

**METAL-YARIİLETKEN SCHOTTKY DİYOTLARIN  
ELEKTRİKSEL KARAKTERİSTİKLERİN FREKANS VE  
SICAKLIĞA BAĞLI İNCELENMESİ**

**İdris KAYA**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**OCAK 2010  
ANKARA**

İdris KAYA tarafından hazırlanan Metal-Yarıiletken Schottky Diyotların Elektriksel Karakteristiklerin Frekans ve Sıcaklığa Bağlı İncelenmesi adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Yrd. Doç. Dr. Adem TATAROĞLU  
Tez Danışmanı, Fizik Anabilim Dalı

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

Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL  
Fizik, Gazi Üniversitesi

.....

Yrd. Doç. Dr. Adem TATAROĞLU  
Fizik, Gazi Üniversitesi

.....

Doç. Dr. İlbilge DÖKME  
Fen Bilgisi Eğitimi, Gazi Üniversitesi

.....

Tarih: 28/01/2010

Bu tez ile G.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Yüksek Lisans derecesini onaylamıştır.

Prof. Dr. Bilal TOKLU  
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

.....

## **TEZ BİLDİRİMİ**

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

İdris KAYA

**METAL-YARIİLETKEN SCHOTTKY DİYOTLARIN ELEKTRİKSEL  
KARAKTERİSTİKLERİNİN FREKANS VE SICAKLIĞA BAĞLI  
İNCELENMESİ  
(Yüksek Lisans Tezi)**

**İdris KAYA**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
Ocak 2010**

**ÖZET**

Bu çalışmada, Au/n-GaAs metal-yarıiletken (MS) Schottky diyotların frekansa bağlı kapasitans-voltaj (C-V) ve iletkenlik-voltaj (G/w-V) ve sıcaklığa bağlı akım-voltaj (I-V) karakteristikleri 1 kHz-1 MHz frekans ve 300-400 K sıcaklık aralığında incelendi. Termiyonik emisyon (TE) teorisine göre; I-V ölçümlerinden idealite faktörü (n), sıfır beslem engel yüksekliği ( $\Phi_{B0}$ ) ve arayüzey durum yoğunlukları ( $N_{ss}$ ) gibi elektriksel parametreler hesaplandı. Ayrıca,  $\Phi_{B0}-q/2kT$  grafiğinden ortalama engel yüksekliği ( $\bar{\Phi}_{B0}$ ) ve standart sapma ( $\sigma_s$ ) değerleri sırasıyla 0.912 eV ve 0.132 V olarak elde edildi. Böylece, modifiye edilen  $[\ln(I_0/T^2)-q^2\sigma_s^2/2k^2T^2]-q/kT$  grafiğinden,  $\bar{\Phi}_{B0}$  ve Richardson sabiti ( $A^*$ ) değerleri sırasıyla, 0.914 eV ve  $8.317 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$  olarak elde edildi.

**Bilim Kodu : 404.05.01**  
**Anahtar Kelimeler : MS Schottky diyotlar; İdealite faktörü; Engel yüksekliği; Arayüzey durum yoğunluğu; Seri direnç**  
**Sayfa Adedi : 77**  
**Tez Yöneticisi : Yrd. Doç. Dr. Adem TATAROĞLU**

**THE INVESTIGATION OF FREQUENCY AND TEMPERATURE  
DEPENDENCE OF ELECTRICAL CHARACTERISTICS OF METAL-  
SEMICONDUCTOR SCHOTTKY DIODES**

**(M.Sc. Thesis)**

**İdris KAYA**

**GAZİ UNIVERSITY  
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY**

**January 2010**

**ABSTRACT**

**In this study, the frequency dependent capacitance-voltage (C-V) and conductance-voltage (G/w-V) and the temperature dependent current-voltage (I-V) characteristics of the Au/n-GaAs metal-semiconductor (MS) Schottky diodes were investigated in the frequency and temperature ranges of 1 kHz-1 MHz and 300-400 K, respectively. According to thermionic emission (TE) theory, the electrical parameters as the ideality factor ( $n$ ), zero bias barrier height ( $\Phi_{B0}$ ) and interface state density ( $N_{ss}$ ) of these diodes were calculated from their experimental I-V measurements. Also, from  $\Phi_{B0}$  versus  $q/2kT$  plot was obtained the values of the mean barrier height and standard deviation at zero bias as 0.912 eV and 0.132 V for, respectively, Thus, from the modified  $[\ln(I_0/T^2)-q^2\sigma_0^2/2k^2T^2]$  versus  $q/kT$  plot was obtained the values of  $\bar{\Phi}_{B0}$  and  $A^*$  as 0.914 eV and  $8.317 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ , respectively.**

**Science Code : 404.05.01**

**Key Words : MS Schottky diodes; Ideality factor; Barrier height  
Interface states density; Series resistance**

**Page Number : 77**

**Adviser : Assist. Prof. Adem TATAROĞLU**

## TEŞEKKÜR

Çalışma boyunca değerli katkılarıyla beni yönlendiren ve çok büyük yardımlarını gördüğüm Gazi Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyesi saygıdeğer hocam Yrd. Doç. Dr. Adem TATAROĞLU' na sonsuz teőekkürlerimi sunarım.

Ayrıca deneysel çalışma esnasında yardımlarını ve manevi desteğini benden hiçbir zaman esirgemeyen sevgili eőim Gülay KAYA ya teşekkür ederim.

## İÇİNDEKİLER

	<b>Sayfa</b>
ÖZET .....	iv
ABSTRACT .....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER .....	vii
ŞEKİLLERİN LİSTESİ .....	ix
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	xi
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xii
1. GİRİŞ .....	1
2. METAL-YARIİLETKEN KONTAKLARIN TEORİSİ.....	3
2.1. Doğrultucu ve Ohmik Kontaklar.....	3
2.2. Metal-Yarıiletken Kontaklarda Engel Oluşumu .....	3
2.2.1. İdeal metal-yarıiletken kontaklarda engel oluşumu .....	4
2.2.2. Schottky teorisinin düzeltilmesi.....	10
2.3. Metal-Yarıiletken Arayüzeylerin Sınıflandırılması .....	13
2.3.1. Yalıtkan arayüzey tabakalı metal-yarıiletken kontaklar .....	14
2.4. Schottky Etkisi .....	17
2.5. Metal-Yarıiletken (MS) Kontaklarda Akım-İletim Mekanizmaları.....	20
2.5.1. Termiyonik emisyon teorisi (TE).....	22
2.5.2. Termiyonik emisyon-difüzyon teorisi (TED) .....	25
2.6. Schottky Diyotlarda Doğru Beslem I-V Karakteristikleri .....	30
2.7. Schottky Diyotlarda C-V Karakteristikleri .....	32

	<b>Sayfa</b>
2.8. Gaussian engel dağılımı $P(\Phi_B)$ .....	35
2.8.1. Sıcaklığa bağlı potansiyel engel yüksekliği .....	36
2.9. İdeal Metal-Yalıtkan-Yarıiletken Yapıla .....	36
3. DENEYSEL YÖNTEM .....	40
3.1. MS Yapımında Kullanılan GaAs Kristalinin Temel Fiziksel Özellikleri .....	40
3.2. MS Schottky Diyotların Hazırlanması .....	42
3.3. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri .....	42
4. DENEYSEL SONUÇLAR .....	44
4.1. Au/n-GaAs (MS) Schottky Diyotun Kapasitans-voltaj (C-V) ve iletkenlik-voltaj (G/w-V) Karakteristiklerinin İncelenmesi .....	44
4.1.1. C-V ve G/w-V eğrileri.....	44
4.1.2. Seri direnç değerlerinin frekans ve gerilime bağlı incelenmesi.....	46
4.1.3. Arayüzey durum yoğunluğu.....	48
4.2. Au/n-GaAs (MS) Schottky Diyodun Sıcaklığa Bağlı Akım-Voltaj (I-V) Karakteristiklerinin İncelenmesi.....	50
4.2.1. Homojen Olmayan Engel Analizi.....	59
5. SONUÇ .....	66
KAYNAKLAR .....	70
ÖZGEÇMİŞ .....	77



## ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Metal/n-tipi yarıiletken kontak için ( $\phi_m > \phi_s$ ) elektron enerji bant diyagramı (a) Birbirinden ayrılmış nötral materyaller (b) kontak oluşturulduktan sonra termal denge durumu ( $E_{Fm}$ , $E_{Fn}$ sırasıyla metal ve n-tipi yarıiletkenin Fermi enerji seviyeleridir) .....	5
Şekil 2.2. Farklı voltajlarda n-tipi ve p-tipi yarıiletkenler üzerine metal doğrultucu kontakların enerji band diyagramları (a) Termal denge (b) Doğru beslem (c) Ters beslem .....	8
Şekil 2.3. $\Phi_m < \Phi_s$ durumunda metal/n-tipi yarıiletken kontakın enerji band diyagramı (a) ayrı ayrı materyaller (b) Termal denge (c) Ters beslem (d) Doğru beslem .....	9
Şekil 2.4. Yüzey durumları ile birlikte n-tipi bir yarıiletkenin enerji bant diyagramı yüzeyde düz bant (b) bulk ile termel dengedeki yüzey (c) Metal yarıiletken kontak halinde.....	12
Şekil 2.5. Arayüzey tabakalı bir metal yarıiletken kontakın enerji bant diyagramı.....	15
Şekil 2.6. Bir metal yüzeyi ile vakum arasında enerji bant diyagramı .....	19
Şekil 2.7. Farklı beslemler altında metal/n-tipi yarıiletken kontaklar için Schottky etkisinin genel enerji band diyagramı .....	20
Şekil 2.8. Metal/n-tipi yarıiletken kontakın farklı akım iletim mekanizmalarının enerji band diyagramı.....	21
Şekil 2.9. Engel üzerinden elektronların termiyonik emisyonla geçişini gösteren enerji bant diyagramı .....	22
Şekil 2.10. Metal/n-tipi yarıiletken için Schottky etkisinin de dikkate alındığı enerji band diyagramı .....	26
Şekil 2.11. Metal/Yalıtkan/Yarıiletken (MIS) Yapısı .....	37
Şekil 2.12. Denge durumunda ideal bir MIS yapının enerji bant diyagramı a) n-tipi yarıiletken b) p-tipi yarıiletken.....	37

<b>Şekil</b>	<b>Sayfa</b>
Şekil 2.13. Farklı voltajlar altında ideal bir MIS yapının enerji band diyagramı a) yığılma b) tüketim c) terslenim.....	39
Şekil 3.1. GaAs kristalinin birim hücresi .....	40
Şekil 3.2. Akım-voltaj ölçümleri için kullanılan düzenek .....	43
Şekil 3.3. Kapasitans-voltaj ölçümleri için kullanılan düzenek.....	43
Şekil 4.1. Çeşitli frekanslar için Kapasitans-Voltaj (C-V) eğrileri.....	45
Şekil 4.2. Çeşitli frekanslar için İletkenlik-Voltaj (G/w-V) eğrileri.....	46
Şekil 4.3. Farklı frekanslar için seri direncin voltaja bağlı $R_s$ -V eğrileri.....	47
Şekil 4.4. Farklı doğru beslem gerilimleri için seri direncin frekansa bağlı değişimini gösteren $R_s$ -log f eğrileri .....	48
Şekil 4.5. Arayüzey durum yoğunluğunun voltaja bağlı değişim ( $N_{SS}$ -V) eğrisi .....	49
Şekil 4.6. Au/n-GaAs Schottky diyot için farklı sıcaklıklarda elde edilen yarılogaritmik $\ln(I)$ -V eğrileri.....	56
Şekil 4.7. Au/n-GaAs Schottky diyot için sıcaklığa bağlı doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen $\Phi_{B0}$ -T ve n -T eğrileri.....	57
Şekil 4.8. Au/n-GaAs Schottky diyot için farklı sıcaklıklarda doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen arayüzey durum yoğunluğu enerji dağılım profili. ....	58
Şekil 4.9. Au/n-GaAs (MS) Schottky diyotunun $\ln(I_0/T^2)$ -1000/T değişimi .....	59
Şekil 4.10. Gaussian dağılımına göre Au/n-GaAs (MS) Schottky diyotun, $\Phi_{B0}$ - $q/2kT$ grafiği.....	62
Şekil 4.11. Au/n-GaAs (MS) Schottky diyotun $\Phi_{B0}$ -n grafiği.....	62
Şekil 4.12. Gaussian dağılımına göre Au/n-GaAs (MS) Schottky diyotun $(n^{-1}-1)$ - $q/2kT$ grafiği .....	63
Şekil 4.13. Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si (MYY) Schottky diyotun sıcaklığa bağlı $[ \ln(I_0 / T^2) - q^2 \sigma_0 / 2k^2 T^2 ]$ - $q/kT$ grafiği .....	64

**ÇİZELGELERİN LİSTESİ**

<b>Çizelge</b>	<b>Sayfa</b>
Çizelge 2.1. İş fonksiyonlarına göre doğrultucu ve ohmik kontaklar .....	3
Çizelge 3.1. Galyum-arsenik (GaAs) yarıiletkeninin oda sıcaklığındaki (300 K) temel bazı fiziksel özellikleri .....	41
Çizelge 4.1. Au/n-GaAs Schottky diyot için sıcaklığa bağlı I-V karakteristiklerinden elde edilen temel diyot parametreleri .....	57

## SİMGELER VE KISALTMALAR

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

<b>Simgeler</b>	<b>Açıklama</b>
$\Phi_B$	Schottky engel yüksekliği
$n$	İdealite faktörü
$N_{ss}$	Arayüzey durum yoğunluğu
$R_s$	Seri direnci
$\Phi_e$	Etkin engel yüksekliği
$\Phi_{Bo}$	Sıfır beslem engel yüksekliği
$I_o$	Ters beslem doyma akımı
$\Phi_m$	Metalin iş fonksiyonu
$\Phi_s$	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
$\chi_e$	Elektron yakınlığı
$E_C$	İletkenlik band kenarı
$E_F$	Fermi seviyesi
$V_i$	Kontak potansiyel farkı
$V_F$	Kontaga uygulanan doğru beslem gerilimi
$V_R$	Kontaga uygulanan ters beslem gerilimi
$\Delta\Phi$	Schottky engel düşmesi
$J_o$	Akım yoğunluğu
$A^*$	Richardson sabitidir
$W_D$	Tükenim bölgesi kalınlığı
$V$	Uygulanan gerilim
$V_D$	Diyot üzerine düşen gerilim
$\chi_s$	Yarıiletkenin elektron yakınlığı

**Simgeler****Açıklama**

$\tau$	Arayüzey tuzaklarının ömrü
$N_D$	Verici (donor) yoğunluğu
$N_A$	Alıcı (acceptor) yoğunluğu
$N_c$	İletkenlik bandının etkin taşıyıcı yoğunluğu
$N_v$	Değerlik bandının etkin taşıyıcı yoğunluğu
$\epsilon_0$	Boşluğun dielektrik sabiti
$\epsilon_i$	Yalıtkan tabakanın dielektrik sabiti
$\delta$	Yalıtkan tabaka kalınlığı
$E_g$	Yarıiletkenin yasak enerji aralığı
$Q_{ox}$	Oksit yükü
$A^{**}$	Etkin Richardson sabitidir

**Kısaltmalar****Açıklama**

<b>C-V</b>	Kapasitans- voltaj
<b>G/w-V</b>	İletkenlik- voltaj
<b>I-V</b>	Akım-voltaj
<b>MIS</b>	Metal-Yarıiletken-Yalıtkan
<b>MS</b>	Metal-Yarıiletken
<b>SD</b>	Schottky diyot
<b>SEY</b>	Schottky Engel Yüksekliği
<b>TE</b>	Termiyonik Emisyon
<b>TED</b>	Termiyonik Emisyon Difüzyon

## 1. GİRİŞ

Metal-yarıiletken (MS) kontakların tarihçesi 18. yüzyılın sonlarına kadar uzanır ancak bu konu üzerindeki asıl çalışmalar, 1960'lı yıllarda yoğunluk kazanmıştır. Metal/yarıiletken arayüzeyinde bir potansiyel engeli oluştuğunu ilk defa Schottky ortaya koymuştur ve onun adına atfen metal-yarıiletken kontaklara Schottky diyotlar veya Schottky kontaklar denilmektedir [1-3]. Schottky tarafından geliştirilen modelde, yarıiletkende oluşan elektrik alan, Gauss kanununa göre tüketim bölgesinden olan uzaklıkla doğrusal olarak artar, potansiyel ise ikinci dereceden azalır [2-4]. Potansiyel engeli ile ilgili diğer bir model ise Mott tarafından öne sürülmüştür. Mott, yarıiletkenin metal komşuluğunda vericilerden yoksun, ince bir tabakaya sahip olduğunu kabul eder. Bu modele göre arayüzey tabakadaki elektrik alan sabit kalırken potansiyelin doğrusal olarak değiştiği varsayılmaktadır. Mott'a göre potansiyel engel, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki farktan kaynaklanır [2]. Crowell ve Sze, MS kontaklarda akım iletim mekanizmalarını açıklayan Schottky'nin difüzyon teorisi ile Bethe'nin termiyonik emisyon teorisini (TE), tek bir termiyonik emisyon difüzyon (TED) modelinde birleştirmişlerdir [2,3].

Son zamanlarda, bu çalışmalara ilaveten yüksek seri dirence sahip MS Schottky diyotlarda seri direnç ( $R_s$ ), idealite faktörü ( $n$ ) ve engel yüksekliği ( $\Phi_{Bo}$ ) gibi temel parametrelerin tayininde yeni yöntemler geliştirilmiştir [5-8]. Özellikle sıcaklığa bağlı Schottky diyot karakteristikleri üzerindeki çalışmalar, akım iletim mekanizmalarını anlama ve aygıtları pratikte daha bilinçli kullanma açısından son derece önemlidir. Genel olarak Schottky engel diyotların fiziksel parametrelerini elde etmek için termiyonik emisyon (TE) teorisi kullanılır. Ancak TE teorisine dayalı Schottky engel diyotların I-V karakteristiklerinin analizinde genellikle azalan sıcaklıkla engel yüksekliğinde normal olmayan bir azalma ve idealite faktöründe de normal olmayan artış gözlenir [9-11]. Düşük sıcaklıklarda MS ve metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) Schottky diyotların I-V karakteristiklerinin lineer olmayan davranışı engel yüksekliklerinin uzaysal dağılımına atfedilir [12-16].

