşum akımları (Rhoderick and Williams 1988; Cova and Singh 1990),
- Düşük sıcaklıklarda ve çok yüksek katkılı olan yarıiletkenlerde tünelleme akımları (Rhoderick and Williams 1988; Kang *et al.* 1995),
- Metal ve yarıiletken arasında ince ara yüzey tabakasında bulunan ara yüzey halleri (Card and Rhoderick 1971 a; Werner *et al.* 1988; Singh *et al.* 1990),
- Ara yüzeyde oluşan elektrik alanın etkisinden dolayı kaynaklanan görüntü-yük etkisi (Rideout and Crowell 1970).

$n > 1$ olmasına ara yüzeyde uzaysal homojensizliklerde etkilidir (Khan *et al.* 1997). İdealite faktörünün 1'den büyük olmasına neden olan ve yukarıda sıralanan etkenler metal-yarıiletken arasındaki ara yüzeyin atomik boyutta düz olduğu kabullenimine dayanmaktadır. Gerçek ara yüzey yapısı ise dahili potansiyel ve engel yüksekliği değerlerinde dalgalanmalara neden olmaktadır. Werner ve Güttler'in potansiyel dalgalanmalar modeli, ara yüzeyde bu potansiyel dalgalanmaların yerel etkin engel kaymasından dolayı kaynaklanabileceğini iddia etmektedir (Werner and Güttler 1991). Ayrıca potansiyel dalgalanmalar modelinde ara yüzeyin yapısı uygulanan gerilimin bir fonksiyonu olarak dalgalı bir şekilde devamlı olduğu kabul edilmekte ve bu seyir I-V eğrilerinde $n > 1$ olmasına neden olmaktadır (Khan *et al.* 1997).

Schottky engelinde düşük sıcaklıklara doğru gidildikçe engel yüksekliğinde azalış ve idealite faktöründe görülen artış yukarıda ifade edilen homojensizliklere ilaveten düşük engel yüksekliğine sahip olan dağılımları (Tung 1992), azınlık taşıyıcıların etkisi (Hernandez *et al.* 2001) ve seri direnç (Kang *et al.* 1995; Osvald 2006) gibi homojensizlikleri de ilave etmek mümkündür. Çalışmalarımızda GaTe üzerinde

fabrikasyonu yapılan diyotların idealite faktörünün özellikle düşük sıcaklıklarda ≈ 1.3 değerinde sınırlı kalması, engel yüksekliğinin de azalmaması yapıda homojensizliklerin etkili olmadıklarını göstermektedir. Ancak yukarıda ifade edildiği gibi idealite faktörü ve engel yüksekliğinin düşük sıcaklıklarda artış oran ve hızı yüksek sıcaklıklara göre daha fazladır. Böylece engel homojensizliklerinin özellikle düşük sıcaklıklarda daha fazla etkili olduklarını da söyleyebiliriz. Ayrıca düşük sıcaklıklarda Au/GaTe'nin Al/GaTe'ye göre idealite faktörü ve engel yüksekliği değerlerinin daha büyük oranda değişmesi homojensizliklerin etkisinin Au/GaTe'de daha fazla olduğunu göstermektedir.

4.3. Schottky Engel Homojensizliklerinin Etkisi ve Gauss Dağılımları

Metal-yarıiletken kontaklarda yukarıda ifade edilen çeşitli nedenlerden kaynaklanan anormallikler, kontakların ideal davranmamasına neden olmakta ve engel parametrelerinin uygulanan gerilimle değişmesine neden olmaktadır. Böylece Schottky engel parametreleri, bu homojensizliklerden dolayı uygulanan gerilime hassas olmaktadır. Ayrıca bu homojensizlikleri tasvir etmek için biri Tung'un '*pinch-off*' modeli (Tung 1992) ve diğeri paralel iletkenlik modeli (Ohdomari and Tu 1980) olmak üzere genelde iki farklı yaklaşım kabul edilmektedir.

Homojen olmayan metal-yarıiletken yapılarda serbest yük taşınım işi genelde paralel iletkenlik modeliyle ve dolayısıyla termoiyonik emisyon denklemiyle açıklanmaya çalışılmaktadır. Daha öncesinden birçok kez sezgisel olarak uygulanan paralel iletkenlik modeli, Ohdomari ve Tu tarafından ilk kez teorik olarak tartışılmıştır (Tung 1992). Bu modele göre akım, denk. (4.4)'te gösterildiği gibi her biri kendi alan ve Schottky engel yüksekliğine sahip tüm dağılımlarda akan akımların toplamı olarak kabul edilmekte (Tung 1992) ve farklı engel yüksekliklerine sahip olan dağılımların birbirleriyle etkileşmemeleri üzerine kurulmaktadır (Yu-Long *et al.* 2002). Ancak Tung'un "*pinch-off*" modelindeyse toplam akım, dağılımlarda akan akımın ve homojen Schottky engel yüksekliğine sahip tüm alan içerisinde akan akımın toplamı biçimindedir ve farklı Schottky engel yüksekliğine sahip komşu dağılımlar arasında etkileşmeyi hesaba

katmaktadır. Bu modelde küçük bir dağılım içerisinde akan akım, uygulanan gerilime ve dağılım parametresine bağlı olan etkin bir Schottky engel yüksekliğine ve etkin bir alana sahip bir diyotun akımına benzerdir. Ayrıca bir dağılım parametresine sahip olan bu model, düşük gerilim ve düşük sıcaklıklarda görülen anormallikleri açıklayabilmektedir. Ancak bu model, paralel iletkenlik modeli kadar açık olan bir model değildir. Çünkü ‘*pinch-off*’ modelinde dağılım alanı ve Schottky engel yüksekliğinin azalması gibi dağılım parametrelerini ve dağılım sayısını I-V karakteristiklerine ilişkilendirmek zordur (Zhu *et al.* 2000). Ayrıca ‘*pinch-off*’ modeli, engel homojensizliklerinin geniş ve düşük engel yüksekliğine sahip dağılımın çok az olduğu durumda geçerlidir (Yu-Long *et al.* 2002).

Paralel iletkenlik modelinde uzaysal engel homojensizlikleri, şimdiye kadar Gauss dağılımı (Zhu *et al.* 2000; Werner and Güttler 1991; Song *et al.* 1986; Chand and Kumar 1996), çoklu-Gauss dağılımı (Yu-Long *et al.* 2002; Huang and Lu 2005), sabit (Osvald 1992), log-normal (Horvath 1992) gibi bir çok dağılım fonksiyonları ile ifade edilmiştir. Gauss dağılım fonksiyonu, açık fiziksel anlamı, küçük engel homojensizlikleri için geçerliliği ve onun fiziksel basitliğinden dolayı yaygınca kullanılmaktadır (Yu-Long *et al.* 2002). Ayrıca Gauss dağılım modeli, azalan sıcaklıklarda engel yüksekliklerinde görülen azalışları ve idealite faktörü değerlerinde oluşan artışları ve Richardson grafiğinde görülebilen anormal davranışları anlatabilen bir modeldir.

Paralel iletkenlik modeline göre, dağılım bölgesinde her biri farklı engel yüksekliklerine sahip ve paralel konumda olan Schottky engel dağılımlarının her biri toplam akıma bağımsız olarak katkı yapabilmektedir. Böylece bu modele göre Ohdomari ve Tu tarafından öne sürülen ideal bir diyotun I-V denklemini yani denk. (4.4)’ü (Ohdomari and Tu 1980),

$$I = AA^*T^2 \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] \int_0^\infty A(\phi_b) \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) d\phi_b \quad (4.9)$$

biçiminde ifade etmemiz mümkündür. Bu denklemde $A(\phi_b)$, diyotun Schottky engel homojensizliklerini anlatan dağılım parametresidir. Prensipte olarak metal-yarıiletken

kontaklarda, farklı ihtimallere sahip metal-yarıiletken ara yüzeyinde farklı standart sapma ve ortalama değerleriyle sonsuz sayıda Gauss dağılımlarının olduğu sanılabilir. Ancak homojen olmayan Schottky kontak yapıyı tasvir etmek için genelde bu şekilde keyfi bir dağılım fonksiyonunu kullanmak daha mantıklı görünmektedir (Yu-Long *et al.* 2002). Böylece $A(\phi_b)$ keyfi dağılım fonksiyonu,

$$A(\phi_b) = \sum_{i=1}^n \frac{A_i}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\phi_b - \bar{\phi}_{bi})^2}{2\sigma_i^2} \right] \quad (4.10)$$

şeklinde belirtilir (Yu-Long *et al.* 2002). Bu denklemde A_i , σ_i ve $\bar{\phi}_{bi}$ sırasıyla her bir Gauss dağılımının nüfuzunu, standart sapmasını ve ortalama engel yüksekliğini ifade etmektedir. Normalizasyon şartından $A(\phi_b)$ keyfi dağılım fonksiyonunu,

$$A_1 + A_2 + \dots + A_n = 1 \quad (4.11)$$

biçiminde yazmak mümkündür (Yu-Long *et al.* 2002).

Schottky engel yüksekliği değerlerinin dağılımından dolayı belirli sıcaklık aralıklarında bu dağılımların ortalama standart sapmasını hesaplayabilen yukarıda belirtilen sabit, log-normal ve Gauss dağılımı gibi matematiksel dağılımları kullanmak mümkündür. Ancak ideal termoiyonik emisyon-difüzyon modelinde gözlenen ayrılışlar, daha kullanışlı olan Gauss dağılımıyla yorumlanabilir. Bu nedenle denk. (4.9) ve denk. (4.4) karşılıklı eşitlenerek engel yüksekliğini,

$$\phi_b = -\frac{kT}{q} \ln \sum_{i=1}^n A_i \exp \left(-\frac{q\bar{\phi}_{bi}}{kT} + \frac{q^2\sigma_i^2}{2k^2T^2} \right) \quad (4.12)$$

şeklinde elde etmek mümkün olacaktır (Yu-Long *et al.* 2002). Bu denklem n sayısına bağlı olarak birden çok Gauss dağılımına sahip kontak yapıların dağılımlarını açıklayabileceği gibi tekli ya da çift Gauss dağılımına sahip diyot yapıların dağılımlarını da tasvir edebilmektedir. Böylece engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa karşı olan değişimi, çift Gauss dağılımı sergilediği bir deneysel ölçüm durumunda denk. (4.12)'den ϕ_b engel yüksekliği ve $A_1(\phi_b)$, $A_2(\phi_b)$ keyfi dağılım fonksiyonları,

$$\phi_b = -\frac{kT}{q} \ln \left[A_1 \exp \left(-\frac{q\bar{\phi}_{b1}}{kT} + \frac{q^2\sigma_1^2}{2k^2T^2} \right) + A_2 \exp \left(-\frac{q\bar{\phi}_{b2}}{kT} + \frac{q^2\sigma_2^2}{2k^2T^2} \right) \right] \quad (4.13)$$

ve dağılım katsayıları,

$$A_1 + A_2 = 1 \quad (4.14)$$

$$A(\phi_b) = A_1(\phi_b) + A_2(\phi_b) \quad (4.15)$$

$$A_1(\phi_b) = \frac{A_1}{\sigma_1\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\phi_b - \bar{\phi}_{b1})^2}{2\sigma_1^2} \right] \quad (4.16)$$

$$A_2(\phi_b) = \frac{A_2}{\sigma_2\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\phi_b - \bar{\phi}_{b2})^2}{2\sigma_2^2} \right] \quad (4.17)$$

şeklinde (Yu-Long *et al.* 2002). Ayrıca engel yüksekliği dağılımının tek Gauss dağılımıyla ifade edildiği bir durumda $A_2, A_3, \dots, A_n = 0$ ve $A_1 = 1$ olacak, $\bar{\phi}_{b2}, \bar{\phi}_{b3}, \dots, \bar{\phi}_{bn} = 0$ ve $\sigma_2, \sigma_3, \dots, \sigma_n = 0$ olacağından denk. (4.12),

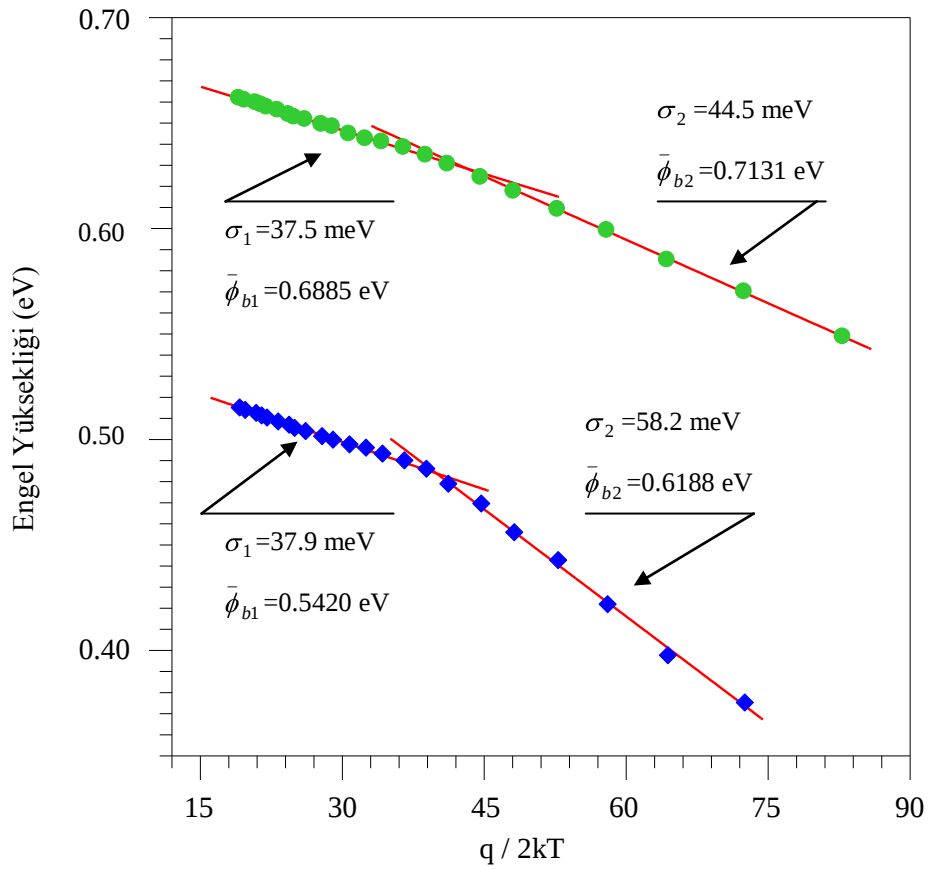
$$\phi_b = \bar{\phi}_{b1} - \frac{q\sigma_1^2}{2kT} \quad (4.18)$$

şeklinde tek Gauss dağılımı için literatürde sıkça kullanılan ve çok iyi bilinen Werner ve Güttler'in tekli Gauss denklemi (Werner and Güttler 1991) elde edilebilir. Böylece tek ve çift Gauss dağılımı için elde edilen bu denklemler üçlü ya da daha çok olan bir Gauss dağılımı için denk. (4.12)'den aynı yol kullanılarak elde edilebilecektir ve bu durumda denk. (4.13), denk. (4.14) ve denk. (4.15)'de bulunan Gauss parametreleri artacak şekilde olacaktır.

Deneysel çalışmalarda elde edilen engel yüksekliği dağılımının standart sapmasını ve $V=0$ 'da ortalama engel yüksekliği değerlerini elde etmek için tekli Gauss denklemi olan denk. (4.18) kullanılmaktadır. Böylece bu denkleme göre ϕ_b engel yüksekliğinin $1/T$ 'ye ya da $q/2kT$ 'ye karşı olan değişiminin eğimi dağılımın σ_i standart sapmasını

ve y-eksenini kesen nokta ise $V=0$ 'da $\bar{\phi}_{bi}$ ortalama engel yüksekliği değerini verecektir. Fiziksel olarak bir dağılımın σ_i standart sapması, dağılımın büyüklüğü ve genişliğini belirlemekle birlikte kontakta mevcut olan Schottky engel homojensizliklerinin etkisini ve büyüklüğünü göstermekte ve $\bar{\phi}_{bi}$, dağılımının $V=0$ 'da ortalama engel yüksekliği değerini temsil etmektedir. Mevcut bir dağılımda σ_i standart sapmasının ve $\bar{\phi}_{bi}$ ortalama engel yüksekliği değerinin küçük olması dağılımda mevcut homojensizliklerinin yeterince küçük olduğunu, σ_i ve $\bar{\phi}_{bi}$ 'nin büyük değerlere sahip olması kontak yapıda bu anormalliklerin büyük ve etkili olduğunu ifade etmektedir.

Şekil 4.7, Al/GaTe ve Au/GaTe Schottky kontak yapılarının ϕ_b engel yüksekliği



Şekil 4.7. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)'nin engel yüksekliği değerlerinin $q/2kT$ 'ye bağlı değişimi.

değerlerinin $q/2kT$ 'ye karşı olan değişimlerini göstermektedir. Grafikte görüldüğü gibi Al/GaTe ve Au/GaTe'nin birbirinden farklı ikili Gauss dağılımına uydukları görülmektedir. Ayrıca Şekil 4.7'de Au/GaTe, birbirlerinden biraz daha farklı değerlere sahip olabilecek iki dağılım bölgesine sahipken Al/GaTe'nin her iki dağılımının biraz daha yakın değerlere sahip olduğu görülmektedir. Böylece Şekil 4.7'de Al/GaTe ve Au/GaTe'nin engel yüksekliği değerlerinin iki farklı dağılım bölgesine denk. (4.18)'e göre en küçük kareler metodunu kullanarak yapılan lineer fit sonucunda Al/GaTe ve Au/GaTe'nin Çizelge 4.2'de ve Şekil 4.7'de gösterilen iki farklı σ_i ve $\bar{\phi}_{bi}$ değerleri elde edildi. Şekil 4.7'de düşük sıcaklıklarda Au/GaTe'nin engel yüksekliğinin Al/GaTe'ye göre hızla azalmasından dolayı Au/GaTe'nin σ_2 standart sapmasının daha büyük olmasına neden olurken yüksek sıcaklık bölgesinde Al/GaTe'nin ve Au/GaTe'nin σ_1 değerleri birbirlerine yakın değerdendirler.

Literatürde GaTe üzerine yapılan ve çeşitli kontak çalışmalarında elde edilen σ_i ve $\bar{\phi}_{bi}$ değerleri Çizelge 4.2'de görülmektedir. Çizelge 4.2'de görüldüğü gibi tekli Gauss dağılımlarına uydukları belirtilen çalışmaların σ_i ve $\bar{\phi}_{bi}$ değerleri Al/GaTe ve Au/GaTe'nin elde edilen değerlerinden çok büyüktür. Çalışmamızda elde edilen σ_i değerinin ifade edilen çalışmalarda belirtilen σ_i değerlerinden küçük olması, engel yüksekliği homojensizliklerinin bizim diyotlarımızda az olduğunu ve daha iyi bir yapıya

Çizelge 4.2. Al/GaTe ve Au/GaTe'nin ve literatürde GaTe üzerine yapılan çeşitli çalışmalarda elde edilen σ_i ve $\bar{\phi}_{bi}$ değerleri.

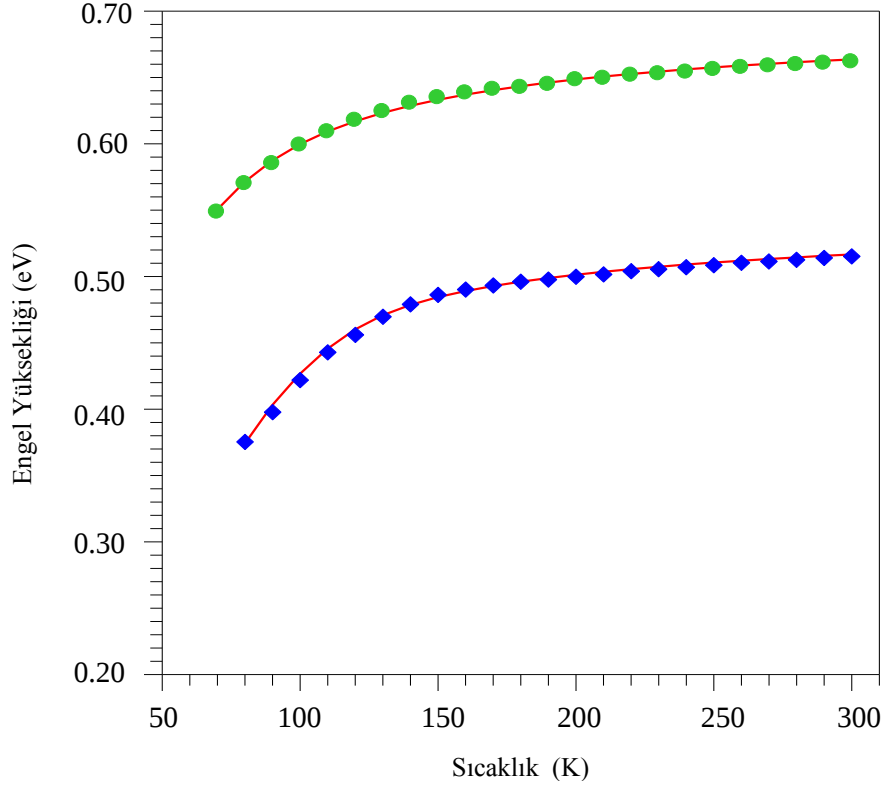
	σ_i (meV)		$\bar{\phi}_{bi}$ (meV)		REF.
Al/GaTe	37.5	44.5	689	713	Bu çalışma
Au/GaTe	37.9	58.2	542	619	Bu çalışma
Cd/GaTe	91		886		Abay <i>et al.</i> 2003
Sn/GaTe	94		890		Coşkun <i>et al.</i> 2003

sahip olduklarını ifade etmektedir.

Gauss dağılım fonksiyonuna göre ϕ_b 'nin $q/2kT$ 'ye karşı değişiminden elde edilen σ_i ve $\bar{\phi}_{bi}$ değerleri Gauss dağılım denkleminde kullanıldığında her bir sıcaklık için yeni engel yüksekliği değerleri elde edilebilecektir. Böylece Al/GaTe ve Au/GaTe'nin Çizelge 4.2'de ifade edilen σ_i ve $\bar{\phi}_{bi}$ değerleri denk. (4.13)'de kullanılarak engel yüksekliğinin yeni değerleri hesaplanabildi. Engel yüksekliği değerlerini elde etmek için denk. (4.13)'de kullanılan A_1 ve A_2 keyfi dağılım fonksiyon parametreleri, Al/GaTe için sırasıyla 0.70 ve 0.30 olarak ve Au/GaTe için 0.76 ve 0.24 olarak elde edildi ve Au/GaTe'nin A_1 parametresinin Al/GaTe'nin değerinden büyük, A_2 parametresininse küçük olduğu görüldü. Şekil 4.8, Al/GaTe ve Au/GaTe'nin deneysel engel yüksekliği değerlerinin ve denk. (4.13) kullanılarak elde edilen Gauss dağılım değerleriyle birlikte sıcaklığa bağlı değişimlerini göstermektedir. Grafikte görüldüğü gibi her iki numunenin Gauss dağılım değerleri devamlı çizgi ve tekli polinom fit şeklinde deneysel engel yüksekliği değerlerine uyum korelasyonu yüksektir.

Böylece ikili Gauss dağılımlarına sahip Al/GaTe ve Au/GaTe Schottky kontak yapılarının engel yüksekliği değerlerine yukarıda açıklanan ikili Gauss dağılım denklemleri başarıyla uygulanabildi ve Schottky engel yüksekliği homojensizliklerini tek bir fit denklemi halinde daha genel olarak açıklayabildiği görüldü. Sonuç olarak literatürde henüz yeni olan Yu-Long, *et al.*'ın (Yu-Long *et al.* 2002) çoklu Gauss dağılım denklemleri, Werner ve Güttler'in (Werner and Güttler 1991) denklemlerinden farklı olarak ikili ya da daha çok olabilen Gauss dağılımlarını bütünlük içerisinde açıklayabilmekte ve tekli fit şeklinde engel yüksekliği değerlerine uydurulabilmektedir.

İkili ya da çoklu dağılımlara sahip olabilen Schottky kontaklarda dağılım bölgelerinin Gauss dağılımına katkısı denk. (4.10) kullanılarak elde edilebilir ve dağılımların etkisi gözlemlenebilir. Bizim ölçülerimizde kontaklarımızın ikili Gauss dağılımlarına sahip

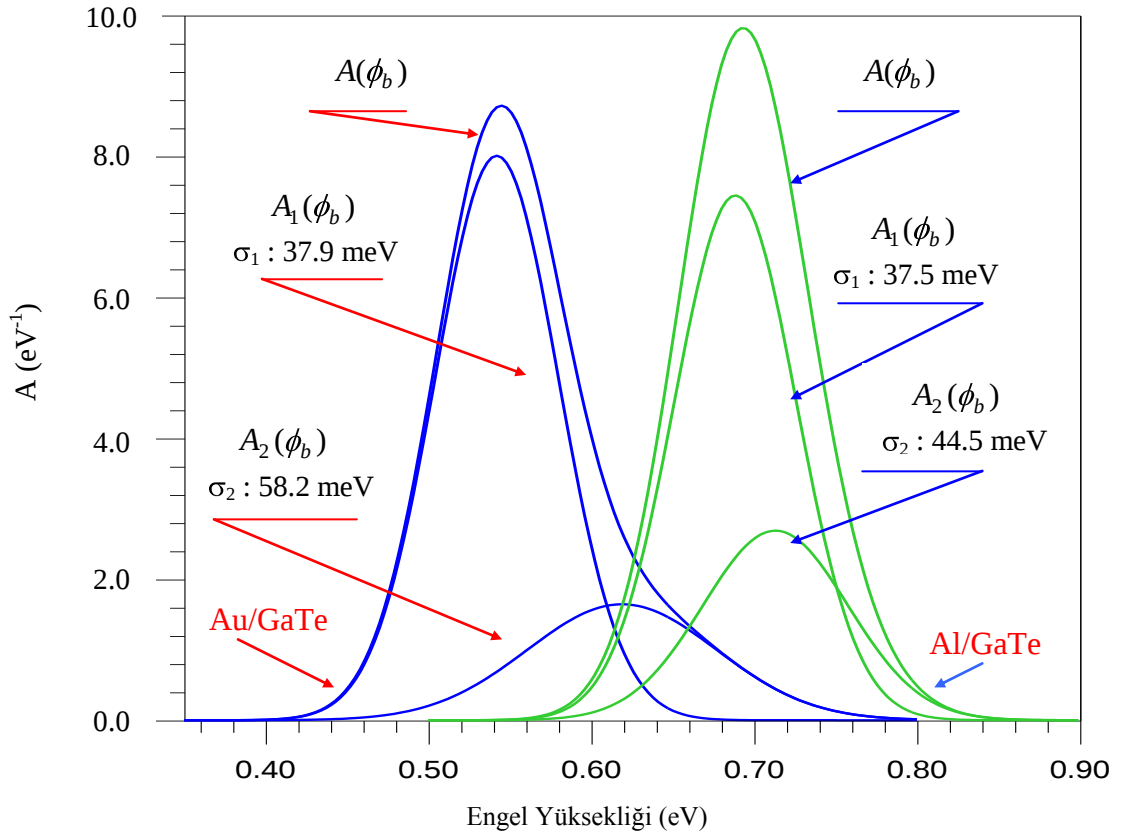


Şekil 4.8. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)'nin engel yüksekliği değerlerinin Gauss dağılım değerleriyle değişimi (Deneysel Au/GaTe ve Al/GaTe değerlerinin üzerindeki devamlı çizgiler Çizelge 4.2 ve denk. (4.18)'e göre elde edilen Gauss değerleridir).

olmalarından dolayı Gauss dağılım fonksiyonunun dağılım eğrileri, yukarıda açıklanan Al/GaTe ve Au/GaTe'nin A_1 ve A_2 keyfi dağılım fonksiyon değerleri ve Çizelge 4.2'de ifade edilen fit parametreleri, denk. (4.15), denk. (4.16) ve denk.(4.17)'de kullanılarak elde edildi. Şekil 4.9, Al/GaTe ve Au/GaTe Schottky kontak yapının engel yüksekliği değerlerine karşı Gauss dağılım eğrilerinin değişimini göstermektedir. Şekil 4.9'da en üst kısımda olan $A(\phi_b)$ eğrileri denk. (4.15)'e göre elde edilen Al/GaTe ve Au/GaTe'nin toplam değişim eğrisini, altta olan $A_1(\phi_b)$ ve $A_2(\phi_b)$ eğrileriye denk. (4.16) ve denk. (4.17)'ye göre elde edilmiş olan diğer iki Gauss dağılım bölgelerinin dağılım eğrilerini göstermektedir. Grafikte, $A_1(\phi_b)$ dağılım eğrisi yüksek sıcaklık bölgesinin dağılımının etkisini gösterirken $A_2(\phi_b)$ düşük sıcaklık bölgesinin dağılımının etkisini göstermektedir. Bu dağılımlardan $A_1(\phi_b)$ dağılımı diyot yüksek

sıcaklıklarda çalışırken önemli rol oynarken, $A_2(\phi_b)$ diyot düşük sıcaklıklarda çalışırken önemli rol oynamaktadır.

Al/GaTe ve Au/GaTe’de toplam dağılıma, yüksek sıcaklık bölgesinin dağılımının düşük sıcaklık bölgesinin dağılımından daha büyük olmasından dolayı yüksek sıcaklık bölgesinin etkisi, düşük sıcaklık bölgesinin etkisinden daha fazladır. Böylece yüksek sıcaklık bölgesinin etkisi, düşük sıcaklık bölgesinin etkisinden daha fazla olduğu için Al/GaTe ve Au/GaTe diyotlarının daha çok yüksek sıcaklık bölgesinin etkisi altında çalıştıkları söylenebilir. Bu nedenle Al/GaTe’de ve Au/GaTe’de düşük sıcaklık bölgesinin dağılımının nispeten büyük etkisi düşük sıcaklarda Schottky engel yüksekliği homojensizliklerinin etkisinin her iki diyot için az olduğunu göstermekle birlikte bu etki Al/GaTe için daha büyük önem arz etmektedir. Çünkü Al/GaTe’nin $A_2(\phi_b)$ dağılım



Şekil 4.9. Al/GaTe ve Au/GaTe’nin Gauss dağılım fonksiyonunun dağılım eğrileri.

eğrisinin Au/GaTe'nin aynı dağılım eğrisine göre biraz daha büyük olması bize Al/GaTe'de Schottky engel homojensizliklerinin düşük sıcaklıklarda Au/GaTe'ye göre daha az olduğunu göstermektedir. $A_1(\phi_b)$ dağılım eğrisinin Al/GaTe ve Au/GaTe için nispeten yakın değerlerde olmaları yüksek sıcaklıklarda engel homojensizliklerinin her iki diyot içinde hemen hemen aynı olduğunu ifade etmektedir. Ayrıca Çizelge 4.2'de ve Şekil 4.9'da $A_1(\phi_b)$ ve $A_2(\phi_b)$ eğrilerinin ortalama engel yüksekliklerinin arasındaki farkın Al/GaTe için 26 meV ve Au/GaTe için 77 meV olduğundan Al/GaTe ve Au/GaTe'nin dağılımlarının '*pinch off*' olduğunu söylemek kolay değildir (Tung 1992).