Arayüzey yalıtkan tabakanın varlığının etkisi ve Schottky diyotların akım-voltaj (I-V), kapasitans-voltaj (C-V) ve iletkenlik-voltaj (G/w-V) karakteristiklerinden elde edilen arayüzey durumları birçok yazar tarafından çalışılmıştır [3,4,15-17]. Schottky diyotlardaki arayüzey tabakası ile ilgili ilk çalışmalar Crowley ve Sze [4] tarafından yapıldı. Crowley ve Sze farklı metaller için Schottky engel yüksekliği analizini, metalin iş fonksiyonunu kullanarak gerçekleştirdiler. Card ve Rhoderick [18] arayüzey durum yoğunluğunun yalıtkan/yarıiletken arayüzeyinde yerleştiği kanısına vardılar ve doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörü üzerinde arayüzey durumlarının etkilerini incelediler. Tseng ve Wu [19] arayüzey oksit tabakanın varlığının ve arayüzey durumlarının Schottky diyotların davranışı üzerindeki etkilerini gözden geçirdiler ve doğru beslem I-V karakteristiklerinden yarıiletken bant aralığındaki arayüzey durumlarının yoğunluk dağılımını çıkardılar.

Bu çalışmada hazırlanan Au/n-GaAs (MS) Schottky diyotların elektriksel özelliklerini belirlemek amacıyla, kapasitans-voltaj (C-V) ve iletkenlik-voltaj (G/w-V) ölçümleri 1 kHz-1 MHz frekans aralığında ve akım-voltaj (I-V) ölçümleri 300-400 K sıcaklık aralığında gerçekleştirildi. MS Schottky diyotun farklı sıcaklıklardaki deneysel I-V karakteristiklerinden, diyotun doyum akımı ( $I_0$ ), idealite faktörü (n), sıfır beslem engel yüksekliği ( $\Phi_{B0}$ ), arayüzey durum yoğunluğu ( $N_{ss}$ ) gibi temel diyot parametreleri hesaplandı. Ayrıca, frekansa bağlı deneysel C-V ve G/w-V ölçümlerinden yararlanılarak seri direnç ( $R_s$ ) ve  $N_{ss}$  değerleri elde edildi.

Bu tez çalışması aşağıdaki gibi düzenlenmiştir. Birinci bölüm, metal-yarıiletken Schottky diyotlarının tarihsel gelişimi, çalışmanın amacı ve kapsamını içermektedir. İkinci bölüm, metal-yarıiletken (MS) kontakların teorik bilgisini içermektedir. Üçüncü bölüm, numune hazırlama tekniği, deneysel sistem ve kullanılan araç ve gereçleri içermektedir. Dördüncü bölüm, deneysel ölçüm sonuçlarından elde edilen verileri ve bunlarla ilgili grafikleri içermektedir. Beşinci bölüm, elde edilen deneysel sonuçlarla ilgili genel bir değerlendirme ve deneysel sonuçların tartışmasını içermektedir.

## 2. METAL -YARIİLETKEN KONTAKLARIN TEORİSİ

### 2.1. Doğrultucu ve Ohmik Kontaklar

Schottky diyotlar bir metal ile yarıiletkenin kontak edilmesiyle oluşturulur. Schottky diyotların fiziği çok basit görünmekle beraber gerçekte oldukça karmaşıktır. Metal-yarıiletken kontaklar, doğrultucu ve ohmik olmak üzere ikiye ayrılırlar [20]. Metal-yarıiletken kontakta iletkenliği sağlayan yük taşıyıcıları (deşikler ve elektronlar) bir yönden diğer yöne daha kolay iletiliyorsa bu tür kontakta doğrultucu kontak denir. Yani doğru beslem altında akım çok iyi iletilirken, ters beslem altında hemen hemen hiç iletilmemektedir. Ohmik kontakta ise taşıyıcılar her yönde kolay iletilir. Kontakın ohmik veya doğrultucu olmasını, metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonları belirler.  $\Phi_m$  metalin,  $\Phi_s$  yarıiletkenin iş fonksiyonları olmak üzere, metal-n tipi yarıiletken kontaklarda  $\Phi_m > \Phi_s$  ise “doğrultucu kontak” ve  $\Phi_m < \Phi_s$  olması durumunda ise “ohmik kontak” oluşur. Metal-p tipi yarıiletkenlerde ise durum bunun tersidir.

Çizelge 2.1. İş fonksiyonlarına göre doğrultucu ve ohmik kontaklar

İş Foksiyonları İlişkisi	Yarıiletken Türü	Kontak Türü
$\Phi_m > \Phi_s$	n-tipi	Doğrultucu
$\Phi_m < \Phi_s$	n-tipi	Ohmik
$\Phi_m > \Phi_s$	p-tipi	Ohmik
$\Phi_m < \Phi_s$	p-tipi	Doğrultucu

### 2.2. Metal -Yarıiletken Kontaklarda Engel Oluşumu

Metal ile bir yarıiletken kontak edildiğinde metal-yarıiletken arayüzeyinde bir potansiyel engeli oluşur. Metal-yarıiletken kontakların karakteristiklerini belirleyen birçok faktör olmasına karşın, bunlardan en önemlisi metal-yarıiletken arayüzeyinde oluşan potansiyel engelinin yapısıdır. Bu engel hem akım iletim kontrolünden hem de kapasitans davranışından sorumludur [1,2].

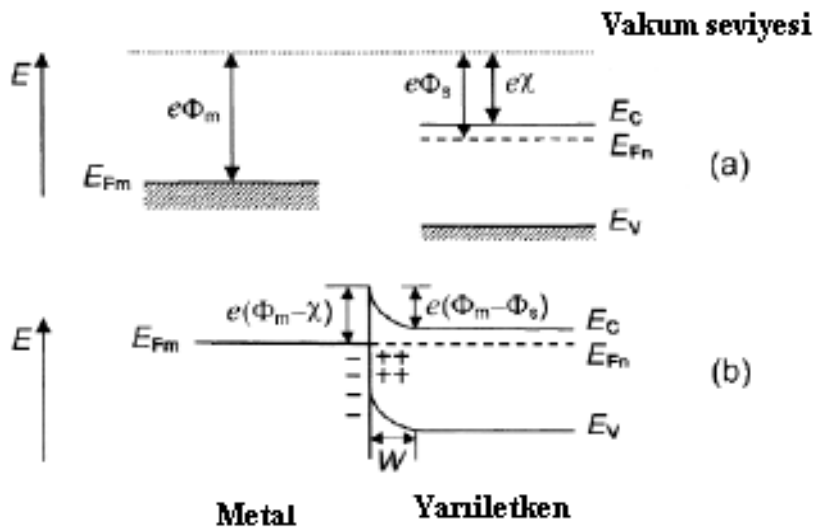


Metal-yarıiletken arayüzeyinde bir potansiyel engelinin oluşumu üzerine çeşitli modeller ileri sürüldü [1-3]. Schottky ve Mott tarafından önerilen modellere göre elektronlar, gözlenen doğrultma yönünde, potansiyel engeli üzerinden sürüklenme ve difüzyon yolu ile geçerler. Mott' a göre bu potansiyel engeli, metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki farktan kaynaklanmaktadır. Mott, arayüzey bölgesinde, safsızlık (kirlilik) atomlarının olmadığını ve dolayısıyla elektrik alanın sabit olduğunu ayrıca, elektrostatik potansiyelin metale kadar, uzaklıkla lineer olarak değiştiğini kabul etti. Schottky ise engel bölgesinin sabit yoğunlukta safsızlık atomları içerdiğinden elektrik alanın lineer olarak arttığını, ayrıca elektrostatik potansiyelin metale kadar, Poisson denklemi ile uyum halinde, kuadratik olarak değiştiğini ifade etti [1-3].

### 2.2.1. İdeal metal-yarıiletken kontaklarda engel oluşumu

Şekil 2.1 Metal/n-tipi yarıiletken kontak  $\Phi_m > \Phi_s$  (doğrultucu kontak) için elektron enerji-band diyagramını göstermektedir [21]. Şekilde gösterilen vakum seviyesi, metalin tam dışındaki sıfır kinetik enerjili bir elektronun enerji seviyesi olup Şekil 2.1a' da referans olarak alınmıştır. Metalin iş fonksiyonu  $\Phi_m$ , bir elektronu fermi enerji seviyesinden vakum seviyesine çıkarmak için gerekli olan minimum enerji miktarıdır.  $\Phi_m$  iş fonksiyonu, kristal örgünün periyodik potansiyeli sebebiyle oluşan hacim katkısına ve yüzeyde oluşabilecek dipol tabakası nedeniyle oluşan yüzey katkısına sahiptir. Yarıiletkenin iş fonksiyonu  $\Phi_s$ ' de benzer şekilde tanımlanır ve değişken bir niceliktir. Çünkü yarıiletkenin fermi seviyesi katkılanan verici veya alıcı atomların miktarına bağlı olarak değişir. Yarıiletkende katkı miktarına bağlı olmayan önemli diğer bir parametre ise  $\chi_s$  ile gösterilen elektron yakınlığıdır ve iletkenlik bandının en üst seviyesindeki bir elektronu vakum seviyesine çıkarmak için gerekli olan enerji miktarıdır. Şekil 2.1a' da yarıiletken yüzey durumları içermediğinden yüzeyin band yapısı yarıiletken gövde (bulk) band yapısı ile aynıdır yani bandlarda bir bükülme yoktur. Şekil 2.1b, kontak yapıldıktan sonra dengeye ulaşmış durumun enerji-band diyagramını göstermektedir. Metal yarıiletkenle kontak edildiğinde, metaldeki elektronlardan daha yüksek enerjiye sahip olan yarıiletkenin iletkenlik

bandındaki elektronlar, yarıiletkenin fermi seviyesi metalin fermi seviyesine eşit olana kadar yarıiletkenden metale doğru akarlar. Bunun sonucunda yarıiletkenin sınıra yakın bölgesinde serbest elektron konsantrasyonu azaldığı için yarıiletkendeki fermi enerji seviyesi yasak enerji aralığının ortasına doğru kaymaya başlar. Böylelikle iletkenlik band kenarı  $E_C$  ile fermi seviyesi  $E_F$  arasındaki fark, azalan bu elektron konsantrasyonu ile artar ve termal dengede  $E_F$  tamamen sabit kaldığı için iletkenlik ve valans band kenarları Şekil 2.1b' deki gibi bükülürler [22].



Şekil 2.1. Metal/n-tipi yarıiletken kontak için ( $\Phi_m > \Phi_s$ ) elektron enerji bant diyagramı (a) Birbirinden ayrılmış nötral materyaller (b) kontak oluşturulduktan sonra termal denge durumu ( $E_{Fm}$ ,  $E_{Fn}$  sırasıyla metal ve n-tipi yarıiletkenin fermi enerji seviyeleridir)

Metale geçen yarıiletkenin iletkenlik bandı elektronları arkalarında pozitif yüklü verici (donor) iyonları bırakırlar. Böylece yarıiletkenin metale bakan ön yüzeyinde hareketli yükler azalır. Bunun bir sonucu olarak arayüzeyin yarıiletken tarafında pozitif yükler oluşur, aynı zamanda metal tarafında da yarıiletkenden metale geçen elektronlar ince bir negatif yük tabakası oluştururlar. Bu tabaka arayüzeyden Thomas-fermi film mesafesi ( $\approx 0,5\text{\AA}$ ) kadar uzaktadır. Sonuçta, yarıiletkenden metale doğru doğal bir elektrik alan oluşur.

Yarıiletkenin vakum seviyesi, elektron yakınlığı kontak ile değişmeceğinden bantlarla orantılı bir şekilde bükülür. Böylece, termal dengedeki metal-yarıiletken sistemde, engel yüksekliğini belirlemek için önemli bir nokta olan geçiş bölgesinde vakum seviyesinin sürekli olması sağlanmış olur ve band bükülme miktarı, metal ile yarıiletken materyallerin iş fonksiyonları arasındaki farka eşittir. Bu fark  $eV_i = (\Phi_m - \Phi_s)$  olarak ifade edilir. Burada  $V_i$ 'nin birimi volt olup eklemde kurulan potansiyel yada kontak potansiyel farkı olarak bilinir.  $eV_i$  yarıiletkenden metale gidecek olan elektronun sahip olması gereken enerji yani engel yüksekliğidir. Bununla birlikte metal tarafından gözüken engel yüksekliği, yarıiletken tarafından gözüken engel yüksekliğinden farklıdır ve

$$\Phi_B = (\Phi_m - \chi_s) \quad (2.1)$$

ile verilir [1, 22].  $\Phi_s = \chi_s + \Phi_n$  ve  $\Phi_m = qV_i + \Phi_s$  olduğundan,

$$\Phi_B = (qV_i + \Phi_n) \quad (2.2)$$

elde edilir. Burada  $\Phi_n = (E_c - E_F)$  olup,  $q = e$  elektronik yüküdür. Eş. 2.1, birbirlerinden bağımsız olarak Schottky ve Mott tarafından ifade edilmiştir [22]. Potansiyel engelinin tam biçimi, uzay yük bölgesindeki yük dağılımından hesaplanabilir. Çoğu durumda potansiyel engeli  $kT/q$ 'dan büyüktür ve çok az sayıdaki elektron bu engeli atlamak için yeterli enerjiye sahiptir. Yarıiletkenin uzay yükü bölgesi hareketli yüklerden yoksun, yüksek dirençli yalıtkan bir tüketim bölgesi olmaya başlar.

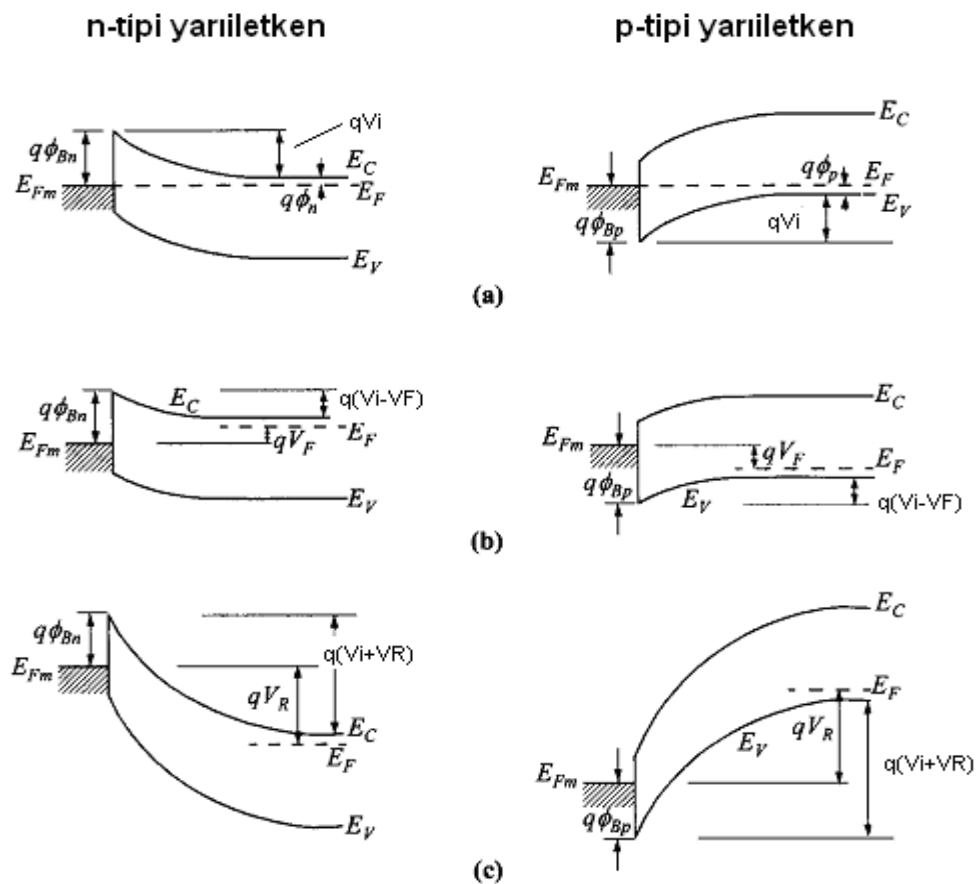
Termal denge halinde, yarıiletkenden metale geçen elektronlar metalden yarıiletkene geçen elektronlar ile dengelenir ve net bir akım oluşmaz. Yarıiletkenin tüketim bölgesi çok az hareketli taşıyıcı içerdiği için, bu bölgenin direnci metalin ve yarıiletkenin nötral kısmının direnci ile kıyaslandığında çok yüksektir (iletkenlik küçüktür). Bu nedenle uygulanan dış gerilimin neredeyse tamamı bu bölgeye düşer.

Uygulanan doğru veya ters ön gerilim voltajı termal denge durumundaki enerji-band diyagramını değiştirir. Bu değişim, tüketim bölgesine düşen potansiyelin değişmesi ve band bükülmelerindeki değişiklik nedeniyle oluşur.