Metal ve yarıiletken arasında ara yüzey tabakasının değişken yapısından, engel yüksekliği homojensizliklerinden ve ara yüzeyde görüntü yük etkisinin voltajla değişiminden dolayı engel yüksekliği uygulanan gerilime bağlılık göstermekte ve idealite faktörü de uygulanan gerilime bağlı olarak değişime sahip olmaktadır. Böylece belirli bir sıcaklıkta idealite faktörünün engel yüksekliği ile ilişkisi uygulanan gerilime bağlı olarak,

$$n^{-1}(V, T) - 1 = -\frac{\Delta\phi_b(V)}{V} \quad (4.19)$$

şeklinde ifade edilmektedir (Werner and Güttler 1991). Bu denklemde $n^{-1}(V, T)$, idealite faktörünün uygulanan gerilim ve sıcaklığa bağlılığını göstermekte ve $\Delta\phi_b(V)$ ise uygulanan gerilime bağlı olarak engel yüksekliğinde oluşan değişimi ifade etmektedir. Denk. (4.19), idealite faktörünün gerilimden bağımsız olduğu durumda V uygulanan gerilimle $\phi_b(V)$ 'nin

$$\Delta\phi_b(V) = \rho_1 V \quad (4.20)$$

şeklinde bir katsayıyla lineer bir artışa sahip olması gerektiğini ifade etmektedir. Böylece bu katsayı,

$$n^{-1}(T) - 1 = -\rho_1 \quad (4.21)$$

şeklinde ifade edilmektedir (Werner and Güttler 1991). Bu denklemde ρ_1 katsayısı, sıcaklığa bağlı olarak $n(T)$ idealite faktörünün T 'ye bağlı olmasını gerektiren bir voltaj katsayısıdır.

Ara yüzeyin atomik düzeyde düz olmayıp kabaca bir yapıya sahip olması idealite faktörünün voltajla değişimine neden olan engel yüksekliği değerlerinde dalgalanmalara neden olmaktadır. Engel yüksekliğinin voltajla değişimi $V=0$ 'da ortalama engel yüksekliği $\bar{\phi}_{bi}$ 'nin ve σ_i 'nin uygulanan gerilimle değişimine neden olmaktadır. Böylece ara yüzeyin pozisyon ve şekillerinin uygulanan gerilime bağlı olması engel dağılımının uygulanan gerilimle değişmesine neden olmaktadır. Bunun sonucunda her bir V geriliminde ara yüzeyin değişimine paralel olarak farklı bir engel dağılımı oluşmaktadır (Werner and Güttler 1991).

Literatürde idealite faktörünün Gauss dağılımlarını hesaplamak için şimdiye kadar Werner ve Güttler'in (Werner and Güttler 1991) tekli Gauss dağılım denklemi çok sıklıkla kullanılmıştır. Ancak bu denklem birden fazla dağılıma sahip idealite faktörü değerlerini tek bir Gauss eğrisi içerisinde açıklamaktan yetersizdir. Bu nedenle yukarıda engel yüksekliği için kullanılan Yu-Long *et al.*'ın (Yu-Long *et al.* 2002) Gauss dağılım fonksiyonlarından idealite faktörü için yeni çoklu Gauss denkleminin matematiksel olarak elde edilmesi ve yorumlanması gerekmektedir. Bu şekilde elde edilebilecek idealite faktörü için çoklu Gauss dağılım denklemi birden fazla dağılıma sahip idealite faktörü değerlerini de tasvir edebilecektir.

Engel yüksekliği dağılımları tüm uygulama gerilimleri için farklı olacağından Yu-Long *et al.*'ın (Yu-Long *et al.* 2002) çoklu Gauss dağılım denklemi olan denk. (4.12), $V = 0$ ($V = 0$ 'da ϕ_{b0}) ve tüm V ($\phi_b(V)$) uygulama gerilimleri için,

$$\phi_{b0} = -\frac{kT}{q} \ln \sum_{i=1}^n A_i \exp \left(-\frac{q\bar{\phi}_{bi0}}{kT} + \frac{q^2\sigma_{i0}^2}{2k^2T^2} \right) \quad (4.22)$$

ve

$$\phi_b(V) = -\frac{kT}{q} \ln \sum_{i=1}^n A_i \exp \left(-\frac{q\bar{\phi}_{bi}(V)}{kT} + \frac{q^2\sigma_i^2(V)}{2k^2T^2} \right) \quad (4.23)$$

şeklinde elde edilir. Denk. (4.22)'de $\bar{\phi}_{b10}, \bar{\phi}_{b20}, \dots, \bar{\phi}_{bn0}$ ve $\sigma_{10}, \sigma_{20}, \dots, \sigma_{n0}$ her bir dağılım için $V=0$ 'da ortalama engel yüksekliği ve standart sapma değerlerini, $\bar{\phi}_{b1}(V), \bar{\phi}_{b2}(V), \dots, \bar{\phi}_{bn}(V)$ ve $\sigma_1(V), \sigma_2(V), \dots, \sigma_n(V)$ ise bir V uygulama değerinde engel yüksekliği ve standart sapma değerlerini ifade etmektedir.

$V=0$ 'da ve bir V gerilim değerinde engel yüksekliğinin değişimini,

$$\Delta\phi_b(V) = \phi_b(V) - \phi_{b0} \quad (4.24)$$

şeklinde yazabiliriz (Werner and Güttler 1991). Böylece denk. (4.23) ve denk. (4.24)'ün farkı gerekli matematiksel işlemlerden sonra,

$$\Delta\phi_b(V) = -\frac{kT}{q} \ln \sum_{i=1}^n A_i \exp \left(-\frac{q\bar{\phi}_{bi}(V)}{kT} + \frac{q^2\sigma_i^2(V)}{2k^2T^2} \right) + \frac{kT}{q} \ln \sum_{i=1}^n A_i \exp \left(-\frac{q\bar{\phi}_{bi0}}{kT} + \frac{q^2\sigma_{i0}^2}{2k^2T^2} \right) \quad (4.25)$$

şeklinde elde edilir. İdealite faktörünün voltajdan bağımsız olduğu durumda, ortalama engel yüksekliği ve standart sapmanın gerilimle değişimleri,

$$\Delta\bar{\phi}_b(V) = \bar{\phi}_{bi}(V) - \bar{\phi}_{bi0} = \rho_{2i}V \quad (4.26)$$

$$\Delta\sigma^2(V) = \sigma_i^2(V) - \sigma_{i0}^2 = \rho_{3i}V \quad (4.27)$$

şeklindedir. Denk. (4.26) ve denk. (4.27)'de ρ_{2i} ve ρ_{3i} voltaj katsayıları her bir dağılımın engel yüksekliği dağılımının voltaj deformasyonunu ifade etmektedir. Böylece denk. (4.25) yeniden düzenlendiğinde denk. (4.21)'de ifade edilen ters idealite faktörünün değişimi,

$$n^{-1}(T) - 1 = \frac{kT}{qV} \ln \frac{\sum_{i=1}^n A_i \exp \left(-\frac{q(\rho_{2i}V + \bar{\phi}_{bi0})}{kT} + \frac{q^2(\rho_{3i}V + \sigma_{i0}^2)}{2k^2T^2} \right)}{\sum_{i=1}^n A_i \exp \left(-\frac{q\bar{\phi}_{bi0}}{kT} + \frac{q^2\sigma_{i0}^2}{2k^2T^2} \right)} \quad (4.28)$$

şeklinde elde edilmiş olur. İkili Gauss dağılımları için denk. (4.28) n=2 için yeniden yazılırsa,

$$n^{-1}(T)-1 = \frac{kT}{qV} \ln \left[\frac{A_1 \exp \left(-\frac{q(\rho_{21}V + \bar{\phi}_{b10})}{kT} + \frac{q^2(\rho_{31}V + \sigma_{10}^2)}{2k^2T^2} \right) + A_1 \exp \left(-\frac{q\bar{\phi}_{b10}}{kT} + \frac{q^2\sigma_{10}^2}{2k^2T^2} \right) + \frac{A_2 \exp \left(-\frac{q(\rho_{22}V + \bar{\phi}_{b20})}{kT} + \frac{q^2(\rho_{32}V + \sigma_{20}^2)}{2k^2T^2} \right)}{A_2 \exp \left(-\frac{q\bar{\phi}_{b20}}{kT} + \frac{q^2\sigma_{20}^2}{2k^2T^2} \right)} \right] \quad (4.29)$$

olarak düzenlenmiş olur.

Deneysel engel yüksekliği değerleri $V=0$ 'daki limit değerleri olduğundan denk. (4.28)'de ifade edilen $\bar{\phi}_{b10}, \bar{\phi}_{b20}, \dots, \bar{\phi}_{bn0}$ ve $\sigma_{10}, \sigma_{20}, \dots, \sigma_{n0}$ değerleri denk. (4.13)'de belirtilen $\bar{\phi}_{b1}, \bar{\phi}_{b2}, \dots, \bar{\phi}_{bn}$ ve $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n$ değerlerine eşittir. İdealite faktörü dağılımının tek Gauss dağılımıyla ifade edildiği bir durumda $A_2, A_3, \dots, A_n=0$ ve $A_1=1$ olacak, $\bar{\phi}_{b20}, \bar{\phi}_{b30}, \dots, \bar{\phi}_{bn0}=0, \sigma_{20}, \sigma_{30}, \dots, \sigma_{n0}=0, \rho_{22}, \rho_{23}, \dots, \rho_{2n}=0$ ve $\rho_{32}, \rho_{33}, \dots, \rho_{3n}=0$ olacağından denk. (4.28),

$$n^{-1}(T)-1 = -\rho_{21} + \frac{q\rho_{31}}{2kT} \quad (4.30)$$

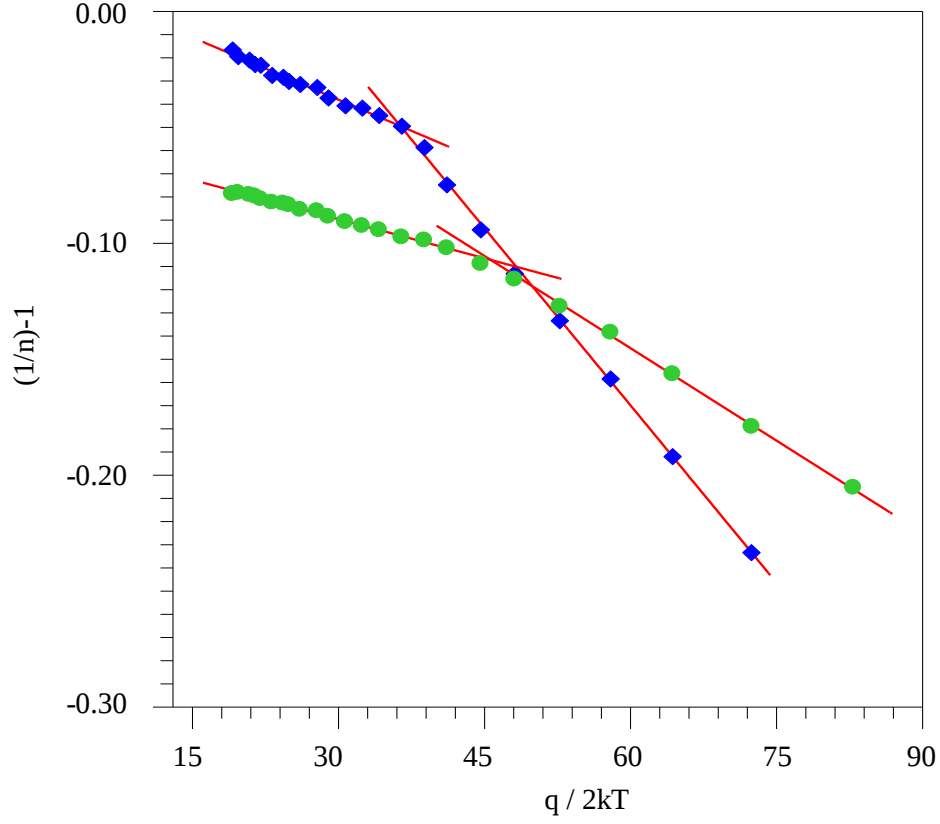
şeklinde tanımlanan ve Werner ve Güttler'in (Werner and Güttler 1991) tarafından türetilmiş tekli Gauss dağılım denklemi elde edilmiş olur.

İdealite faktörü değerlerinin voltaj katsayılarını hesaplamak ve Gauss dağılımlarını elde etmek için her dağılım bölgesinin voltaj katsayısı tekli Gauss denklemi olan denk. (4.30) kullanılarak elde edilir. Bu denkleme göre $(1/n)-1$ 'in (ters idealite faktörünün)

$1/T$ 'ye ya da $q/2kT$ 'ye karşı olan değişiminin eğimi dağılımın ρ_{3i} katsayısını ve y-eksenini kesen nokta ise ρ_{2i} katsayısını verir. Bir dağılımda ρ_{3i} katsayısı idealite faktörü dağılımının standart sapmasını ve ρ_{2i} katsayısı ters idealite faktörünün $V=0$ 'da değerini vermektedir. Engel yüksekliğinin dağılımlarına benzer olarak ρ_{3i} ve ρ_{2i} katsayılarının küçük olması Schottky engel homojensizliklerinin yeterince küçük ve bu katsayıların büyük olması ise engel homojensizliklerinin büyük olacağını işaret etmektedir.

Şekil 4.10, Al/GaTe ve Au/GaTe Schottky kontakların ters idealite faktörü değerlerinin $q/2kT$ 'ye karşı değişimlerini göstermektedir. Şekil 4.10'da, Au/GaTe'nin idealite faktörü değerleri yüksek sıcaklıklarda Al/GaTe'den daha küçük olduğundan daha yukarıda, düşük sıcaklıklardaysa Al/GaTe'ye göre Au/GaTe'nin idealite faktörü değerlerinin hızlı artışından dolayı ters idealite faktörü değerlerinin daha süratli olarak azaldığı görülmektedir. Ayrıca Şekil 4.7'de olduğu gibi bu grafikte de her iki numunenin idealite faktörü değerlerinin ikili dağılım gösterdikleri dolayısıyla ikili Gauss dağılımına uydukları görülmektedir.

Çizelge 4.3, Al/GaTe ve Au/GaTe'nin Şekil 4.10'dan denk. (4.30) kullanılarak elde edilen ρ_{2i} ve ρ_{3i} katsayılarını göstermektedir. Çizelge 4.3'de görüldüğü gibi tüm dağılımlar için ρ_{3i} katsayıları dağılımların ters eğimleri alındığından dolayı negatiftir ve ρ_{2i} katsayıları Al/GaTe'nin yüksek sıcaklık bölgesini ifade eden dağılımının haricinde diğer değerleri negatiftir. Deneysel çalışmalarda ρ_{2i} 'nin negatif olması uygulanan gerilim arttığında engel yüksekliği ve standart sapmanın azalacağını ima etmektedir. Ancak bizim çalışmamızda bu katsayılar Çizelge 4.3'de GaTe üzerine elde edilen diğer çalışmaların katsayılarından küçüktür. Böylece çalışmalarımızda Al/GaTe ve Au/GaTe için hesapladığımız ρ_{2i} ve ρ_{3i} katsayılarının küçük olması engel yüksekliği değişimlerinde yorumlandığı gibi engel anormalliklerinin bizim diyotlarda yeterince küçük ve fazlaca etkili olmadıklarını ifade etmektedir.



Şekil 4.10. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)'nin ters idealite faktörü değerlerinin $q/2kT$ 'ye karşı değişimi.

Deneysel idealite faktörü değerlerinin Gauss dağılımı ile uyumluğunu göstermek için elde ettiğimiz ikili Gauss dağılım denklemini kullanabilir ve bu denklemin deneysel değerlere uyumluluğunu görebiliriz. Böylece elde ettiğimiz idealite faktörü denkleminin Gauss dağılımını elde etmede başarısı ve uygulanabilirliği ortaya konmuş olur. Ancak bu denklemin uygulanabilirliği denk. (4.28) ve denk. (4.29)'da ifade edildiği gibi V

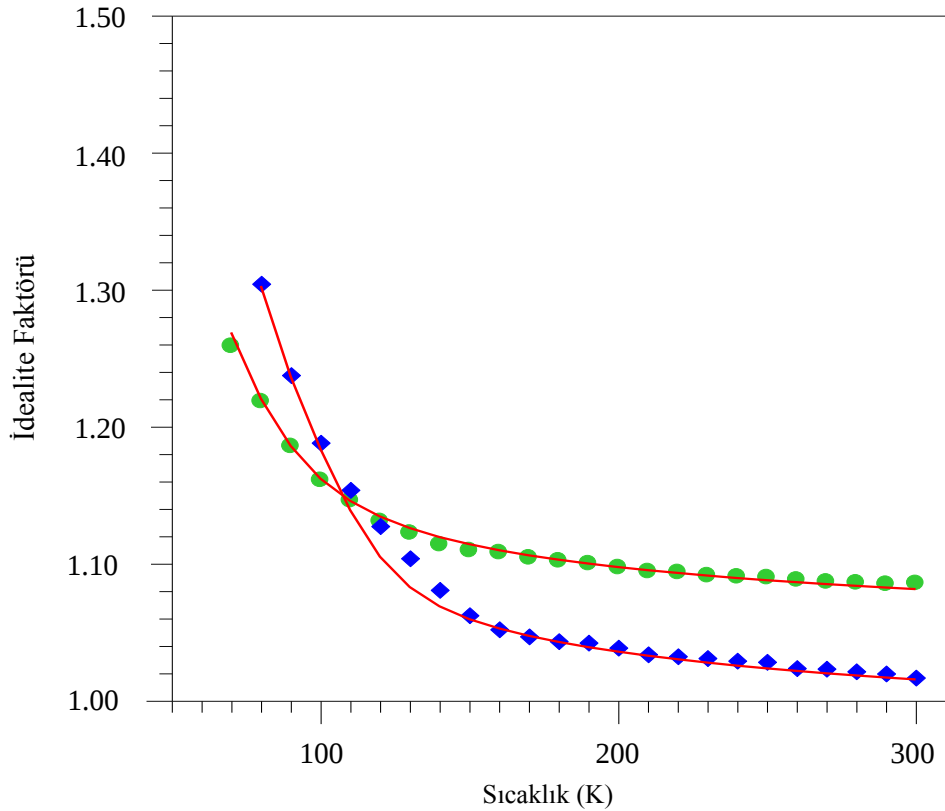
Çizelge 4.3. Al/GaTe ve Au/GaTe'nin ve literatürde GaTe üzerine yapılan çeşitli çalışmalarda elde edilen ρ_{2i} ve ρ_{3i} değerleri.

	ρ_{2i}		ρ_{3i} (V)		REF.
Al/GaTe	0.0567	-0.0105	-0.0011	-0.0026	Bu çalışma
Au/GaTe	-0.0138	-0.1320	-0.0017	-0.0050	Bu çalışma
Cd/GaTe	-0.069		-0.013		Abay <i>et al.</i> 2003
Sn/GaTe	0.347		-0.015		Coşkun <i>et al.</i> 2003

gerilim değerlerinin seçimine bağlıdır.

Al/GaTe ve Au/GaTe Schottky kontak yapılarının idealite faktörü değerlerinin ikili Gauss dağılımlarına sahip olmasından dolayı denk. (4.29)'da ifade edilen idealite faktörünün ikili Gauss denkleminin kullanılması gerekmektedir. Denk. (4.29)'da kullanılan A_1 ve A_2 keyfi dağılım fonksiyonları Al/GaTe için 0.70 ve 0.30 ve Au/GaTe için 0.76 ve 0.24 olarak elde edildi. Böylece idealite faktörü için elde edilen A_1 ve A_2 keyfi dağılım fonksiyon değerlerinin engel yüksekliğinin keyfi dağılım fonksiyon değerleriyle aynı oldukları tespit edilmektedir.

Şekil 4.11, Al ve Au/GaTe Schottky kontakların deneysel idealite faktörü değerleri,



Şekil 4.11. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)'nin idealite faktörü değerlerinin Gauss dağılımları ile birlikte sıcaklığa bağlı değişimleri (Deneysel Au/GaTe ve Al/GaTe değerlerinin üzerindeki devamlı çizgiler Çizelge 4.3 ve denk. (4.29)'a göre elde edilen Gauss değerleridir).

göre elde edilen idealite faktörünün Gauss dağılım değerleri idealite faktörü değerleriyle uyum içerisinde. Böylece Şekil 4.11’de, denk. (4.29)’da ifade edilen $n=2$ için ifade edilen ikili Gauss dağılım denklemi her iki numunenin idealite faktörü değerlerini teorik olarak ifade edebilmektedir.

4.4. Richardson Eğrileri ve Sıcaklığa Bağlı Değişimleri

4.4.1. $\ln(J_0/T^2)$ Deneysel Değerlerinin $1/T$ ’ye Karşı Değişimi

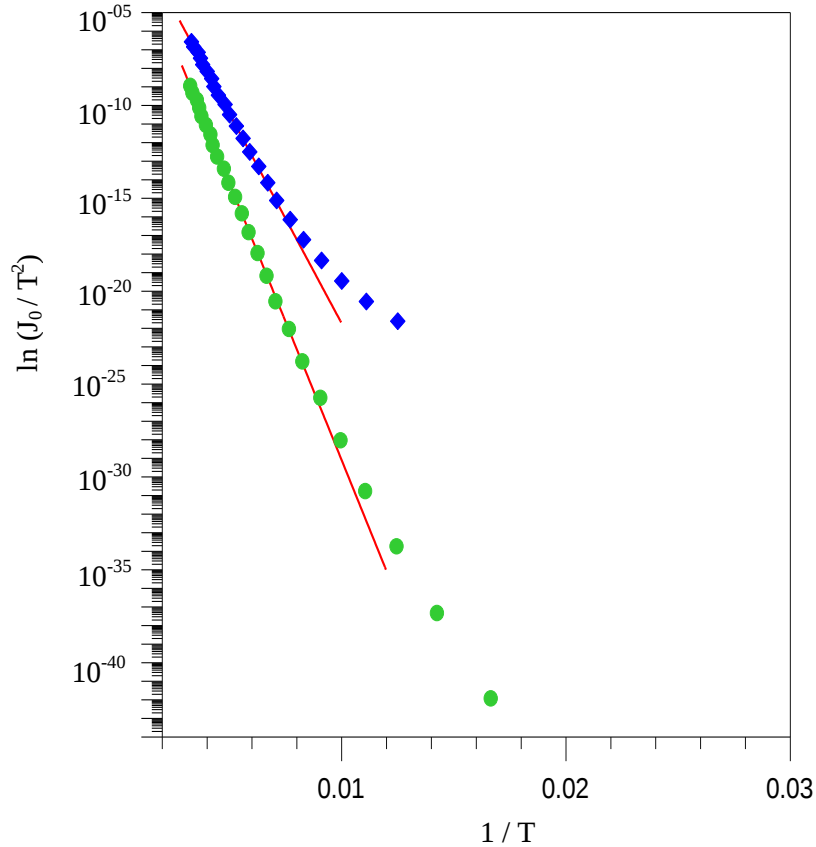
Sıfır gerilimde ($V=0$ ’da) engel yüksekliği, y-eksenini kesen noktadan elde edilen I_0 değerleri ile denk. (4.7)’den, termiyonik emisyon modelinden Richardson grafiği elde edilebilmektedir. Bu modele göre denk. (4.6)’dan, $1/T$ ’nin bir fonksiyonu olarak ifade edilen Richardson eğrilerinin eğimi $V=0$ ’da ortalama engel yüksekliği değerini verir (Rhoderick and Williams 1988; Chin *et al.* 1990)

$$\ln\left(\frac{J_0}{T^2}\right) = \ln A^* - \frac{q\phi_b}{kT} \quad (4.31)$$

Şekil 4.12 Al/GaTe ve Au / GaTe’nin $\ln(J_0/T^2)$ deneysel değerlerinin $1/T$ ’ye karşı olan değişimlerini göstermektedir. Şekil 4.12’de, Au/GaTe’nin $\ln(J_0/T^2)$ ekseninin kesim noktası Al/GaTe’nin kesim noktasından daha büyüktür ve $\ln(J_0/T^2)$ değerleri Al/GaTe için 120 K’in yukarısında ve Au/GaTe için 140 K’in yukarı için korelasyon iyi iken bu sıcaklığın altında lineerlikten sapma oluşmaktadır. Ayrıca düşük sıcaklıklarda Al/GaTe’nin deneysel $\ln(J_0/T^2)$ değerleri Au/GaTe’nin değerlerinden daha az sapmakta ve daha kararlı davranış sergilemektedir. Bu grafikten A^* , Richardson sabiti, Al/GaTe için $14.33 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$, Au/GaTe için $11.723 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ ve aktivasyon enerjisi de Al/GaTe için 0.604 eV ve Au/GaTe için 0.459 eV olarak hesaplandı. Böylece Richardson grafiğinden elde edilen Al/GaTe’nin A^* Richardson sabiti değeri Au/GaTe’nin değerinden biraz daha büyüktür.

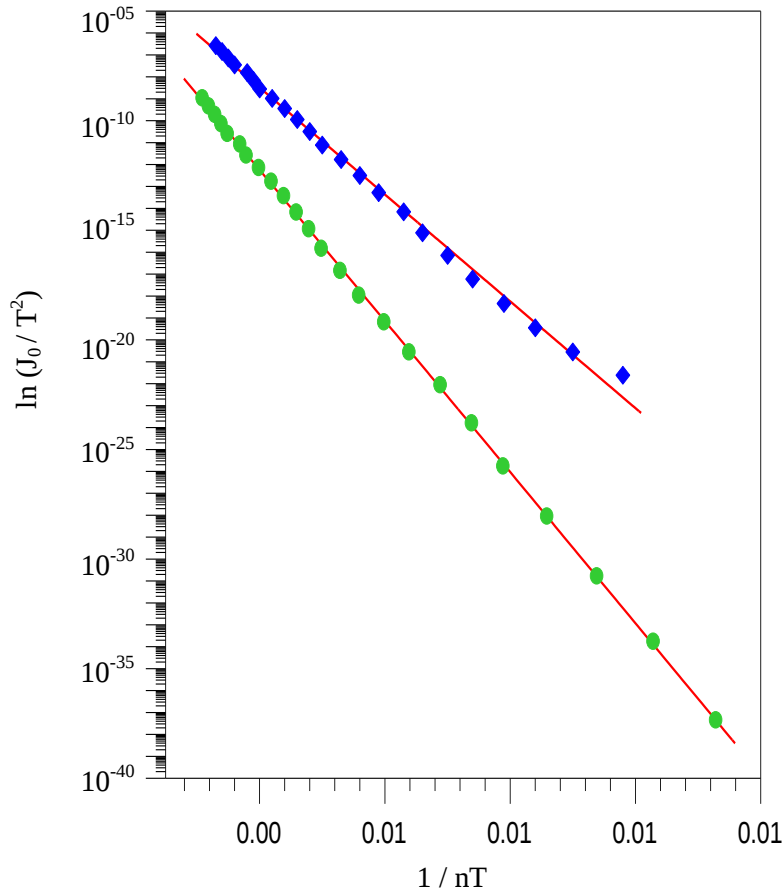
Şekil 4.12’de düşük sıcaklıklarda engel yüksekliği ve idealite faktöründe ortaya çıkan anormalliklerin Richardson grafiğinde de kendisini hissettirdiği görülmektedir. Çünkü Şekil 4.12’de Al/GaTe ve Au/GaTe’nin değişimlerinin düşük sıcaklıklarda lineerlikten sapma şeklinde gösterdikleri davranış, Schottky engel homojensizliklerinden kaynaklanmaktadır.

Şekil 4.12’de Al/GaTe ve Au/GaTe’nin Richardson eğrilerinin çeşitli engel anormalliklerden dolayı düşük sıcaklıklarda saptmakta olması ve yüksek sıcaklık bölgelerine yapılan lineer fitten elde edilen A^* Richardson sabiti değerlerinin teorik değerden çok farklı olmasından dolayı literatürde $\ln(J_0/T^2) - 1/nT$ ilişkisinin daha anlamlı A^* değeri verdiği bildirilmektedir. Bu amaçla çizdirilen Şekil 4.13’te Al/GaTe’nin $\ln(J_0/T^2)$ değerlerinin oldukça lineer ve Au/GaTe’nin ise kısmi lineer



Şekil 4.12. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)’nin $\ln(J_0/T^2)$ deneysel değerlerinin, $1/T$ ‘ye bağlı değişimi ve yüksek sıcaklık değerlerine yapılan lineer fitler.

olarak değıştikleri görölmektedir. Şekil 4.13’de Al/GaTe ve Au/GaTe’nin deneysel $\ln(J_0/T^2)$ ’a karşı $1/nT$ değışimlerine en küçük kareler metodunu kullanarak yapılan lineer fitin y-eksenini kesim noktasından A^* Richardson sabiti değeri Al/GaTe için $32.99 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ ve Au/GaTe için $26.05 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ olarak ve aktivasyon enerji değeri ise Al/GaTe için 0.684 eV ve Au/GaTe için 0.491 eV olarak elde edildi. Böylece elde edilen A^* Richardson sabiti değeri Şekil 4.12’den elde edilen değlerden biraz daha farklı olarak GaTe’nin teorik değrine biraz daha yakın oldukları ve elde edilen aktivasyon enerjisi değlerinin de Şekil 4.12’den elde edilen ortalama engel yüksekli değlerinden biraz daha farklı olarak Şekil 4.7’den elde edilen ortalama engel yüksekli değlerine daha yakın oldukları tespit edilmektedir.



Şekil 4.13. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)’nin $\ln(J_0/T^2)$ deneysel değlerinin, $1/nT$ ‘ye bağılı değışimi ve yapılan lineer fitler.

Şekil 4.12’de, Al/GaTe ve Au/GaTe Schottky kontakların Richardson grafiklerinin düşük sıcaklıklarda sapması Schottky engel homojensizliklerinden kaynaklanabileceği şeklinde yorumlanmaktadır. Ayrıca bu anormalliklerden dolayı Şekil 4.12 ve Şekil 4.13’ün eğiminden elde edilen Al/GaTe ve Au/GaTe için Richardson sabitlerinin GaTe’nin teorik değerinden çok farklı olması ve bu grafiklerden elde edilen ortalama engel yüksekliği değerlerinin Şekil 4.7’de engel yüksekliğine karşı $q/2kT$ değişiminden elde edilen ortalama engel yüksekliği değerleri ile uyuşmamasından dolayı Richardson grafiğinin modifiye edilmesi gerekmektedir. Çünkü Schottky engel homojensizliklerinden dolayı diyotun gerçek A^* Richardson sabiti ve aktivasyon enerjisi gibi karakteristikleri elde edilememektedir.

4.4.2. Modifiye edilmiş Richardson Grafiği

Şimdiye kadar literatürde modifiye olmuş Richardson grafiği, denk. (4.31)’in $(\ln(J_0/T^2))$ ’ye karşı $1/T$ ’nin değişimi) tekli Gauss denklemi olan denk. (4.18)’in birlikte kullanımıyla yorumlanmaktadır. Ancak ikili ya da daha çok Gauss dağılımlarına sahip dağılımlarda tekli Gauss denklemi özellikle düşük sıcaklıklarda Richardson grafiğini temsil etmede yetersizdir. Bu nedenle çoklu Gauss dağılım denkleminin denk. (4.31)’de ifade edilen Richardson denkleminde kullanımıyla yeni çoklu Gauss dağılımlarına sahip Richardson denklemi elde edilebilir. Böylece denk. (4.31), denk.(4.12)’de belirtilen engel yüksekliğinin çoklu Gauss denklemiyle birlikte,

$$\ln\left(\frac{J_0}{T^2}\right) = \ln A^* + \ln \sum_{i=1}^n A_i \exp\left(-\frac{q\bar{\phi}_{bi}}{kT} + \frac{q^2\sigma_i^2}{2k^2T^2}\right) \quad (4.32)$$

şeklinde kullanılarak modifiye edilebilir. Dağılımın ikili Gauss dağılımına sahip olduğu durumda $n=2$ ve denk. (4.32),

$$\ln\left(\frac{J_0}{T^2}\right) = \ln A^* + \ln \left[A_1 \exp\left(-\frac{q\bar{\phi}_{b1}}{kT} + \frac{q^2\sigma_1^2}{2k^2T^2}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{q\bar{\phi}_{b2}}{kT} + \frac{q^2\sigma_2^2}{2k^2T^2}\right) \right] \quad (4.33)$$

biçiminde ifade edilebilir.

Richardson grafiği dağılımının tek Gauss dağılımıyla ifade edildiği bir durumda $A_2, A_3, \dots, A_n = 0$ ve $A_1 = 1$ olacak, $\bar{\phi}_{b2}, \bar{\phi}_{b3}, \dots, \bar{\phi}_{bn} = 0$ ve $\sigma_2, \sigma_3, \dots, \sigma_n = 0$ olacağından denk. (4.32),

$$\ln\left(\frac{J_0}{T^2}\right) - \left(\frac{q^2 \sigma_1^2}{2k^2 T^2}\right) = \ln A^* - \frac{q \bar{\phi}_{b1}}{kT} \quad (4.34)$$

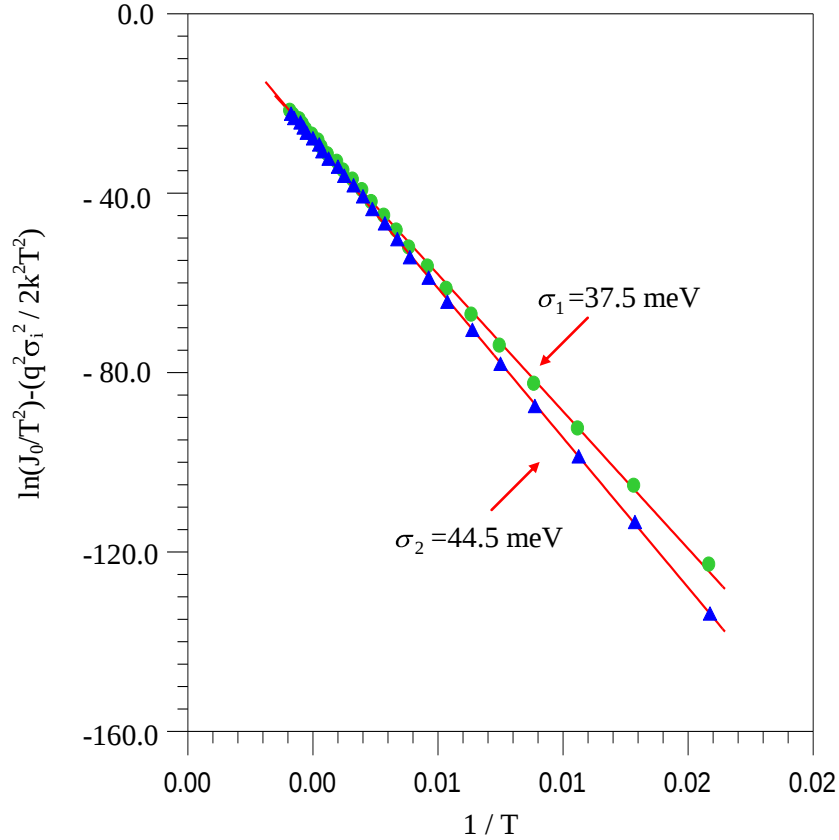
şeklinde literatürde çok iyi bilinen tekli dağılımları açıklayabilen modifiye olmuş Richardson denklemi elde edilmiş olacaktır. Böylece $\ln(J_0/T^2) - (q^2 \sigma_i^2 / 2k^2 T^2)$ 'nin $1/T$ veya $1000/T$ 'ye karşı çizimi modifiye olmuş Richardson grafiğidir ve bu grafikte σ_i değeri engel yüksekliğinin $q/2kT$ 'ye karşı değişiminden elde edilerek kullanılır. Modifiye olmuş Richardson grafiğinde deneysel verilere en küçük kareler metodunu kullanarak yapılan lineer fitin y-eksenini kesen nokta modifiye olmuş Richardson sabitini, grafiğin eğimiyle ortalama engel yüksekliğini ya da aktivasyon enerjisini vermektedir.

Şekil 4.14, Al/GaTe için $\ln(J_0/T^2) - (q^2 \sigma_i^2 / 2k^2 T^2)$ 'nin $1/T$ 'ye karşı değişimlerini göstermektedir. Şekil 4.14'te Al/GaTe'nin $\sigma_1 = 37.5$ meV ve $\sigma_2 = 44.5$ meV olan standart sapma değerleri denk. (4.34)'de yerine konularak tüm sıcaklık değerleri için iki ayrı lineer değişim elde edildi. Grafikte $\ln(J_0/T^2)$ deneysel değerlerinin σ_i parametreleriyle modifiye edilmesiyle tamamen lineerleştikleri görülmektedir. Şekil 4.14'de Al/GaTe için en küçük kareler metodunu kullanarak yapılan lineer fitler sonucunda $\sigma_1 = 37.5$ meV ve $\sigma_2 = 44.5$ meV için elde edilen A^* Richardson sabiti ve aktivasyon enerjisi değerleri Çizelge 4.4'de görülmektedir. Çizelge 4.4'de görüldüğü gibi Al/GaTe için hesaplanan A^* Richardson sabiti değerleri, yukarıda ifade edilen GaTe'nin teorik değerine ($A^* = 119.4 \text{ AK}^{-2} \text{ cm}^{-2}$) çok yakın olup $\sigma_2 = 44.5$ meV için elde edilen değer daha büyük ve teorik değere daha yakındır. Ayrıca Al/GaTe için 0.687 eV ve 0.713 eV olarak elde edilen aktivasyon enerjisi değerleri, Şekil 4.7'de engel yüksekliğinin $q/2kT$ 'ye karşı değişiminden elde edilen 0.689 eV ve 0.713 eV değerlerine çok yakındırlar.

Çizelge 4.4. Al/GaTe ve Au/GaTe'nin Şekil 4.13 ve Şekil 4.14'ten elde edilen A^* Richardson sabiti ve $\bar{\phi}_{bi}$ aktivasyon enerjisi değerleri.

	Al/GaTe		Au/GaTe	
	$\sigma_1=37.5$ meV	$\sigma_2=44.5$ meV	$\sigma_1=37.9$ meV	$\sigma_2=58.2$ meV
$A^* (AK^{-2}cm^{-2})$	108.414	116.602	51.918	376.743
$\bar{\phi}_{bi}$ (eV)	0.687	0.713	0.525	0.637

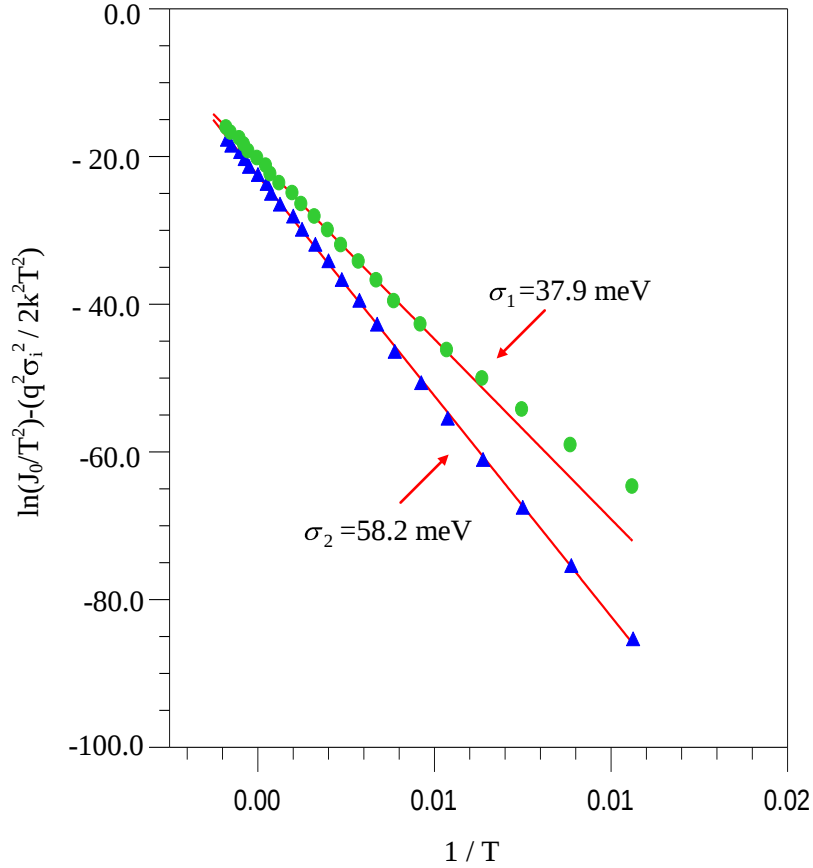
Şekil 4.15, Au/GaTe için $\ln(J_0/T^2) - (q^2\sigma_i^2/2k^2T^2)$ 'nin $1/T$ 'ye karşı değişimlerini göstermektedir. Grafikte Au/GaTe'nin $\ln(J_0/T^2)$ deneysel değerleri denk. (4.34)'e göre $\sigma_1=37.9$ meV kullanılarak modifiye edilen Richardson grafiğinin düşük sıcaklıklarda ikinci lineer değişime neden olacak şekilde tam lineerleşmediği, $\sigma_1=58.2$ meV parametresiyle modifiye edilen Richardson grafiğinin ise tamamen lineerleştiği



Şekil 4.14. Al/GaTe'nin $\sigma_1=37.5$ meV (●) ve $\sigma_2=44.5$ (▲) meV'a göre $\ln(J_0/T^2) - (q^2\sigma_i^2/2k^2T^2)$ 'nin $1/T$ 'ye karşı değişimi.

görülmektedir. Şekil 4.15'te deneysel datalara en küçük kareler metodunu kullanarak yapılan lineer fitler sonucunda elde edilen A^* Richardson sabiti ve aktivasyon enerjisi değerleri Çizelge 4.4'de görülmektedir. Çizelge 4.4'de Au/GaTe'nin farklı standart sapma değerlerinde modifiye edilmesiyle Richardson grafiğinden elde edilen Richardson sabiti değerleri Al/GaTe'nin değerlerinden $\sigma_1=37.9$ meV için çok küçük, $\sigma_2=58.2$ meV için çok büyük olup GaTe'nin teorik Richardson sabiti ($119.4 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$) değerinden çok uzaktırlar. Ayrıca Çizelge 4.4'de Au/GaTe'nin aktivasyon enerjisi değerlerinin de Çizelge 4.2'de ifade edilen 0.542 eV ve 0.619 eV olan ortalama engel yüksekliği değerlerinden biraz daha farklı oldukları tespit edilmektedir.

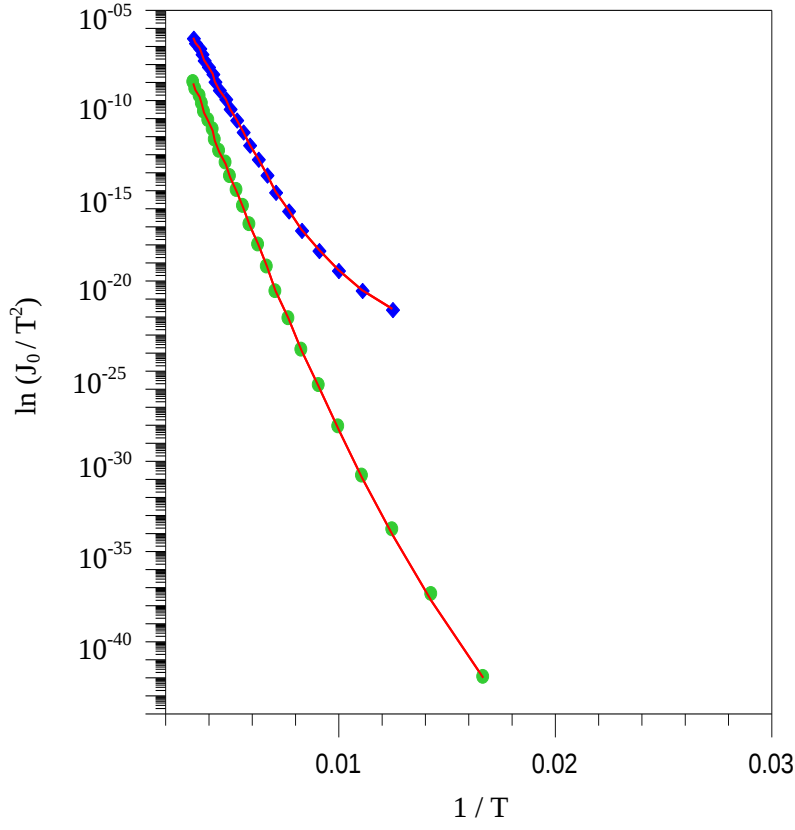
Gauss dağılım fonksiyonuna göre Şekil 4.14 ve 4.15'ten elde edilen deneysel



Şekil 4.15. Au/GaTe'nin $\sigma_1=37.9$ meV (●) ve $\sigma_2=58.2$ (▲) meV'a göre $\ln(J_0/T^2) - (q^2 \sigma_i^2 / 2k^2 T^2)$ 'nin $1/T$ 'ye karşı değişimi.

Richardson sabiti ve aktivasyon enerjisi değerlerinin Gauss dağılım denkleminde kullanımıyla $\ln(J_0/T^2)$ 'nin Gauss dağılım değerleri elde edilebilmekte ve bu değerlerin deneysel Richardson sabiti değerleriyle uyumu gösterilebilmektedir. Şimdiye kadar yapılan deneysel çalışmalarda engel yüksekliğinin tekli Gauss dağılım denklemi olan denk.(4.18)'in denk.(4.31)'de kullanımıyla $\ln(J_0/T^2)$ 'in Gauss dağılım değerleri deneysel Richardson sabiti değerleriyle uyumunu gösterilebilmek için kullanılmaktadır. Ancak denk. (4.33) böyle bir dağılımı hesaplamak için önerilen yeni bir denklem olduğundan bu denklemin Richardson grafiği üzerinde uygulanabilirliği görülebilir ve başarısı tespit edilebilir. Çalışmalarımızda bizim diyotların ikili Gauss dağılımlarına sahip olmalarından dolayı $\ln(J_0/T^2)$ 'nin sıcaklığa bağlı Gauss dağılım değerleri Çizelge 4.4'de ifade edilen Al/GaTe için $108.414 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ ve 0.687 eV, Au/GaTe için $51.918 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ ve 0.525 eV olan A^* Richardson sabiti ve aktivasyon enerjisi değerlerinin denk. (4.33)'de kullanılmasıyla elde edildi.

Şekil 4.16, Al/GaTe ve Au/GaTe'nin deneysel Richardson datalarıyla birlikte denk. (4.33) kullanılarak elde edilen sıcaklığa bağlı Gauss dağılım değerlerinin $1/T$ 'ye karşı olan değişimlerini göstermektedir. Şekil 4.16'dan A_1 ve A_2 keyfi dağılım fonksiyon parametreleri Al/GaTe için 0.70 ve 0.30 ve Au/GaTe için 0.76 ve 0.24 olarak elde edildi. A_1 ve A_2 'nin elde edilmiş bu değerleri Al/GaTe ve Au/GaTe için yukarıda engel yüksekliği ve idealite faktörü için önceden hesaplanmış olan değerleriyle aynı olduğu gözükmemektedir. Ayrıca Şekil 4.16'da Al/GaTe ve Au/GaTe için elde edilen A_1 ve A_2 keyfi dağılım fonksiyonu değerleriyle birlikte Gauss dağılım değerlerinin deneysel değerlere tamamen uyduğu ve Richardson grafiğini rahatlıkla açıklayabildiği görülmektedir. Böylece denk. (4.33)'te ifade edilen ikili Gauss dağılım denklemi, engel yüksekliğinin dağılımında ve idealite faktörünün dağılımında olduğu gibi Richardson grafiğinde de Schottky engel yüksekliği homojensizliklerini çok daha rahat ve genel olarak bir bütünlük içerisinde açıklayabilmekte ve başarılı olduğu belirlenmektedir.



Şekil 4.16. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)'nin deneysel $\ln(J_0/T^2)$ değerlerinin Gauss dağılımları ile birlikte $1/T$ 'ye bağlı değişimleri (Deneysel Au/GaTe ve Al/GaTe $\ln(J_0/T^2)$ değerlerinin üzerindeki devamlı çizgiler Çizelge 4.6 ve denk. (4.33)'a göre elde edilen Gauss değerleridir).

Çizelge 4.4'de Al/GaTe'nin ve Au/GaTe'nin A^* Richardson sabiti değerlerinin sırasıyla σ_1 , 37.5 meV ve 37.9 meV değerleri için ve σ_2 , 44.5 meV ve 58.2 meV parametreleri için birbirlerinden biraz daha farklı olmaları kullanılan metalin çeşidinden daha çok Schottky engel yüksekliği anormalliklerine bağlıdır. Al/GaTe'de homojensizliklerin etkisinin daha düşük yoğunlukta olmasından dolayı Richardson sabiti σ parametresine bağlı olarak modifiye olmuş Richardson grafiğinden GaTe'nin teorik Richardson sabiti değerine ($119.4 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$) çok yakın olarak elde edilirken Au/GaTe'de homojensizliklerin etkisinin Al/GaTe'ye göre nispeten büyüklüğünden dolayı çok daha farklı olabilen A^* Richardson sabiti değerlerinin elde edilmesine neden olmaktadır.

4.4.3. Lineerize Edilmiş Richardson Grafiği

Deneysel çalışmalarda birden fazla Gauss dağılımına sahip olan kontak yapılarında σ_i parametresine bağlı olarak modifiye olmuş Richardson grafiğinden aynı şekilde birden fazla A_i^* Richardson sabiti ve aktivasyon enerjisi değerleri elde edilmektedir. Ancak denk.(4.34)'ten her bir σ parametresine bağlı olarak elde edilebilen Richardson sabiti ve aktivasyon enerjisi değeri birbirlerinden bağımsız olarak farklı dağılım bölgelerini temsil etmekte ve diyotun gerçek Richardson sabiti ve aktivasyon enerjisi değerlerini elde etmek mümkün olmamaktadır. Çünkü farklı dağılım bölgelerinde homojensizliklerin büyüklüğü farklı olduğundan bir dağılım bölgesinin diğer dağılım bölgesine katkısı olmamakta ve sonuçta modifiye olmuş Richardson grafiğinde σ 'ya bağlı olarak farklı lineerlikler ortaya çıkmaktadır. Ayrıca Richardson sabiti teorik olarak etkin kütleinin büyüklüğüne bağlıdır ve etkin kütleinin sıcaklıktan bağımsız olduğu düşünüldüğünde diyotun tek bir tane Richardson sabitine sahip olması gerekmektedir. Çünkü literatürde Richardson sabiti tüm sıcaklıklar için sabit olarak verilmektedir. Böylece modifiye olmuş Richardson grafiğini kullanarak diyotun doğru Richardson sabitini elde etmemiz güvenilir olmaktan uzaktır. Sonuç olarak bağımsız çizimlerin bir anlamı olmayacağından farklı dağılımların aynı anda aynı sıcaklıkta farklı oranlarda I-V'yi belirliyorsa fit denkleminde ikisinin de olması gerekmektedir.

Schottky kontak yapılarında modifiye olmuş Richardson grafiğinde ortaya çıkan bu durum bizim Al/GaTe ve Au/GaTe içinde geçerli olmaktadır. Çizelge 4.4'de görüldüğü Al/GaTe ve Au/GaTe'nin her bir σ_i parametresine bağlı olarak birden fazla Richardson sabiti ve aktivasyon enerjisi değerlerine sahip olduğu görülmektedir. Al/GaTe'nin Richardson sabiti değerleri birbirlerine ve GaTe'nin teorik Richardson sabiti değerine çok yakın olurken Au/GaTe'nin Richardson sabiti değerleri birbirlerinden ve GaTe'nin teorik Richardson sabiti değerinden çok uzak olmaktadır. Ayrıca Şekil 4.15'te Au/GaTe'nin $\sigma_2=58.2$ meV için modifiye olmuş Richardson değerleri tamamen lineer bir görünüm verirken $\sigma_1=37.9$ meV için modifiye olmuş Richardson değerleri ise özellikle düşük sıcaklık bölgesinde lineerlikten uzak olmaktadır. Bu ise $\sigma_1=37.9$

meV'un modifiye olmuş Richardson değerlerini tamamen doğrultmadığını, $\sigma_2=58.2$ meV'un ise sıcaklığa bağlı modifiye olmuş Richardson değerlerini gösteren doğrunun eğimini fazlaca artırarak Richardson sabiti değerinin çok büyük olmasına neden olmaktadır. Böylece bu durum özellikle Au/GaTe'de farklı dağılım bölgelerinin birbirlerinden bağımsız davranarak diyotun gerçek Richardson sabitini vermediğini açıkça göstermektedir.

Richardson grafiğinde ortaya çıkan bu durum denk.(4.32)'nin yeniden düzenlenmesiyle elde edilebilir. Böylece farklı dağılım bölgelerinin Richardson grafiğine olan katkısı gözlemlenebilir ve diyotun gerçek Richardson sabiti değeri elde edilebilir. Bu nedenle denk. (4.32),

$$\frac{J_0}{T \sum_{i=1}^n A_i \exp \left(-\frac{q\phi_{bi}}{kT} + \frac{q^2 \sigma_i^2}{2k^2 T^2} \right)} = A^* T \quad (4.35)$$

ifadesi biçiminde sıcaklığın bir fonksiyonu olarak Richardson sabitinin lineer biçimi elde edilebilir. Böylece bu denkleme göre sıcaklığın bir fonksiyonu olarak eşitliğin sol tarafının eğimi A^* Richardson sabiti değerini verecektir. Çalışmalarımızda Al/GaTe ve Au/GaTe'nin ikili Gauss dağılımlarına sahip olmalarından dolayı denk.(4.35),

$$\frac{J_0}{T \left(A_1 \exp \left(-\frac{q\phi_{b1}}{kT} + \frac{q^2 \sigma_1^2}{2k^2 T^2} \right) + A_2 \exp \left(-\frac{q\phi_{b2}}{kT} + \frac{q^2 \sigma_2^2}{2k^2 T^2} \right) \right)} = A^* T \quad (4.36)$$

şeklinde yazılabilir. Şekil 4.17, Al/GaTe ve Au/GaTe'nin $n=2$ için sıcaklığa karşı

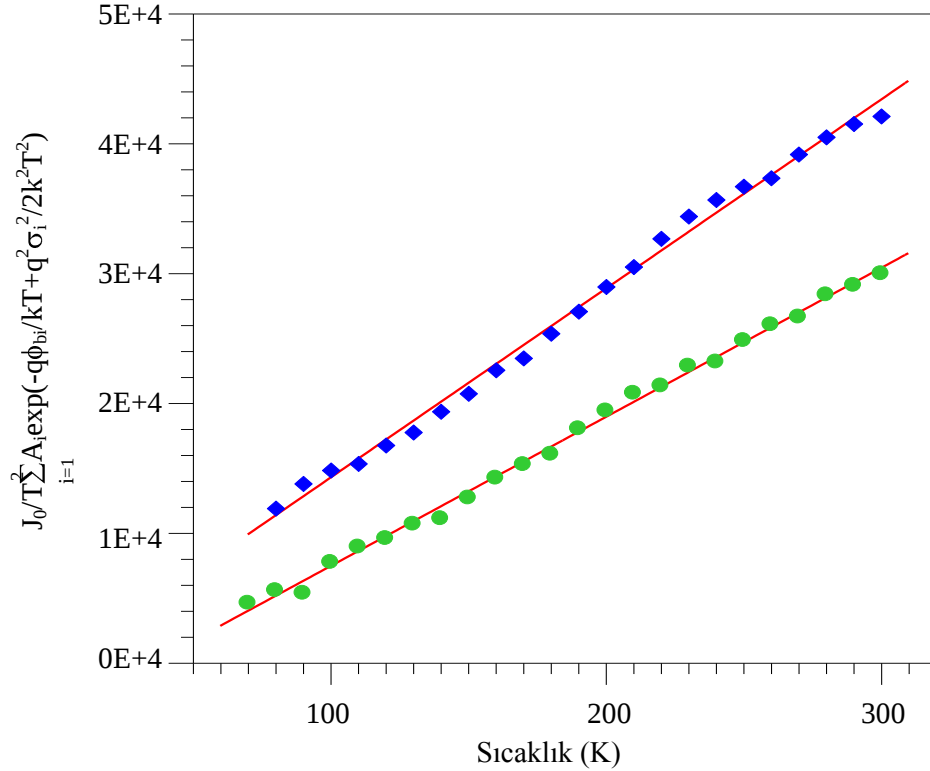
$J_0 / T \sum_{i=1}^2 A_i \exp(-q\phi_{bi} / kT + q^2 \sigma_i^2 / 2k^2 T^2)$ değişimini göstermektedir. Şekil 4.17'de,

Şekil 4.7'de ϕ_b 'nin $q/2kT$ 'ye karşı değişiminden elde edilen A_1 , A_2 , ϕ_{b1} , ϕ_{b2} , σ_1 ve σ_2 değerleri kullanıldı. Bu şekilde Al/GaTe ve Au/GaTe'nin

$J_0 / T \sum_{i=1}^2 A_i \exp(-q\phi_{bi} / kT + q^2 \sigma_i^2 / 2k^2 T^2)$ değerlerinin sıcaklığa bağlı olarak tamamen

linearleştikleri ve düzgün bir dağılım verdikleri görülmektedir. Al/GaTe ve Au/GaTe'nin dağılımlarında bazı dağılım noktalarının lineer fit ekseninden sapan şeklinde görünümü I-V eğrileri analiz edilirken I_0 saturasyon akım değerinin seçiminden kaynaklanmaktadır. Ayrıca Şekil 4.17'de görüldüğü gibi Al/GaTe'nin daha düşük bir eğime sahip olduğu gözükürken Au/GaTe'nin daha büyük bir eğime ve daha büyük $J_0 / T \sum_{i=1}^2 A_i \exp(-q\phi_{bi}/kT + q^2\sigma_i^2/2k^2T^2)$ değerlerini aldığı tespit edilmektedir.

Şekil 4.17'den Al/GaTe ve Au/GaTe'nin Richardson sabiti denk. (4.35) ve denk. (4.36)'ya göre $114.82 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ ve $145.591 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ olarak elde edildi. Al/GaTe ve Au/GaTe'nin Richardson sabiti için elde edilen bu değerler Şekil 4.14 ve Şekil 4.15'den elde edilen Richardson sabiti değerlerinden farklıdır. Al/GaTe için lineerize olmuş Richardson grafiğinden elde ettiğimiz $114.82 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ olan Richardson sabiti değeri,



Şekil 4.17. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)'nin $J_0 / T \sum_{i=1}^2 A_i \exp(-q\phi_{bi}/kT + q^2\sigma_i^2/2k^2T^2)$ değerlerinin sıcaklığa bağlı linearizasyonu ve lineer fitleri.

modifiye olmuş Richardson grafiğinden elde ettiğimiz $108.414 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ ve $116.602 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ değerlerinin arasında bir değer olmakla birlikte $116.602 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ 'ye ve GaTe'nin teorik değerine ($119.4 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$) yakın bir değerdir. Au/GaTe içinse Şekil 4.16'dan elde edilen $145.591 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ değeri, Çizelge 4.4'te ifade edilen $51.918 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ ve $376.743 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ değerleri arasında bir değer olmakla birlikte tamamen farklıdır. Lineerize olmuş Richardson grafiğinden elde edilmiş olan bu değer GaTe'nin teorik değerinden büyük olmakla birlikte modifiye olmuş Richardson grafiğinden elde edilmiş olan değerlere göre daha mantıklıdır.

Kontak yapıların Richardson sabitini daha doğru ve güvenilir olarak elde etmek amacıyla öne sürdüğümüz lineerize olmuş Richardson grafiğinin modifiye olmuş Richardson grafiğinden farklı olarak Richardson sabitini elde etmede daha güvenilir sonuçlar verdiği görülmektedir. Böylece farklı Gauss dağılımlarına sahip olan kontak yapılarında Richardson sabitini elde etmek için dağılım bölgelerinin katkısını modifiye olmuş Richardson grafiğinde olduğu gibi ayrı ayrı elde etmek yerine bu dağılım bölgelerinin etkisinin tümünü içerecek şekilde tek bir lineer doğru biçiminde lineerleştirilebilir ve sonuçta Richardson sabitinin daha mantıklı ve gerçek değeri elde edilmiş olur.

4.5. Schottky Engel Homojensizlikleri

Metal-yarıiletken kontaklarda yukarıda ifade edildiği gibi çok çeşitli nedenler homojensizliklere neden olmakta ve Gauss dağılımları yardımıyla ifade edilmektedir. Bu anormallikler akım gerilim davranışını tamamen belirleyici faktör olmaktadır.