Şekil 2.2 farklı voltajlarda metal/n ve p-tipi yarıiletken kontakların enerji band diyagramlarını gösterir. Metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda, yarıiletken tarafı metale göre negatif olacak şekilde  $V=V_F$  gerilim uygulandığında, tüketim bölgesinin genişliği azalır ve Şekil 2.2b' de gösterildiği gibi termal dengedeki potansiyel engel yüksekliği,  $qV_i$ ' den  $q(V_i-V_F)$ ' ye iner. Bu durumda yarıiletkenden metale geçecek elektronlar, azalmış bir engel ile karşılaşacaklar ve bunun sonucu olarak da yarıiletkenden metale doğru olan elektron akımı termal denge değerine göre artacaktır. Metalden yarıiletkene elektron akımı termal denge değerine göre değişmez. Çünkü metalde herhangi bir gerilim düşmesi oluşmaz ve potansiyel engel yüksekliği  $\Phi_B$  uygulanan gerilimden etkilenmez. Sonuç olarak yarıiletken taraf negatif metal pozitif olacak şekilde kontakta bir potansiyel uygulandığı zaman, yarıiletkenden metale doğru olan net bir akım vardır. Bu durumda eklemnin doğru ön gerilimlenmiş (doğru beslem) olduğu söylenir. Doğru beslem akımı, uygulanan  $V_F$  voltajı ile üstel olarak artar [1-3, 22]. Ters beslemde kontakın enerji band diyagramı Şekil 2.2c' de verilmektedir. Yarıiletken metale göre pozitif olacak şekilde  $V = -V_R$  gerilimi uygulandığında ise tüketim bölgesindeki potansiyel engel yüksekliği  $qV_i$ ' den  $q(V_i + V_R)$ ' ye artacaktır. Yarıiletkenden metale doğru elektron akımı termal denge durumuna göre azalır. Metalden yarıiletkene elektron akımı ise pratik olarak termal dengedeki akımın aynısı olur. Yarıiletkenden metale doğru olan akım doğru beslemdeki ile kıyaslandığında daha küçüktür. Böylece bu tartışmalar altında bahsedilen kontak tek yönde akım ileten doğrultucu kontak olur. Şekil 2.2b ve 2.2c' deki enerji-band diyagramları denge şartlarında değildir ve tek bir fermi seviyesi yoktur. Elektronların gittiği bölgenin fermi enerji seviyesi, elektronların geldiği bölgenin fermi enerji seviyesinden daha yüksektir [22].

Metal/p-tipi ( $\Phi_m < \Phi_s$ ) doğrultucu MS kontak yapıldığında, termal denge kuruluncaya, her iki malzemenin fermi seviyeleri eşit oluncaya kadar, daha yüksek

enerjiye sahip metal elektronları yarıiletken içine akarlar. Şekil 2.2' de görüldüğü gibi p-tipi yarıiletkenler için elektronlar azınlık taşıyıcılarıdır, akım deşikler tarafından oluşturulur. Yarıiletkene geçen elektronlar, metal-yarıiletken arayüzeyinde metal tarafında pozitif yüklü bir tabaka oluştururlar ve yarıiletkenin metale bakan sınırında elektronlar deşiklerle birleşirler. Elektronların deşiklerle birleşmesi sonucunda, yarıiletkende iyonize akseptörlerin bir uzay yük tabakası oluşur. Yarıiletkende bulunan uzay yükü tabakasındaki deşik konsantrasyonu, elektron konsantrasyonuna göre oldukça az olduğu için, uzay yük bölgesi negatif yüklü iyonize akseptör atomlarının konsantrasyonuna bağlı  $W$  genişlikli bir tüketim tabakası içerir ve bir potansiyel engeli meydana gelir. Deşikler için, oluşan bu potansiyel engel yüksekliği,



Şekil 2.2. Farklı voltajlarda n-tipi ve p-tipi yarıiletkenler üzerine metal doğrultucu kontaktların enerji band diyagramları (a) Termal denge (b) Doğru beslem (c) Ters beslem

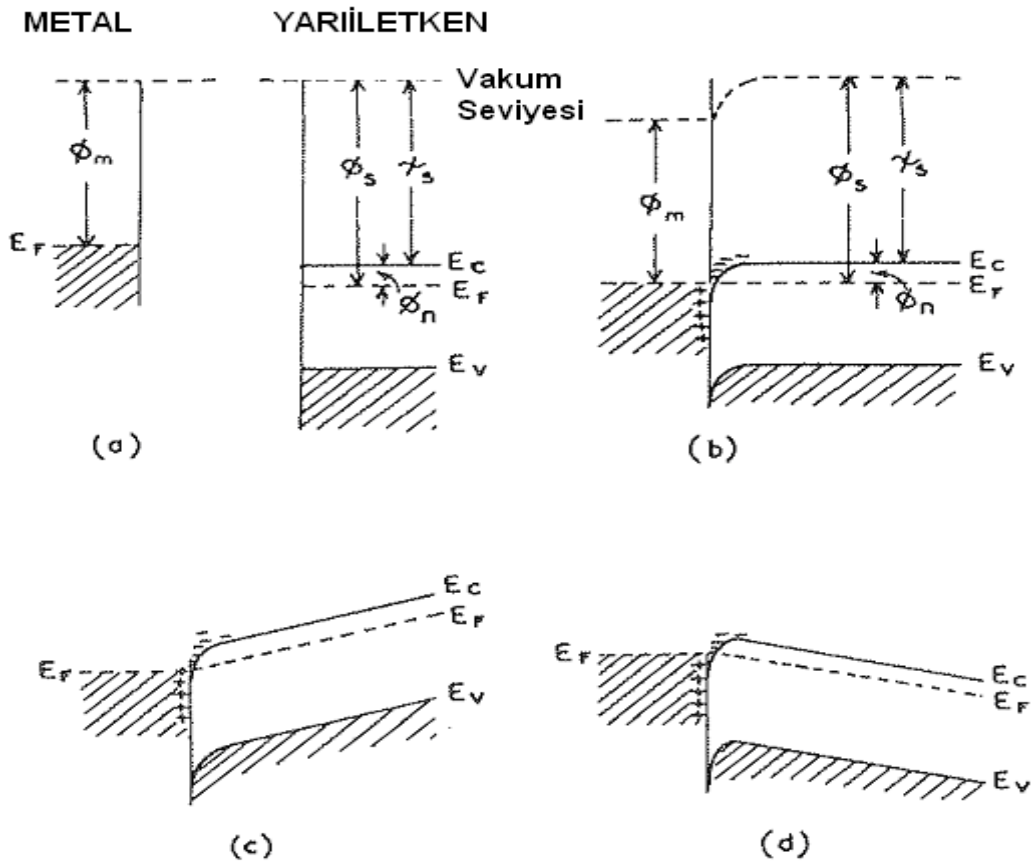
$$\Phi_B' = E_g + \chi_s - \Phi_m \quad (2.3)$$

ile verilir. Eş. 2.1, Eş. 2.2 ve Eş. 2.3 kullanılarak

$$\Phi_B + \Phi_B' = E_g \quad (2.4)$$

elde edilir.

Şekil 2.3' te n-tipi yarıiletken için ( $\Phi_m < \Phi_s$ ) durumunda elektron enerji bant diyagramı görülmektedir. Şekil 2.3a' da ayrı ayrı metal ve yarıiletkenin bant



Şekil 2.3.  $\Phi_m < \Phi_s$  durumunda metal/n-tipi yarıiletken kontakın enerji band diyagramı (a) ayrı ayrı metaryaller (b) Termal denge (c) Ters beslem (d) Doğru beslem

diyagramları görülüyor. Metal ile yarıiletken kontak edildikten sonra elektronlar metalden yarıiletkenin iletim bandına akarlar. Bu elektronlar metal tarafında arkalarında pozitif yüklerler bırakırlar ve metal tarafında pozitif bir yük tabakası oluştururlar ve yarıiletken tarafında da negatif yükler birikir. Dengeye ulaştığında fermi seviyesi Şekil 2.3b' de görüldüğü gibi ( $\Phi_s - \Phi_m$ ) kadar yukarı çıkar. Yarıiletkende yükün toplandığı tabaka Debye uzaklığı mertebesinde olan bir kalınlık ile sınırlandırılmıştır. Şekil 2.3c ve Şekil 2.3d' de görüldüğü gibi yarıiletken içinde bir tüketim bölgesi oluşmamıştır ve potansiyel engeli de yoktur. Elektronlar metalden yarıiletkene veya yarıiletkenden metale kolayca geçerler. Arayüzeye yakın bölgede elektron konsantrasyonu artar ve sistemdeki en yüksek dirençli bölge bulk yarıiletken bölgesidir. Pratik olarak uygulanan tüm dış voltaj yüksek dirençli bulk bölgeye düşer. Böylece akım bu bulk bölge tarafından kontrol edilir ve uygulanan dış voltajın yönünden bağımsızdır (Şekil 3c ve Şekil 3d). Bu doğrultma yapmayan kontak ohmik kontak olarak adlandırılır. Metal/p-tipi yarıiletken ohmik kontaklar da benzer şekilde açıklanabilir.

### 2.2.2. Schottky teorisinin düzeltilmesi

Pratikte metal yarıiletken kontaklar yukarıdaki teorik içerikten oldukça farklıdır. Özellikle Eş. 2.1' de engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonu ile lineer olarak arttığı görülmektedir. Engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonuna bağımlılığı genellikle sadece iyonik yarıiletkenlerde gözlenir. Birçok kovalent yarıiletkende engel yüksekliği, metalin iş fonksiyonuna Eş. 2.1' de verilenden daha az duyarlıdır ve çoğu durumda hemen hemen metalin iş fonksiyonundan bağımsızdır. Engel yüksekliğinin kovalent bağlı yarıiletkenlerde metalin iş fonksiyonundan bağımsızlığı ilk defa Bardeen [23] tarafından açıklanmıştır. Bardeen engel yüksekliğini belirlemede lokalize olmuş yüzey durumlarının önemine dikkat çekmiştir. Bir yarıiletken yüzeyinde, kristal örgü periyodikliği sona erer. Bir kovalent kristaldeki yüzey atomları sadece yarıiletken tarafında komşu atomlara sahiptirler. Vakum tarafında yüzey atomlarının kovalent bağlar oluşturabilecek komşuları yoktur. Bu yüzden yüzey atomlarının her biri sadece bir elektrona sahip olan ve diğer elektronları kayıp olan

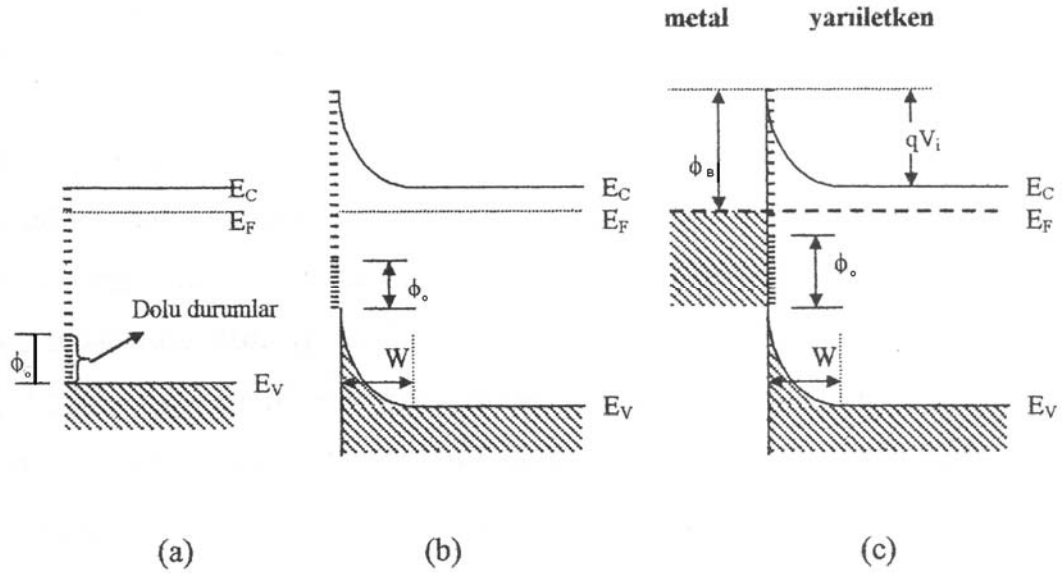
kırılmış bir kovalent bağa sahiptirler. Bu kırılmış kovalent bağlar dangling (asılı) bağlar olarak bilinir. Bu bağlar yasak enerji bandında enerji seviyeleri ile yarıiletken yüzeyinde lokalize enerji durumlarına yol açarlar. Bu yüzey durumları band boşluğunda genellikle sürekli bir şekilde dağılırlar ve bir nötral seviye ( $\phi_0$ ) tarafından karakterize edilirler. Bu nötral seviyenin pozisyonu, yarıiletkende bant bükülmesi yokken yasak enerji aralığındaki durumlar nötral seviyeye (yüzey elektrikselliğini nötr yapan) kadar elektronlar tarafından işgal edilirler. Nötral seviyenin altındaki durumlar donörlara benzerler çünkü onlar doluyken nötrdürler, boşken pozitifdirler. Nötral seviyenin üzerindeki durumlar açıkça akseptörler gibi davranırlar. Kovalent yarıiletkenlerin temiz yüzeylerinde yüzey durum yoğunluğu yüzey atom yoğunluğuna eşittir. Yabancı atomların adsorb (soğurulmuş) tabakaları tamamen kırılmış kovalent bağları tamamlayarak yüzey durum yoğunluğunu önemli ölçüde azaltırlar [23].

Yüzey durumları tüketim bölgesindeki yükü değiştirir ve bu engel yüksekliğini etkiler. Şekil 2.4a' da düz bant şartları altında n-tipi bir yarıiletkenin elektron enerji bant diyagramı görülmektedir. Bu durum dengesiz bir durumdur ve elektronlar yarıiletkenden nötral seviyenin üzerindeki durumları işgal eden yüzeydeki durumlara geçtiklerinde ve yüzeydeki fermi seviyesi bulkteki ile aynı seviyeye geldiğinde dengeye ulaşılır [23]. Yüzey böylece negatif yüklenir ve yüzeye yakın yarıiletken bölgesinde iyonize olmuş donörlerin bulunduğu bir tüketim tabakası oluşturulur. Bu dipol oluşumu nedeniyle yüzeyden yarıiletkene doğru bakan bir engel yüksekliği Şekil 4b' de görüldüğü gibi metal kontağın yokluğunda gözlenir. Bir metal-yarıiletkenle kontak edilip dengeye ulaşıldığında yarıiletkenin fermi seviyesi metal ile yük alışverişi nedeniyle kontak potansiyeline eşit miktarda değişmelidir. Yarıiletken yüzeyindeki yüzey durum yoğunluğu çok büyük olursa, metal ve yüzey durumları arasındaki yük alışverişi geniş bir yer kaplar ve yarıiletkendeki uzay yükü hemen hemen bundan etkilenmez. Sonuç olarak Şekil 4c' deki engel yüksekliği metal iş fonksiyonununun bağımsız olur ve aşağıdaki gibi verilir.

$$\Phi_B = E_g - \phi_0 \quad (2.5)$$



Bu durumda engel yüksekliğinin yüzey durumları tarafında zayıflatıldığı (pinned) ifade edilir. Eş. 2.5 Barden limiti olarak bilinir.



Şekil 2.4. Yüzey durumları ile birlikte n-tipi bir yarıiletkenin enerji bant diyagramı (a) yüzeyde düz bant (b) bulk ile termel dengedeki yüzey (c) Metal yarıiletken kontak halinde

Mead [24] yarıiletkenlerin iki katagoriye ayrılabilceğini önerdi. Si, Ge ve GaAs gibi kovalent bağlı yarıiletkenler bant boşluğunda geniş bir arayüzey durum yoğunluğuna sahiptirler ve bu yarıiletkenlerde engel yüksekliği arayüzey durumları tarafından zayıflatılır. İyonik yarıiletkenler bant boşluğunda az miktarda yüzey durumuna sahiptirler ve engel yüksekliği öncelikle metalin iş fonksiyonu ile yarıiletkenin elektron yakınlığı arasındaki fark tarafından belirlenir. Belirlenen iş fonksiyonu değerlerindeki geniş saçılma nedeniyle verilen bir metal için iş fonksiyonunun tam seçimi belirsiz olur. Mead bu zorluğu aşmak için metalin iş fonksiyonu yerine metalin elektronegatifliğini kullandılar ki metalin elektronegatifliği ile iş fonksiyonu arasındaki deneysel eşitlik [24],  $\Phi_m = A\chi_m + B$  ile verilir. Çok sayıdaki temiz kristal yüzeyinden elde edilen deneysel veri analizlerinden Schottky engel yüksekliği aşağıdaki gibi verilir.

$$\Phi_B = S^*(s)\chi_m + \phi_o(s) \quad (2.6)$$

Burada m ve s sırasıyla metal ve yarıiletkeni  $\phi_o(s)$  de yüzey durumların katkısını ve  $S^*(s)$  de arayüzey indeksini temsil eder. Arayüzey indeksi engel yüksekliğinin metalin elektronegatifliğine bağımlılığını verir. Kovalent bağlı malzemeler için arayüzey indeksi sıfıra yakındır ve  $\Phi_B$  de metalin elektronegatifliğinden bağımsızdır. Diğer bir deyişle iyonik yarıiletkenler yüzey indeksinin büyük bir değerine sahiptirler ve  $\Phi_B$  metalin elektronegatifliği ile lineer olarak artar.