4.5.1. İdealite Faktörünün Sıcaklığa Bağlılığı ($n(T)$) ve T_0 Etkisi

Schottky kontaklarda saf termoiyonik emisyonun sapmayı açıklayan idealite faktörü önemli bir parametredir. İdealite faktörü termoiyonik emisyonun farklı olarak alan emisyonu, termoiyonik alan emisyonu ve deplasyon bölgesinde taşıyıcıların tekrardan

birleşimi gibi taşıyıcı mekanizmalarından dolayı da $n > 1$ olmaktadır. Bu mekanizmalar termoiyonik akımla mukayese edilebilir bir orandaysa n idealite faktörünün sıcaklıkla değişmesi beklenir (Khan *et al.* 1997).

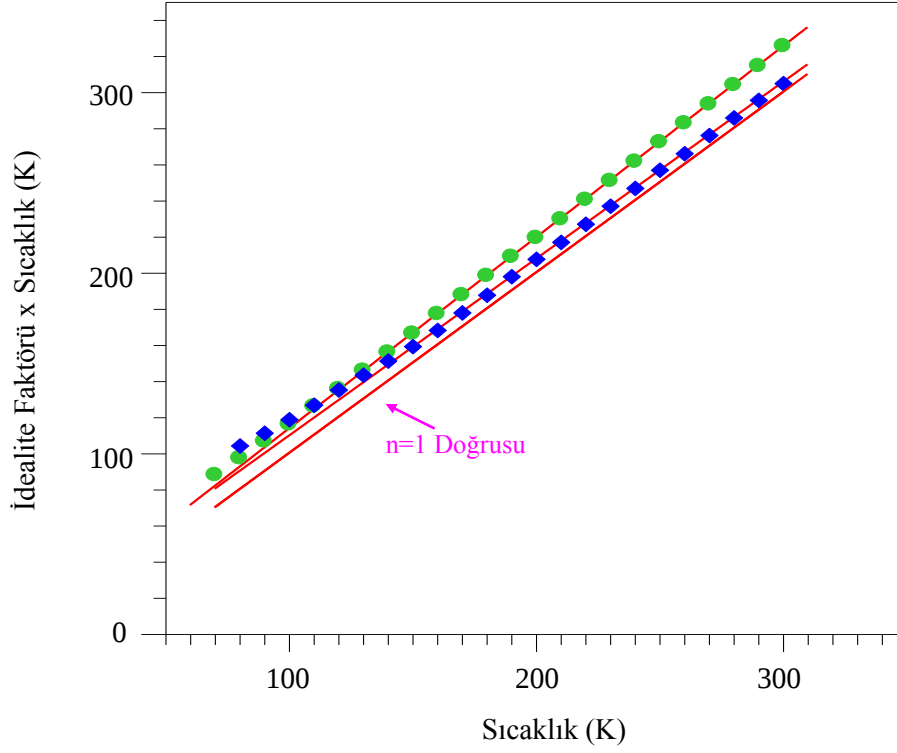
Schottky kontaklar üzerine yapılan çalışmalarda ideale yakın davranış gösteren yapılarda bile idealite faktörü sıcaklığa bağlılık sergilemektedir. İdealite faktörünün sıcaklığa bağlılığı T_0 etkisi ya da T_0 anormalliği olarak bilinmektedir (Padovani and Sumner 1965). İdealite faktörünün bu şekilde gözlemlenen davranışı, ara yüzey hal yoğunluğuna (Tung 1992; Crowell 1977), engel yüksekliği dalgalanmalarına (Werner and Güttler 1991; Tung 1992) atfedilmekte ve n idealite faktörü,

$$n = 1 + \frac{T_0}{T} \quad (4.37)$$

şeklinde sıcaklıkla ters orantılı olarak değişmektedir (Rhoderick and Williams 1988). Bu denklemde T_0 bir sabittir ve bu denkleme göre nT 'nin T 'ye karşı değişimin eğimi 1'e yakın bir değeri, y eksenini kesen nokta ise T_0 değerini verecektir.

Şekil 4.18. Al/GaTe ve Au/GaTe Schottky kontakların nT değerlerinin sıcaklığa karşı değişimlerini göstermektedir. Grafikte yüksek sıcaklıklarda daha düşük idealite faktörü değerlerine sahip Au/GaTe'nin nT değerlerinin Al/GaTe'nin değerlerinden daha küçük ve düşük sıcaklıklardaysa Au/GaTe'nin hızla artan ve daha büyük idealite faktörü değerlerinden dolayı Al/GaTe'ye göre daha fazla saptığı görülmektedir.

Şekil 4.18 diyotun T_0 değerini açıklamakla birlikte diyot yapısının iletkenlik mekanizmasını da açıklayabilmektedir. nT 'nin T 'ye karşı değişiminin $n=1$ doğrusuna paralel biçimde tamamen lineer olduğu durumda iletkenlik termoiyonik emisyonla, yatay olduğu durumdaysa alan emisyonuyla ve diğer durumlardaysa termoiyonik alan emisyonuyla sağlandığı ifade edilebilir (Kribes *et al.* 1997). Böylece Şekil 4.18'de Al/GaTe ve Au/GaTe'nin yüksek sıcaklıklarda termoiyonik emisyon davranışı gösterdikleri ve düşük sıcaklıklarda ise Schottky engel anormalliklerinden dolayı



Şekil 4.18. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)'nin nT 'nin T 'ye karşı değişimleri ve bu değişimlerin lineer fitleri .

Al/GaTe'nin yaklaşık 130 K'den sonra ve Au/GaTe içinse yaklaşık 150 K'den sonra bu lineer davranıştan hafifçe sapan bir görünüm vererek termoiyonik alan emisyon davranışı gösterdikleri görülmektedir.

Şekil 4.18'de denk. (4.37)'e göre T_0 değerleri Al/GaTe için 1.056 eğimle 2.42 K ve Au/GaTe için 1.0078 eğimle 4.20 K olarak hesaplandı. Al/GaTe ve Au/GaTe için hesaplanmış olan bu değerler çok küçük olan değerlerdir. Al/GaTe'nin daha küçük bir T_0 değerine sahip olması Al/GaTe'nin idealite faktörü değerlerinin Au/GaTe'nin idealite faktörü değerlerine göre sıcaklığa daha az bağımlılık gösterdiğini göstermektedir. Ayrıca Au/GaTe'nin eğim değeri Al/GaTe'nin eğiminden daha küçük ve 1'e daha yakın bir değere sahiptir.

4.5.2. Termioyonik Emisyonun Etkisi

Metal-yarıiletken kontaklarda termioyonik emisyonun başka azınlık taşıyıcıların enjeksiyonu, tekrardan oluşum ve tekrardan birleşim akımları gibi toplam akıma etki eden mekanizmalardan birisi de tünelleme akımlarıdır.

Schottky engelinde oluşan kuantum-mekaniksel tünelleme olayı gerilime bağıllık göstermektedir (Hernandez *et al.* 2001). Böylece tünelleme akımını,

$$I = I_0 \left(\frac{qV}{E_0} \right) \left[1 - \exp \left(- \frac{qV}{kT} \right) \right] \quad (4.38)$$

şeklinde belirtmek mümkündür (Padovani and Stratton 1966). Burada

$$E_0 = E_{00} \cot \left(\frac{qE_{00}}{kT} \right) \quad (4.39)$$

ve

$$E_{00} = \frac{1}{2} \hbar \sqrt{\frac{N_d}{m^* \epsilon_s \epsilon_0}} \quad (4.40)$$

şeklindedir. E_{00} sadeleştirildiğinde

$$E_{00} = 18.5 \times 10^{-15} \sqrt{\frac{N_d}{m^* \epsilon_s \epsilon_0}} \quad (4.41)$$

şeklinde ifade edilebilmektedir (Rhoderick and Williams 1988). Bu denklemlerde E_0 ve E_{00} tünellemeyle ilgili parametreleridir. Bu denklemlerde $N_a - N_d$ net iyonize olmuş hal yoğunluğunu, m^* ve ϵ_s yarıiletkenin etkin kütle ve dielektrik sabitini belirtmektedir. GaTe için $m^* = 0.995m_0$ (Manfredotti *et al.* 1975; Gouskov *et al.* 1977) ve $\epsilon_s = 7.3\epsilon_0$ (Camassel *et al.* 1979) şeklindedir. Al/GaTe ve Au/GaTe için farklı sıcaklıklarda $N_a - N_d$ net iyonize olmuş hal yoğunluğu değerleri bölüm 4.6.1’de C-T (Kapasitans-Sıcaklık) ölçümlerinden hesaplanarak sağlandı.

Schottky kontaklarda tünelleme etkisine göre kontakta hakim olan taşıyıcı mekanizmasını açıklayabilmek mümkün olmaktadır. Böylece kontak yapıda;

$E_{00} \ll kT$ ise termoiyonik emisyon (TE),

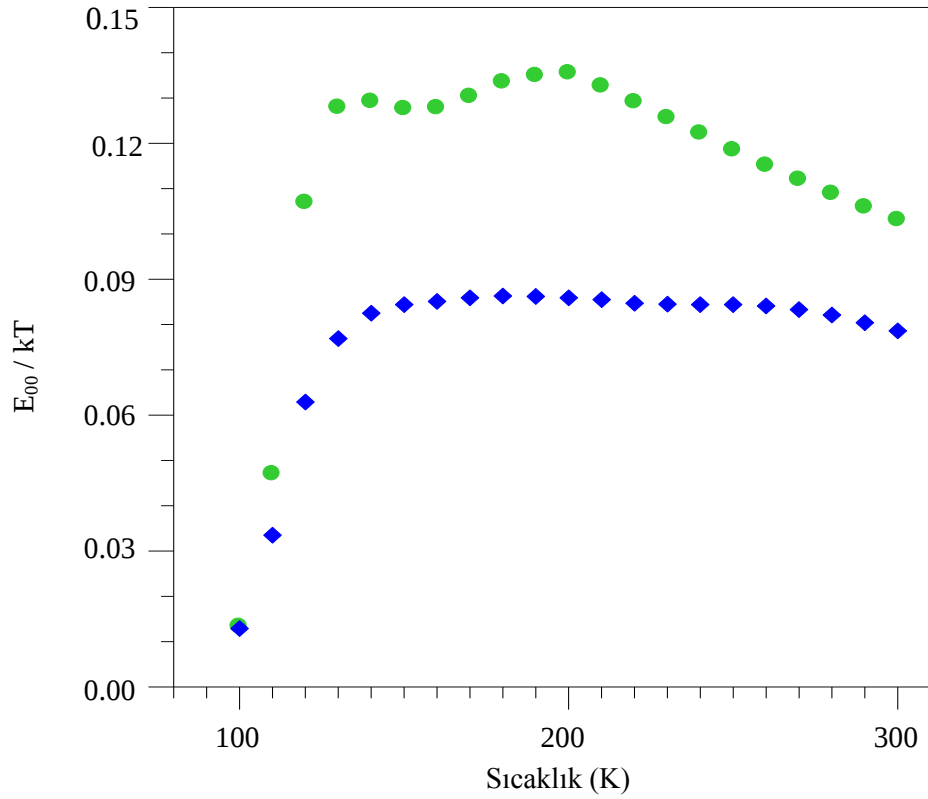
$E_{00} \gg kT$ olduğunda alan emisyonu (FE),

$E_{00} \approx kT$ ise termoiyonik alan emisyonu (TFE)

kontak yapıya hakim olmaktadır. Bu nedenle tüm ölçüm sıcaklıklarından denk (4.41)'e göre E_{00} değerleri elde edilebilir ve sıcaklığa karşı E_{00}/kT değişimlerinden kontak yapıya hakim olabilen taşıyıcı mekanizması belirlenebilir. Çizelge 4.5, Al/GaTe ve Au/GaTe'nin denk (4.41) kullanılarak elde edilen farklı sıcaklıklarda E_{00} 'ın değişimini göstermektedir. Çizelge 4.5'de E_{00} değerleri 300 K'den başlayarak azalan sıcaklıkla birlikte azalmakta, düşük sıcaklıklarda ise hızla azalan $N_a - N_d$ net iyonize olmuş hal yoğunluğundan dolayı süratle azalmaktadırlar. Ayrıca Çizelge 4.5'de Al/GaTe'nin E_{00} değerlerinin Au/GaTe'nin değerlerinden büyük oldukları tespit edilmektedir.

Çizelge 4.5. Al/GaTe ve Au/GaTe'nin denk. (4.41)'e göre farklı sıcaklıklar için hesaplanan E_{00} değerleri.

	Al/GaTe	Au/GaTe		Al/GaTe	Au/GaTe
T (K)	E_{00} (meV)	E_{00} (meV)	T (K)	E_{00} (meV)	E_{00} (meV)
300	2.670	2.033	190	2.212	1.411
290	2.651	2.011	180	2.073	1.340
280	2.632	1.981	170	1.911	1.258
270	2.609	1.939	160	1.764	1.174
260	2.583	1.885	150	1.651	1.091
250	2.556	1.819	140	1.560	0.996
240	2.530	1.746	130	1.435	0.862
230	2.494	1.674	120	1.107	0.650
220	2.451	1.607	110	0.446	0.317
210	2.403	1.548	100	0.115	0.111
200	2.338	1.481			



Şekil 4.19. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)'nin sıcaklığa karşı E_{00}/kT değişimleri.

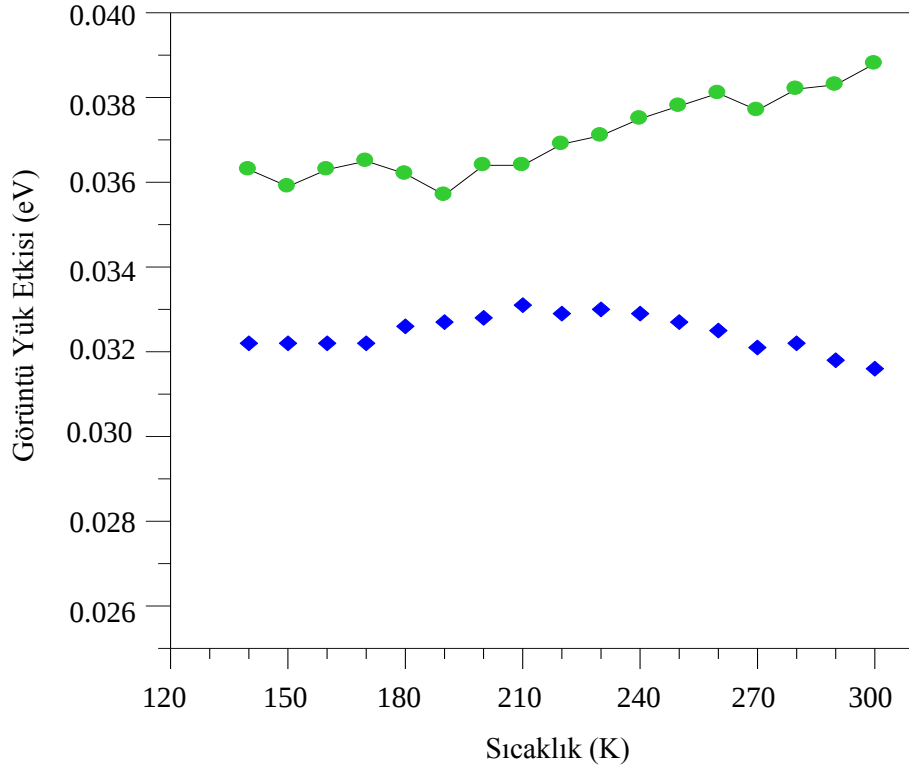
Şekil 4.19, Al/GaTe ve Au/GaTe'nin sıcaklığa karşı E_{00}/kT değişimlerini göstermektedir. Şekil 4.19'da Al/GaTe'nin E_{00}/kT değerleri Au/GaTe'nin değerlerinden daha büyüktür. Ayrıca Au/GaTe'nin E_{00}/kT değerleri yüksek sıcaklıklarda yaklaşık 140 K'e kadar sabit kalırken Al/GaTe'nin E_{00}/kT değerleri 300 K'den başlayarak artmakta ve daha sonra yaklaşık 130 K'e kadar nispeten sabitleşmektedir. Ancak Al/GaTe ve Au/GaTe'nin düşük sıcaklarda E_{00}/kT değerleri hızla azalan $N_a - N_d$ net iyonize olmuş hal yoğunluğundan dolayı 130 ve 140 K'den sonra hızla azalmaktadırlar. Şekil 4.19'da tüm sıcaklıklarda Al/GaTe ve Au/GaTe'nin $E_{00} \ll kT$ olduğundan Al/GaTe ve Au/GaTe kontaklarında mevcut ve baskın olan taşıyıcı mekanizmasının TE olduğunu söyleyebiliriz.

4.5.3. Görüntü-Yük Etkisi

Schottky kontaklarda görüntü-yük etkisi, engel yüksekliğinin azalmasına, idealite faktörünün artmasına, engel yüksekliğinin uygulanan gerilimle değişmesine neden olmaktadır. Schottky kontaklar üzerine yapılan deneysel çalışmalarda engel yüksekliği, uygulanan voltaja bağlı olarak ϕ' kadar görüntü-yük etkisinin bir sonucu olarak azalmaktadır. Bu durumda elektronların metale ulaşmadan önce yenmek zorunda oldukları etkin engel yüksekliği, $\phi_e = \phi_b - \phi'$ biçimindedir. Bu nedenle görüntü yük etkisini,

$$\phi' = \left[\left(\frac{q^3 (N_a - N_d)}{8\pi^2 \epsilon_s^3} \right) \left(\phi_b - V - \frac{kT}{q} - \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_v}{(N_a - N_d)} \right) \right) \right]^{1/4} \quad (4.42)$$

şeklinde ifade etmemiz mümkündür (Rhoderick and Williams 1988). Bu denklemde N_v valans bandında bulunan etkin hal yoğunluğunu, $N_a - N_d$ net iyonize olmuş hal yoğunluğunu ifade etmekte ve $N_a - N_d$ değerleri bölüm 4.6.1’de C-T ölçümlerinden



Şekil 4.20. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)’nin görüntü yük etkisi değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimleri.

sağlandı. N_v valans bandında etkin hal yoğunluğu değerleri ise $N_v = 4.82 \times 10^{15} T^{3/2} (m^* / m_0)^{3/2}$ denkleminde hesaplandı. Ayrıca bu denklemde kullanılan ϕ_b değerleri için C-V ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği değerleri kullanılarak sonuçta $V=0$ 'da görüntü yük etkisi değerleri elde edildi. Ancak C-V engel yüksekliği değerlerinin 140 K-300 K aralığında hesaplanabildiğinden dolayı görüntü yük etkisi değerleri 140 K-300 K aralığında hesaplanabildi.

Şekil 4.20, Al/GaTe ve Au/GaTe için denk. (4.40)'a göre 140 K-300 K aralığında elde edilen görüntü yük etkisi değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimlerini göstermektedir. Şekil 4.20'de Al/GaTe için görüntü yük etkisi değerleri Au/GaTe'nin değerlerinden daha büyüktür. Ancak Şekil 4.20'de görüldüğü gibi Al/GaTe ve Au/GaTe için azalan sıcaklık değerleriyle birlikte görüntü yük etkisi değerlerinin nispeten azaldıkları görülmektedir.

4.6. Schottky Engel Parametrelerinin Uygulanan Gerilime Bağlı Değişimi

Schottky kontaklar üzerine yapılan deneysel I-V ölçümlerinde temel parametreler olan idealite faktörü ve engel yüksekliği dağılımları ara yüzey hallerinin ve ara yüzey tabakasından dolayı uygulanan gerilime bağlılık sergilemektedir. Schottky engel homojensizliklerine neden olan bu karakteristikler, idealite faktörü ve engel yüksekliğiyle yakından ilgilidir. Bu nedenle bir çok durumda idealite faktörünü ve diğer engel parametrelerini sadece sıcaklık değerlerine bağlı olarak incelemek yetersizdir ve bu parametreleri voltaja bağlı olarak incelemek gerekmektedir (Osvald and Dobrocka 1996).

Schottky kontaklar ara yüzey tabakasının yarıiletken tarafında oluşan elektrik alan nedeniyle uygulanan gerilimle değişmekte ve uygulanan gerilimin bir sonucu olarak ara yüzey hal yükünün değişmesine neden olmaktadır. Böylece Schottky engel yüksekliği uygulanan gerilimle değişebilen bir parametre olmakta ve doğru beslemde engel

yüksekliğinde voltaja bağlı bir değişim ara yüzey tabakasının potansiyel değişiminden kaynaklanmaktadır (Rhoderick and Williams 1988).

Schottky engel yüksekliğinin uygulanan gerilime bağlı olmasına neden olan mekanizmaları,

- Görüntü-yük etkisi,
- Arayüzey halleri,
- Deplasyon tabakasında oluşan tekrardan birleşim ve tekrardan oluşum akımları,
- Yüksek katkılı materyallerde oluşan termoiyonik alan emisyonu etkisi,

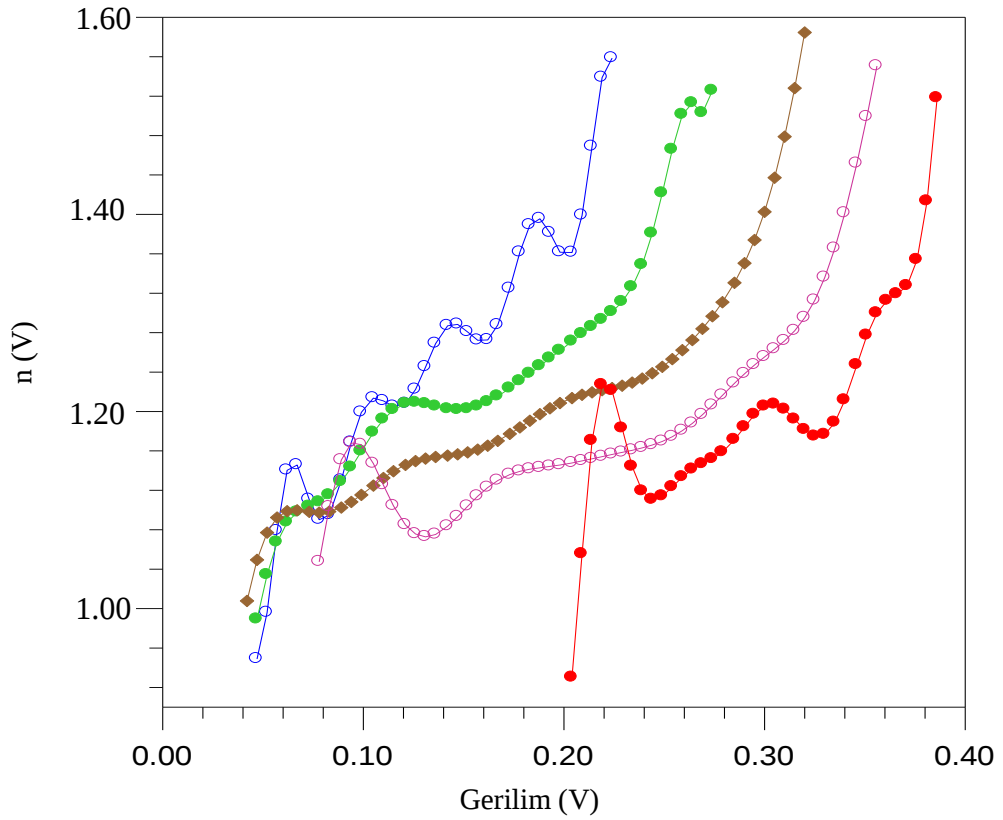
biçiminde sıralamak mümkündür (Kribes *et al.* 1997).

Metal-yarıiletken kontaklarda Schottky engel yüksekliği homojensizliğinde metalik tabakanın çoklu kristalografik yapısı, farklı faz bileşeniyle taneciklerin farklı kristalografik yönelimi, ara yüzey tabakasının farklı kalınlık ve kompozisyonu da etkindir. Bu nedenler doğrudan idealite faktörü de etkilenmekte ve bir çok durumda n 'nin sabit olduğu fikri yeterli olabilen bir açıklama olmamaktadır. Bu nedenle idealite faktörünü voltaja bağlı olarak düşünmek gerekmektedir (Osvold and Dobrocka 1996). İdealite faktörü doğrudan engel yüksekliğinde oluşan deformasyonun göstergesi de olmaktadır.

İdealite faktörü ve engel yüksekliğinin uygulanan gerilime bağlı değişimleri deneysel I-V değişimlerinden sağlanabilir. Böylece $\ln(I)$ -V eğrilerine uyumlu elde edilen polinom fitin birinci dereceden türevi denk. (4.8)'de kullanılarak, $n(V)$, voltaja bağlı olarak idealite faktörü değerlerini verir. $n(V)$ değerlerinin denk. (4.5)'te kullanımıyla voltaja bağlı I_0 değerleri ve I_0 değerlerinin denk. (4.7)'de kullanarak voltaja bağlı $\phi_b(V)$ değerleri sabit sıcaklık için elde edilebilir.

Şekil 4.21 ve Şekil 4.22 Al/GaTe ve Au/GaTe için farklı sıcaklıklarda yukarıda anlatılan yöntem kullanılarak elde edilen $n(V)$ değerlerinin voltaja bağlı değişimlerini göstermektedir. Şekil 4.21 ve Şekil 4.22'de idealite faktörü değerleri $V=0$ 'a yakın

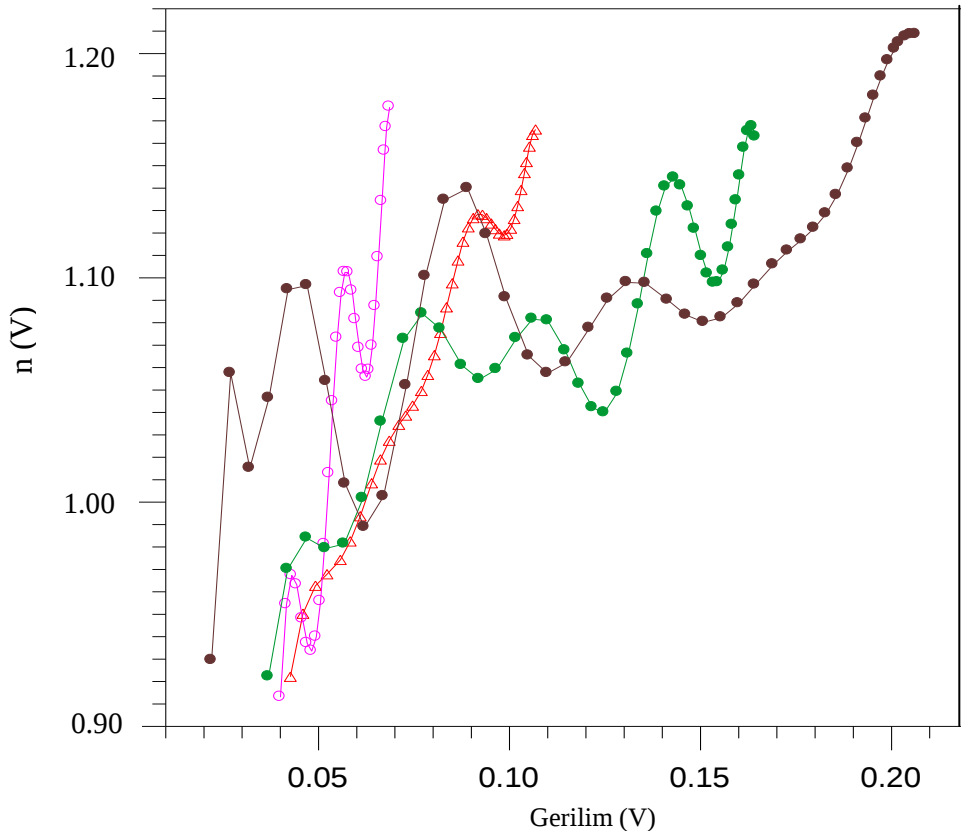
gerilim değerlerinde 1'den çok küçük değerler alarak hızla azalmakta, artan gerilim değerleriyle birlikte dalgalı bir şekilde 1'den büyük değerler almakta ve yüksek gerilim değerlerindeyse süratli bir şekilde arttıkları görülmektedir. Şekil 4.21'de Al/GaTe'nin $n(V)$ idealite faktörü değerleri 300 K'de 0.05 V ve 0.10 V aralığında dar bir termal emisyon bölgesine sahip olarak 1'e yakın değerlere almakta ve 0.10 V'dan büyük gerilim değerlerindeyse gittikçe artmaktadır. Ayrıca Al/GaTe'nin 300 K'den daha düşük sıcaklıklara doğru gidildikçe artan gerilim aralığıyla termal emisyon bölgesinin genişlediği ve idealite faktörü değerlerinin daha büyük değerlere sahip oldukları görülmektedir. Ancak Şekil 4.21'de 140 K'de görünen değişimde olduğu gibi düşük sıcaklıklarda $n(V)$ idealite faktörü değerlerinin voltaja bağlı olarak dalgalı olan görünümü artmakta ve bu görünüm idealite faktörü değerlerinin düşük sıcaklıklarda daha büyük değerlere sahip olmalarına neden olmaktadır. Şekil 4.21'de Al/GaTe için



Şekil 4.21. Al/GaTe'nin 300 K (○), 260 K (●), 220 K (△), 180 K (○) ve 140 K (●)'de idealite faktörü değerlerinin voltaja bağlı değişimleri.

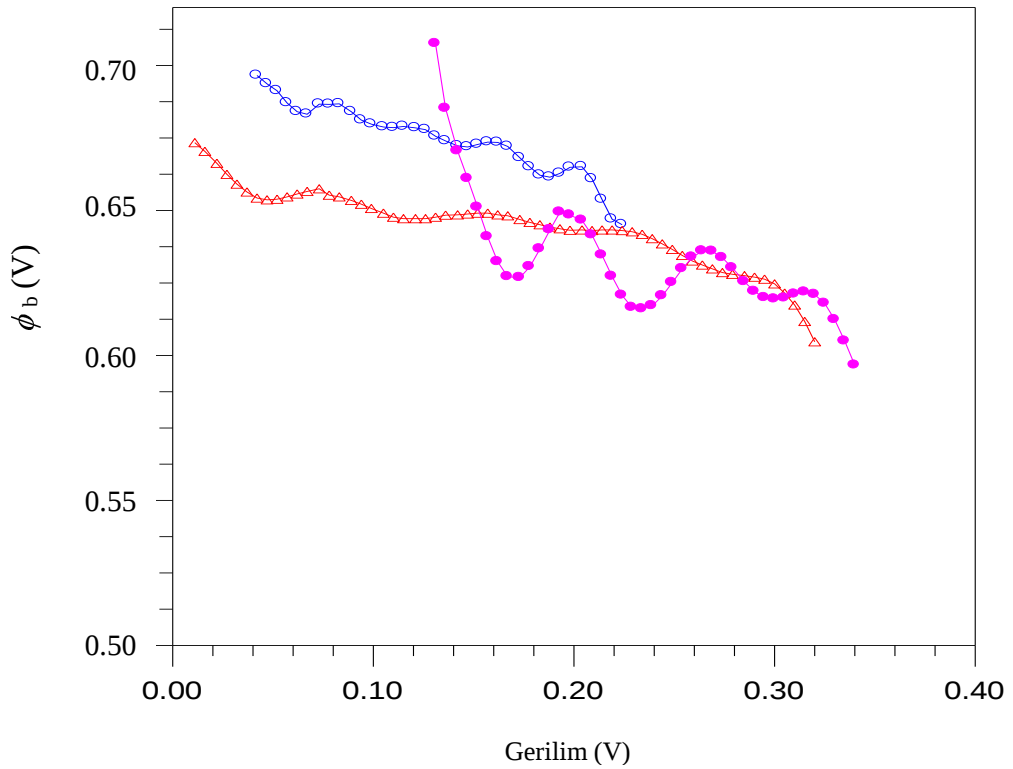
gözlemlenen benzer değişimler Şekil 4.22’de Au/GaTe için gözlemlendi. Şekil 4.22’de Au/GaTe’nin $n(V)$ idealite faktörü değerleri yüksek sıcaklıklarda nispeten dar termal emisyon bölgelerine sahipken, azalan sıcaklıkla birlikte termal emisyon bölgelerinin gerilim aralığı artmaktadır. Ayrıca Şekil 4.22’de 140 K’de $n(V)$ değerlerinin dalgalı olan görünümü artmakta ve sonuçta idealite faktörü 140 K’de daha büyük olmaktadır.

Şekil 4.21 ve Şekil 4.22’de idealite faktörü için elde edilen voltaja bağlı değişimler engel yüksekliği için de elde edilebilir. Böylece engel yüksekliğinin uygulanan gerilime bağlı değişimleri incelenebilir. Şekil 4.23, Al/GaTe’nin farklı sıcaklıklarda uygulanan gerilime karşı engel yüksekliği değerlerinin değişimlerini göstermektedir. Şekil 4.23’de $\phi_b(V)$ değerleri 0 V’a yaklaştıkça idealite faktörü değerlerinin tersine süratle artmakta, artan gerilimle birlikte azalarak, yüksek gerilim değerlerindeyse hızla azalmaktadır.



Şekil 4.22. Au/GaTe’nin 300 K (○), 260 K(Δ), 200 K (●) ve 140 K(●)’de idealite faktörü değerlerinin voltaja bağlı değişimleri.

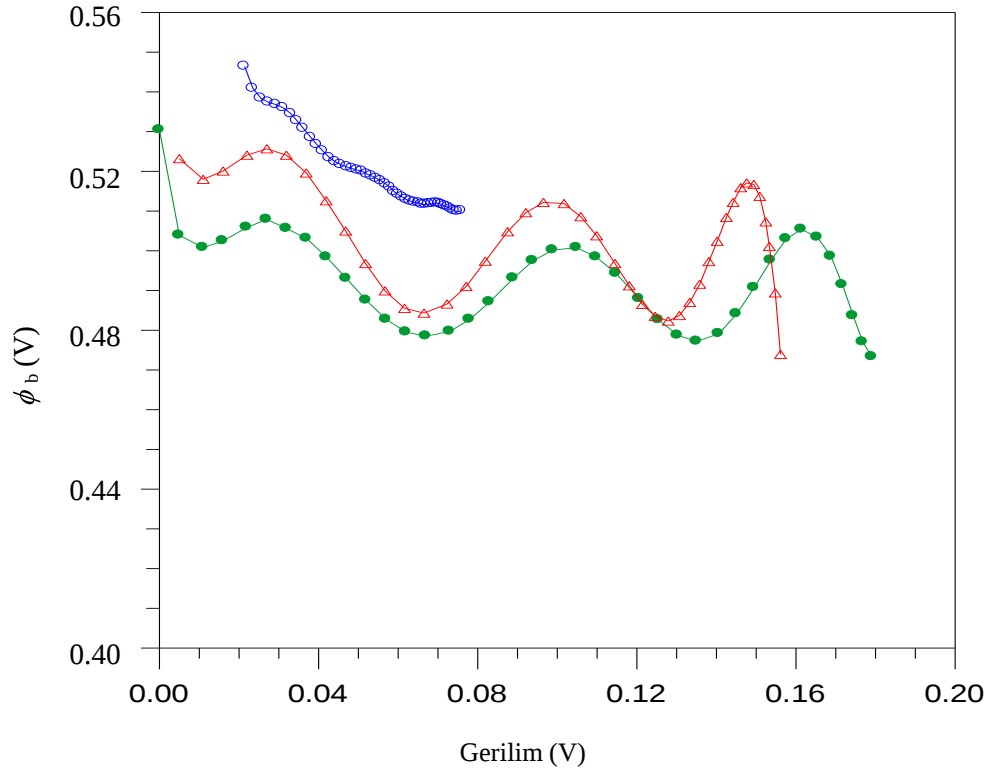
Ancak yaklaşık 0.05-0.3 V gerilim aralığında idealite faktörü değişimlerine benzer farklı sıcaklıklarda farklı termal emisyon bölgelerinin olduğu görülmektedir. Al/GaTe'nin 300 K'de 0.05 V ve 0.2 V aralığında dar olan termal emisyon bölgesinin azalan sıcaklıkla birlikte genişlediği ve $\phi_b(V)$ değerlerinin azaldığı görülmektedir. Ayrıca Şekil 4.23'de Al/GaTe'nin 160 K'de engel yüksekliği değerlerinin daha fazla dalgalanarak artan gerilimle azalmaktadır. Al kontak için verilen değişim Şekil 4.24'de Au/GaTe için elde edildi. Şekil 4.24'de yüksek sıcaklıkta dar olan termal emisyon bölgesi azalan sıcaklıkla engel yüksekliğinin azaldığı 160 K'de dalgalı görünüm artarken daha küçük engel yüksekliğinin oluştuğu görülmektedir. Böylece Şekil 4.21, Şekil 4.22, Şekil 4.23 ve Şekil 4.24'te Al/GaTe için yaklaşık 0.05-0.3 V arasında ve Au/GaTe için yaklaşık 0.02-0.2 V arasında I-V ilişkisinin termal emisyon ile kontrol edildiği Şekil 4.2.a-b.'de ifade edilmesine rağmen Şekil 4.21, Şekil 4.22, Şekil 4.23 ve Şekil 4.24'te termal emisyondan sapmaya sebep mekanizmaların da göz ardı edilemeyeceğini göstermektedir.



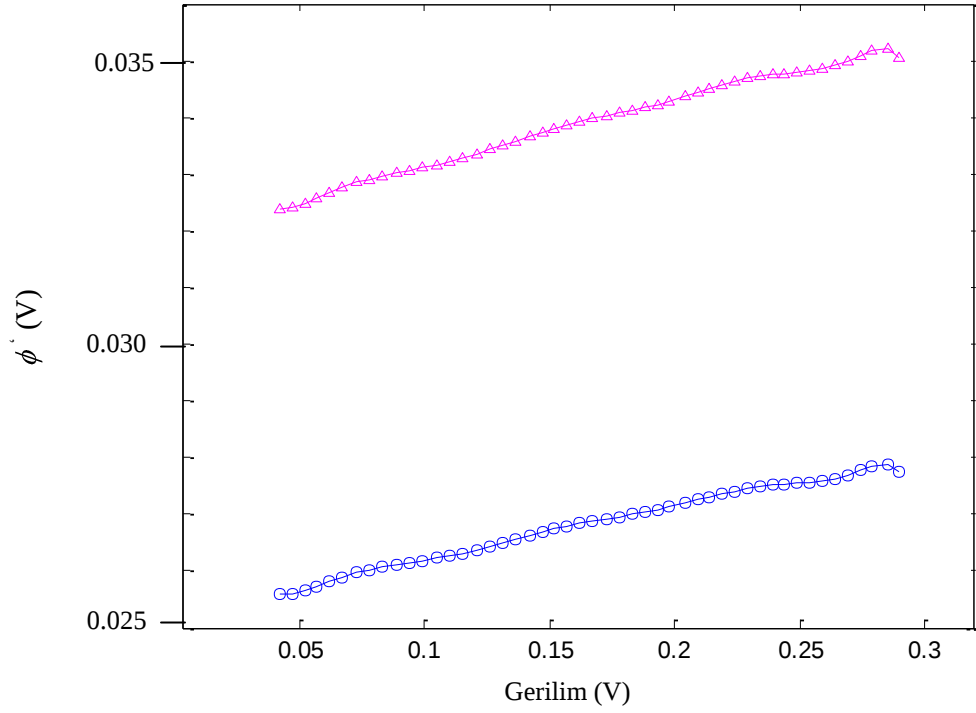
Şekil 4.23. Al/GaTe'nin 300 K (o), 200 K(Δ) ve 160 K(●)'de engel yüksekliği değerlerinin voltaja bağlı değişimleri.

Bölüm 4.4.3'te Al/GaTe ve Au/GaTe'nin $V=0$ 'da farklı sıcaklıkları için elde edilen görüntü-yük etkisi değerleri denk. (4.42) kullanılarak görüntü yük etkisinin voltaja bağlı değişimleri elde edilebilir ve engel yüksekliği üzerindeki etkisi incelenebilir. Bu amaçla Al/GaTe ve Au/GaTe'nin keyfi olarak seçilen 200 K için bölüm 4.6.1'de C-T ölçümlerinden elde edilen $N_a - N_d$ net iyonize olmuş hal yoğunluğu ve 200 K'de engel yüksekliği değerlerinin denk. (4.42)'de kullanılmasıyla $\phi'(V)$ görüntü yük etkisinin voltaja bağlı değişimleri elde edildi. Şekil 4.25, Al/GaTe ve Au/GaTe'nin $\phi'(V)$ görüntü yük etkisi değerlerinin uygulanan gerilime bağlı değişimlerini göstermektedir. Şekil 4.25'de Al/GaTe ve Au/GaTe'nin görüntü yük etkisi değerleri farklı gerilimlerde farklı değerler alarak gerilim artışıyla birlikte arttıkları tespit edilmektedir. Al/GaTe'nin görüntü yük etkisi değerlerinin Au/GaTe'nin değerlerinden daha büyük olduğu da görülmektedir.

Görüntü yük etkisinin engel yüksekliği üzerine etkisi, Şekil 4.25'de 200 K için ifade

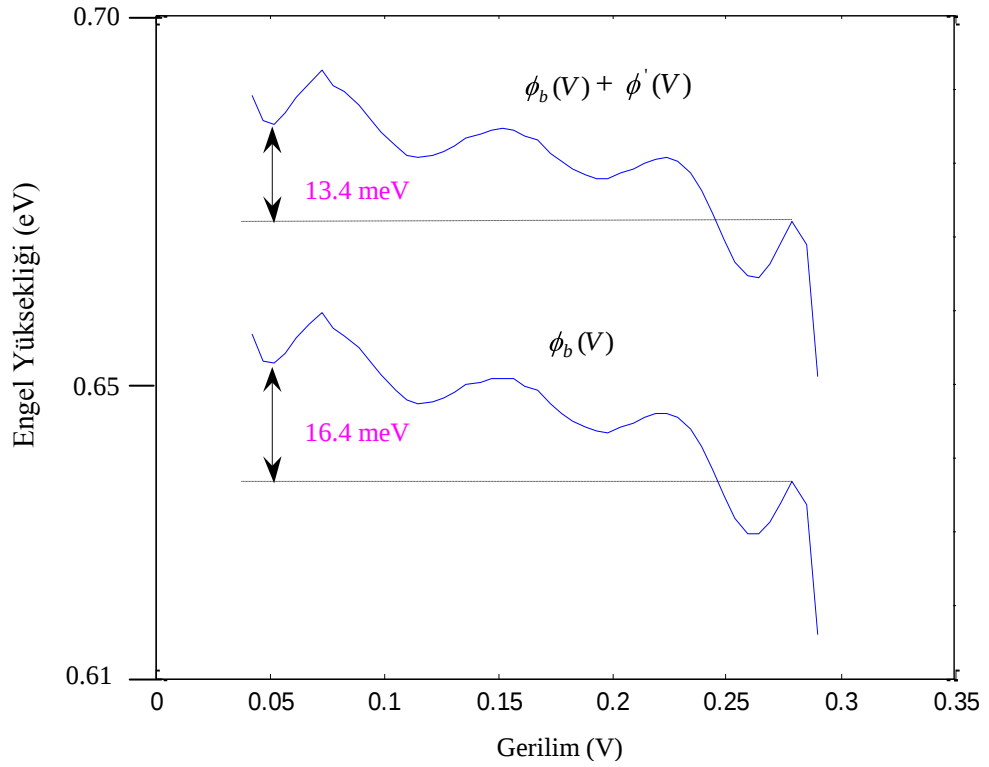


Şekil 4.24. Au/GaTe'nin 300 K (o), 200 K (Δ) ve 160 K (●)'de engel yüksekliği değerlerinin voltaja bağlı değişimleri.



Şekil 4.25. Al/GaTe (Δ) ve Au/GaTe ($\circ$)'nin 200 K'de görüntü yük etkisi değerlerinin voltaja bağlı değişimleri.

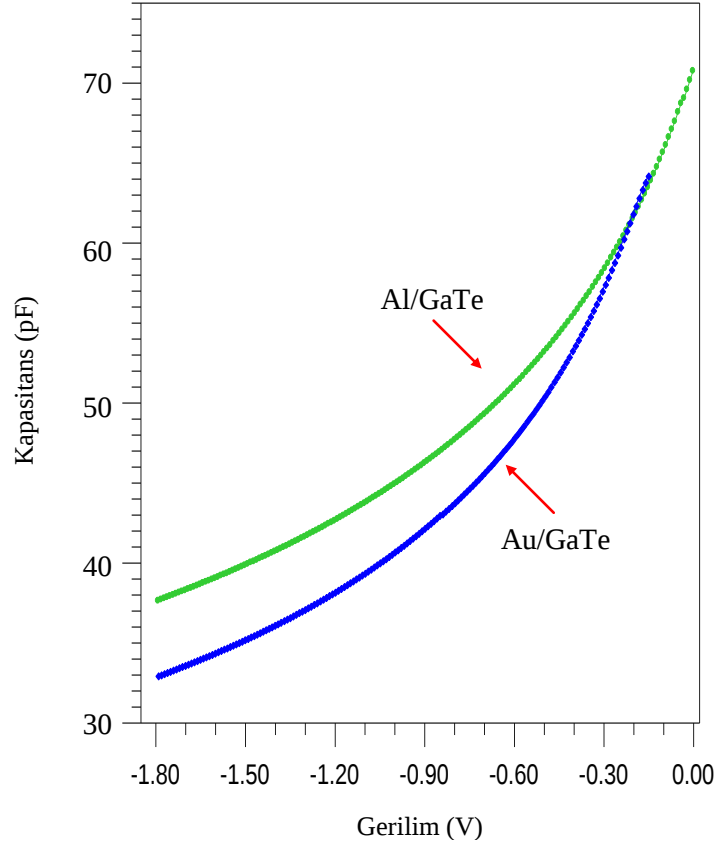
edilen voltaja bağlı görüntü yük etkisi değerleri aynı sıcaklık ve aynı gerilim aralığında voltaja bağlı engel yüksekliği değerlerine ilave edilerek görülebilir. Şekil 4.26, Al/GaTe için 200 K'de elde edilen voltaja bağlı $\phi_b(V)$ değerlerini göstermektedir. Şekil 4.26'da görüldüğü gibi 51 mV ve 280 mV arasında $\phi_b(V)$ 'nin değişim miktarı 16.4 meV iken aynı gerilim aralığında görüntü-yük etkisinin ihmal edildiği $\phi_b(V) + \phi'(V)$ durumunda 13.4 meV olmakta ve sonuçta engel yüksekliğinde 3 meV kadar bir azalma meydana gelmektedir. Böylece görüntü-yük etkisi engel yüksekliği değerlerinde ve dolayısıyla kontağın yapısında anormalliklerin oluşmasında nispeten azda olsa önemli bir parametre olmaktadır. Ayrıca Şekil 4.26'da voltaja bağlı olarak $\phi_b(V)$ engel yüksekliği değerlerinin görüntü yük etkisi ihmal edilerek sadece 3 meV kadar bir düzelmenin oluşturulabilmesi engel yüksekliği üzerinde diğer engel homojensizliklerinin etkisinin hala var olduğunu göstermektedir.



Şekil 4.26. Al/GaTe'nin 200 K'de engel yüksekliğinin uygulama gerilimine karşı değişimi (Üstteki değişim voltaja bağlı $\phi_b(V) + \phi'(V)$ 'yi, alttaki ise $\phi_b(V)$ göstermektedir).

4.7. Sıcaklığa Bağlı C-V Ölçümleri

Schottky kontaklar üzerine yapılan I-V ölçümleri diyot karakteristiklerini yorumlamak için tek başına yeterli değildir. Çünkü deplasyon tabakasının davranışı Schottky kontaklar için önem arz etmektedir. Bu eksikliği gidermek için aynı diyot üzerinde gerilim-kapasitans (C-V) ölçümlerinin de yapılması gerekmektedir. C-V ölçümlerinden yarıiletken bant aralığında bulunabilen derin seviyeler hakkında kısmi bilgiler elde edilebileceği gibi, deplasyon bölgesinin davranışı ve yapısı hakkında ve yüzey hallerini incelemek mümkündür. Ayrıca I-V ölçümlerinden düz-bant engel yüksekliği, görüntü-yük etkisi, tünelleme olayının aydınlatılması için taşıyıcı konsantrasyonu, valans veya iletkenlik bandı arası enerji seviyeleri farkı gibi parametrelerin elde edilebilmesi için C-V ölçümleri zorunluluktur.

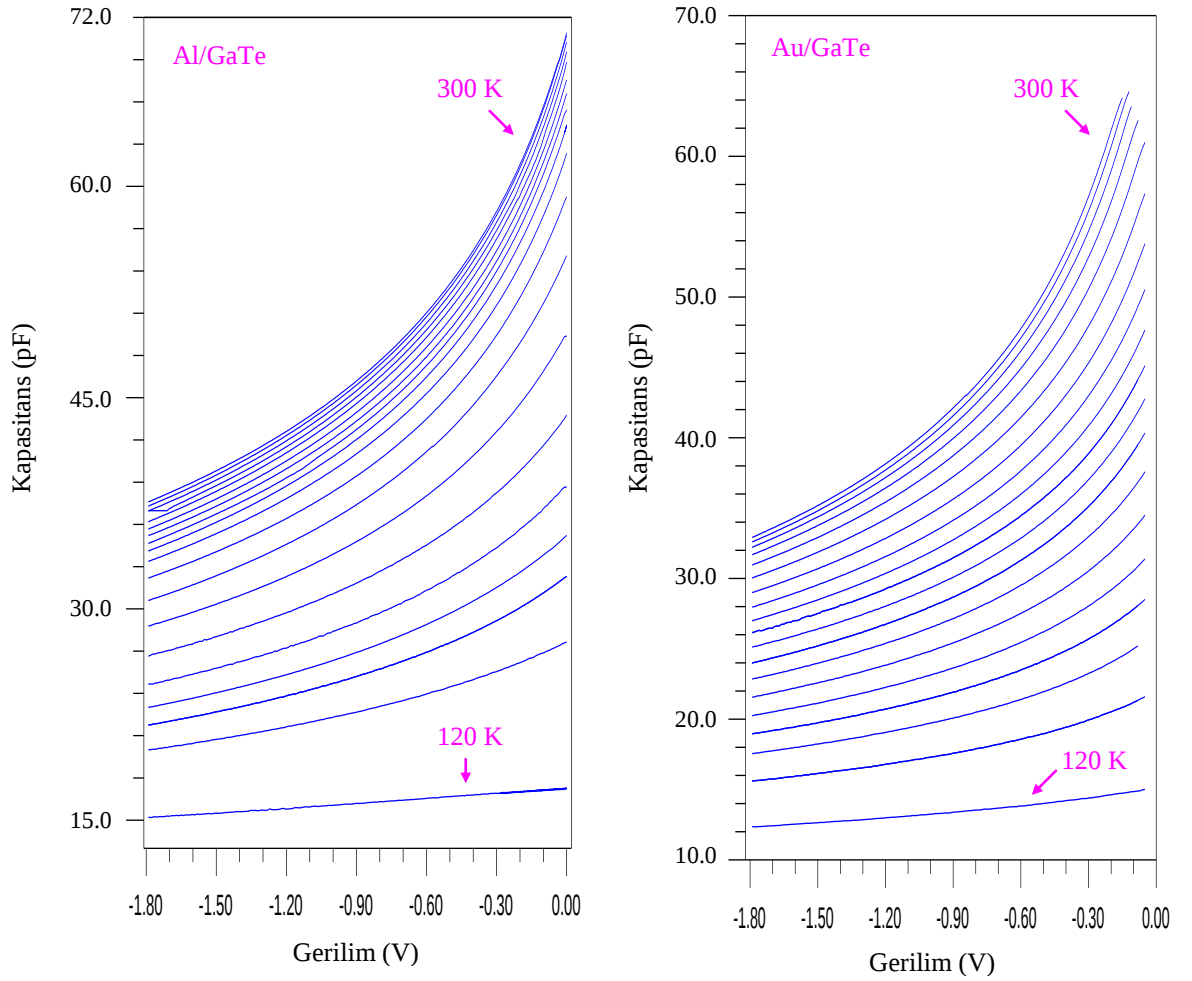


Şekil 4.27. Al/GaTe ve Au/GaTe Schottky kontakların 300 K’de ölçülen C-V karakteristikleri.

Al/GaTe ve Au/GaTe Schottky kontak yapıların C-V ölçümleri, 1 MHz sabit frekansta, 110-300 K sıcaklık aralığında Al/GaTe için 0 V ve -1.8 V ve Au/GaTe için -0.1 V ve -1.8 V gerilim aralığında 10 mV gerilim adımlarıyla ve 10’ar K sıcaklık aralıklarında gerilim uygulayıp kapasitans değerlerinin ölçülmesi ile gerçekleştirildi. Çalışmalarda Şekil 4.27’de verilen Al ve Au/GaTe Schottky kristallerine ait 300 K’de karakteristik C-V profilleri gözlemlendi. Şekil 4.27’de görüldüğü gibi kapasitenin gerilime bağılılığı klasik Schottky davranışı sergilemektedir. Al/GaTe ve Au/GaTe için kapasitans değerleri sırasıyla 0 V’ta yaklaşık 70 pF ve -0.1 V’ta 65 pF değerleri ölçülürken artan gerilimle hızla azalarak -1.8 V’ta yaklaşık 38 pF ve 33 pF değerlerine ulaşmaktadır. Bununla birlikte Şekil 4.27’de -1.8 V’da Au/GaTe’nin kapasitans değerleri Al/GaTe’ye göre daha küçük olmasına rağmen artan gerilimle 0 V’a doğru diğerine göre daha büyük değerler alarak aradaki farkı kapatmakta ve geçmektedir. Au/GaTe için bu davranış

difüzyon potansiyelinin her iki numune için farklı değerde olmasından kaynaklanmaktadır.

Kontak yapılarında deplasyon bölgesinin yapısını ve dolayısıyla kapasitansın değişimini sıcaklığa bağlı olarak gözlemlemek amacıyla Al/GaTe ve Au/GaTe Schottky kontakların sıcaklığa bağlı C-V ölçümleri alındı. Şekil 4.28.a.-b.'de Al/GaTe ve Au/GaTe Schottky kontaklarının 1 MHz frekansta, 120-300 K sıcaklık aralığında ölçülen sıcaklığa bağlı kapasitans ölçümlerini göstermektedir. Şekil 4.28.a.-b.'de görüldüğü gibi kapasitans değerleri 300 K'den sonra azalan sıcaklıkla azalmakta ve Al/GaTe için yaklaşık 220 K'den ve Au/GaTe için 270 K'den sonra artış hızı giderek



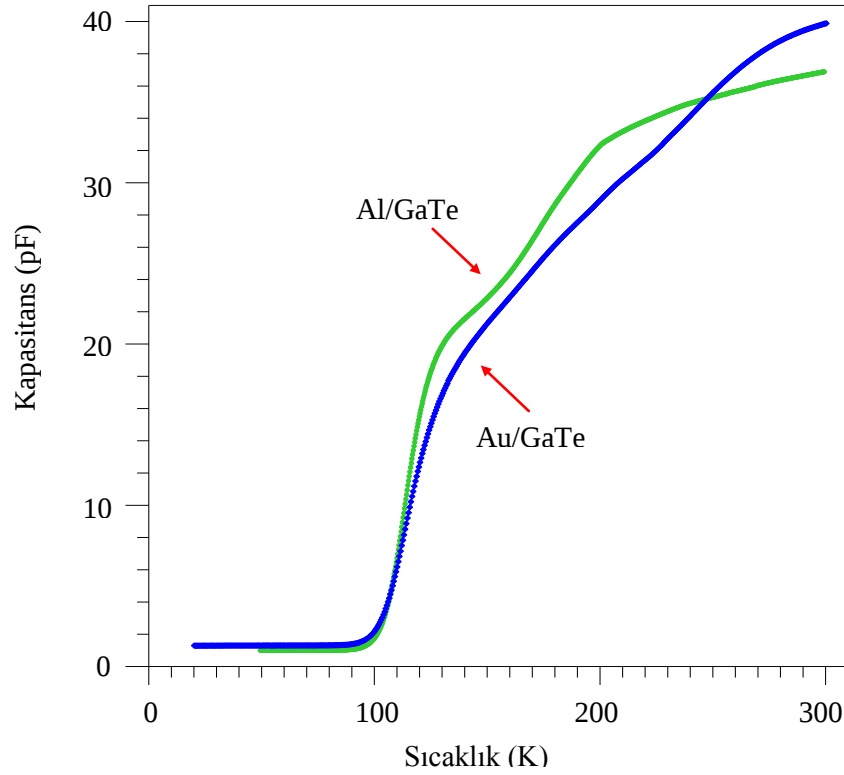
Şekil 4.28.a-b. Al/GaTe (a) ve Au/GaTe (b)'nin 120-300 K arasında ve 1 MHz frekansta ölçülen C-V-T karakteristikleri.

artmaktadır. Ancak Au/GaTe’de kapasitans değerleri Al/GaTe’den farklı olarak 270 K’den sonra yaklaşık orantılı bir şekilde azalmaktadır. I-V eğrilerinde olduğu gibi kapasitans değerlerinin azalan sıcaklıkla hızlı olarak ve belli sıcaklık değerinden sonra daha çok süratlenerek azalması yarıiletken deplasyon tabakasının bir davranışı olarak seri direnç etkisinden, I-V ölçümlerinden farklı olarak derin seviyelerin etkisinden, yüzey hallerinin etkisinden kaynaklanmaktadır. Çünkü kapasitans ölçümleri, seri direncin etkisinden (Kar and Dahlke 1972; Singh and Srivastava 1998), derin seviyelerden (Roberts and Crowell 1973; Vasudev *et al.* 1976; Cova and Singh 1990), yüzey hallerinden (Werner *et al.* 1988) etkilenmektedir. Ayrıca Au/GaTe’de 270 K’den sonra kapasitans değerlerinde düşük sıcaklıklara doğru gidildikçe görülen farklılık sıcaklığa bağlı olarak deplasyon tabakasının bir karakteristiğidir. Böylece Şekil 4.28 a.-b.’de görüldüğü gibi azalan sıcaklıkla seri direncin, derin seviyelerin ve yüzey hallerinin etkin artışı, serbest taşıyıcı yoğunluğunun azalmasına ve sonuçta kapasitans değerlerinin azalmasına sebep olarak Al/GaTe ve Au/GaTe’nin C-V-T ölçülerinin 120 K’de minimum kapasitans değerlerini alarak ‘freeze out’ olmalarına neden olmaktadır.

4.7.1. Sıcaklığa Bağlı Kapasitans (C-T) Ölçümleri

Schottky kontaklarda yarıiletkendeki derin tuzak seviyeleri kontağın kapasitansını rölatif yoğunluğuna bağlı olarak etkilemektedir. Deplasyon bölgesinde bulunan bir tuzak enerji seviyesi Fermi seviyesiyle birlikte değiştiğinde böyle bir tuzak seviyesinin işgali ve tuzakta bulunan yüklerin durumu değişecektir. Çünkü deplasyon bölgesinde bant bükülmesinin derecesi uygulanan gerilime bağlı olup tuzakta yüklerin durumu da uygulanan gerilime bağlı olmakta ve sonuçta kapasitansı etkilemektedir (Rhoderick and Williams 1988).

Yarıiletkenlerde derin seviyelerin belirlenmesi için DLTS (Derin Seviye Geçiş Spektroskopisi) metodu bilinen bir metottur. Derin seviye konsantrasyonu yeterince yüksek ise Schottky kontaklarda sabit gerilim altında sıcaklığa bağlı kapasitans (C-T) ölçümlerinden derin seviyelerin varlığı ve etkinliği belirlenebilir. Şekil 2.29, yaklaşık 20-300 K sıcaklık aralığında -2 V sabit gerilimde ve 0.3 K sıcaklık artışıyla

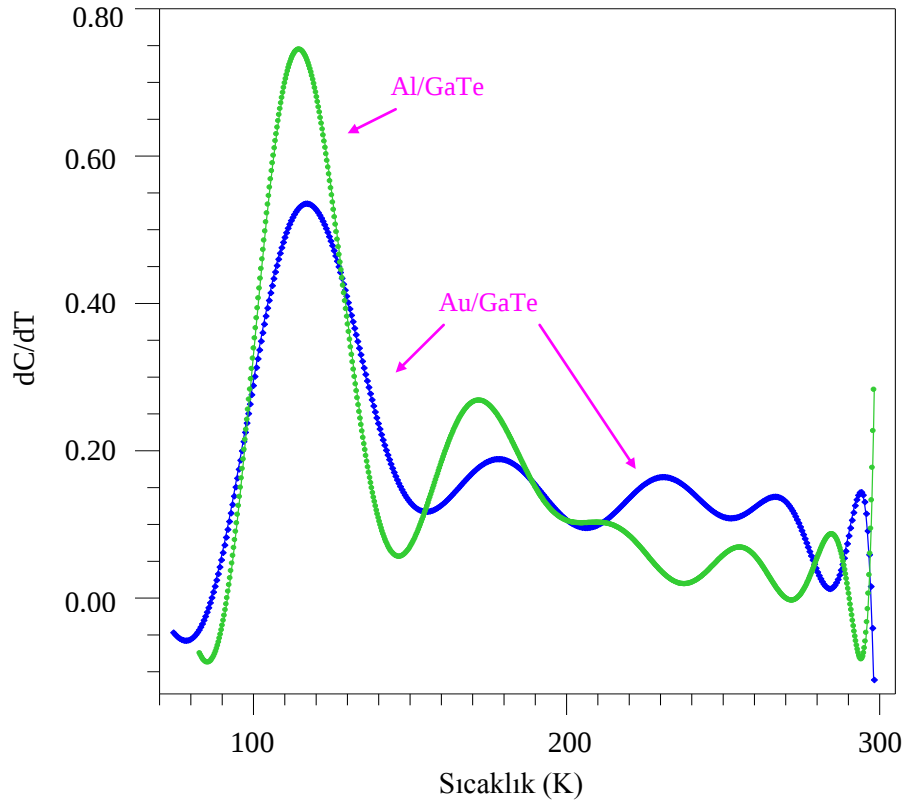


Şekil 4.29. Al/GaTe ve Au/GaTe'nin 50-300 K ve 20-300 K arasında ölçülen kapasitansın sıcaklığa (C-T) bağlı değişimi.