### 2.3. Metal -Yarıiletken Arayüzeylerin Sınıflandırılması

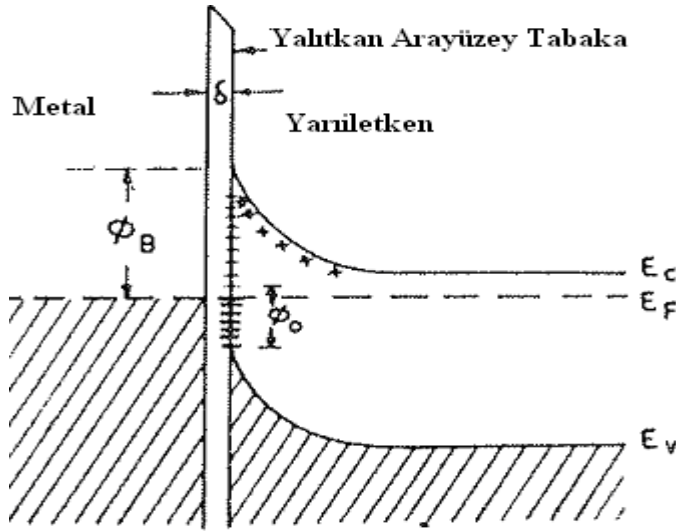
Metal ve metal olmayan malzemeler arasındaki arayüzeyler, atomik arayüzey konfigürasyon sonuçlarına göre dört geniş sınıfa ayrılabilir [22]. Bunlar sırayla: (1) Metal olmayan malzemeler bir yalıtkan veya yarıiletkendir ve metal onun yüzeyi üzerine physisorbed olur. (2) Metal olmayan malzeme yüksek bir dielektirik sabitine sahip Si gibi bir yarıiletkendir ve metalle zayıf bir kimyasal bağ yapar ama bulk bir yapı oluşturmak için onunla reaksiyona girmez. (3) Yüksek dielektirik sabitli yarıiletken metalle reaksiyona girer ve bir veya daha fazla kimyasal bileşen oluşturur. (4) Doğal oksitin ince bir filmi yüksek dielektirik sabitli bir yarıiletkenin yüzey hazırlanması boyunca oluşturulur ve bu durum metal ve yarıiletken arasında sıkı bir kontakta engel olur.

Birinci yaklaşım arayüzey ideal bir Schottky kontaklıdır ve burada engel yüksekliği değişimleri direk olarak Eş. 2.1' e göre metalin iş fonksiyonu ile ilişkilidir. İkinci yaklaşım Bardeen engelini oluşturur ve yüzey durumlarının yarıiletken içindeki uzayda dağıldığı farzedilir. Burada bu bölge boyunca bir potansiyel düşmesine izin verilir. Bu tip temiz kontaklarda engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonuna zayıf bir bağlanma göstermesi beklenir. Üçüncü yaklaşım, metal ve yarıiletken arasında güçlü bir kimyasal bağlanma durumunu temsil eder ve böylece engel yüksekliğinin arayüzeyde kimyasal ya da metalurjik reaksiyonlarla ilişkili bazı niceliklere bağlı

olmasını bekleriz. Dördüncü yaklaşımdaki kontak gerçek metal yarıiletken cihazlarda en sık karşılaşılan kontak türlerindedir.

### 2.3.1. Yalıtkan arayüzey tabakalı metal -yarıiletken kontaklar

Yarıiletken cihazlar sıklıkla yalıtkan arayüzey tabakalı kontaklardan üretilir ve bu kontakların Northrop ve özellikle Rhoderick tarafından çalışıldığı bilinmektedir [1-3]. Çoğu metal yarıiletken kontaklarda metal kaplamadan önce yarıiletken yüzeyler kimyasal olarak temizlenirler ve ince bir yalıtkan oksit tabaka yarıiletken yüzey üzerine hazırlanır. Arayüzey yalıtkan tabaka kalınlığı yüzey hazırlama koşullarına bağlıdır ve ideal bir Schottky kontakta 20 Å' dan daha az olmalıdır. Arayüzey yalıtkan tabakalı bir kontakın enerji bant diyagramı Şekil 2.5' de görülmektedir. Şekil 2.5' de görüldüğü gibi fermi seviyesi sistem boyunca aynıdır ve vakum seviyesi arayüzey boyunca süreklidir. Şekil 2.5' de potansiyel arayüzey oksit tabaka boyunca lineer olarak düşer çünkü bu tabaka içinde yük barındırmayan ideal bir yalıtkan olarak kabul edilir. Aynı zamanda yalıtkanın iletim bandının düşük kenarının vakum seviyesinin aşağısına uzandığı farzedilir. Arayüzey yalıtkan tabaka yeterince küçük olduğunda (< 20 Å) bu bölgede, yarıiletkenin tüketim bölgesiyle kıyaslandığında önemsenmeyecek kadar küçük bir potansiyel düşmesi olur. Bu ince tabaka elektron geçirgendir çünkü elektronlar ince tabaka boyunca diğer yönlere tünellenebilir. Bu sonuçlar nedeniyle engel yüksekliği ve kontak potansiyel farkı ince bir arayüzey tabakasının varlığından hemen hemen etkilenmeden kalır. Metal yarıiletken kontaklar arasında ince bir yalıtkan tabakanın varlığı temiz sıkı kontaklardan daha kolay anlaşılmasına ve teorik olarak daha kolay analiz edilmesini sağlar. Yarıiletken metale yalıtkan tabakanın çözülmesi dolayısıyla metal ve yarıiletkenin her biri ayrı ayrı sistemler gibi davranabilir. Özellikle yarıiletken yalıtkan kombinasyonunun bir özelliği olarak arayüzey durumları dikkate alınabilir ve metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonlarına yüzey dipol katkılarından gelen değişimler ihmal edilebilir. Bu basitleştirmeler temiz kontaklar için düşünülemez.



Şekil 2.5. Arayüzey tabakalı bir metal yarıiletken kontağın enerji bant diyagramı

Yüzey durumlarının ve arayüzey tabakasının varlığında metal yarıiletken kontakların genel bir analizi ilk olarak Cowley ve Sze [1-4, 22] tarafından yapıldı. Rhoderick onların iş fonksiyonlarını yeniden gözden geçirdi ve  $\Phi_B$  için Cowley ve Sze' nin elde ettikleri eşitlikleri düz bant engel yüksekliğini verdiği gösterdi. Öyleki bu düz bant engel yüksekliği, Schottky engel kontağa yeterli derecede doğru ön besleme uygulandığında yarıiletkende voltaj düşmesinin sıfıra gittiğini gösterir. Bu şartlar altında tüketim bölgesindeki yük gözden kaybolur ve metal tarafındaki yük yarıiletken tarafındaki arayüzey durumlarındaki yükler tarafından dengelenir. Bu düz bant engel yüksekliği aşağıdaki gibi verilir [22].

$$\begin{aligned}\Phi_B^o &= c_1(\Phi_m - \chi_s) + (1 - c_1)(E_g - \phi_o) \\ &= c_1\Phi_m + c_2\end{aligned}\quad (2.7a)$$

$c_1$  aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$c_1 = \frac{\epsilon_i}{\epsilon_i + q^2 \delta N_{ss}}\quad (2.7b)$$

Burada  $\epsilon_i = \epsilon_r \epsilon_0$  yalıtkan tabakanın permitivitesi,  $\delta$  yalıtkan tabaka kalınlığıdır,  $q$  elektronik yük,  $N_{ss}$  ise arayüzey durum yoğunluğudur. Nötral seviyenin pozisyonu valans band tepesinden ölçülür. Eş. 2.7a' da görüldüğü gibi  $N_{ss}$  sifıra giderken  $c_1$  bire yaklaşır ve  $\Phi_B^o$  Eş. 2.1' deki Schottky limitine ulaşır. Yine  $N_{ss}$  sonsuza giderken,  $\Phi_B^o$  Eş. 2.5' de verilen Bardeen limitine yaklaşır. Benzer analizler metal/p-tipi yarıiletken doğrultucu kontak için aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\Phi_B^o = c_1(E_g - \Phi_m + \chi_s) + (1 - c_1)\varphi_o \quad (2.8)$$

Bir metal yarıiletken sistemde düz bant engel yükseklikleri toplamı  $\Phi_B^o + \Phi_B^o = E_g$  dir. Burada  $\epsilon_i$ ,  $\delta$  ve  $N_{ss}$  parametreleri her iki durumda aynı farzedilir. Bu eşitlik birçok yarıiletkenle yapılan deneysel çalışmalarla desteklenmektedir [22].

Arayüzey oksit tabakada yük bulunduğunda düz bant engel yüksekliği için eşitlik yeniden düzenlenir. n-tipi bir yarıiletken için bu durumu ele alalım. Eğer oksit tabakadaki birim alan başına oksit yükü  $Q_{ox}$  alınırsa Eş. 2.7a aşağıdaki gibi yeniden düzenlenebilir.

$$\Phi_B^o = c_1(\Phi_m - \chi_s) + (1 - c_1)(E_g - \varphi_o) - \frac{c_1 \delta Q_{ox}}{\epsilon_i} \quad (2.9)$$

Oksit yükün etkisi engel yüksekliğininin Eş. 2.7a' da verilen ideal değerini değiştirir.  $Q_{ox}$  pozitif iken Eş. 2.9 Eş. 2.7' den daha düşük bir  $\Phi_B^o$  değeri verir.  $Q_{ox}$  negatifken engel yüksekliği büyür. Oksit yükün varlığı Eş. 2.7a' daki  $c_2$ ' yi değiştirir [22]. Si ve GaAs gibi oldukça yüksek arayüzey yoğunluğuna sahip yarıiletkenler üzerindeki Schottky kontaklar için eğer oksit tabaka  $5 \times 10^{11}$  q/cm<sup>2</sup> den daha az yüke sahipse Eş. 2.9' daki en son terimin  $\Phi_B^o$ ' a katkısı tüm pratik  $\delta$  değerleri için nispeten küçük kalır.

Eş. 2.7' deki düz bant engel yüksekliği  $\Phi_B^o$  yarıiletken içinde elektrik alan yoksa elde edilir. Genel olarak yarıiletken içinde elektrik alana sebep olan bir bant

bükülmesi vardır ve bu engel yüksekliğini tüketim tabakası boyunca voltajın bir fonksiyonu olarak etkiler. Çünkü yarıiletkende sıfır beslemde elektrik alan vardır ve sıfır beslemde engel yüksekliği düz bant engel yüksekliğinden farklıdır.

Engel yüksekliğinin tüketim bölgesindeki elektrik alana bağıllığının birçok sebebi olabilir ama biz bunlardan iki tanesi üzerinde duracağız. Şekil 2.5' deki potansiyel engelini dikkate alırsak yarıiletkende elektrik alanın varlığı arayüzeydeki potansiyel düşmesini değiştirir. Böylece engel yüksekliğide değişir ve elektrik alanın engel yüksekliğini azaltığı görülür [22].

$$\Phi_B = \Phi_B^o - \alpha |E_m| \quad (2.10a)$$

Burada  $E_m$  yarıiletken içindeki doğrudan elektrik alan yoğunluğudur ve  $\alpha$  aşağıdaki gibi verilir.

$$\alpha = \frac{\delta \epsilon_s}{\epsilon_i + q^2 \delta N_{ss}} \quad (2.10b)$$

İyi bir Schottky kontakta arayüzey yalıtkan tabaka kalınlığı  $\delta$ , 20 Å' dan daha azdır ve  $\Phi_B$  ile  $\Phi_B^o$  arasındaki fark tüm doğru beslemlerde ve küçük ters beslem durumlarında önemsizdir.

#### 2.4. Schottky Etkisi

Engel yüksekliğini tüketim tabakasındaki elektrik alana bağlayan diğer bir etki imaj kuvvet engel alçalmasıdır. Bu olaya Schottky etkisi yada Schottky engel alçalması da denilir. Schottky etkisi, bir elektrik alan uygulandığında yük taşıyıcı emisyonu için potansiyel enerjinin düşük olduğunda imaj kuvvet içermesidir. Bu etki arayüzey oksit tabakanın varlığına bağlı değildir ve bir tabaka mevcut değilken meydana gelir. İmaj kuvvet engel alçalması Şekil 2.6 üzerinde anlaşılabilir. İlk olarak metal-vakum sistemi düşünülür. Bir elektron metalden bir  $x$  uzaklığında ise, metal yüzeyinde bir

pozitif yük indükleneyecektir. Elektron ve indüklenmiş pozitif yük arasındaki çekim kuvveti elektrona  $-x$  uzaklıkta yerleşmiş bir pozitif yük arasındaki kuvvete eşit olacaktır. Bu pozitif yük imaj yükü, aradaki çekim kuvveti de imaj kuvveti olarak tarif edilir. İmaj kuvveti aşağıdaki gibi verilir.

$$F_x = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_o(2x)^2} = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_o x^2} \quad (2.11)$$

Burada  $\epsilon_o$  boş uzayın dielektrik sabitidir. Elektron negatif bir potansiyel enerjiye sahiptir. Bu potansiyel enerji engel yüksekliğine eklenmelidir. Bir dış E elektrik alanı uygulandığında toplam potansiyel enerji PE uzaklığın bir fonksiyonu olarak aşağıdaki toplam olarak verilir.

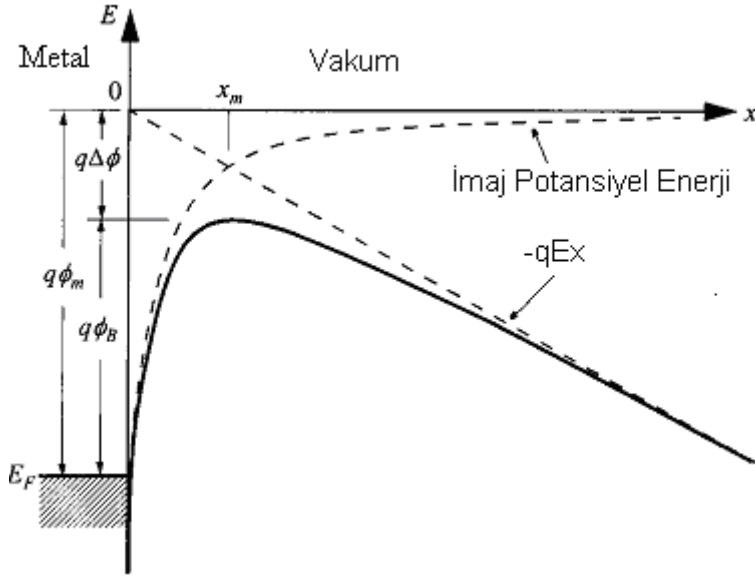
$$PE = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_o x} + qEx \quad (2.12)$$

Schottky engel düşmesi  $\Delta\Phi$  ve bu düşmenin gerçekleştiği uzaklık  $x_m$   $dPE(x)/dx = 0$  şartında

$$x_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_o E}} \quad (2.13)$$

$$\Delta\Phi = \sqrt{\frac{qE}{4\pi\epsilon_o}} = 2Ex_m \quad (2.14)$$

Schottky engel düşmesi yüksek alanlarda oldukça azalır buna paralel olarak akım iletim mekanizmaları da değişir.



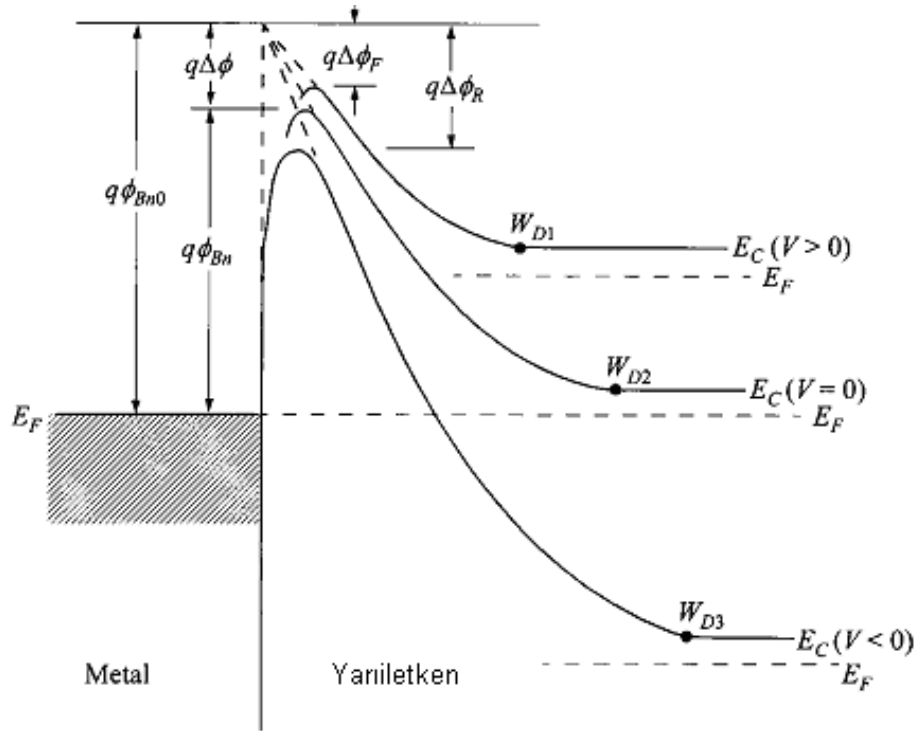
Şekil 2.6. Bir metal yüzeyi ile vakum arasında enerji bant diyagramı

$$\Delta\Phi = \sqrt{\frac{qE_{\max}}{4\pi\epsilon_s}} \quad (2.15)$$

elde edilir. Burada  $\epsilon_s$  değeri yarıiletkenin durgun dielektrik sabitinden farklı olmalıdır. Emisyon süreci boyunca elektronun metal/yarıiletken arayüzeyindeki max engeli geçiş süresi dielektrik gevşeme zamanından daha kısa ise yarıiletken ortası yeterli polarizasyon zamanına sahip olamaz ve durgun permitiviteden daha küçük bir permitivite beklenir. Si için bilinen permitivite değerleri durgun permitivite değerleri ile aynıdır.

Şekil 2.7 farklı voltajlar altında metal/n tipi yarıiletken için Schottky etkisinin genel enerji diyagramını gösterir. Doğru beslem ( $V>0$ ) için, alan ile imaj kuvveti daha küçüktür ve engel yüksekliği sıfır beslem engel yüksekliğinden biraz daha büyüktür. Ters beslemde ise engel yüksekliği biraz daha küçüktür.