Al/GaTe'nin ve -1 V sabit gerilimde ve 0.5 K sıcaklık artışıyla Au/GaTe'nin C-T değişimlerini göstermektedir. Şekilde Al/GaTe ve Au/GaTe sıcaklığa bağlı olarak birbirlerinden farklı değişimler sergilemektedirler. Her iki yapının kapasitans değerleri yaklaşık 100 K'den sonra hızla artarak yüksek sıcaklıklarda sabitleşmeye başladıkları ve Au/GaTe'nin kapasitans değerlerinin Al/GaTe'ye göre yaklaşık 130-270 K arasında nispeten daha kararlı bir şekilde arttığı ve 270 K'den sonra sabitleşmeye başladığı görülmektedir. Ancak Au/GaTe'nin kapasitans değerleri yaklaşık 110-240 K arasında Al/GaTe'nin kapasitans değerlerinden daha küçüktür. Ayrıca Al/GaTe'nin kapasitans değerleri, yaklaşık 130-160 K aralığında daha yavaşça artmakta ve bu sıcaklıktan sonra tekrardan süratlenerek yaklaşık 200 K'den sonra nispeten sabitleşmeye başlarken Au/GaTe'de yaklaşık 130 K'de başlayan geniş aralıkta kararlı ve yavaş artışın yaklaşık 230 K'e kadar sürdüğü ve sonrasında nispeten süratlenerek 270 K'den sonra sabitleştiği belirlenebilmektedir.

C-T grafiğinde artan sıcaklıkla kapasitans değişimine derin seviyelerin etkisi neden olmaktadır (Cova and Singh 1990). Böylece Al/GaTe'de 120-150 K ve 150-200 K aralıklarında ve Au/GaTe'de 130-230 K ve 230-250 K aralıklarında kapasitansın basamaklı artış, Al/GaTe ve Au/GaTe'de iki derin seviyenin sırası ile iyonlaşmasından kaynaklanmaktadır. Bu nedenle bu ölçü sırasında ki bu değişimle GaTe'nin elektriksel iletkenlik özelliğini belirleyen seviyelerin izini de ortaya koymaktadır. Ayrıca Şekil 4.29'da Al/GaTe ve Au/GaTe'nin 100 K'den düşük olan sıcaklıklarda kapasitansın birkaç pF mertebesindeki değerde sabitlenmesi serbest taşıyıcı yoğunluğunun sıfıra inerek yapının Metal/Yalıtkan/Metal (MIS) yapıya dönüşmesi ile açıklanmaktadır.

Derin seviyelerin varlığı daha net olarak, kapasitansın sıcaklığa bağlı birinci dereceden türevi (dC/dT)'nin T'ye karşı değişiminden belirlenebilir. Şekil 4.30 Al/GaTe ve Au/GaTe'nin dC/dT değerlerinin sıcaklığa karşı olan değişimlerini göstermektedir.



Şekil 4.30. Al/GaTe ve Au/GaTe'nin kapasitansın birinci türevinin (dC/dT) sıcaklığa karşı değişimi.

Derin seviyeler kullanılan metalik yapıya bağlı olmamakla birlikte Şekil 4.30'da Al/GaTe ve Au/GaTe'nin sıcaklığa bağlı olarak farklı iyonlaşmalar ile farklı derin seviyelere sahip oldukları görülebilmektedir. Şekilde Al/GaTe'nin 100-150 ve 150-200 K civarında iki farklı iyonlaşma ile iki derin seviyeye sahip olduğu ve Au/GaTe'nin 100-150, 150-200 K ve 220-250 K civarında üç farklı iyonlaşma ile üç derin seviyeye sahip olduğu görülmektedir. Ancak Al/GaTe ve Au/GaTe kontak yapılarında GaTe'nin derin seviyeleri hakkında yeterli bilgi elde etmek için DLTS ölçümlerinin alınması gerekir. Çünkü C-T ölçümleri DLTS ölçümleri kadar yeterli bilgiyi sağlayamamaktadır.

Metal-yarıiletken kontaklarda oluşan kapasitans paralel plakalı kondansatörlerin kapasitansına benzer olduğundan kapasiteyi,

$$C = \epsilon \epsilon_0 \frac{A}{d} \quad (4.43)$$

şeklinde ifade etmemiz mümkündür. Burada d deplasyon tabakasının genişliğini ifade etmekte ve homojen olarak katkılı olan bir p-tipi yarıiletkende bu ifade,

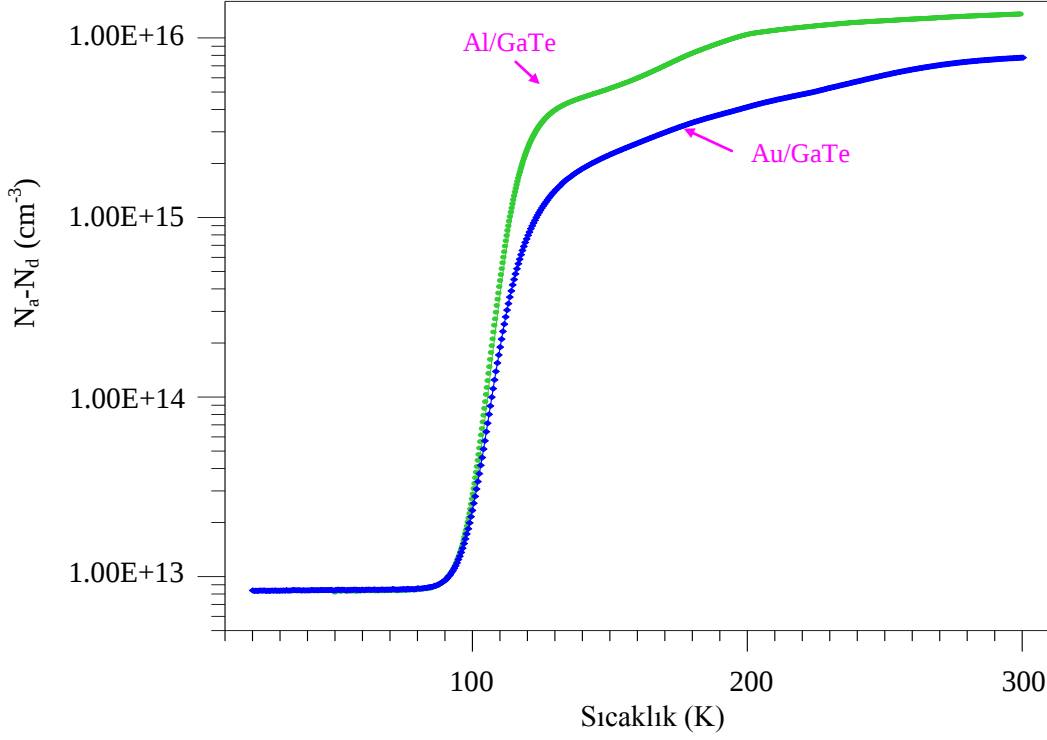
$$d = \left(\frac{2\epsilon \epsilon_0}{e(N_a - N_d)} V \right)^{1/2} \quad (4.44)$$

biçimindedir. Böylece uygulanan gerilim ve hal yoğunluğuna bağlı olarak kapasitans,

$$C = A \left(\frac{\epsilon \epsilon_0 e (N_a - N_d)}{2} \right)^{1/2} \left\{ V - \frac{kT}{q} \left[1 - \exp \left(\frac{-qV}{kT} \right) \right] \right\}^{-1/2} \left\{ 1 - \exp \left(\frac{-qV}{kT} \right) \right\} \quad (4.45)$$

şeklinde elde edilebilir. Bu denklem homojen olarak katkılı bir yarıiletkende deplasyon bölgesinin kapasitansını ifade etmektedir (Blood and Orton 1992). Bu denklemde $N_a - N_d$, p-tipi yarıiletkenler için iyonize olmuş hal yoğunluğudur. Böylece bu denklem kullanılarak iyonize olmuş hal yoğunluğunun sıcaklıkla değişimleri ve derin seviyelerin etkisi açıkça belirlenebilir.

Al/GaTe ve Au/GaTe'nin sıcaklığa bağlı $N_a - N_d$ net iyonize olmuş hal yoğunluğu değerleri farklı sıcaklıklarda Şekil 4.29'da ifade edilen kapasitans değerlerinin denk. (4.45)'de kullanılmasıyla elde edildi. Şekil 4.31, Al/GaTe ve Au/GaTe'nin sıcaklığa



Şekil 4.31. Al/GaTe ve Au/GaTe'nin $N_a - N_d$ net iyonize olmuş hal yoğunluğunun sıcaklıkla değişimleri.

bağlı $N_a - N_d$ net iyonize olmuş hal yoğunluğu değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimlerini göstermektedir. Şekil 4.31'de Al/GaTe'nin $N_a - N_d$ net iyonize olmuş hal yoğunluğu değerlerinin 100 K'in üzerinde Au/GaTe'nin değerlerinden büyük olduğu tespit edilmektedir. Bu şekilde $N_a - N_d$ değerleri Al/GaTe için yaklaşık 190-300 K aralığında kararlılık gösterirken Au/GaTe için bu kararlılık 300 K'e yakın sıcaklıklarda görülmektedir. Al/GaTe'de $N_a - N_d$ iyonize olmuş hal yoğunluğu 120-190 K aralığında düşen sıcaklıkla birlikte hızla azalırken Au/GaTe'de bu azalış yaklaşık 270 K'de başlamakta ve Al/GaTe'ye göre daha yavaşça azalarak farklı bir değişim sergilemektedir. Al/GaTe'de 120-190 K aralığında ve Au/GaTe'de 270 K'den düşük sıcaklıklarda görülen bu değişim iyonize olan merkezlerin yoğunluğunu ve dolayısıyla derin seviyelerin etkisini açıkça belirtmektedir.

4.7.2. C-V-T Ölçümlerinin Analizi

İdeal yapıya sahip Schottky kontaklarda deplasyon bölgesinin kapasitansı,

$$C = \left[\frac{2(V_0 + V)}{qA^2(N_a - N_d)\epsilon_s} \right]^{-1/2} \quad (4.46)$$

biçiminde ifade edilmektedir (Sze 1981). Burada A diyotun alanını, ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabitini göstermekte ve p-GaTe için dielektrik sabiti $\epsilon_s = 7.3\epsilon_0$ ($\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-14}$ F/cm) (Camassel *et al.* 1979) değerindedir. Ayrıca denk. (4.46)'da $N_a - N_d$, p-tipi yarıiletkenin (GaTe) taşıyıcı (akseptör) konsantrasyonunu, q elektronik yükü, V yapıya uygulanan gerilimi, V_0 sıfır gerilimde difüzyon potansiyel değerini ifade etmektedir.

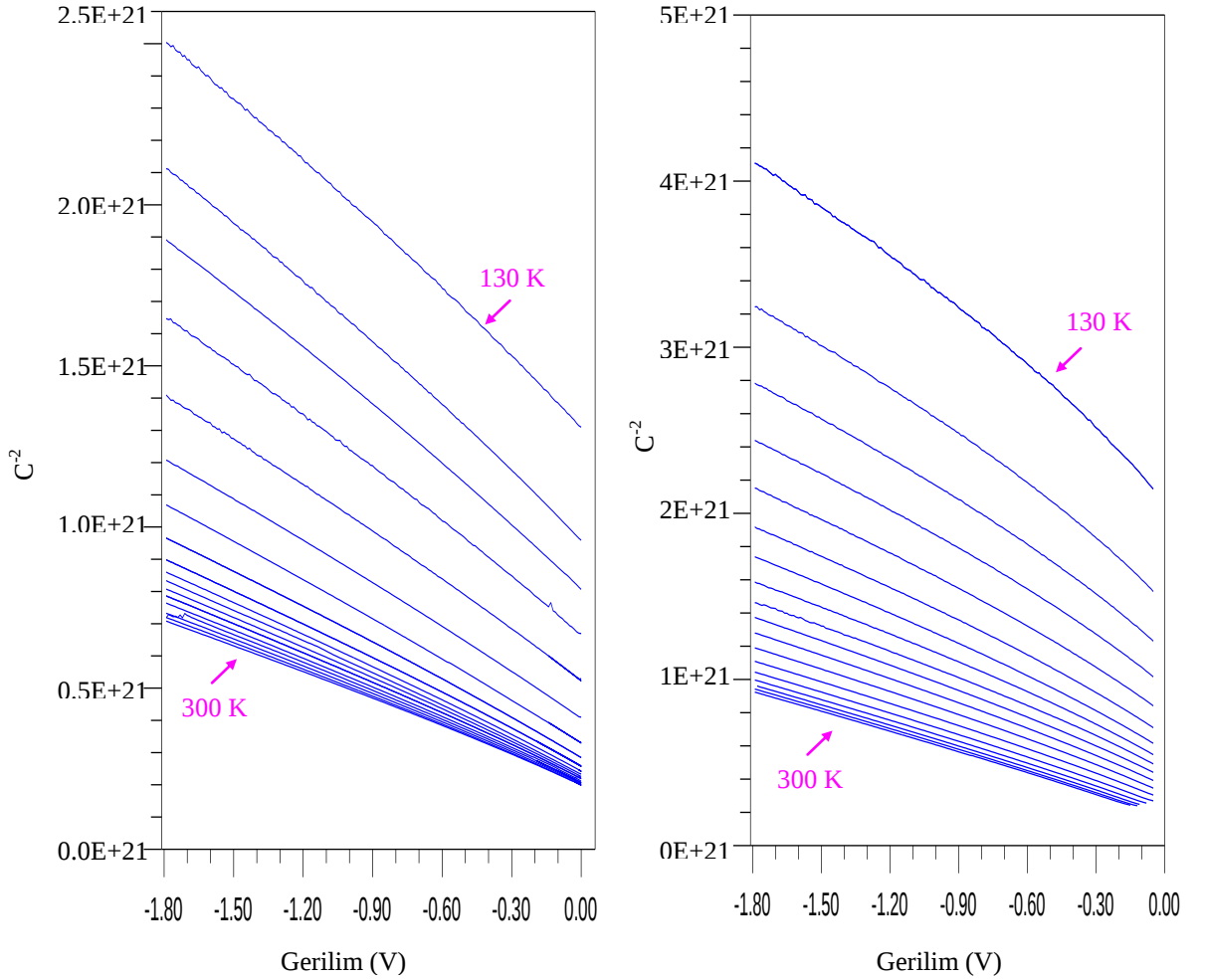
Ara yüzey tabakasına sahip olmayan ve ideal özellikteki Schottky kontaklarda denk. (4.46)'da ifade edildiği gibi kapasitans, uygulanan frekansa bağıllık göstermemektedir. Ancak ideal yapıya sahip olmayan kontaklarda ise kapasitans, uygulanan gerilim ve frekansa bağıllık gösterir. Düşük frekanslarda kapasitans değerleri yüksektir ve bu kapasitans uygulanan ac. sinyali izleyebilen yarıiletkenle dengede olan, ara yüzey hallerinden dolayı kaynaklanan fazlalık kapasitans ortaya çıkmaktadır (Rhoderick and Williams 1988; Sze 1981). Bu kapasitans sabit değildir ve artan frekansla birlikte azalır, azalan sıcaklıkla birlikte artması, fazlalık kapasitansın derin seviyelerle ilişkili olduğunu göstermektedir (Vasudev *et al.* 1976). Böylece bu kapasitansın yüzey hallerinden ve derin seviyelerden (Vasudev *et al.* 1976; Roberts and Crowell 1973), seri direnç etkisinden (Kar and Dahlke 1972; Singh and Srivastava 1998), ara yüzey hallerinden (Crowell and Rideout 1969) kaynaklanabileceği ifade edilmiştir.

Deplasyon tabaka kapasitansını denk. (4.46)'dan uygulanan gerilime bağlı olarak,

$$C^{-2} = \frac{2}{q\epsilon_s A^2 (N_a - N_d)} (V + V_0) \quad (4.47)$$

biçiminde yazmamız mümkündür (Fonash 1983).

Şekil 4.32.a-b’de Al/GaTe ve Au/GaTe’nin C-V ölçümlerinden elde edilen 140-300 K aralığında sıcaklığa bağlı $C^{-2} - V$ lineer eğrilerinin değişimlerini göstermektedir. Şekil 4.32.a’da görüldüğü gibi Al/GaTe’nin $C^{-2} - V$ değişimleri, 300-190 K sıcaklık aralığında çok dar aralıkta değişirken 190 K’den düşük olan sıcaklıklarda çok geniş bir aralıkta değişmeye başlamaktadır. Şekil 4.32.b’de ise Au/GaTe’nin $C^{-2} - V$ değişimleri Al/GaTe’den farklı olarak sadece 300 K’e yakın çok az sıcaklıkta Al/GaTe’nin değişimlerine benzer olarak çok dar aralıkta değişirken, sıcaklık azaldıkça değişimler arasında mesafe açılmakta ve daha düşük sıcaklıklara doğru gidildikçe bu mesafenin daha çok arttığı görülmektedir. Ayrıca Şekil 4.32.a’da Al/GaTe’nin $C^{-2} - V$ değişimlerinin Au/GaTe’nin değişimlerinden daha yüksek bir korelasyonla lineer olarak



Şekil 4.32.a-b. Al/GaTe (a) ve Au/GaTe (b)’nin 1 Mhz frekansta 10^7 ’ar K sıcaklık aralıklarıyla 130-300 K arasında $1/C^2 - V$ değerlerinin uygulanan gerilime karşı değişimi.

değiştikleri görülmektedir.

Al/GaTe'nin ve Au/GaTe'nin $C^{-2} - V - T$ değişimlerinde gözlemlenen bu değişimler yarıiletkenin deplasyon tabakasının karakteristiği olarak GaTe'nin gövde direncinin dolayısıyla seri direncinin hızla artışı, C-T ölçümlerinde bildirildiği üzere GaTe'de derin seviyelerin etkili birer mekanizma olarak kapasitans ölçümlerini etkilemeleri ve farklı sıcaklık bölgelerinde iyonlaşma ile farklı derin seviyelere neden olmalarından kaynaklanmakta ve sonuçta Şekil 4.32.a-b.'de tespit edilen Al/GaTe'nin yaklaşık 190 K'den düşük sıcaklıklarda, Au/GaTe'nin ise 270 K'den düşük sıcaklıklarda $C^{-2} - V - T$ değişimlerine neden olmaktadır.

Homojen katkılı yarıiletkenler için $C^{-2} - V$ lineer değişiminde V ekseninin kesiminden V_0 difüzyon potansiyelini ve eğiminden N_a taşıyıcı konsantrasyonunu elde etmek mümkündür (Singh 1985). İdeal yapıya sahip olabilen kontaklar için denk. (4.47)

$$\frac{d(C^{-2})}{dV} = -\frac{2}{q\epsilon_s A^2 (N_a - N_d)} \quad (4.48)$$

şeklinde ifade edilebilir (Fonash 1983; Singh 1985).

Şekil 4.32.a-b'den Al/GaTe ve Au/GaTe için $C^{-2} - V$ değişimlerinin denk. (4.48)'e göre eğiminden ve x-eksenini kesen noktadan $N_a - N_d$ net iyonize olmuş hal yoğunluğu ve V_0 difüzyon potansiyeli değerleri 140-300 K aralığında elde edildi ve hesaplanan $N_a - N_d$ ve V_0 değerleri Çizelge 4.6'da gösterilmektedir. Çizelge 4.6'da Al/GaTe ve Au/GaTe için V_0 değerleri artan sıcaklıkla azalmakta ve düşük sıcaklıklarda yüksek değerlere sahip oldukları görülmektedir. $N_a - N_d$ değerleri ise artan sıcaklıkla birlikte artmakta ve Al/GaTe'nin $N_a - N_d$ değerlerinin Au/GaTe'nin değerlerinden daha büyük oldukları tespit edilmektedir.

Çizelge 4.6. Al/GaTe ve Au/GaTe'nin $C^{-2} - V$ değişimlerinden elde edilen farklı sıcaklıklarda çeşitli parametreleri.

T(K)	Al/GaTe			Au/GaTe		
	V_0 (eV)	$N_a - N_d$ (cm ⁻³)	V_n (eV)	V_0 (eV)	$N_a - N_d$ (cm ⁻³)	V_n (eV)
140	1.325	6.81x10 ¹⁵	0.085	1.361	4.10x10 ¹⁵	0.091
150	1.177	7.30x10 ¹⁵	0.092	1.213	4.61x10 ¹⁵	0.098
160	1.107	8.12x10 ¹⁵	0.098	1.097	5.10x10 ¹⁵	0.104
170	1.012	9.09x10 ¹⁵	0.104	0.989	5.63x10 ¹⁵	0.111
180	0.881	1.02x10 ¹⁶	0.109	0.935	6.30x10 ¹⁵	0.117
190	0.768	1.11x10 ¹⁶	0.115	0.873	6.82x10 ¹⁵	0.123
200	0.750	1.22x10 ¹⁶	0.121	0.824	7.30x10 ¹⁵	0.130
210	0.707	1.29x10 ¹⁶	0.127	0.792	7.86x10 ¹⁵	0.136
220	0.709	1.36x10 ¹⁶	0.134	0.740	8.27x10 ¹⁵	0.143
230	0.702	1.40x10 ¹⁶	0.141	0.702	8.83x10 ¹⁵	0.150
240	0.712	1.45x10 ¹⁶	0.147	0.650	9.34x10 ¹⁵	0.156
250	0.712	1.49x10 ¹⁶	0.154	0.599	9.88x10 ¹⁵	0.163
260	0.713	1.54x10 ¹⁶	0.161	0.537	1.03x10 ¹⁶	0.170
270	0.685	1.54x10 ¹⁶	0.168	0.493	1.06x10 ¹⁶	0.177
280	0.697	1.59x10 ¹⁶	0.175	0.455	1.08x10 ¹⁶	0.185
290	0.691	1.61x10 ¹⁶	0.182	0.426	1.09x10 ¹⁶	0.192
300	0.711	1.65x10 ¹⁶	0.189	0.413	1.11x10 ¹⁶	0.199

p-tipi yarıiletkenlerin valans bandında bulunan etkin hal yoğunluğu sıcaklığa bağlı olarak,

$$N_v = 4.82 \times 10^{15} T^{3/2} (m_p^* / m_0)^{3/2} \quad (4.49)$$

denklemleri ile ifade edilmektedir. Bu denklemde m_p^* valans bandında boşlukların etkin kütlelerini, m_0 serbest elektron kütlelerini göstermektedir. p-tipi GaTe için boşluk etkin kütleleri $0.995 m_0$ 'a (Manfredotti *et al.* 1975) eşittir. Böylece denk. (4.49)'a göre elde edilen valans bandında bulunan hal yoğunluğu 300 K'de $2.49 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ olarak hesaplanmıştır.

C-V ölçümlerinden elde edilen bir diğer önemli parametre p-tipi yarıiletkenler için valans bandının üstü ile ya da n-tipi yarıiletkenler için iletkenlik bandının altı ile Fermi seviyesi arasında bulunan enerji seviyeleri farkıdır. Bu ifade ise,

$$V_n = \frac{kT}{q} \ln \left| \frac{N_a - N_d}{N_v} \right| \quad (4.50)$$

şeklindedir. Al/GaTe ve Au/GaTe için V_n değerleri Çizelge 4.6'da gösterilmektedir. Çizelge 4.6'da V_n değerleri artan sıcaklıkla birlikte hızla artmakta ve Au/GaTe'nin V_n değerlerinin Al/GaTe'nin değerlerinden daha büyük olduğu görülmektedir.

C-V ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği,

$$\phi_b = V_0 + V_n + (kT/q) \quad (4.51)$$

şeklinde ifade edilmektedir. Böylece denk. (4.51) kullanılarak Al/GaTe ve Au/GaTe için farklı sıcaklıklarda engel yüksekliği değerleri elde edilebilir. C-V engel yüksekliği değerleri Al/GaTe ve Au/GaTe için 300 K'de 0.926 eV ve 0.638 eV olarak 140 K'de 1.423 eV ve 1.464 eV olarak hesaplandı. Görüldüğü gibi C-V engel yüksekliği değerleri hem Al/GaTe hem de Au/GaTe için aynı sıcaklıklarda I-V ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinden daha büyüktür. I-V ve C-V engel yüksekliği arasında oluşan fark Schottky engelinde etkin olan engel homojensizliklerinden dolayı kaynaklanmaktadır.

GaTe'nin sıcaklığa bağlı olarak yasak enerji aralığı literatürde,

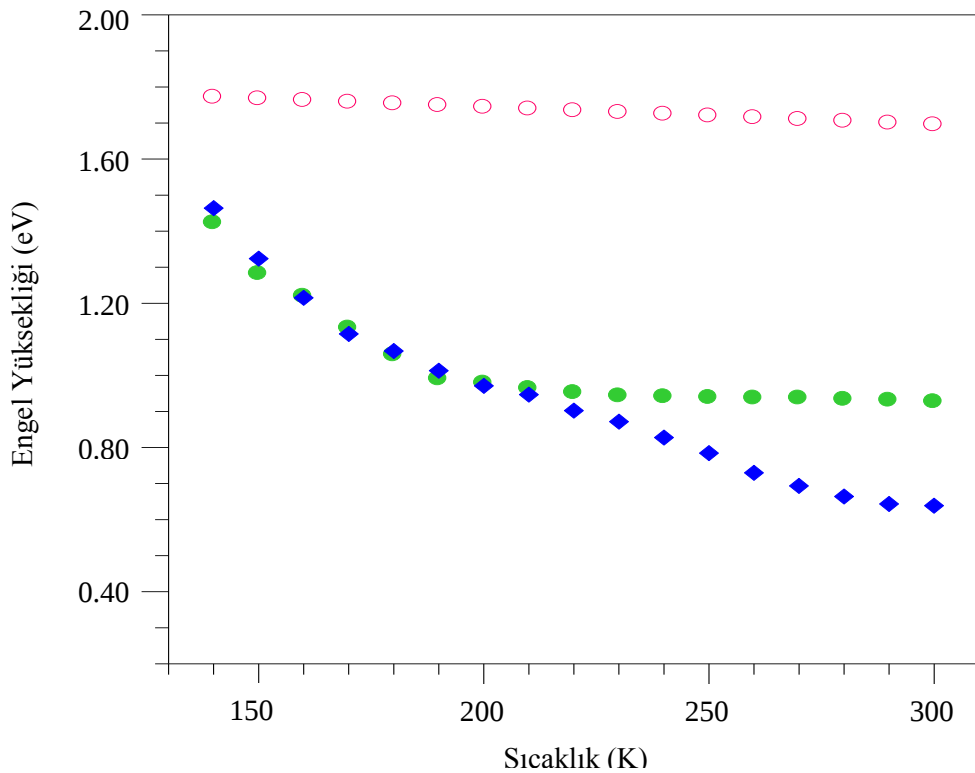
$$E(T) = 1.805 - 0.095 / [\exp(186/T) - 1] \quad (4.52)$$

şeklinde ifade edilmektedir (Güder 1999). Yasak enerji aralığı değerleri denk. (4.52) kullanılarak 300 K'de 1.694 eV ve 140 K'de 1.771 eV'a eşit olduğu görülmüştür.

Şekil 4.33, Al GaTe ve Au/GaTe'nin denk. (4.51)'e göre elde edilen C-V engel yüksekliği değerlerinin ve denk. (4.52)'ye göre elde edilen GaTe'nin yasak enerji aralığı değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimlerini göstermektedir. Şekil 4.33'de yasak enerji aralığı değerlerinin artan sıcaklıkla birlikte düzenli olarak azaldığı görülmektedir. Ancak Al/GaTe'nin engel yüksekliği değerlerinin 300 K'den yaklaşık 190 K'e kadar GaTe'nin yasak enerji aralığının değişimini izlediği, 190 K'den düşük sıcaklıklarda ise hızla arttığı görülmektedir. Bununla birlikte Au/GaTe'nin engel yüksekliği

değerlerininse 300 K'den başlayarak düşük sıcaklıklara gittikçe süratle artarak 220 K'den düşük sıcaklıklarda Al/GaTe'nin engel yüksekliği değerleriyle hemen hemen aynı değerleri aldıkları ve GaTe'nin yasak enerji aralığının değişimini takip etmediği görülmektedir.

Schottky kontaklarda engel yüksekliğinin artan sıcaklıkla birlikte azalarak bant aralığının sıcaklığa bağlı değişimini takip etmesi gerekir (Rhoderick and Williams 1988). Ancak Şekil 4.33'de Al/GaTe'nin 190 K'den düşük sıcaklıklarda ve Au/GaTe'nin ise genel olarak GaTe'nin bant aralığının sıcaklığa bağlı değişimini takip etmemesi azalan sıcaklıkla birlikte süratle artan seri direnç etkisinden ve Şekil 4.30 ve Şekil 4.31'de belirtilen sıcaklıklarda derin seviyelerin etkisinden dolayı kaynaklanabilmektedir. Şekil 4.30'da ifade edildiği gibi Au/GaTe'nin yaklaşık 120-270 K aralığında daha büyük ve geniş bir aralıkta etkin olan derin seviyelerinden ve Al/GaTe'ye göre daha büyük bir hızla artan seri direnç etkisinden dolayı Şekil 4.33'de



Şekil 4.33. Al/GaTe (●) ve Au/GaTe (◆)'nin C-V engel yüksekliğinin ve GaTe'nin (○) yasak enerji aralığının sıcaklığa bağlı değişimleri.