Şekil 2.7. Farklı beslemler altında metal/n-tipi yarıiletken kontaklar için Schottky etkisinin genel enerji band diyagramı

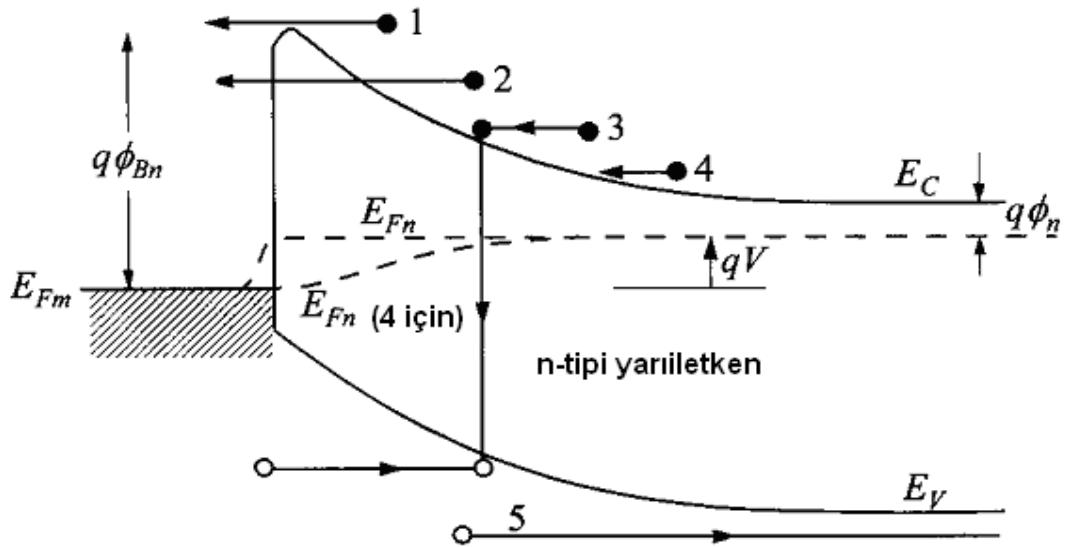
Engelin imaj kuvvet alçalması bir elektron tarafından alan üretilmesi ile sonuçlanır ve yarıiletken iletim band yakınındaki engel tepesinde elektron olmadığında engel alçalması olmayacaktır. Bu nedenle engel yüksekliği engele doğru elektron hareketi gerektirmeyen bir metodla ölçüldüğünde  $\Phi_B$ ' nin gözlenen değeri imaj kuvveti tarafından düşürülmez.

## 2.5. Metal/Yarıiletken (MS) Kontaklarda Akım-İletim Mekanizmaları

Metal-yarıiletken kontaklarda dış gerilim altında akım iletimi; arayüzey durumları, seri direnç, metal ile yarıiletken arasındaki oksit tabaka, gerilimin yönü, sıcaklık, yarıiletkenin tipi gibi faktörlerden oldukça etkilenir. Bu nedenle MS kontakların elektriksel karakteristiklerinin tam olarak anlaşılmasında, hangi durumda hangi akım-iletim mekanizmalarının etkili olduğunu belirlemek büyük önem taşımaktadır. MS ve MIS yapıları kontaklarda başlıca akım-iletim mekanizmaları [1-3, 22];

- ❖ Termiyonik Emisyon Teorisi (TE)
- ❖ Difüzyon Teorisi
- ❖ Termiyonik Emisyon-Difüzyon Teorisi (TED)
- ❖ Kuantum Mekaniksel Tünelleme (Termiyonik Alan Emisyonu (TAE) Alan Emisyonu (AE), Çok katlı tünelleme)
- ❖ Uzay yük bölgesinde rekombinasyon
- ❖ Yüksüz bölgede rekombinasyon
- ❖ Deşik enjeksiyonu
- ❖  $T_0$  etkisi

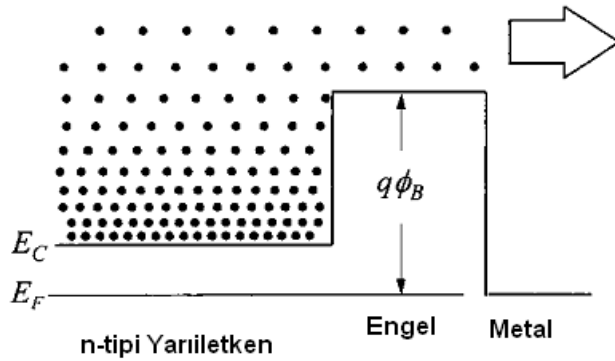
Şekil 2.8' de doğru beslem altında metal/n-tipi yarıiletkende akım iletim mekanizmaları gösterilmiştir. Burada, (1); potansiyel engelin tepesini aşan elektronların iletimi, (2); elektron için kuantum mekaniksel tünelleme, (3); Uzay yük bölgesinde birleşme (yüksek katkılı yarıiletkenler ile çoğu ohmik kontaklar için uygundur), (4 ve 5); sırasıyla elektron ve hollerin difüzyonunu ifade eder.



Şekil 2.8. Metal/n-tipi yarıiletken kontağın farklı akım iletim mekanizmalarının enerji band diyagramı

### 2.5.1. Termiyonik emisyon teorisi (TE)

Bethe' nin MS kontaklarda akımın çoğunluk taşıyıcılar tarafından iletildiğini kabul ederek kurduğu termiyonik emisyon teorisi, Schottky kontaklarda yeterli termal enerjiyi kazanan taşıyıcıların potansiyel engel üzerinden yarıiletkenden metale veya metalden yarıiletkene geçmelerini ifade eder (Şekil 2.9). Sıcak bir yüzeyden elektron yada boşluk salınması termiyonik emisyon olarak bilinir. Bu olay metal/n-tipi yarıiletken yapılarında elektron, metal/p-tipi yarıiletken yapılarında deşikler tarafından sağlanır.



Şekil 2.9. Engel üzerinden elektronların termiyonik emisyonla geçişini gösteren enerji bant diyagramı

Metal tarafı uygulanan gerilimden bağımsızdır ve termal enerjileri nedeniyle metal tarafındaki engeli aşan elektronların oluşturduğu akım yoğunluğu  $J_0$  termiyonik akım yoğunluğudur. Termiyonik emisyon teorisinin varsayımları şunlardır [1-3, 22]:

- ❖ Potansiyel engelinin yüksekliği,  $kT/q$  enerjisinden çok büyüktür.
- ❖ Schottky bölgesinde taşıyıcı çarpışmaları olmamaktadır. Yani taşıyıcıların ortalama serbest yolları Schottky bölgesinin kalınlığından daha fazladır.
- ❖ Görüntü (hayali) kuvvetlerin etkisi ihmal edilmektedir.

Bu varsayımlar kullanılarak akım yoğunluğu ifadesi düzenlenir. Burada akım akışı engelin şeklinden bağımsız olup akım engel yüksekliğinin sadece büyüklüğüne bağlıdır. Yarıiletkenden metale akım yoğunluğu ifadesi  $J_{y \rightarrow m}$

$$J_{y \rightarrow m} = \int_{E_F + q\Phi_B}^{\infty} qv_x dn \quad (2.16)$$

şeklinde ifade edilir. Burada  $v_x$  x yönelimindeki taşıyıcı hızı ve  $E_F + q\Phi_B$  metale termioyonik emisyon için gerekli olan minimum enerjidir.  $J_{y \rightarrow m}$  denklemde de görüldüğü gibi potansiyel engelini geçebilmek için yeterli termal enerjiye sahip elektronların konsantrasyonuna ve bu elektronların hızlarına bağlıdır. Küçük bir enerji aralığındaki elektron yoğunluğu  $dn$ ,

$$dn = N(E)f(E)d(E) = \left[ \frac{4\pi(2m^*)^{3/2}}{h^3} \right] \sqrt{E - E_C} \exp\left[ \frac{-(E - E_C + qV_n)}{kT} \right] dE \quad (2.17)$$

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

$$E - E_C = \frac{1}{2} m^* v^2 \quad (2.18)$$

yazılabilir. Eş. 2.18 kullanılarak  $dE$  ve  $\sqrt{E - E_C}$  elde edilir.

$$dE = m^* v dv \quad (2.19)$$

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

Eş. 2.18, 2.19 ve 2.20 Eş. 2.17' de yerine konularak

$$dn = 2 \left( \frac{m^*{}^3}{h^3} \right) \exp\left(\frac{-qV_n}{kT}\right) \exp\left(\frac{-m^*v^2}{2kT}\right) 4\pi v^2 dv \quad (2.21)$$

elde edilir. Eş. 2.21, bütün yönlerde birim hacim başına hızları  $v$ - $(v+dv)$  arasında değişen elektronların sayısıdır. Eş. 2.21 Eş. 2.16' da yerine yazılır ve gerekli düzenlemeler yapılırsa [1-3]

$$J_{y \rightarrow m} = \left( \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left(\frac{-qV_n}{kT}\right) \exp\left(\frac{-m^* v_{ox}^2}{2kT}\right) \quad (2.22)$$

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

$$\frac{1}{2} m^* v_{ox}^2 = q(V_d - V) \quad (2.23)$$

şeklindedir. Eş. 2.23, Eş. 2.22 yerine koyulduğunda akım yoğunluğu

$$J_{y \rightarrow m} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (2.24)$$

elde edilir. Burada  $A^*$  Richardson sabitidir ve

$$A^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \quad (2.25)$$

şeklinde ifade edilir. Metal yarıiletken doğru beslemde iken engel yüksekliği azalacağından akım yoğunluğu uygulanan voltajla exponansiyel olarak artacaktır. Metalden yarıiletkene giden elektronlar için engel yüksekliği uygulanan voltajla değişmediğinden akım uygulanan voltajdan bağımsızdır. Böylece Termal denge

durumunda, yarıiletkenen metale ve metalden yarıiletkene doğru olan akım yoğunlukları eşit olur ve toplam akım yoğunluğu ifadesi  $J_n = J_{y \rightarrow m} + J_{m \rightarrow y}$  iki akım yoğunluğunun toplamı olur. Burada metalden yarıiletkene toplam akım yoğunluğu

$$J_{m \rightarrow y}$$

$$J_{m \rightarrow y} = -A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.26)$$

dir ve toplam akım yoğunluğu Eş. 2.26 ile Eş. 2.24 kullanılarak

$$J_n = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{Bn}}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.27)$$

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

$$J_n = J_o \left[ \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.28)$$

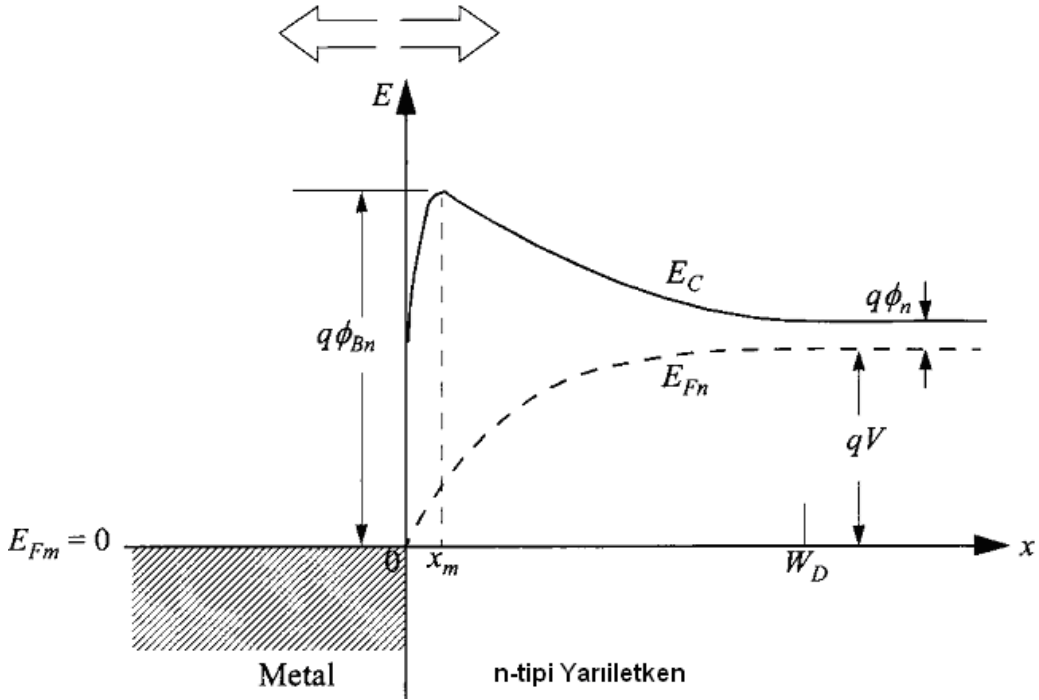
yazılabilir.

### 2.5.2. Termiyonik emisyon-difüzyon teorisi (TED)

Crowell ve Sze, MS kontaklarda akım iletim mekanizmalarını açıklayan Schottky' nin difüzyon teorisi ile Bethe' nin termiyonik emisyon teorisini (TE), tek bir termiyonik emisyon difüzyon (TED) modelinde birleştirmişlerdir. Bu model metal-yarıiletken arayüzeyi yakınında tanımlanan termiyonik rekombinasyon hızının ( $V_r$ ) sınır şartlarından yararlanılarak elde edilmiştir [1-4].

Bu teoremde taşıyıcı difüzyonunun, difüzyonun gerçekleştiği bölgedeki engelin şekline bağlı olması dolayısıyla Schottky etkisini de içeren bir elektron potansiyel

enerjisi ( $E_C(x)$ ) ele alınır. Burada engelin yeterince geniş olduğu bölge dikkate alınır ve metal yüzeyi ile  $x=W_D$  arasındaki yük yoğunluğu aslında iyonize olmuş donorlardan oluşur. Şekil 2.10' da görüldüğü gibi metal ve bulk yarıiletken arasında bir voltaj uygulanması metale doğru bir elektron akışına sebep olur.



Şekil 2.10. Metal/n-tipi yarıiletken için Schottky etkisinin de dikkate alındığı enerji band diyagramı

Akım yoğunluğu  $x_m$  ve  $W_D$  arasındaki bölge boyunca

$$J = n\mu_n \frac{dE_{Fn}}{dx} \quad (2.29)$$

şeklinde ifade edilir. Burada  $E_{Fn}$  fermi enerjisine benzer bir enerji seviyesidir, n ise bir x noktasındaki elektron yoğunluğudur.

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_{Fn}}{kT}\right) \quad (2.30)$$

$x_m$  ve  $W_D$  arasındaki bölgenin izotermal ve elektron sıcaklığının örgü sıcaklığına eşit olduğu kabul edilir [1-3, 22].

Engelin  $x_m$  ve arayüzey ( $x=0$ ) arasında kalan bölgesi elektronlar için kuyu işlevi görürse, potansiyel enerjinin maksimum olduğu  $x_m$ ' de rekombinasyon hızına bağlı akım yoğunluğu tanımlanabilir.

$$J = q(n_m - n_o)v_R \quad (2.31)$$

Burada  $n_m$  akım akışı olduğunda  $x_m$  deki elektron yoğunluğudur ve

$$n_m = N_C \exp\left[\frac{E_{Fn}(x_m) - E_C(x_m)}{kT}\right] = N_C \exp\left[\frac{E_{Fn}(x_m) - q\Phi_{Bn}}{kT}\right] \quad (2.32)$$

şeklinde ifade edilir.  $n_o$  ise potansiyel enerji maksimumunun büyüklük ve pozisyonu değişmeksizin ( $E_{Fn}(x_m)=E_{Fn}$ ) dengeye ulaşıldığında  $x_m$ ' de meydana gelen bir denge elektron yoğunluğudur ve aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$n_o = N_C \exp\left[-\frac{q\Phi_{Bn}}{kT}\right] \quad (2.33)$$

Bir sınır şartı olarak  $E_{Fn}=0$  referans alınırsa

$$E_{Fn}(W_D) = qV \quad (2.34)$$

elde edilir. Eş. 2.29 ve 2.30' ten  $n$  yok edilir ve  $E_{Fn}$  için son eşitlik  $x_m$  ve  $W_D$  arasında integre edilerek



$$\exp\left[\frac{E_{Fn}(x_m)}{kT}\right] - \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) = \frac{-J}{\mu_n N_C kT} \int_{x_m}^{w_D} \exp\left(\frac{E_C}{kT}\right) dx \quad (2.35)$$

elde edilir. Eş. 2.31 ve 2.35 kullanılarak  $E_{Fn}(x_m)$  çözülebilir.

$$\exp\left[\frac{E_{Fn}(x_m)}{kT}\right] = \frac{v_D \exp(qV/kT) + v_R}{v_D + v_R} \quad (2.36)$$

Burada  $v_D$ , elektronların tüketim tabakasının kenarından potansiyel enerjinin maksimum olduğu  $x_m$ ' e taşınması ile ilişkili etkin difüzyon hızıdır ve

$$v_D \equiv D_n \exp\left(\frac{q\Phi_{Bn}}{kT}\right) / \int_{x_m}^{w_D} \exp\left[\frac{E_C}{kT}\right] dx \quad (2.37)$$

ile verilir. Sonuç olarak termiyonik-emisyon-difüzyon (TED) teori için akım yoğunluğu

$$J_{TED} \equiv \frac{qN_C v_R}{1 + (v_R/v_D)} \exp\left(-\frac{q\Phi_{Bn}}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.38)$$

olur.

Eşitlik  $v_R$  ve  $v_D$ 'nin bağıl değerleri tanımlanabilir.  $v_D$  Dawson integrali olarak değerlendirilebilir ve tüketim bölgesinde  $v_D \approx \mu_n E_m$  değerine yaklaştırılabilir. Eğer elektron dağılımı Maxwellian ise ( $x \geq x_m$ ) ve elektronlar metalden geri dönmüyorsa akım yoğunluğu  $q n_0 v_R$  ile ilişkili olur. Böylece yarıiletken termiyonik bir emiter (salıcı) gibi davranır ve  $v_R$  termal hız aşağıdaki gibi verilir.

$$v_R \equiv \int_0^{\infty} v_x \exp\left(\frac{-m^* v_x^2}{2kT}\right) dv_x / \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-m^* v_x^2}{2kT}\right) dv_x = \sqrt{\frac{kT}{2m^* \pi}} = \frac{A^* T^2}{qN_C} \quad (2.39)$$

Burada  $A^*$  ( $= 4\pi qm^*k^2/h^3$ ) Richardson sabitidir. Eş. 2.38' de  $v_D \gg v_R$  iken ilk üstel terim baskın olur ve buna paralel olarak akım yoğunluğu değeri termiyonik emisyon akım yoğunluğuna eşit olur. Yine  $v_D \ll v_R$  iken difüzyon modeli geçerli olmaya başlar.