Au/GaTe'nin engel yüksekliği değerlerinin azalan sıcaklıkla daha bđyđk değerler almasına yol açmaktadır. Ayrıca Al/GaTe'de engel yđksekliđi değerleri üzerinde Au/GaTe'ye benzer olarak Şekil 4.30 ve Şekil 4.31'de görüldüğü gibi Al/GaTe'de derin seviyelerin etkisi görülmekle birlikte 190 K'in altında hızla artan seri direnç etkisinden dolayı C-V engel yđksekliđi değerleri süratle artmaktadır. Çünkü 190 K altında artan seri direnç ile doğru kapasitansın ölçülememesi de mümkündür buda yapılan hesaplamalarda hataya sebep olur.

Böylece derin seviyeler ve seri direnç etkisi C-V ölçümlerini etkilemekte ve bu ölçümlerden elde edilen engel yđksekliđi değerlerinin daha bđyđk olmasına yol açmaktadır.

5. SONUÇ

III-VI grubu bileşiklerinden olan GaTe farklı tabakalı yapısı ve teknik uygulamalarından dolayı teknolojiye özel bir ilgi görmektedir. Ancak GaTe kullanılarak hala güvenilir Schottky kontakların yapılmamış olması bu malzemeyi bu yönden günümüze kadar gizemli kılmaktadır. Tabakaları arasında Van der Waals bağlarının olması tabakalarının kolayca bölünmesine neden olmaktadır. Ayrıca GaTe’de doymamış bağların eksikliği yüzey oksidasyonunu yavaşlattığı gibi yüzey hallerinin olmadığı bir yapıya kavuşturmaktadır. GaTe için ifade edilen bu özellikler, bu yarıiletken malzemeyi ideal Schottky kontak fabrikasyonu için aday bir malzemeye dönüştürmektedir.

GaTe üzerine yaptığımız Schottky kontak çalışmalarımızı üç ana aşamada sınıflandırmamız mümkün olmuştur:

- Al/GaTe ve Au/GaTe Schottky kontak yapıların fabrikasyonu
- Al/GaTe ve Au/GaTe’nin I-V-T karakterizasyonu
- Al/GaTe ve Au/GaTe’nin C-V-T karakterizasyonu

GaTe’nin tabakalı yapısından dolayı kimyasal temizleme işlemine tabii tutulmamıştır. Ancak GaTe’nin yüzeyinde zamanla oluşmuş olan oksit tabakası üzerine yapılacak olan metalizasyonun anormal Schottky kontak yapıya dönüşeceği bilinciyle oksit tabakası kontrollü olarak kaldırılmıştır. Tabaka kaldırma işlemi esnasında düzgün olmayan yüzeylerin yüzey hallerine ve diğer engel anormalliklerine sebep olacağından dolayı son derece düzgün yüzeyler elde edilmeye çalışılmıştır. Böylece düzgün olan yüzey güvenilir Schottky metalizasyonu için ortam hazırlamıştır.

GaTe üzerine omik kontak işlemi, daha önceden optimize edilen (Coşkun ve Efeoğlu, 2003) kontak parametrelerinin kullanımıyla gerçekleştirildi. Ayrıca omik kontak işlemi esnasında GaTe’nin yapısı gereği numune, In/Au/Si biçiminde olan bir altlığa monte

edildi. Omik ve doğrultucu kontak işlemleri esnasında ortamın basıncı 10^{-8} Torr gibi çok düşük basınç değerlerine kadar indirilmeye çalışılarak buharlaştırma esnasında ortamda mevcut homojensizliklerin etkisi minimum seviyeye indirilmeye çalışılmıştır. Böylece Al/GaTe ve Au/GaTe'nin omik ve doğrultucu kontak fabrikasyonu olan çalışmamamızın birinci basamağı optimum şartlarda gerçekleştirilmeye çalışılmıştır.

Al/GaTe ve Au/GaTe numunelerimizin sıcaklığa bağlı karakterizasyonunu belirlemek için I-V ve C-V ölçümlerinin sıcaklığa bağlı alınması amaçlanmış ve I-V-T ölçümleri yaklaşık 50 K'de '*freeze-out*' olmalarından dolayı 50-300 K sıcaklık aralığında ve C-V-T ölçümleri ise yaklaşık 120 K'de '*freeze-out*' olmalarından dolayı 120-300 K aralığında yapılmıştır. Ölçülerimizde 0.05 K sıcaklık kararlılığı ve 5 mV gerilim aralığının seçilmiş olması veri analizinin güvenilirliğini artırmıştır. Ayrıca C-V-T ölçülerinin 1 MHz gibi yüksek frekansta yapılması arayüzey hallerinin kapasitans üzerinde oluşabilecek etkisini sınırlandırmıştır. C-V-T ölçülerine ilave olarak numunelerin C-T ölçümleriyle ölçülen kapasitansa eşlik eden nedenlerden yarıiletkenlerde mevcut derin seviyelerin etkisinin aydınlatılması amaçlanmıştır.

Al/GaTe ve Au/GaTe numunelerimizin I-V-T karakteristikleri, termoiyonik emisyon teorisi temelinde yorumlanmaya çalışılmıştır. Kontak yapıların I-V-T karakteristiklerinden Al/GaTe'nin $\approx 0-0.5$ V ve Au/GaTe'nin $\approx 0-0.2$ V aralığında oldukça lineer termal emisyon değişimlerine sahip oldukları görülmüş ve bu değişimlerden ilk bakışta homojensizliklerin etkisinin çok sınırlı olabileceği tespit edilmiştir. Ayrıca Au/GaTe'de özellikle yüksek sıcaklıklarda termal emisyon bölgelerinde tamamen lineer olmayan değişimlerin azalan sıcaklıkla birlikte lineerleştiği bildirilmiştir. Ancak I-V eğrilerimizin yüksek uygulama gerilimi bölgesinde akım değerlerinin hızla azaldıkları görülmüştür. I-V eğrilerinin bu şekilde hızlı düşüşünde seri direncin etkisi düşünülerek seri direnç etkisi analizi yapılmıştır. Yapılan seri direnç analizinden 300 K'de Al/GaTe için 83Ω , Au/GaTe için 328Ω olarak ve 80 K'de Al/GaTe için $98 M\Omega$ ve Au/GaTe için $1595 M\Omega$ olarak hesaplanmış ve numunelerimizin seri dirence çok kuvvetli bağlılık sergiledikleri görülmüştür.

Al/GaTe ve Au/GaTe'nin seri direncinin bu kadar hızlı artışında omik kontak parametrelerinin optimize edilmesiyle optik kontak direncinin etkisi sınırlandırıldığından dolayı süratle artan gövde direncinden kaynaklandığı tespit edilerek özellikle yüksek uygulama gerilimlerinde I-V eğrilerinde akım değerlerinin hızla azalması ve Au/GaTe'nin yüksek sıcaklıklarda I-V eğrilerinde ortaya çıkan lineer olmayan değişimler seri dirençle ilişkilendirilmiştir. Sonuçta Au/GaTe'nin I-V analizi seri direnç etkisi gözetilerek yapılmış ve bu durumda Au/GaTe'nin yüksek sıcaklıklarda ortaya çıkan lineer olmayan değişimlerinin lineerleştiği görülmüştür. Numunelerimizde seri direncinin bu kadar hızlı artışı Al/GaTe'nin I-V eğrilerinin 60 K'de Au/GaTe'nin ise 70 K'de '*freeze-out*' olmasına neden olmuştur. Böylece GaTe'de seri direncin etkin bir parametre olduğu sonucuna ulaşılmıştır.

Schottky kontaklarda bant bükülmesinin büyüklüğünü karakterize eden engel yüksekliği, I-V ölçümlerinden Al/GaTe ve Au/GaTe için sırasıyla 300 K'de 0.662 eV ve 0.515 eV, 80 K'de 0.570 eV ve 0.376 eV olduğu sonucuna ulaşıldı. Ayrıca kontak yapının verimini belirleyen idealite faktörünün de Al/GaTe ve Au/GaTe için sırasıyla 300 K'de 1.086, 1.017 ve 80 K'de 1.218, 1.304 olarak bulunduğu görüldü. Çalışmalarımızda her iki kontak yapının engel yüksekliği değerleri sıcaklığa bağlı olarak azalan sıcaklıkla birlikte süratle azaldıkları ve idealite faktörü değerlerinin ise tersine hızla arttığı belirlenmiştir. Al/GaTe'nin engel yüksekliği değerlerinin tüm ölçüm sıcaklıklarında Au/GaTe'nin değerlerinden büyük olduğu görülerek yüksek sıcaklıklarda Al/GaTe'nin engel yüksekliğinin değişim miktarının az daha büyük iken düşük sıcaklıklarda Au/GaTe'nin değişim miktarının büyük olduğu görülmüştür. Yüksek sıcaklıklarda çok düşük idealite faktörü değerlerine sahip olan Au/GaTe'nin sıcaklık düştükçe süratle artarak Al/GaTe'nin değerlerine ulaşmış ve geçmiştir. Ayrıca Au/GaTe'nin idealite faktörü değerlerinin değişim miktarının Al/GaTe'nin değişim miktarından yüksek ve düşük sıcaklık bölgeleri için büyük olduğu sonucuna ulaşılmıştır. Sonuçta engel yüksekliği ve idealite faktörü değerlerinin yüksek sıcaklık değerleri için görülen kararlı ve monoton değişimi düşük sıcaklıklar için bozulmakta ve her iki numunenin bu parametrelerinin sıcaklığa kararlı ve kuvvetli bir bağlılık sergiledikleri tespit edilmiştir.

Engel yüksekliği ve idealite faktörü değerlerinin sıcaklığın bir fonksiyonu olarak davranmaları Schottky engelinde ortaya çıkan homojensizliklerle ve ‘freeze out’ etkisiyle ilişkilendirilmiş olup bu homojensizliklerin farklı nedenlerden ötürü olduğu sonucuna varılmıştır. Deneysel çalışmalarımızın başlangıcında doymamış bağlardan eksik olabilen bir yüzey beklentisi içerisinde olmamıza rağmen numune hazırlık aşamasında oluşan homojensizliklerden ve GaTe’nin büyütülmesi esnasında yapıda oluşabilen kristal düzensizliğinden dolayı doymamış bağlardan tamamen eksik GaTe yapısına sahip olabildiğimiz söylenemez. Ancak engel yüksekliği ve idealite faktörü değerlerinin değişim miktarlarının GaTe’nin literatür bilgilerine kıyasla (Coşkun *et al.* 2003; Abay *et al.* 2003) çok düşük oranlarda olması bizim numunelerimizde homojensizliklerin çok etkili olmadığını ortaya çıkarmıştır. Ancak Au/GaTe’de bu parametrelerin az daha farklı olmasıyla Schottky anormalliklerinin etkisinin nispeten biraz daha fazla olduğu yapılan analizlerde mevcuttur.

Literatürde homojensizlikleri ifade etmek için pinch-off modeli ve paralel iletkenlik modeli gibi farklı modellerin öne sürüldüğü ancak pinch-off modelinin paralel iletkenlik modeli kadar açık olan bir model olmadığı belirlenmiştir. Schottky kontak yapılarında paralel iletkenlik modeline göre homojensizlikleri tasvir etmek için literatürde bir çok farklı yaklaşımların olduğu görülmekle birlikte Gauss dağılımının basit ve kullanışlı olmasından dolayı bizim ölçülerimizde de tercih edilen bir metot olmuştur. Ancak mevcut literatürde sıkça kullanılan tekli Gauss dağılımının çoklu dağılımları açıklayamamasından dolayı çoklu Gauss dağılım denkleminin öne sürüldüğü ve daha mantıklı bir yaklaşım olduğu tespit edilmiştir. Engel yüksekliği değerlerimizin sıcaklığın tersine göre değişiminden Al/GaTe ve Au/GaTe’nin GaTe üzerine yapılan önceki çalışmalardan farklı olarak ikili Gauss dağılımına sahip oldukları görülmüştür. Al/GaTe’nin σ_i standart sapma değerleri birbirlerine daha yakınken Au/GaTe’nin değerleri arasındaki farkın büyük olduğu sonucu ortaya çıkmakla birlikte özellikle Au/GaTe’de düşük sıcaklıklarda σ ’nın büyük olmasıyla homojensizliklerin düşük sıcaklıklarda Au/GaTe’de biraz daha etkili oldukları sonucunu bir kez daha teyit edilmiştir. Ayrıca mevcut literatürde GaTe üzerine yapılan çalışmalara göre elde ettiğimiz σ_i ve $\bar{\phi}_{bi}$ ’nin karşılaştırılmasından bizim numunelerimizde bu parametrelerin

oldukça düşük değerlere sahip olmaları numunelerimizde homojensizliklerin etkisinin çok daha az ve daha güvenilir sonuçlar verdikleri belirlenmiştir. Ayrıca çoklu Gauss dağılımıyla Al/GaTe ve Au/GaTe'nin ikili Gauss dağılım değerlerinin deneysel engel yüksekliği değerleriyle uyum korelasyonunun yüksek olması homojensizlikleri açıklayabilmek için çoklu Gauss dağılım modelinin uygulanabilirliğini ve bu modelin başarısını göstermiştir. Sonuçta bu modelin ikili ya da daha çok olabilen Gauss dağılımlarını bütünlük içerisinde açıklayabilmesi ve tekli fit şeklinde engel yüksekliği değerlerine uydurulabilmesi bu modelin güvenilirliğini artırmıştır.

Çoklu Gauss dağılımından A_1 ve A_2 keyfi dağılım fonksiyon parametreleri, Al/GaTe için 0.70 ve 0.30 olarak ve Au/GaTe için 0.76 ve 0.24 olarak elde edildiği ve Gauss dağılım bölgelerinin Gauss dağılımına katkısını gözlemlemek için Gauss dağılım eğrileri elde edilmiştir. Dağılımlarda Al/GaTe'nin $A(\phi_b)$ toplam dağılım eğrisinin Au/GaTe'nin dağılımından daha büyük, yüksek sıcaklık bölgesinin dağılımını açıklayan $A_1(\phi_b)$ dağılım eğrisinin her iki numune için yaklaşık aynı olmakla birlikte düşük sıcaklık bölgesini temsil eden $A_2(\phi_b)$ dağılım eğrisinin Al/GaTe için büyük olduğu belirlenmiştir. Al/GaTe'de $A_2(\phi_b)$ dağılım eğrisinin daha büyük olması düşük sıcaklıklarda engel homojensizliklerinin Au/GaTe'ye göre daha az olduğunu göstermiştir. $A_1(\phi_b)$ dağılım eğrisinin $A_2(\phi_b)$ 'ye göre her iki numune içinde büyük olması numunelerimizin daha çok yüksek sıcaklıklarda çalıştıklarını belirlemiş ve Al/GaTe'de homojensizliklerin daha az olması toplam Gauss dağılım eğrisinin Au/GaTe'ye göre daha büyük olmasına neden olmuştur. Ayrıca σ_i ile A_1 ve A_2 keyfi dağılım fonksiyon parametreleri arasında bir bağ olduğu görülmektedir. Au/GaTe'de σ_2 'nin daha büyük olması A_2 'nin daha küçük ve A_1 'in daha büyük olmasına neden olmaktadır.

Engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığın ters fonksiyonu olarak değişimine benzer olarak literatürde ters idealite faktörü değerlerinin sıcaklığın ters fonksiyonu olarak değişiminden idealite faktörünün dağılım parametreleri elde edilebilmesiyle Al/GaTe ve Au/GaTe için engel yüksekliğinin değişimine benzer olarak idealite faktörü değerlerinin

literatürde GaTe üzerine yapılan çalışmalardan (Coşkun *et al.* 2003; Abay *et al.* 2003) farklı olarak ikili Gauss dağılımına sahip oldukları belirlenmiş ve gerilim katsayılarının çok küçük olmaları engel homojensizliklerinin bizim numunelerimizde yeterince etkili olmadığını bir kez daha doğrulamıştır. Au/GaTe’de yüksek sıcaklıklarda Al/GaTe’ye göre idealite faktörü değerlerinin küçük olmasından dolayı ters idealite faktörü değerleri çok küçükken Au/GaTe’nin düşük sıcaklıklarda idealite faktörü değerlerinin süratle artmasından dolayı düşük sıcaklıklarda ters idealite faktörü değerlerinin daha büyük eğimle ve hızla azaldıkları ortaya çıkmıştır.

Engel yüksekliğinde ortaya çıkan engel anormalliklerini rahatlıkla ve başarılı olarak açıklayabilen çoklu Gauss dağılım modelini kullanarak literatürde idealite faktörü için şimdiye kadar önerilen bir denklemin olmadığı belirlenmiştir. Bundan dolayı idealite faktörü için önceden tekli Gauss dağılım denklemini açıklamak için önerilen yol ve metot izlenerek ve engel yüksekliğinin çoklu Gauss dağılım denklemi kullanılarak idealite faktörü için çoklu Gauss dağılım denklemi elde edildi. İdealite faktörünün elde edilmiş olan denklemden yola çıkılarak idealite faktörünün Gauss dağılım değerleri elde edilmiş ve deneysel idealite faktörü değerleriyle uyumu çalışmalarımızda başarılı bir şekilde gösterilmiştir. Böylece idealite faktörü için geliştirilen çoklu Gauss dağılım denkleminin kullanışlı ve Al/GaTe ve Au/GaTe’nin idealite faktörü değerlerini gerilime bağlı olarak ustaca açıklayabilmesi elde etmiş olduğumuz çoklu Gauss dağılım denkleminin deneysel datalar üzerinde uygulanabilirliğini göstermiştir. Ayrıca idealite faktörünün Gauss dağılım değerlerini elde etmek için kullanılan A_1 ve A_2 keyfi dağılım fonksiyon değerlerinin engel yüksekliğinin keyfi dağılım fonksiyon değerleriyle aynı oldukları ortaya çıkmıştır.

Metal-yarıiletken kontak çalışmalarında birden fazla dağılımlara sahip kontak yapılarında engel homojensizliklerini açıklamak için engel yüksekliği ve idealite faktörü için öne sürülen tekli-Gauss dağılım denklemlerinin dağılım bölgelerinin Gauss dağılımına katkısını ayrı ayrı hesaplaması sonucunda deneysel datalara uyum korelasyonunun yetersiz olması nedeniyle engel yüksekliği için önceden öne sürülen ve idealite faktörü

için öne sürdüğümüz çoklu Gauss dağılım denklemlerinin bizim çalışmalarımızda başarılı olmasıyla bundan sonraki deneysel çalışmalara ışık tutacağı bilincindeyiz.

Engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlı değişimlerinde ortaya çıkan engel anormalliklerinin benzer davranışını Richardson grafiğinde de görmek mümkün olmuş, Al/GaTe ve Au/GaTe'nin $\ln(J_0/T^2)$ değerlerinin yüksek sıcaklıklarda oldukça korelasyonu yüksek olarak lineer davranışlarının düşük sıcaklıklarda saptığı ve bu sapma engel homojensizleriyle ilişkilendirilerek Al/GaTe ve Au/GaTe'nin aktivasyon enerjisi ve Richardson sabiti değerlerinin GaTe'nin teorik değerlerinden çok küçük oldukları yapılan analiz çalışmalarında mevcuttur. Richardson grafiğinden aktivasyon enerjisi ve Richardson sabiti değerlerinin daha güvenilir olarak elde edilmemesinden dolayı $\ln(J_0/T^2)$ 'nin $1/nT$ 'ye göre ilişkisi incelenerek düşük sıcaklıklarda lineer değişimlerin elde edilmesine rağmen bu değerlerin biraz daha anlamlı olarak elde edildikleri sonucuna ulaşılmıştır.

Schottky engel homojensizliklerinden ve Richardson grafiğinden elde edilen parametrelerin bu anormalliklerden dolayı diyotun gerçek değerlerini vermemesi nedeniyle literatürde modifiye olmuş Richardson grafiğinin kullanılmasına rağmen bu grafiğin sadece tekli Gauss dağılımlarını açıklayabilmesi ve engel yüksekliği ve idealite faktörünün dağılımlarında olduğu gibi çoklu Gauss dağılımlarını açıklaması için Richardson grafiği yeniden düzenlenmiştir. Literatürde mevcut haliyle kullanılan modifiye olmuş Richardson grafiğiyle σ_i 'ye bağlı olarak Al/GaTe'nin modifiye olmuş Richardson değerlerinin tamamen lineerleştiği ve Richardson sabitinin $108.414 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ ve $116.602 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ olarak elde edildiği ve bu değerlerin GaTe'nin teorik Richardson sabitine çok yakın olduğu belirlenmekle birlikte aktivasyon enerji değerlerinin de engel yüksekliğinin sıcaklığın ters fonksiyonuna göre değişiminden elde edilen değerlere çok yakın oldukları sonucu ortaya çıkarılmıştır. Ancak Al/GaTe için mükemmele yakın olan bu sonuçlar Au/GaTe'nin modifiye olmuş Richardson grafiği değişiminden elde edilen değişimlerden σ_i 'nin düşük değeri için tamamen lineerleşmemesi ve $51.918 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ ve $376.743 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ olarak hesaplanan

Richardson sabiti değerlerinin GaTe'nin teorik değerinden oldukça uzak olmasından dolayı Au/GaTe için söylenememiştir. Ayrıca Richardson grafiğinin çoklu Gauss dağılım değerlerinin deneysel $\ln(J_0/T^2)$ değerleriyle oldukça uyumlu olarak değiştikleri gözlemlendiğinden çoklu Gauss dağılım denkleminin başarısı ve uygulanabilirliği Richardson grafiğinde de kendisini göstermiştir. A_1 ve A_2 keyfi dağılım fonksiyon parametrelerinin engel yüksekliği ve idealite faktöründe olduğu gibi aynı değerlerde elde edilmeleri bu modelin güvenilir olduğunu göstermesi açısından önemlidir.

Modifiye olmuş Richardson grafiği kullanılarak elde edilen Richardson sabiti değerlerinin literatürde ve bizim modifiye olmuş Richardson grafiklerinde σ_i 'ye bağlı olarak birden fazla olmuş ve farklı dağılım bölgelerinin katkısının farklılığından dolayı farklı lineer bölgeler ortaya çıkmış ve sonuçta her bir dağılım bölgesinin Richardson sabiti değerinin birbirlerinden bağımsız olarak farklı olabildiği tespit edilmiştir. Ancak teoriksel olarak etkin kütlelerin sıcaklıktan bağımsız olduğu düşünüldüğünde diyotların tek bir tane etkin kütleye sahip olmaları gerektiği mantıken geçerli bir kuramdır. Böylece modifiye olmuş Richardson grafiğini kullanarak kontak yapının Richardson sabitini elde etmek yaklaşımı güvenilir olmaktan uzaktır. Böylece elde ettiğimiz Richardson grafiğinin çoklu Gauss dağılım denkleminin yeniden düzenlenmesiyle elde edilen denkleme göre çizdirilen lineerize edilmiş Richardson grafiğinden Richardson sabiti Al/GaTe ve Au/GaTe için sırasıyla $114.82 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ ve $145.591 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ olarak elde edilen değerlerin tekli oldukları görülmüştür. Ayrıca bu değerlerin modifiye olmuş Richardson grafiğinden farklı olarak GaTe'nin teorik Richardson sabiti değerine ($119.4 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$) oldukça yakın olduklarının tespiti deneysel kontak çalışmalarında önemli bir adımdır. Çünkü literatürde çok sıklıkla kullanılan modifiye olmuş Richardson grafiğinden her bir dağılım bölgesinin katkısını birbirinden bağımsız olarak ayrı ayrı elde etmek ve buna bağlı farklı lineer bölgeler elde etmek yerine bu dağılım bölgelerinin katkısının tümünü içerecek şekilde tek bir lineer doğru elde etmek ve tek bir tane Richardson sabitine ulaşmak fiziksel bir anlam taşıdığından bundan sonraki çalışmalar için temel bir nokta teşkil edecektir.

İdealite faktörünün sıcaklığa bağlılığını açıklayan T_0 etkisinin Al/GaTe için 2.42 K ve Au/GaTe için 4.20 K olarak hesaplanmış bu değerlerin mevcut farklı kontak yapılarına ait olan literatür sonuçlarıyla karşılaştırıldığında bizim numunelerimizde çok küçük oldukları görülmüştür. Bizim numunelerimizde T_0 etkisinin yeterince küçük olması idealite faktörü değerlerinin sıcaklığa az bağlılık gösterdiğini ve engel homojensizliklerinin etkisinin az olduğunu göstermesi açısından önemlidir. Ayrıca nT 'nin T 'ye karşı değişiminden bizim numunelerimizde yüksek sıcaklıklarda termoiyonik emisyon davranışı görülürken düşük sıcaklıklarda termoiyonik alan emisyonu davranışının görüldüğü belirlenmiştir.

Schottky kontaklarda engel anormalliklerinin sebeplerinden birisi olan tünelleme olayı ve tünellemenin karakteristiği E_{00} 'ın kT 'ye karşı değişimiyle ilişkilidir. Al/GaTe ve Au/GaTe'nin sıcaklığın fonksiyonu olarak E_{00}/kT değişimleri 130 K'den yüksek sıcaklıklarda nispeten sabit olarak değişebildiği, düşük sıcaklarda ise hızla azaldıkları görülmüş ve böylece kontak yapıda baskın olan taşıyıcı mekanizmasının termoiyonik emisyon olduğu belirtilmiştir. Schottky kontaklarda homojensizliklerin diğer kaynaklarından birisi olan görüntü-yük etkisi değerlerinin sıcaklığa karşı değişimlerinden Al/GaTe'nin değerlerinin azalan sıcaklıkla birlikte azaldıkları görülürken Au/GaTe'de ise 300-230 K arasında azalan sıcaklıkla artarken 230 K'den sonra azaldıkları bildirilmiştir.

Schottky engelinde ortaya çıkan homojensizlikler engel parametrelerinin uygulanan gerilimle değişmesine neden olduğu tespit edilmiştir. Al/GaTe ve Au/GaTe'nin idealite faktörünün ve engel yüksekliğinin uygulanan gerilime bağlı değişimleri deneysel I-V eğrilerinden elde edilmiştir. Al/GaTe'nin ve Au/GaTe'nin $n(V)$ idealite faktörü değerlerinin voltaja bağlı değişimlerinden 300 K'de dar bir termal emisyon bölgesine sahip olarak 1'e yakın değerlere aldığı görülmüş artan gerilim değerleriyle süratle arttıkları belirlenmiştir. 300 K'den daha düşük sıcaklıklarda ise artan gerilimle termal emisyon bölgesinin genişlediği ve idealite faktörü değerlerinin daha büyük değerlere sahip oldukları görülmüştür. Ancak uygulanan gerilimle dalgalı bir görünüm aksettiren

$n(V)$ idealite faktörü değerlerinin çok düşük sıcaklıklarda bu dalgalı seyrinin daha da arttığı ve böylece idealite faktörü değerlerinin artmasına neden olduğu sonucuna ulaşılmıştır. Ayrıca Al/GaTe'nin ve Au/GaTe'nin $\phi_b(V)$ engel yüksekliği değerlerinin uygulama gerilimine bağlı değişimlerinden idealite faktörü değişimlerinin tersine düşük gerilimlerde çok büyük değerler aldıkları ve artan uygulama gerilimine karşılık azaldıkları belirlenmiştir. Ancak $n(V)$ değişimine benzer olarak 300 K'de dar olan termal emisyon bölgelerinin azalan sıcaklıkla genişlediği ve dalgalı bir görünüme sahip engel yüksekliği değerlerinin çok düşük sıcaklıklarda bu görünümünün artarak daha düşük engel yüksekliği değerlerini aldıkları belirlenmiş bir sonuç olmuştur.

Al/GaTe ve Au/GaTe'nin 200 K'de görüntü-yük etkisi değerlerinin uygulanan gerilime bağlı değişimlerinin artan gerilime bağlı olarak arttıkları ve Al/GaTe'nin görüntü-yük etkisi değerlerinin daha büyük olduğu elde edilen bir sonuç olmuştur. Ayrıca görüntü yük etkisi deneysel engel yüksekliği değerlerinde azalmaya neden olduğundan Al/GaTe'nin $\phi'(V)$ görüntü yük etkisi değerleri $\phi_b(V)$ engel yüksekliği değerlerine ilave edildiğinde engel yüksekliği değerlerinde 3 meV kadar bir düzelmenin olduğu görüldüğünden engelde diğer homojensizliklerin etkisinin hala var olduğu sonucuna ulaşılmasına neden olmuştur.

İdealite faktörü engel yüksekliği ve görüntü yük etkisi değerlerinin uygulama gerilimiyle değiştiğini açıklamamıza benzer olarak diğer engel parametrelerinin de uygulama gerilimiyle değişimleri incelenebilir ve engelde mevcut olabilen homojensizliklerin büyüklüğü belirlenerek kontak yapının analizi daha güvenilir olarak yapılacağından elde ettiğimiz bu değişimler ileriki çalışmalara ışık tutacaktır.

Kontak yapılarda yarıiletkenlerin deplasyon tabakasının yapısını ve sıcaklığa bağlı davranışını daha iyi gözlemlemek amacıyla Al/GaTe ve Au/GaTe'nin C-V-T ölçümleri alınmıştır. C-V-T ölçümlerinden kapasitans değerlerinin Al/GaTe'de yaklaşık 200 K'den sonra süratle, Au/GaTe'de yaklaşık 270 K'den yaklaşık orantılı bir biçimde azaldıkları görülmüştür. Kapasitans değerlerinin hızla azalmalarında seri direncin, derin

seviyelerin, yüzey hallerinin etkili olduğu belirtilerek bu etkilerden dolayı serbest taşıyıcı yoğunluğunun süratle azalarak kapasitans değerlerinin yaklaşık 120 K'de 'freeze out' olmalarına neden olduğu ifade edilmiştir.

Yarıiletkenlerin deplasyon tabakasında derin seviyelerin kapasitansa etkisi derin seviye konsatrasyonunun yeterince yüksek olduğu Schottky kontaklarda C-T ölçümlerinden belirlenebildiği tespit edilmiştir. Yapılan C-T ölçümlerinden Al/GaTe'nin kapasitans değerlerinin 200 K'den yüksek sıcaklıklarda nispeten sabitleşirken 200 K'den düşük sıcaklıklarda farklı karakteristik sergilemesi ve Au/GaTe'nin yaklaşık 270 K'den yüksek sıcaklıklarda sabitleşirken bu sıcaklığın altında yaklaşık orantılı olarak azalması derin seviyelerin etkisini görmek bakımından önemli olmuştur. Ayrıca kapasitansın 100 K'den düşük sıcaklıklarda sabitleşmesi yapının MIS'e dönüşmesine yol açmıştır. dC/dT değerlerinin sıcaklığa karşı olan değişimlerinden Al/GaTe ve Au/GaTe'nin farklı sıcaklık değerlerinde farklı iyonlaşmalar ile farklı derin seviyelere sahip oldukları belirlenmiştir. C-T ölçümlerinden Al/GaTe ve Au/GaTe'nin sıcaklığa bağlı $N_a - N_d$ net iyonize olmuş hal yoğunluğu değerleri farklı sıcaklıklar için elde edilerek iyonize olan merkezlerin yoğunluğu ve dolayısıyla derin seviyelerin etkisi açıkça belirlenmiştir. Al/GaTe'nin net iyonize olmuş hal yoğunluğu değerleri yaklaşık 190 K'den sonra nispeten sabitleşirken Au/GaTe'de 270 K'den sonra olduğu görülmüştür. Ayrıca Au/GaTe'de 270 K'den düşük sıcaklıklarda nispeten orantılı olan değişimin Al/GaTe'de 190 K'den düşük sıcaklıklarda farklı bir değişim göstererek derin seviyelerin varlığını ve büyüklüğünü açıkça ortaya koymuştur.

Al/GaTe ve Au/GaTe'nin $C^{-2} - V$ değişimleri sıcaklığa bağlı olarak farklı değişimler sergilemiş oldukları ve Al/GaTe'nin $C^{-2} - V$ değişimlerinin Au/GaTe'nin değişimlerinden daha yüksek bir korelasyonla lineer değişimlere sahip oldukları görülmüştür. $C^{-2} - V - T$ eğrilerinde gözlemlenen bu değişimler seri direncin süratle artışıyla ve derin seviyelerle ilişkilendirilmiştir. $C^{-2} - V - T$ eğrilerinin yapılan analizlerinden $N_a - N_d$ değerlerinin azalan sıcaklıkla süratle azaldığı, V_0 değerlerinin ise arttığı, iletkenlik bandının altı ile Fermi seviyesi arasında bulunan enerji seviyeleri

farkının ise azalan sıcaklıkla azaldığı belirtilmiştir. C-V ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin Al/GaTe ve Au/GaTe için sırasıyla 300 K'de 0.926 eV ve 0.638 eV ve 140 K'de 1.423 eV ve 1.464 eV olarak elde edildiği yapılan analizlerde mevcut olmuştur. Ayrıca yapılan analizlerde hem Al/GaTe hem de Au/GaTe için C-V engel yüksekliği değerlerinin I-V engel yüksekliği değerlerinden daha büyük oldukları görülmüştür. Engel yüksekliği değerlerinde ortaya çıkmış olan fark homojensizliklerle ilişkilendirilmiştir. Ayrıca Al/GaTe ve Au/GaTe'nin C-V engel yüksekliği değerlerinin GaTe'nin yasak enerji aralığının sıcaklığa bağlı değişimini takip etmediğini ve Al/GaTe'nin engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimlerinin Au/GaTe'ye göre daha iyi bir korelasyona sahip olduğu gösterilmiştir. Ayrıca Al/GaTe ve Au/GaTe'nin düşük sıcaklıklarda engel yüksekliği değerlerinin yüksek sıcaklıklardan farklı olarak çok süratlice arttıkları sonucuna ulaşılmıştır. C-V engel yüksekliği değerlerinin GaTe'nin yasak enerji değerlerini takip etmeyerek ifade edildiği gibi farklı sıcaklıklarda farklı davranışlar sergilemeleri süratle artan seri direnç etkisiyle ve deplasyon tabakasında mevcut olan derin seviyelerin varlığıyla ilişkilendirilmiştir.

GaTe üzerine yapılabilecek Schottky kontak çalışmalarında seri direncin dolayısıyla yarıiletken gövde direncinin süratlice artışı I-V ölçümlerini etkileyebilen bir parametre olmakla birlikte C-V ölçümlerini de büyük oranda etkilediği ve derin seviyelerinde GaTe'nin C-V ölçümlerini etkileyebilen önemli birer parametre oldukları görüldüğünden GaTe üzeri yapılabilecek çalışmalarda dikkat edilebilmesi gereken unsurlar olacaktır.

I-V-T ve C-V-T ölçümlerinde görüldüğü üzere GaTe'nin teknolojik uygulamalarda daha çok yaklaşık 130 K'den yüksek olabilen sıcaklıklarda artan serbest taşıyıcı yoğunluğu, homojensizliklerin azalan etkisi, derin seviyelerin azalan etkisi, süratle azalan seri direnç etkisinden ve çok düşük sıcaklıklarda GaTe'nin MIS yapıya dönüşmesinden dolayı daha çok verimli olarak çalışabileceği belirlenmiş oldu. Ancak bizim numunelerimizde belirtildiği üzere çok düşük sıcaklıklarda ≈ 1.3 idealite faktörünün elde edilmesi numune proses aşamalarının dikkatlice hazırlanması koşuluyla GaTe'yi büyük verimle çalışabilecek olan ideale aday Schottky kontakların sınıfına

dahil etmiş oldu. Böylece GaTe'nin büyütölme ve proses aşamalarının çok dikkat edilmesi gereken aşamalar olduğu görölmüş oldu ve GaTe kontak çalışmalarının bu çalışmada belirtilen yöntemlerle hazırlandığında ideale yakın Schottky kontak fabrikasyonunun elde edilebileceği ve teknolojik uygulamalarda büyük verimle kullanılabileceği görüldü. Ayrıca bu aşamalardan herhangi birisinde oluşabilecek olan pürüz GaTe üzerine yapılabilecek olan kontak çalışmalarının verimini düşüreceği dikkati çekildi.

KAYNAKLAR

- Abay, B., Çankaya, G., Güder, H. S., Efeoğlu, H. and Yoğurtçu, Y. K., 2003. Barrier characteristics of Cd/p-GaTe Schottky diodes based on I-V-T measurements. *Semiconductor Science and Technology*, **18**, 75-81.
- Ahaitouf, A., Losson, E., Bath, A., 2000. On the determination of interface state density in n-InP Schottky structures by current-voltage measurements comparison with DLTS results. *Solid State Electronics*, **44**, 515-520.
- Akkal, B., Benamara, Z., Boudissa, A., Bouiadjra, N. B., Amrani, M., Bideux, L., Gruzza, B., 1998. Modelization and characterization of Au/InSb/InP Schottky systems as a function of temperature. *Materials Science and Engineering B*, **55**, 162-168.
- Akkal, B., Benamara, Z., Gruzza, B., Bideux, L., Bouiadjra, N. B., 2002. Analysis and simulation of Au/InSb/InP diode C-V characteristic: modeling and experiments. *Materials Science and Engineering C*, **21**, 291-296.
- Almeida, J., Berger, H., and Margaritondo, G., 1998. Schottky barrier and interface formation of metal-GaTe (001) interfaces. *Journal of Applied Physics*, **84**, 1990-1993.
- Andrews, J. M. and Lepselter, M. P., 1970. Reverse current-voltage characteristics of metal-silicide Schottky diodes. *Solid State Electronics*, **13**, 1011-1023.
- Aubry, V. and Meyer, F., 1994. Schottky diodes with high series resistance: Limitations of forward I-V methods. *J. Appl. Phys.*, **76** (12), 7973-7984.
- Augelli, V., Manfredotti, C., Murri, R., Piccolo, R., Rizzo, A. and Vasanelli, L., 1977. Hall effect in GaTe single crystals. *Solid State Communications*, **21**, 575-578.
- Balitskii, O. A., Jaeckel, B. and Jaegermann, W., 2008. Surface properties of GaTe single crystals. *Physics Letters A*, **372**, 3303-3306.
- Beji, L., Jomaa, T. B., Harrabi, Z., Laribi, A., Missaoui, A., Bouazizi, A., 2006. DC and AC electrical characteristics of porous GaAs/p⁺-GaAs heterostructure. *Vacuum*, **80**, 480-487.
- Blood, P. and Orton, J. W., 1992. *The Electrical Characterization of Semiconductors: Majority Carriers and Electron States*. Academic Press, 734, London.
- Bose, D. N. and Pal, S., 1997. Schottky barriers on anisotropic semiconductor GaTe. *Philosophical Magazine B*, **75**, 311-318.
- Brebner, J. L., Fischer, G. and Mooser, E., 1962. Optical absorption edge of GaTe. *J. Phys. Chem. Solids*, **23**, 1417-1421.
- Card, H. C. and Rhoderick, E. H., 1971, a. Studies of tunnel MOS diodes. I. Interface effects in silicon Schottky diodes. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **4**, 1589-1601.
- Card, H. C. and Rhoderick, E. H., 1971, b. Studies of tunnel MOS diodes II. thermal equilibrium considerations. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **4**, 1602-1611.
- Camassel, J., Merle, P., Mathieu, H. and Gouskov, A., 1979. Near-band edge optical properties of GaSe_xTe_{1-x} mixed crystals. *Physical Review B*, **19**, 1060-1068.
- Chand, S. and 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**, 1680-1688.
- Chand, S. and Kumar, J., 1996. Evidence for the double distribution of the barrier

- heights in Pd₂Si/n-Si Schottky diodes from I-V-T measurements. *Semiconductor Science and Technology*, **11**, 1203-1208.
- Chand, S. and Kumar, J., 1997. Electron transport and barrier inhomogeneities in palladium silicide Schottky diodes. *Applied Physics A*, **65**, 497-503.
- Chand, S., 2004. On the intersecting behaviour of current-voltage characteristics of inhomogeneous Schottky diodes at low temperatures. *Semiconductor Science and Technology*, **19**, 82-86.
- Chattopadhyay S., Bera L. K., Ray S. K., Bose P. K., Maiti C. K., 1998. Extraction of interface state density of Pt / p-strained-Si Schottky diode. *Thin Solid Films*, **335**, 142-145.
- Chen, Y. G., Ogura, M., Okushi, H., Kobayashi, N., 2003. Characterization of capacitance-voltage features of Ni/diamond Schottky diodes on oxidized boron-doped homoepitaxial diamond film. *Diamond and Related Materials*, **12**, 1340-1345.
- Cheung, S. K. and Cheung, N. W., 1986. Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics. *App. Phys. Lett.*, **49** (2), 85-87.
- Chin, V. W. L., Green, M. A. and Storey, John 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**, 299-308.
- Coşkun, C., Biber, M., Efeoğlu, H., 2003. Temperature dependence of current-voltage characteristics of Sn/p-GaTe Schottky diodes. *Applied Surface Science*, **211**, 360-366.
- Coşkun, C. and Efeoğlu, H., 2003. Formation of low and stable ohmic contacts to GaTe layered crystal. *Semiconductor Science and Technology*, **18**, 23-27.
- Cova, P. and Singh, A., 1990. Temperature dependence of I-V and C-V characteristics of Ni/n-CdF₂ Schottky barrier type diodes. *Solid State Electronics*, **33**, 11-19.
- Crowell, C. R., Sze, S. M., Spitzer, W. G., 1964. Equality of the temperature dependence of the gold-silicon surface barrier and the silicon energy gap in Au n-type Si diodes. *Applied Physics Letters*, **4**, 91-92.
- Crowell, C. R. and Sze, S. M., 1966. Current transport in metal-semiconductor barriers. *Solid State Electronics*, **9**, 1035-1048.
- Crowell, C. R. and Rideout, V. L., 1969. Normalized thermoionic-field (T-F) emission in metal-semiconductor (Schottky) barriers. *Solid State Electronics*, **12**, 89-105.
- Crowell, C. R., 1977. The physical significance of the T₀ anomalies in Schottky barriers. *Solid State Electronics*, **20**, 171-175.
- Çankaya, G. and Abay, B., 2006. Current-and capacitance-voltage characteristics of Cd/p-GaTe Schottky barrier diodes under hydrostatic pressure. *Semiconductor Science and Technology*, **21**, 124-130.
- Dieter, K. S., 1990. *Semiconductor Material and Device Characterization*. John Wiley and Sons.
- Dio, M. D., Cola, A., Lupo, M. G. and Vasanelli L., 1995. Current transport in Ti/GaAs Schottky barriers prepared by ion beam sputtering. *Solid State Electronics*, **38**, 1923-1928.
- Dobrocka, E. and Osvald, J., 1994. Influence of barrier height distribution on the parameters of Schottky diodes. *Applied Physics Letters*, **65** (5), 575-577.
- Efeoğlu, H., Coşkun, C., Karacali, T., Aydoğan Ş. and Yoğurtçu, Y. K., 2000. Lab-PC+ and controlling of miniature alloying furnace unit for ohmic contact annealing

- Proc. National Instruments Conf. on Measurement and Automation NIWeek 2000.
- Efeoğlu, H., Gülnahar, M., Abay, B., Coşkun, C., Güder, H. S., Aydoğan, Ş., Karacali, T. and Yoğurtçu, Y. K., 2001. Low temperature near band edge Photoluminescence characterisation of GaTe. *F. Ü. Fen ve Müh. Bilimleri Dergisi*, **13** (1), 173-178.
- Efeoğlu, H., Karacali, T., Abay, B. and Yoğurtçu, Y. K., 2004. Electrical transport properties of p-GaTe grown by directional freezing method. *Semiconductor Science and Technology*, **19**, 523-530.
- Efeoğlu, 2005. Automation program of measure and analyse for I-V and C-V (Unpublished).
- Ferhat-Hamida, A., Ouennoughi, Z., Hoffman, A., Weiss, R., Extraction of Schottky diode parameters including parallel conductance using a vertical optimization method. *Solid State Electronics*, **46**, 615-619.
- Fonash, S. J., 1983. A reevaluation of the meaning of capacitance plots for Schottky-barrier-type diodes. *J. Appl. Phys.* **54** (4), 1966-1975.
- Forment, S., Biber, M., Meirhaeghe, R. L. Van, Leroy, W. P. and Türüt, A., 2004. Influence of hydrogen treatment and annealing processes upon the Schottky barrier height of Au/n-GaAs and Ti/n-GaAs diodes. *Semiconductor Science and Technology*, **19**, 1391-1396.
- Girlanda, R., Grasso, V., Mondio, G. and Doni, E., 1986. Anisotropy in the absorption spectrum of GaTe at the fundamental edge. *Solid State Communications*, **57**, 253-258.
- Gomila, G., 1999. Effects of interface states on the non-stationary transport properties of Schottky contacts and metal-insulator-semiconductor tunnel diodes. *J. Phys.D: Appl. Phys.*, **32**, 64-71.
- Gouskov, L., Gouskov, A., Lemos, V., May, W. and Sampaio, H., 1977. Electrical properties of $\text{GaTe}_x\text{Se}_{1-x}$ Crystals. *Phys. Stat. Sol. (a)*, **39**, 65-71.
- Gouskov, L. and Gouskov, A., 1978. Transport anisotropy in GaTe. *Solid State Communications*, **28**, 99-105.
- Gouskov, L., Gouskov, A. and Girault, B., 1978. Electrooptical properties of SnO_2 spray-GaSe and SnO_2 spray-GaTe heterojunctions. *Phys. Stat. Sol. (a)*, **47**, 195-199.
- Grandolfo, M., Gratton, E., Somma, F. A. and Vecchia, P., 1971. Exciton binding energies of layer-type semiconductors GaSe and GaTe. *Phys. Stat. Sol. (b)*, **48**, 729-735.
- Güder, H. S., 1999. GaTe, GaTe:Er ve GaTe:Cu Yarıiletkenlerinin Büyütülmesi, Elektriksel ve Optik Karakterizasyonu, Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum (Yayınlanmamış).
- Güder, H. S., Abay, B., Efeoğlu, H., Yoğurtçu, Y. K., 2001. Photoluminescence characterization of GaTe single crystals. *Journal of Luminescence*, **93**, 243-248.
- Gülnahar, M. and Efeoğlu, H., 2008. I-V-T characteristics of Al/p-GaTe Schottky contact structure. *Balkan Physics Letters, Special Issue*, 542-550.
- Güttler, H. H. and Werner, J. H., 1990. Influence of barrier inhomogeneities on noise at Schottky contacts. *Applied Physics Letters*, **56** (12), 1113-1115.
- Hackam, R. and Harrop, P., 1972. Electrical properties of nickel-low-doped n-type Gallium arsenide Schottky - barrier diodes. *IEEE Transactions on Electron*

- Devices, **ED-19**, 1231-1238.
- Hall, R. N., 1952. Electron-hole recombination in germanium. *Physical Review*, **87**, 387.
- Hastas, N. A., Tassis, D. H., Dimitriadis, C. A., Dozsa, L., Franchi, S. and Frigeri, P., 2004. Electrical transport and low frequency noise characteristics of Au/n-GaAs Schottky diodes containing InAs quantum dots. *Semiconductor Science and Technology*, **19**, 461-467.
- Hernandez, M. P., Alonso, C. F. and Pena, J. L., 2001. Barrier height determination in homogeneous nonideal Schottky contacts. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **34**, 1157-1161.
- Henisch, H. K., 1989. *Semiconductor Contacts, An approach to ideas and models*, Clarendon Press, Oxford.
- Horvath, Z. J., 1992. Barrier inhomogeneities at Schottky diodes. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, **260**, 367.
- Horvath, Z. J., Rakovics, V., Szentpali, B., Püspöki, S., Zdansky, K., 2003. InP Schottky junctions for zero bias detector diodes. *Vacuum*, **71**, 113-116.
- Huang, S. and Lu, F., 2005. Investigation on the barrier height and inhomogeneity of nickel silicide Schottky. *Applied Surface Science*, 1-6.
- Hudait, M. K., Venkateswarlu, P., Krupanidhi, S. B., 2001. Electrical transport characteristics of Au/n-GaAs Schottky diodes on n-Ge at low temperatures. *Solid State Electronics*, **45**, 133-141.
- Irwin, J. C. and Clayman, B. P., Mead, D. G., 1979. Long-wavelength phonons in GaTe. *Physical Review B*, **19**, 2099-2105.
- Kampen, T., Bekkali, A., Thurzo, I., Zahn, D. R.T., Bolognesi, A., Ziller, T., Carlo, A. D., Lugli, P., 2004. Barrier heights of organic modified Schottky contacts: theory and experiment. *Applied Surface Science*, **234**, 313-320.
- Kang, W. P., Davidson, J. L., Gurbuz, Y. and Kerns, D. V., 1995. Temperature dependence and effect of series resistance on the electrical characteristics of a polycrystalline diamond metal-insulator-semiconductor diode. *J. Appl. Phys.*, **78** (2), 1101-1107.
- Kar, S. and Dahlke, W. E., 1972. Interface states in MOS structures with 20-40 Å⁰ thick SiO₂ films on nondegenerate Si. *Solid State Electronics*, **15**, 221-237.
- Karakostas, T., Antonopolulos, J. G., Kokkou, S., Bleris, G. L. and Economou, N. A., 1980. An electron microscopic examination of monoclinic GaTe. *Phys. Stat. Sol. (a)*, **59**, K17-K19.
- Khan, M. R. H., Nakayama, H., Detchprohm, T. Hiramatsu, K. and Sawaki, N., 1997. A study on barrier height of Au-Al_xGa_{1-x}N Schottky diodes in the range $0 \leq x \leq 0.20$. *Solid State Electronics*, **41**, 287-294.
- Korosak, D., Cvikl, B., 2003. Admittance spectroscopy of metal - semiconductor interfaces prepared by ionized cluster beam technique. *Vacuum*, **71**, 123-128.
- Korosak, D., Cvikl, B., 2005. On the role of the interface charge in non-ideal metal-semiconductor contacts. *Applied Surface Science*, **250**, 63-69.
- Kribes, Y., Harrison, I., Tuck, B., Cheng, T. S. and Foxon, C. T., 1997. Investigation of Au Schottky contacts on GaN grown by molecular beam epitaxy. *Semiconductor Science and Technology*, **12**, 913-916.
- Lee, T. C., Fung, S., Beling, C. D. and Au, H. L., 1992. A systematic approach to the measurement of ideality factor, series resistance and barrier height for Schottky

- diodes. *J. Appl. Phys.*, **72** (10), 4739-4741.
- Lien, C.-D., So, F. C. T. and Nicolet, M.-A., 1984. An improved forward I-V method for nonideal Schottky diodes with high series resistance. *IEEE Transactions on Electron Devices*, **ED-31**, 1502-1503.
- Maeda, K., Umeza, I., Ikoma, H. and Yoshimura, T., 1990. Nonideal J-V characteristics and interface states of an a-Si:H Schottky barrier. *Journal of Applied Physics*, **68** (6), 2858-2867.
- Maeda, K., 2005. Nonideality of Au/Si and Au/GaAs Schottky barriers due to process-induced defects. *Applied Surface Science*, **252**, 5659-5675.
- Mancini, A. M., Manfredotti, C. Rizzo, A. and Micocci, G., 1974. Vapour Growth of GaTe single crystals. *Journal of Crystal Growth*, **21**, 187-190.
- Manfredotti, C., Murri, R., Rizzo, A., Vasanelli, L. and Micocci, G., 1975. Electrical properties of GaTe grown by various methods. *Phys. Stat. Sol. (a)*, **29**, 475-480.
- Mönch, W., 1990. On the physics of metal - semiconductor interfaces. *Rep. Prog. Physics*, **53**, 221-278.
- Norde, H., 1979. A modified forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance. *J. Appl. Phys.*, **50** (7), 5052-5053.
- Ohdomari, I. and Tu, K. N., 1980. Parallel silicide contacts. *Journal of Applied Physics*, **51** (7), 3735-3739.
- Ohtsuka, K., Matsuno, Y., Kuroda, K., Sugimoto, H., Tarui, Y., Imaizumi, M., Takami, T., 2006. Leakage current in Ti/4H-SiC Schottky barrier diode. *Physica B*, **376-377**, 370-373.
- Osvald, J., 1992. On barrier height inhomogeneities at polycrystalline metal - semiconductor contacts. *Solid State Electronics*, **35**, 1629-1632.
- Osvald, J. and Dobrocka, E., 1996. Generalized approach to the parameter extraction from I-V characteristics of Schottky diodes. *Semiconductor Science and Technology*, **11**, 1198-1202.
- Osvald, J., 2006. Intersecting behaviour of nanoscale Schottky diodes I-V curves. *Solid State Communications*, **138**, 39-42.
- Padovani, F. A. and Sumner, G. G., 1965. Experimental study of Gold - Gallium Arsenide Schottky Barriers. *Journal of Applied Physics*, **36**, 3744-3747.
- Padovani, F. A. and Stratton, R., 1966. Field and thermoionic-field emission in Schottky barriers. *Solid State Electronics*, **9**, 695-707.
- Padovani, F. A., 1968. Thermoionic emission in Au-GaAs Schottky barriers. *Solid State Electronics*, **11**, 193-200.
- Pal, S. and Bose, D. N., 1996. Growth, characterisation and electrical anisotropy in layered chalcogenides GaTe and InTe. *Solid State Communications*, **97**, 725-729.
- Palm, H., Arbes, M. and Schulz, M., 1993. Fluctuations of the Au-Si (100) Schottky Barrier Height. *Physical Review Letters*, **71**, 2224-2227.
- Pearson, W. B., 1964. The crystal structures of semiconductors and a general valance rule. *Acta Cryst.*, **17**, 1-15.
- Perez, R., Mestres, N., Montserrat, J., Tournier, D. and Godignon, P., 2005. Barrier inhomogeneities and electrical characteristics of Ni/Ti bilayer Schottky contacts on 4H-SiC after high temperature treatments. *Phys. Stat. Sol. (a)*, **202**, 692-697.
- Prokopyev, A. I. and Mesheryakov, S. A., 2003. Restrictions of forward I-V methods for determination of Schottky diode parameters. *Measurement*, **33**, 135-144.

- Rahman, M. A., Belal, A. E., 2000. Single crystal growth and optical energy gap of gallium telluride. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, **61**, 925-929.
- Roberts, G. I. and Crowell, C. R., 1973. Capacitive effects of Au and Cu impurity levels in Pt-n type Si Schottky barriers. *Solid State Electronics*, **16**, 29-38.
- Rhoderick, E. H. A and Williams, R. H., 1988. *Metal-Semiconductor Contacts*, Second Edition, Clarendon Press, Oxford.
- Rideout, V. L. and Crowell, C. R., 1970. Effects of image force and tunneling on current transport in metal-semiconductor (Schottky barrier) contacts. *Solid State Electronics*, **13**, 993-1009.
- Sanchez-Royo, J. F., Pellicer-Porres, J., Segura, A., Munoz-Sanjose, V., Tobias, G., Ordejon, P., Canadell, E., Huttel, Y., 2002. Angle-resolved photoemission study and first-principles calculation of the electronic structure of GaTe. *Physical Review B*, **65**, 115201-1/115201-8.
- Sankey, O. F., Allen, R. E., Ren, Shang-Fen, Dow, J. D., 1985. Dangling bonds and Schottky barriers. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **3** (4), 1162-1166.
- Sato, K. and Yasumura, Y., 1985. Study of forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance. *J. Appl. Phys.*, **58** (9), 3655-3657.
- Schmitsdorf, R. F. and Mönch, W., 1999. Influence of the interface structure on the barrier height of homogeneous Pb/n-Si (111) Schottky contacts. *The European Physical Journal B*, **7**, 457-466.
- Shigetomi, S., Ikari T., Nishimura, H., 1998, a. Temperature dependence of photoluminescence of layer semiconductor p-GaTe. *Journal of Luminescence*, **78**, 117-120.
- Shigetomi, S., Ikari, T., Nakashima, H., 1998, b. Annealing behavior of deep trap level in p-GaTe. *Japon Journal Applied Physics*, **37**, 3282-3283.
- Shockley, W. and Read, W. T., 1952. Statistics of the recombinations of holes and electrons. *Physical Review*, **87**, 835-842.
- Singh, A., 1985. Characterization of interface states at Ni/nCdF₂ Schottky barrier type diodes and the effect of CdF₂ surface preparation. *Solid State Electronics*, **28**, 223-232.
- Singh, A., Reinhardt, K. C. and Anderson, W. A., 1990. Temperature dependence of the electrical characteristics of Yb/p-InP tunnel metal - insulator - semiconductor junctions. *J. Appl. Phys.* **68** (7), 3475-3483.
- Singh, U. P. and Srivastava, P. C., 1998. Hydrogenation studies in p-GaAs. *Semiconductor Science and Technology*, **13**, 1219-1224.
- Song, Y. P., Meirhaeghe, R. L. Van, Laflere, W. H. and 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**, 633-638.
- Srivastava, A. K. and Arora, B. M., 1981. Effect of annealing on the Richardson constant of Al-GaAs Schottky diodes. *Solid State Electronics*, **24**, 1049-1052.
- Srivastava, A. K., Arora, B. M. and Guha, S., 1981. Measurement of Richardson constant of GaAs Schottky barriers. *Solid State Electronics*, **24**, 185-191.
- Sugiyama, M., Nakai, R., Nakanishi, H., Chichibu, S., 2003. Interface Fermi level pinning in a Cu/p-CuGaS₂ Schottky diode. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, **64**, 1787-1790.
- Sullivan, J. P., Tung, R. T. and Pinto, M. R., Graham, W. R., 1991. Electron transport of

- inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study. *Journal of Applied Physics*, **70** (12), 7403-7424.
- Sze, S. M., 1981. *Physics of Semiconductor Devices*, Second Edition, John Wiley and Sons.
- Taylor, R. A. and Ryan, J. F., 1987. Time-resolved exciton photoluminescence in GaSe and GaTe. *J. Phys. C: Solid State Phys.* **20**, 6175-6187.
- Tung, R. T., 1992. Electron transport at metal-semiconductor interfaces: General theory. *Physical Review B*, **45**, 13 509-13 522.
- Tung, R. T., 2001. Recent advances in Schottky barrier concepts. *Materials Science and Engineering R.*, **35**, 1-138.
- Turner, M. J. and Rhoderick, E. H., 1968. Metal-Silicon Schottky Barriers. *Solid State Electronics*, **11**, 291-300.
- Türüt, A., Gümüş, A., Sağlam, M., Tüzemen, S., Efeoğlu, H., Yalçın, N. and Missous, M., 1998. *Semiconductor Science and Technology*, **13**, 776-780.
- Tseng, Hsun-Hua and Wu, Ching-Yuan, 1987. A simple interfacial-layer model for the nonideal I-V and C-V characteristics of the Schottky-barrier diode. *Solid State Electronics*, **30**, 383-390.
- Vasudev, P. K., Mattes, B. L., Pietras, E. and Bube, R. H., 1976. Excess capacitance and non-ideal Schottky barriers on GaAs. *Solid State Electronics*, **19**, 557-559.
- Wan, J. Z., Brebner, J. L., Leonelli, R. and Graham, J. T., 1992. Optical properties of excitons in GaTe. *Physical Review B*, **46**, 1468-1471.
- Wan, J. Z., Brebner, J. L., Leonelli, R., Zhao, G. and Graham, J. T., 1993. Temperature dependence of free-exciton photoluminescence in crystalline GaTe. *Physical Review B*, **48**, 5197-5201.
- Wan, J. Z., Brebner, J. L. and Leonelli, R., 1995. Free-exciton states in crystalline GaTe. *Physical Review B*, **52**, 16 561-16 566.
- Wan, J. Z., Brebner, J. L. and Leonelli, R., 1996. Possibility of coherent light emission from excitons in crystalline GaTe. *Physical Review B*, **43**, 15 413-15 416.
- Wan, J. Z., Pollak, F. H., Brebner, J. L. and Leonelli, R., 1997. Band to band transitions and free exciton states in low – symmetry crystalline GaTe. *Solid State Communications*, **102**, 17-21.
- Werner, J. H., 1988. Schottky barrier and pn-junction I/V plots-small signal evaluation. *Appl. Phys. A*, **47**, 291-300.
- Werner, J. and Levi, A. F. J., Tung, R. T., Anzlowar, M. and Pinto, M., 1988. Origin of the excess capacitance at intimate Schottky contacts. *Physical Review Letters*, **60**, 53-56.
- Werner, J. H. and Güttler, H. H., 1991. Barrier inhomogeneities at Schottky contacts. *Journal of Applied Physics*, **69** (3), 1522-1533.
- Wittmer, M., 1991. Conduction mechanism in PtSi/Si Schottky diodes. *Physical Review B*, **43**, 4385-4395.
- Yamamoto A., Syouji A., Goto T., 2000. Exciton characteristics of GaTe layered crystals. *Journal of Luminescence* **87-89**, 207-209.
- Yu-Long, J., Guo-Ping, R., Fang, L., Xin-Ping, Q., Bing-Zong, L., Wei, L., Ai-Zhen, L., 2002. Schottky barrier height inhomogeneity of Ti/n-GaAs contact studied by the I-V-T technique. *Chin. Phys. Lett.*, **19**, 553-556.
- Zhu, S., Meirhaeghe, R. L. Van, Detavernier, C., Cardon, F., Ru, Guo-Ping, Qu, Xin-Ping, Li, Bing-Zong, 2000. Barrier height inhomogeneities of epitaxial

- CoSi₂ Schottky contacts on n-Si (100) and (111). Solid State Electronics, **44**, 663-671.
- Zussman, A., 1986. Electrical properties of Schottky diodes of Ti on highly doped GaAs. Journal of Applied Physics, **59** (11), 3894-3900.