Birçok durumda taşıyıcıların bir kısmı potansiyel enerji maksimumundan optik fonon geri saçılmalarına bir kısmı da kuantum mekanik yansımalara uğradığından akımın değeri azalır [1-3]. Termiyonik emisyon-difüzyon teorisine göre elektronların metal yarıiletken arayüzeyinde optik fononlarla etkileşmeksizin potansiyel engel üzerinden salınma olasılığı ve ortalama iletim katsayısı değerleri göz önüne alınarak  $A^*$  Richardson sabiti yerine etkin Richardson sabiti  $A^{**}$  kullanılır.

$$J = J_0 \left( \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \quad (2.40)$$

ile verilir. Burada  $J_0$  doyma akım yoğunluğudur ve

$$J_0 = A^{**} T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.41)$$

şeklinde ifade edilir.  $A^{**}$ , etkin Richardson sabiti  $\beta$  engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişim katsayısı olmak üzere,

$$A^{**} = A^* \exp\left(\frac{\beta}{kT}\right) \quad (2.42)$$

ile verilir.

## 2.6. Schottky Diyotlarda Doğru Beslem I-V Karakteristikleri

Schottky diyotlarda doğru beslem gerilimi çok yüksek olmadığı sürece akım-iletimi termiyonik emisyon teorisine göre olur ve akım -gerilim ilişkisi [1-3],

$$I = I_o \left[ \exp\left(\frac{qV_D}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.43)$$

şeklindedir. Burada  $V_D$  engel tabakası boyunca gerilim düşmesidir. Pratikte Schottky diyotların, doğru beslem I-V karakteristikleri ideal durumdan bazı sapmalar gösterebilir. Yani saf termiyonik emisyon teorisinde boyutsuz olan idealite faktörü birden büyük olabilir. Bu nedenle Eş. (2.43)' deki akım yoğunluğu ifadesi,

$$I = I_o \left[ \exp\left(\frac{qV_D}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.44)$$

şeklini alır. Burada  $\exp(qV/nkT) \gg 1$  durumu göz önüne alınır ve diyoda uygulanan  $V$  geriliminin bir kısmı diyoda bağlı seri direnç üzerine düşeceğinden ( $IR_s$ ) ilavesiyle,

$$I = AA_n^{**} T^2 \exp\left(\frac{q\Phi_{Bn}}{kT}\right) \exp\left[\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right] \quad (2.45)$$

şeklinde yeniden düzenlenebilir. Burada  $V_D = V - IR_s$ ' dir,  $V$  ise uygulanan dış gerilimdir.

MS ve MIS kontaklarda elektriksel karakteristiklerin idealden sapma nedenlerinden biride seri direnç etkisidir. Son zamanlarda yüksek seri direnç ve idealite faktörüne sahip Schottky kontaklarda; seri direnç ( $R_s$ ), idealite faktörü ( $n$ ) ve engel yüksekliği ( $q\Phi_{Bn}$ ) gibi temel diyot parametrelerini tayin etmek amacıyla yeni yöntemler geliştirilmiştir [8-9]. Bunlardan ilki Norde tarafından,  $n=1$  durumu için seri direnç ve

engel yüksekliğinin, tanımlanan bir  $F(V)$  fonksiyonu yardımıyla elde edilmesidir [9]. Bu yöntem, seri direnç ve engel yüksekliğinin, sıcaklıkla değişmediği durumlara uygulandığı için sadece bir sıcaklıkta I-V eğrisine ihtiyaç vardır. Daha sonra Sato ve Yasamura, Norde tarafından sunulan yöntemi geliştirerek, idealite faktörünün 1' den büyük olduğu ( $1 < n < 2$ ) durumda  $n$ ,  $R_s$  ve  $\Phi_B$  değerlerinin hesaplanabileceğini gösterdiler [6]. Bu yöntem  $n$ ,  $R_s$  ve  $\Phi_B$ ' nin sıcaklık ile değiştiği durumlarda uygulanabileceğinden en az iki farklı sıcaklıktaki I-V eğrisine ihtiyaç vardır. Benzer yöntemler Aurbuy ve McLean tarafından da geliştirilmiştir. K.E. Bohlin ise Norde fonksiyonunu daha da geliştirerek Shottky diyotun I-V ölçümünden elde edilen  $n$  değerinin  $1 < n < \gamma$  ( $\gamma$  keyfi bir sayı) olması durumunda  $R_s$  ve  $\Phi_B$ ' nin belirlenmesini mümkün kılacak Norde fonksiyonun düzenlenmiş bir modelini ileri sürdü [25, 26]. Cheung;  $F(V)$  fonksiyonun minimumunu tanımlamada karşılaşılan dezavantajlar nedeniyle  $F(V)$ ' nin minimum noktasının tanımlama işlevini katmayarak akım-voltaj karakteristiklerinden türetilen iki fonksiyonla ( $dV/d\ln(I)-I$ ,  $H(I)-I$ ) diyotun temel parametrelerinin ( $n$ ,  $\Phi_B$ ,  $R_s$ ) hesaplanabileceğini gösterdi [8]. Eş. 2.45' un logaritması alınıp gerekli düzenlemeler yapılırsa,

$$V = R_s I + n\Phi_{Bn} + \left(\frac{n}{\beta}\right) \ln\left(\frac{I}{AA_n^{**}T^2}\right) \quad (2.46)$$

elde edilir. Burada  $\beta = q/kT$ ,  $A$  diyodun etkin alanıdır. Bu son denklemin  $\ln I$ ' ya göre diferansiyeli alınırsa

$$\frac{dV}{d\ln I} = RI + \left(\frac{nkT}{q}\right) \quad (2.47)$$

elde edilir.  $dV/d(\ln I)$ 'nin  $I$  ya göre grafiği bir doğrudur. Doğrunun eğiminden  $R_s$  seri direnci, doğrunun  $dV/d(\ln I)$  eksenini kestiği noktadan ise idealite faktörü ( $n$ ) bulunabilir. Eş. 2.46' daki ( $R_s I + n\Phi_{Bn}$ ) ifadesine  $H(I)$  denilirse,

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{q}\right) \ln\left(\frac{I}{AA_n^{**}T^2}\right) \quad (2.48)$$

şeklinde yazılabilir. Eş. 2.47 ve Eş. 2.48 birlikte düşünülürse

$$H(I) = R_s I + n\Phi_{Bn} \quad (2.49)$$

elde edilir.  $H(I)$ ' nin  $I$ ' ya göre grafiği bir doğru olur. Bu doğrunun eğiminden  $R_s$  ve doğrunun  $H(I)$  eksenini kestiği noktadan da  $q\Phi_{Bn}$  engel yüksekliği bulunur.

## 2.7. Schottky Diyotlarda C-V Karakteristikleri

Metal yarıiletken doğrultucu kontaklarda yük taşıyıcılarının metal-yarıiletken arayüzeyindeki dağılımı sonucu yüksek dirençli bir tüketim tabakası oluşur. Tüketim tabakası genişliği ( $W_D$ ) uygulanan dış gerilimle değişir. Bu tür bir MS kontak bir kondansatöre benzer ve ara bölgede bir kapasite oluşur. Bu ara bölgede sınır şartları kullanılarak ve Poisson denklemi çözülerek ara bölgede engel yüksekliği ve kapasite bulunabilir. Doğrultucu bir metal yarıiletken kontakta kolaylık açısından akımın bir doğrultuda geçtiği varsayılarak potansiyel dağılımı,

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = -\frac{q}{\epsilon_s} [N_D + p(x) - n(x)] \quad (2.50)$$

şeklinde ifade edilir [22]. Burada  $N_D$  donör konsantrasyonu,  $n(x)$  ve  $p(x)$  yarıiletkendeki herhangi bir  $x$  noktasında sırasıyla elektron ve deşik konsantrasyonlarıdır. Tüm donörlerin iyonize olduğu kabul edilir. Uzay yük bölgesi kenarında yarıiletkenin nötr bulk bölgesinde potansiyel sıfır alınarak

$$n(x) = n_o \exp[q\Phi(x)/kT] \quad (2.51)$$

$$p(x) = p_o \exp[-q\Phi(x)/kT] \quad (2.52)$$

Burada  $n_o$  ve  $p_o$  yarıiletkenin nötral bölgesinde dengedeki elektron ve deşik konsantrasyonlarıdır. Buradan Poisson denkleminin sınırlardaki potansiyel dağılımı bulunur.

$$0 < x < W \quad \frac{d^2\Phi(x)}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon_s} N_D \quad (2.53)$$

$$x > W \quad 0 \quad (2.54)$$

Burada  $x=W$  ve  $\frac{d\Phi}{dx} = 0$  ' da diğ er bir sınır şartıdır ve bu şartlar altında tüketim bölgesindeki elektrik alan aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$E(x) = -\frac{d\Phi(x)}{dx} = E_m \left(1 - \frac{x}{W}\right) \quad (2.55)$$

Burada  $E_m$   $x=0$  ' daki maksimum elektrik alandır ve

$$E_m = -\frac{qN_D}{\epsilon_s} W \text{ ' dir ve } E(x) = \frac{qN_D}{\epsilon_s} (x - W)$$

şeklinde ifade edilir. Bu sınır şartları altında

$$\Phi(x) = -\frac{qN_D}{2\epsilon_s} W^2 \left(1 - \frac{x}{W}\right)^2 \quad (2.56)$$

metal/n-tipi yarıiletken kontağın potansiyeli elde edilir. Potansiyel tüketim bölgesinden olan uzaklıkla parabolik olarak değışir ve maksimum bir değere  $\Phi(0)=V_D$  sahiptir.

$$V_D = (V_i - V) = -\frac{qN_D}{2\epsilon_s} W^2 \quad (2.57)$$

Burada V dışardan uygulanan voltajdır. Doğru beslem için  $V=V_F$  ve ters beslem için  $V=-V_R$  olur. Yukarıdaki eşitlikteki (-) işareti potansiyelin  $x=W$ ' daki değerine uygun olarak  $x=0$ ' da negatiftir. Yine yukarıdaki eşitlik kullanılarak tüketim tabakasının genişliği

$$W_D = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_D} |V_i - V|} \quad (2.58)$$

elde edilir. Tüketim tabakası yaklaşımında elektron ve deşik konsantrasyonları donör konsantrasyonu ile karşılaştırılarak ihmal edilmiştir.

Uygulanan ters gerilimin bir foksiyonu olarak diyot kapasitansı ölçülebilir. Ters gerilim altındaki bir diyoda birkaç milivolt büyüklüğünde küçük bir ac sinyal uygulandığında tüketim bölgesinin kapasitansı A diyot alanı olmak üzere aşağıdaki şekilde verilir.

$$C = A \left[ \frac{\epsilon_s q N_D}{2(V_i + V_R - kT/q)} \right] \quad (2.59)$$

Bu eşitlikte diyodun bir yalıtkan tabakaya sahip olmadığı kabul edilir ve n-tipi yarıiletken düzgün bir katkı konsantrasyonuna sahiptir. Eş.2.59' e göre  $1/C^2 - V_R$  eğrisi lineerdir ve eğim  $2/A^2 \epsilon_s q N_D$ , kesme voltajı  $V_o = (V_i - kT/q)$  olur. Bu eğimden katkı konsantrasyonu elde edilir çünkü  $qV_i = (\Phi_B - \Phi_n)$  aşağıdaki gibidir.

$$\Phi_B = (qV_o + \Phi_n + kT) \quad (2.60)$$

Buradaki  $kT$  faktörü çoğunluk taşıyıcı konsantrasyonundan gelen katkıdır ve eşitlik imaj kuvvet alçalması içermez.

## 2.8. Gaussian engel dağılımı $P(\Phi_B)$

Homojen olmayan Schottky diyotlarda engel yüksekliğinin uzaysal dağılımı temelde Gaussian dağılım fonksiyonları ile tanımlanır [27]. Schottky kontakların metal-yarıiletken band bükülmesinin ( $V_d$ ) uzaysal dağılımı, ( $\sigma_s$ ) standart sapmaya sahip bir Gaussian dağılım fonksiyonu  $P(V_d)$  ile aşağıdaki şekilde verilir.

$$P(V_d) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\bar{V}_d - V_d)^2}{2\sigma_s^2}} \quad (2.61)$$

Burada Schottky engeli

$$\Phi_B = V_d + E_F + U \quad (2.62)$$

şeklinde ifade edilir ve Schottky engelinin ortalama değeri  $\bar{\Phi}_B$  etrafındaki bir engel dağılımı ile arayüzey düzlemi arasındaki konuma bağlıdır.

$$P(\Phi_B) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\bar{\Phi}_B - \Phi_B)^2}{2\sigma_s^2}} \quad (2.63)$$

Engel dağılımları normalize fonksiyonlardır ve

$$\int_{-\infty}^{\infty} P(V_d) dV_d = \int_{-\infty}^{\infty} P(\Phi_B) d\Phi_B = 1 \quad (2.64)$$

şeklinde ifade edilebilirler.



### 2.8.1. Sıcaklığa bağlı potansiyel engel yüksekliği

Potansiyel değişim modeline göre SEY' nin sıcaklığa bağlı değişimi için Eş. 2.66 kullanılır [28]. Her sıcaklık değeri için sıfır beslemde I-V eğrilerinin fit edilmesiyle bulunan  $I_0$  doyum akımlarından hesaplanan potansiyel engel yüksekliği - 1/T grafiği lineer bir eğri verir. Bu eğrinin eğimi bize  $q\sigma^2 / 2k$  verir ve bu değerden standart sapma  $\sigma_s$  elde edilir. Bu lineer eğrinin potansiyel engel yüksekliğini kestiği nokta ise bize ortalama potansiyel engel yüksekliğini ( $\bar{\Phi}_B$ ) verir. Standart sapmanın ( $\sigma_s$ ) sıcaklığa bağlı ifadesi [28];

$$\sigma_s^2(T) = \sigma_s^2(T=0) + \alpha_\sigma T \quad (2.65)$$

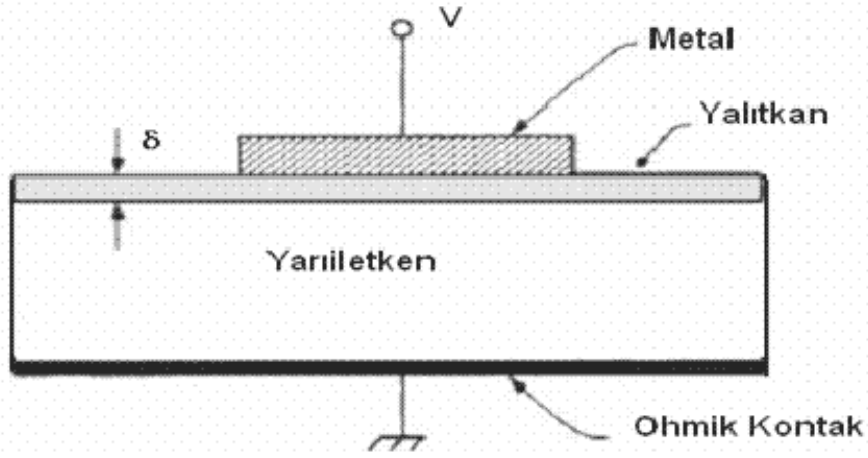
şeklinde verilir. Burada  $\alpha_\sigma$  standart sapma için negatif sıcaklık katsayısıdır. Aynı zamanda ortalama Schottky engel yüksekliği ( $\bar{\Phi}_B$ )' nin sıcaklığa bağlı değişimide yaklaşık olarak lineer bir eğri verir ve

$$\bar{\Phi}_B(T) = \bar{\Phi}_B(T=0) + \alpha_\Phi T \quad (2.66)$$

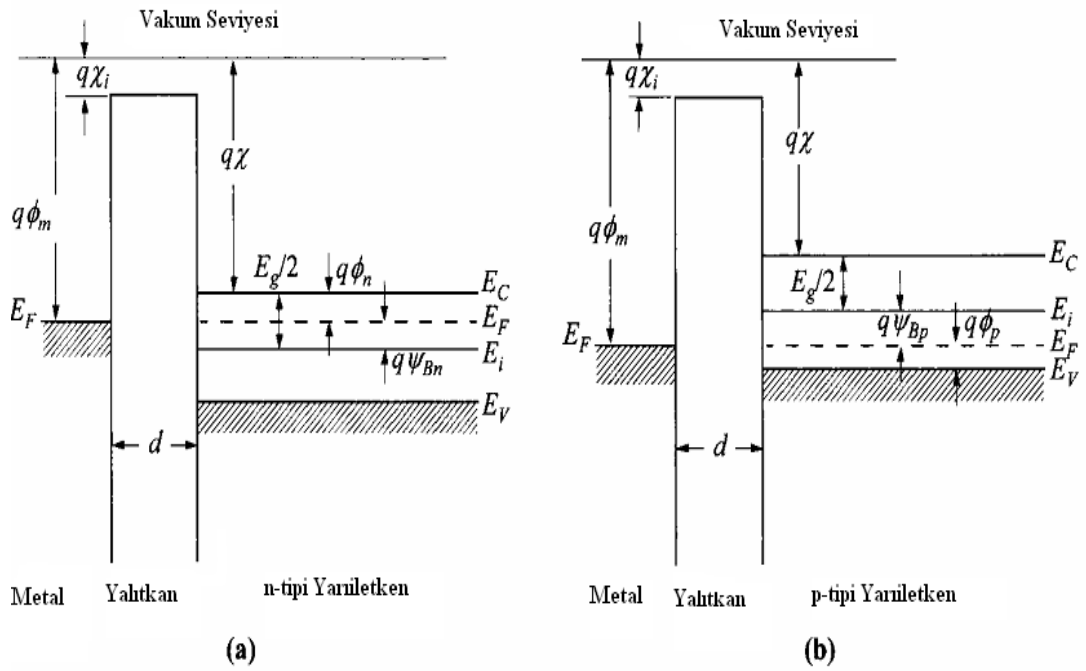
şeklinde yazılabilir. Burada  $\alpha_\Phi$  engel yüksekliği için negatif sıcaklık katsayısıdır.

### 2.9. İdeal Metal-Yalıtkan-Yarıiletken Yapılar

MIS kontaklarda Şekil 2.11' de görüldüğü gibi metal-yarıiletken arasında  $\delta$  kalınlıklı bir yalıtkan tabaka vardır. Bu yalıtkan tabaka kendiliğinden oluşabildiği gibi çeşitli yöntemlerle de oluşturulabilir. İdeal bir MIS kontakın voltaj uygulanmadan önceki enerji band diyagramı n-tipi ve p-tipi yarıiletkenler için Şekil 2.12' de verilmektedir.



Şekil 2.11. Metal/Yalıtkan/Yarıiletken (MIS) Yapısı



Şekil 2.12. Denge durumunda ideal bir MIS yapının enerji bant diyagramı a) n-tipi yarıiletken b) p-tipi yarıiletken

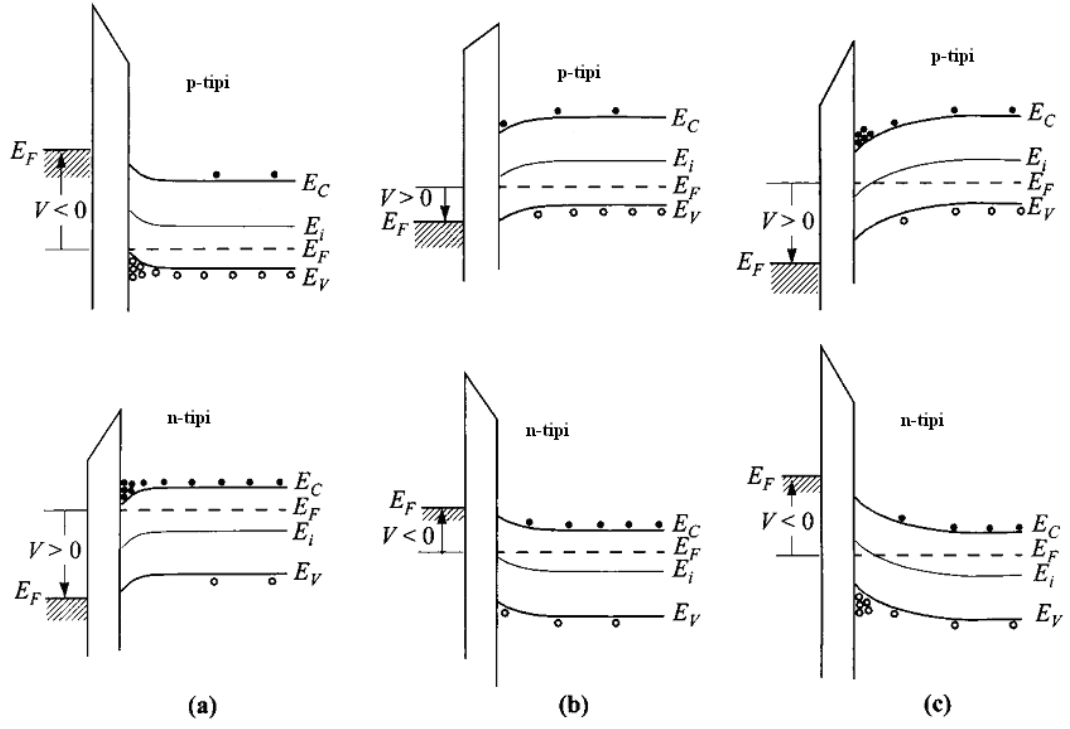
Böylece denge durumunda metalin iş fonksiyonu  $\Phi_m$  ile yarıiletkenin iş fonksiyonu  $\Phi_s$  arasındaki farkın sıfır ( $\Phi_{ms}=0$ ) olduğu kabul edilir [2] ve

$$\Phi_{ms} = \Phi_m - \left( \chi + \frac{E_g}{2q} - \Psi_{Bn} \right) = 0 \quad (\text{n-tipi yarıiletken}) \quad (2.67a)$$

$$\Phi_{ms} = \Phi_m - \left( \chi + \frac{E_g}{2q} + \Psi_{Bp} \right) = 0 \quad (\text{p-tipi yarıiletken}) \quad (2.67b)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada  $\Psi_{Bn}, \Psi_{Bp}$  fermi potansiyelleridir. Yani burada sıfır beslem ve düz bant durumu mevcuttur.

İdeal bir MIS kapasitor negatif veya pozitif voltajlarla beslendiğinde yarıiletken yüzeyinde temelde üç durum oluşabilir. Bu durumlar Şekil 2.13' de üst tarafta p-tipi yarıiletken için, alt kısımda n-tipi yarıiletken için verilmiştir. Metal kısma negatif bir voltaj ( $V < 0$ ) uygulandığında valans band kenarı  $E_V$  yüzey yakınlarında yukarı doğru bükülür ve fermi seviyesine dah yakın olur. İdeal bir MIS kapasitörde yapı içinde akım akışı olmaz böylece yarıiletkende fermi seviyesi sabit olur. Çünkü taşıyıcı yoğunluğu  $E_F - E_V$  enerji farkına exponansiyel olarak bağlıdır. Bu band bükülmesi çoğunluk taşıyıcıların (deşiklerin) yarıiletken yüzeyinde birikmesine sebep olur. Bu yığılma (accumulation) durumudur. Küçük bir pozitif voltaj ( $V > 0$ ) uygulandığında bantlar aşağı doğru bükülür ve çoğunluk taşıyıcılar tükenir. Bu tüketim (depletion) durumudur. Daha büyük bir pozitif voltaj ( $V \gg 0$ ) uygulandığında band bükülmesi daha da aşağıda olur böylece yüzeyde saf durumdaki enerji seviyesi  $E_i$  fermi enerji seviyesinin aşağısında olur. Bu durumda yüzeydeki elektron sayısı (azınlık taşıyıcılar)deşiklerden daha fazladır. Böylece yüzeyde durum tersine dönmüş olur ve bu terlenim (inversion) durumudur. Benzer durumlar n-tipi yarıiletken içinde açıklanabilir. n-tipi yarıiletken için voltajın polaritesi değiştirilmelidir.

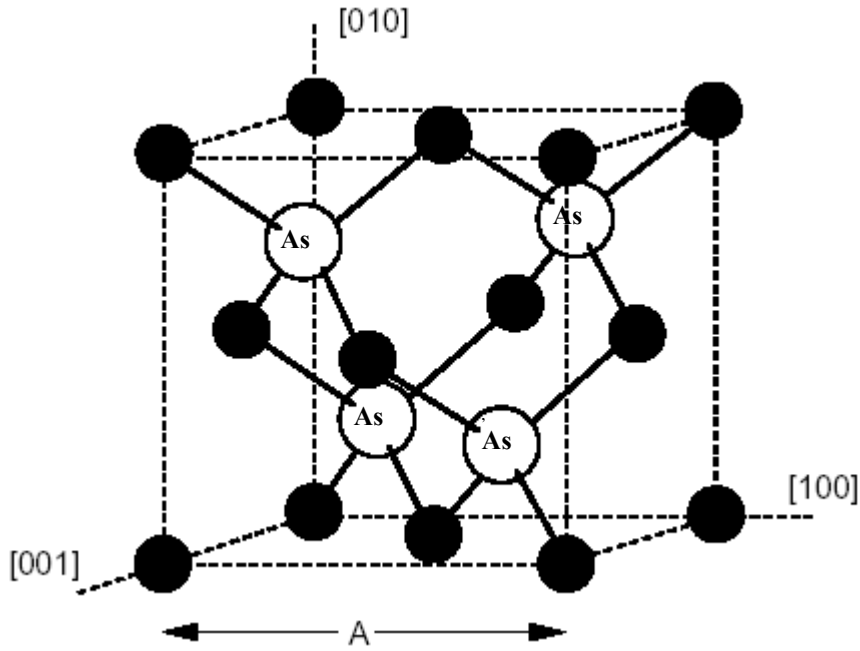


Şekil 2.13. Farklı voltajlar altında ideal bir MIS yapının enerji band diyagramı a) yığılma b) tüketim c) terslenim

### 3. DENEYSEL YÖNTEM

#### 3.1. MS Yapımında Kullanılan GaAs Kristalinin Temel Fiziksel Özellikleri

Galyum-arsenik (GaAs) galyum (Ga) ve arsenik (As) elementlerinden oluşmuş III-V grubu bir bileşik yarıiletkenidir. GaAs Zincblende örgü yapısında kübik bir kristaldir. Bir GaAs kristal yapısının birim hücresi Şekil 3.1’ de gösterilmiştir. Burada siyah noktalar Ga atomlarını, beyaz noktalar ise As atomlarını göstermektedir. Kristal yapının örgü sabiti  $a$  olmak üzere; Ga atomları yüzey merkezli kübik örgü (fcc) şeklinde yerleşmiş olup, As atomları ise alt ve üstteki çapraz köşelerden karşılıklı olarak Ga atomlarından  $a/4$  uzaklıkta merkeze yönelmiş olarak yerleşmişlerdir. Her bir As atomu kendine en yakın dört Ga atomuyla bağ yapmıştır.



Şekil 3.1. GaAs kristalinin birim hücresi

GaAs; mikrodalga frekanslı entegre devrelerde, kızılötesi LED’lerde, lazer diyotlarda, güneş pillerinde ve diğer birçok uygulamada kullanılan önemli bir yarıiletkenidir. GaAs, silikona (Si) göre daha kaliteli elektronik özelliklere sahip bir

yariletken malzeme olup, 250 GHz'in üzerinde bile çalışabilen transistörler yapılmasını sağlayan doygun elektron hızı ve daha yüksek elektron mobilitesine sahiptir. Ayrıca yüksek frekanslarda GaAs malzemeli cihazlar silikonlu cihazlara göre daha az gürültü üretirler. Yine daha yüksek kırılma (breakdown) voltajları dolayısıyla silikona göre daha yüksek voltajlarda çalıştırılabilirler. Dolayısıyla GaAs devreleri özellikle mobil telefonlar, uydu iletişimleri, noktadan-noktaya mikrodalga bağlantıları ve bazı radar sistemleri için özellikle tercih edilirler. Buna ilaveten mikrodalga üretici olarak GaAs diyotlar kullanılır. GaAs'ın, dolaylı (indirect) bant aralıklı silikona göre diğer bir avantajı ise doğrudan (direct) bant aralığına sahip olmasıdır ki bu da GaAs'ın ışık yayıcı (LED veya LASER) olarak verimli bir şekilde kullanılması anlamına gelir. Saf bir Galyum-arsenik (GaAs) kristalinin oda sıcaklığında (300 K) bazı temel fiziksel özellikleri Çizelge 3.1'de verilmiştir [29].

Çizelge 3.1. Galyum-arsenik (GaAs) yarıiletkeninin oda sıcaklığındaki (300 K) temel bazı fiziksel özellikleri

Atom ağırlığı (g/mol)	144,63
Atom/cm <sup>3</sup>	4,42 x 10 <sup>22</sup>
Kristal yapısı	Zinc Blende
Örgü sabiti (Å)	5,65
Yoğunluğu (g/cm <sup>3</sup> )	5,32
Öz direnci (Ohm.cm)	1,0 x 10 <sup>8</sup>
Dielektrik sabiti (statik-yüksek frekans)	12,9-10,89
İletkenlik bandındaki durumların yoğunluğu N <sub>c</sub> (cm <sup>-3</sup> )	4,7 x 10 <sup>17</sup>
Valans bandındaki durumların yoğunluğu N <sub>v</sub> (cm <sup>-3</sup> )	7,0 x 10 <sup>18</sup>
Elektronların etkin kütlesi, (m <sub>e</sub> ) m*/m <sub>o</sub>	0,063
Deşiklerin etkin kütlesi, (m <sub>h</sub> ) m*/m <sub>o</sub>	0,51
Elektron yakınlığı, $\chi$ (eV)	4,07
Yasak enerji aralığı (eV)	1,424
Hareketliliği (cm <sup>2</sup> /V.s) (Elektron için)	8500
Hareketliliği (cm <sup>2</sup> /V.s) (Deşik için)	400 (deşik için)
Hareketliliği (cm <sup>2</sup> /V.s) (Deşik için)	400

### 3.2. MS Schottky Diyotların Hazırlanması

Au/n-GaAs Schottky diyotlar hazırlanırken yarı iletken olarak, 2" (=5.08 cm) çaplı, 500 µm kalınlıklı,  $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  taşıyıcı yoğunluğuna sahip, (100) yönelimli n-tipi GaAs kullanılmıştır. GaAs kristalinin kimyasal olarak temizlenmesinde aşağıdaki sıra takip edilmiştir.

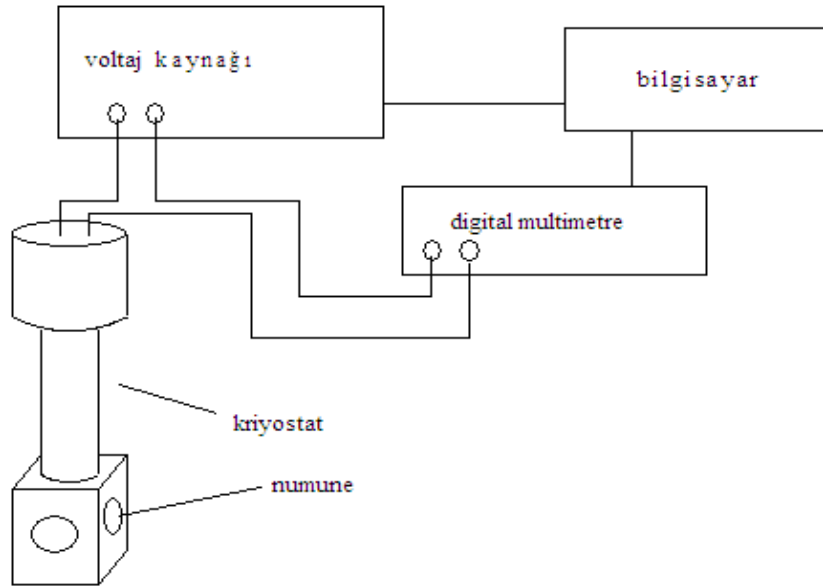
1. Trikloretilende ultrasonik olarak 5 dakika yıkama.
2. Asetonda ultrasonik olarak 5 dakika yıkama.
3. Metanolda ultrasonik olarak 5 dakika yıkama.
4. Deiyonize su ile yıkama.
5.  $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$  (5:1:1) ile 1 dakika süreyle yıkama.
6. Deiyonize su ile yıkama.
7. Kimyasal olarak temizlenmiş n-tipi GaAs kristal yüzeyde oksitlenme olasılığını önlemek için kuru azot ( $\text{N}_2$ ) ile kurutulduktan sonra hemen vakum ortamına alındı.

Omik kontağı oluşturmak için  $10^{-6}$  Torr basınçlı bir vakum sisteminde, Au-Ge (%88-%12) alaşımı GaAs diliminin arka yüzeyine tamamını homojen olarak kaplayacak şekilde buharlaştırılmış ve 450 °C de 3 dakika tavlansmıştır. Omik kontak işleminden sonra GaAs dilimler tekrar vakum sistemine alınarak ön yüzeyi üzerine konulan 1 mm çaplı dairesel boşluklu bir metal maske yardımıyla, metal üst kontaktları (Schottky) oluşturmak için yüksek saflıktaki (%99,999) altın (Au) yaklaşık 2 Å/s hızıyla buharlaştırılmıştır. Böylece, Au/n-GaAs Schottky diyotlar elde edilmiş oldu.

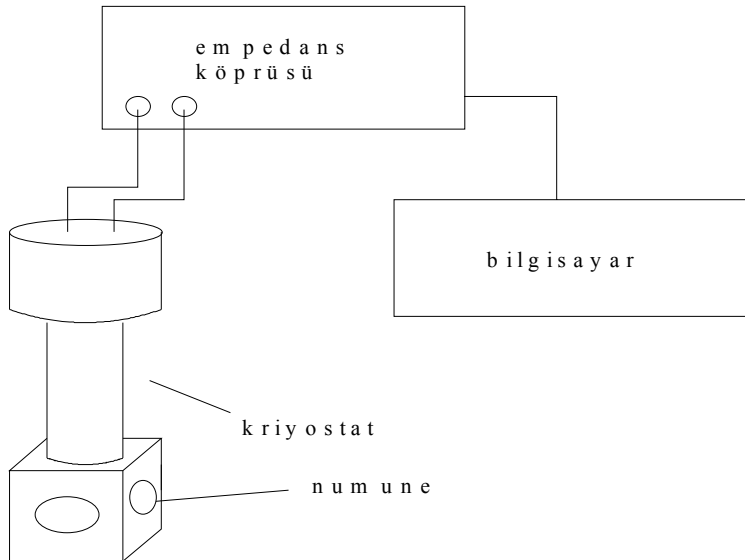
### 3.3. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri

Elektriksel karakteristiklerin ölçülmesi, Gazi Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Starlab Yarıiletken Laboratuvarında yapıldı. Akım-voltaj (I-V) ölçümlerinde Keithley 2400 akım-voltaj kaynağı kullanıldı. Kapasitans-voltaj (C-V) ve iletkenlik-voltaj (G/w-V) ölçümlerinde ise Hawlett Packard 4192 A LF Empedans Analizmetre (5 Hz–13 MHz) kullanıldı. Tüm bu ölçümler Hawlett Packard bilgisayarına takılan bir

IEEE-488 AC/DC çevirici kart yardımıyla kumanda edilerek Janes vpf-475 kriyostat içinde  $\sim 10^{-3}$  Torr 'da gerçekleştirildi. Sıcaklık kontrolü ise bir Lake Shore model 321 sıcaklık kontrol sistemiyle kontrol edildi. I-V ölçümleri ve C-V ölçümlerinin yapıldığı düzenekler sırasıyla Şekil 3.2 ve Şekil 3.3'de gösterilmiştir.



Şekil 3.2. Akım-voltaj ölçümleri için kullanılan düzenek



Şekil 3.3. Kapasitans-voltaj ölçümleri için kullanılan düzenek



## 4. DENEYSEL SONUÇLAR

### 4.1. Au/n-GaAs (MS) Schottky Diyotun Kapasitans-voltaj (C-V) ve iletkenlik-voltaj (G/w-V) Karakteristiklerinin İncelenmesi

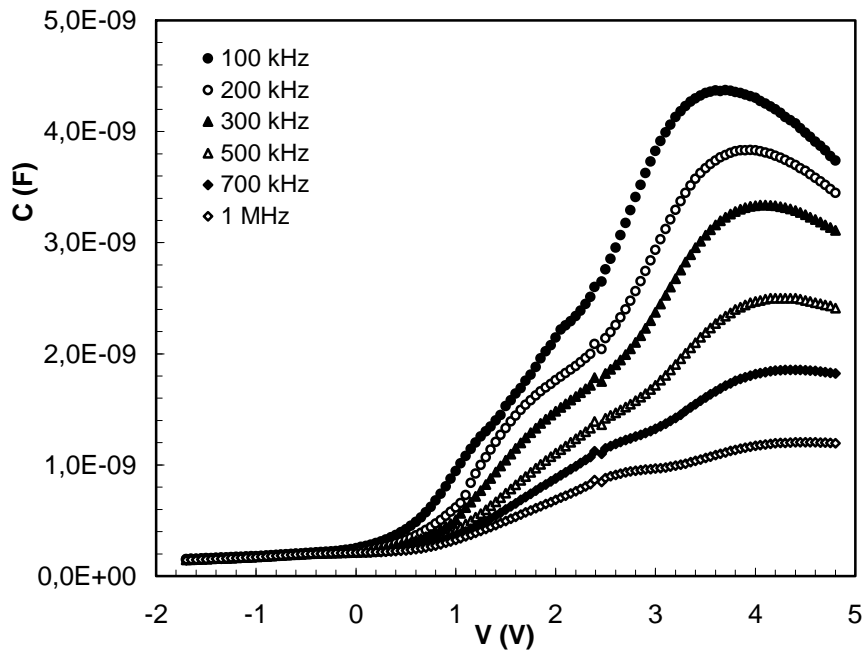
#### 4.1.1. C-V ve G/w-V eğrileri

Au/n-GaAs (MS) diyotun kapasitans-voltaj (C-V) ve iletkenlik-voltaj (G/w-V) ölçümleri oda sıcaklığında 1 kHz ile 1 MHz frekans aralığında ve MS diyot dc gerilimi altındayken, genliği dc gerilimden çok küçük olan (50 mV) bir ac uyarma sinyali uygulanarak ölçümler gerçekleştirilmiştir. Elde edilen deneysel verilerin 100 kHz-1 MHz frekans aralığında C-V grafikleri Şekil 4.1' de G/w-V grafikleri Şekil 4.2' de verildi.

Şekil 4.1' de verilen eğrilerden de görüldüğü gibi frekansın artmasıyla kapasitans değerleri azalmakta olup düşük frekanslarda gözlenen iki adet pik kaybolmaktadır. Kapasitenin bu frekansa bağıllığı arayüzey durumlarından kaynaklanmaktadır [30-32]. Arayüzey durumlarının ortalama ömürleri ( $\tau$ ) yüksek frekanslarda ( $\omega=2\pi f=2\pi/T$ ) çok küçülen ac sinyalin periyodunu (T) takip edemezler. Çünkü yüksek frekanslar için  $T < \tau$  olmaktadır. Bu durumda yüksek frekans bölgesinde arayüzey durumlarından dolayı kapasiteye gelen bir katkı yoktur veya ihmal edilebilecek kadar küçüktür. Böylece kapasiteye, düşük frekanslarda olduğu gibi arayüzey durumlarından dolayı bir katkı gelmez ve eğriler ideal duruma yaklaşır. Bu olay kısaca “arayüzey durumlarının yüksek frekanslarda ac sinyali takip edememesi” olarak belirtilir. Literatürde arayüzey durumlarından hiçbir katkının gelmemesi için C-V ölçümü en az 500 kHz' de ve tüm arayüzey durumlarını görebilmek için ise en fazla 100 Hz' de yapılmalıdır [33,34].

Şekil 4.1'de görülen kapasitans-voltaj eğrilerindeki piklerin voltaja göre açıklaması ise, Bölüm 2'de anlatılan yığılım, tükenim ve tersinim başlıkları altında incelenmiş olup yarıiletken yüzeyinde uygulanan gerilime bağlı olarak oluşan bu üç durumdan kaynaklanmaktadır. Hazırlanan MS schottky diyotun yığılım bölgesi yaklaşık  $V < 0$  V

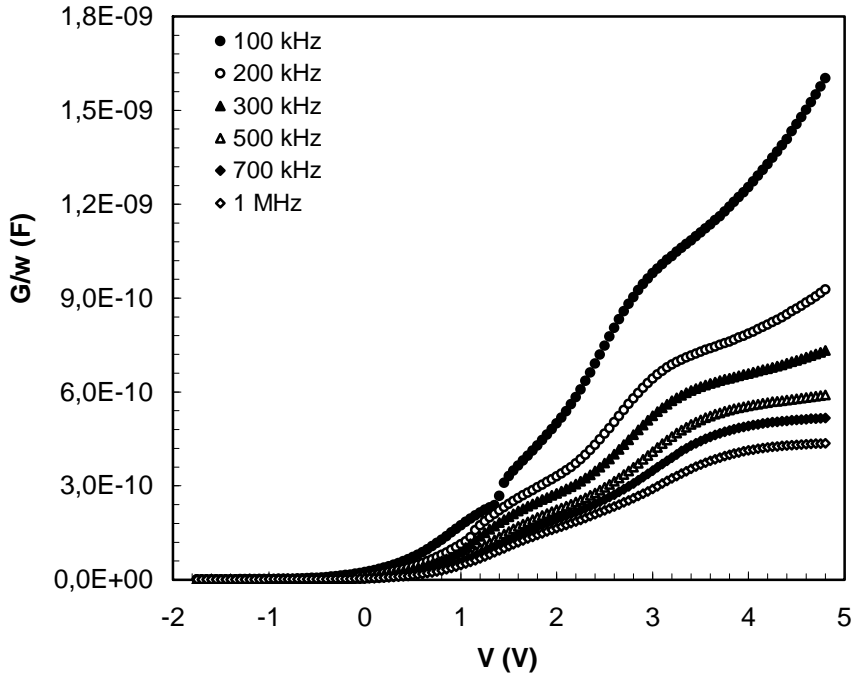
(negatif voltajlar) bölgesi, tükenim bölgesi yaklaşık  $0 < V < 3.5$  V aralığı, tersinim bölgesi ise yaklaşık  $V > 3.5$  V bölgesi arasında olduğu Şekil 4.1' den görülmektedir. Yığılma bölgesinde kapasitans eğrilerindeki bükülme hazırlanan yapının iç direncinden kaynaklandığı söylenebilir ve literatürde benzer sonuçlar elde edilmiştir [31,35]. Hazırlanan numunenin seri direnci, yüksek frekans ve kuvvetli yığılma bölgesinde (yeterince ileri pozitif gerilimde) yaklaşık  $40 \Omega$  civarında elde edildi.



Şekil 4.1. Çeşitli frekanslar için Kapasitans-Voltaj (C-V) eğrileri

Hazırlanan Au/n-GaAs diyotun 100 kHz-1 MHz aralığında elde edilen deneysel  $G/w$ -V grafiği Şekil 4.2' de verildi. Şekil 4.2' de verilen eğrilerden de görüldüğü gibi frekansın artmasıyla  $G/w$  değerleri azalmaktadır.  $G/w$ 'nın bu frekansa bağlılığı arayüzey durumlarından kaynaklanmaktadır [30-32,36]. Arayüzey durumlarının ortalama ömürleri ( $\tau$ ) yüksek frekanslarda çok küçülen ac sinyalin periyodunu ( $T$ ) takip edemezler. Çünkü yüksek frekanslar için  $T < \tau$  olmaktadır. Bu durumda yüksek frekans bölgesinde arayüzey durumlarından dolayı  $G/w$ ' ya gelen bir katkı yoktur veya ihmal edilebilecek kadar küçüktür. Böylece  $G/w$ ' ya düşük frekanslarda olduğu

gibi arayüzey durumlarından dolayı bir katkı gelmez ve eğriler ideal duruma yaklaşırlar [30-32,35].



Şekil 4.2. Çeşitli frekanslar için iletkenlik-voltaj (G/w-V) eğrileri

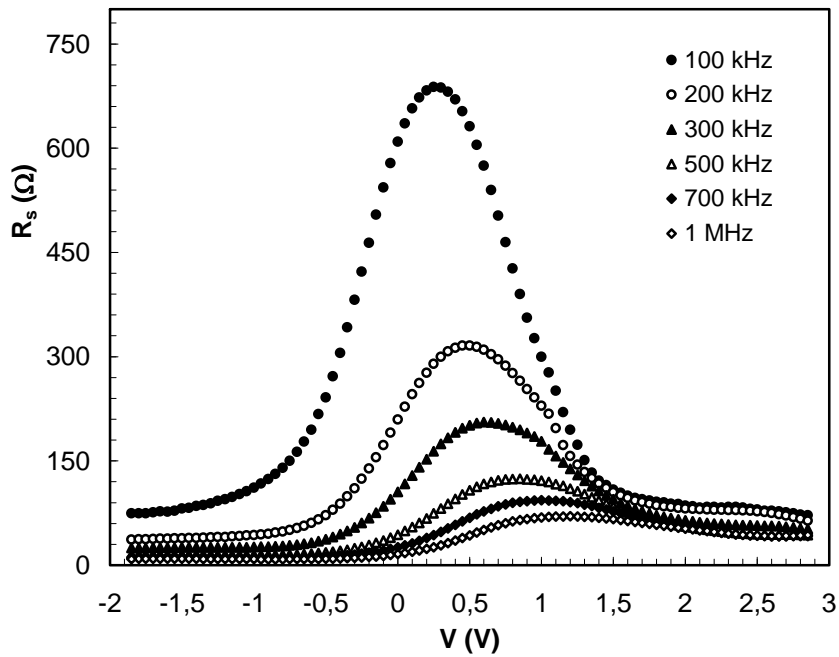
#### 4.1.2. Seri direnç değerlerinin frekans ve gerilime bağlı incelenmesi

Seri dirençler ölçülen kapasitans-voltaj (C-V) ve iletkenlik-voltaj (G/w-V) deneysel ölçümlerinden faydalanılarak aşağıdaki eşitlikten hesaplandı [33, 37].

$$R_s = \frac{G_{ma}}{(G_{ma}^2 + C_{ma}^2 w^2)} \quad (4.1)$$

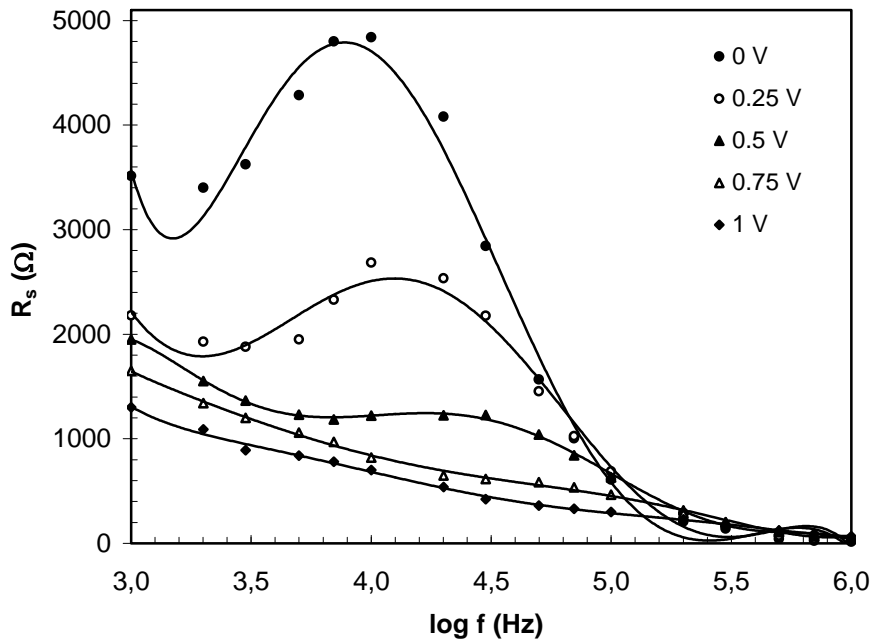
Burada  $C_{ma}$  ve  $G_{ma}$  sırasıyla kuvvetli yığılma bölgesinde (yeterince ileri pozitif gerilimde) ölçülen kapasitans ve iletkenlik değerleridir. Bir yarıiletken aygıtın (diyot v.b.) gerçek seri direnç değeri yeterince ileri pozitif gerilimde elde edilen değerdir. Çünkü yarıiletken aygıtın seri direnci ileri pozitif gerilimlerde gerçek değerine ve yeterince ters gerilimlerde (terslenim bölgesinde) sonsuza gider. Şekil 4.3'de seri

direncin frekans ve voltaja bağılı değişimi verildi. Şekilden de görüldüğü gibi seri direnç voltaja bağılı olarak değişmekte ve bilhassa düşük frekanslarda iki pik vermektedir. Bu piklerin meydana geldiği gerilim bölgelerinde arayüzey durumlarının yerleşmiş olduğuna atfedilebilir [30-32]. Çünkü düşük frekanslarda elde edilen gerek kapasitans-voltaj (C-V) gerekse iletkenlik-voltaj (G/w-V) değerleri için arayüzey durumları a.c. sinyali takip edebilir [30-35,38]. Yine şekilden de görüldüğü gibi yeterince yüksek frekanslarda ( $f \geq 500$  kHz) her iki pik de kaybolmuştur. Çünkü yüksek frekanslarda arayüzey durumları ac sinyali takip edemez. Bu nedenle, MS Schottky diyot veya benzeri eklem içeren yapıların temel parametreleri olan; arayüzey durum yoğunluğu ( $N_{SS}$ ), seri direnç ( $R_s$ ) gibi elektriksel parametreler mutlaka yeterince yüksek frekanslarda ( $f \geq 500$  kHz) elde edilen C-V ve G/w-V eğrilerinden hesaplanmalıdır. Aksi takdirde arayüzey durumlarından dolayı bu parametrelere katkılar gelir ve dolayısıyla bu değerler gerçek ve güvenilir değerler olmaz.



Şekil 4.3. Farklı frekanslar için seri direncin voltaja bağılı  $R_s$ - $V$  eğrileri

Tüm frekanslar için kuvvetli yığılım bölgesinde hesaplanan ve farklı doğru beslem gerilimleri için seri direnç değerlerinin frekansa bağlı değişimi Şekil 4.4’de verildi. Şekilden görüldüğü gibi seri direnç değerleri her gerilim değerinde artan frekansla azalmakta ve düşük frekanslarda sabit hale gelmektedir [37]. Bu sonuç, arayüzey durumlarının düşük frekanslarda uygulanan ac sinyali tarafından takip edilebildiğini ve yüksek frekanslarda ise hiç takip edilemediğini göstermektedir.



Şekil 4.4. Farklı doğru beslem gerilimleri için seri direncin frekansa bağlı değişimini gösteren  $R_s$ -log f eğrileri

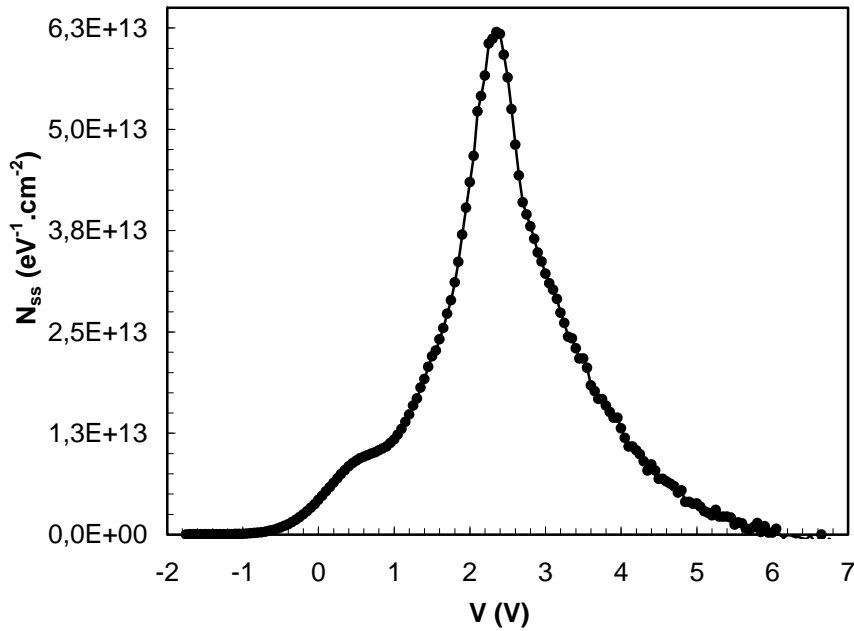
#### 4.1.3. Arayüzey durum yoğunluğu

Yukarıda bahsedilen birçok etkiye arayüzey durumlarının neden olduğu söylenmişti. Bu nedenle hazırlanan Au/n-GaAs (MS) diyotda yalıtkan-yarıiletken arayüzeyindeki arayüzey durumlarının büyüklüğü ve voltaja göre dağılım profili düşük frekans(1 kHz)-yüksek frekans(1 MHz) ( $C_{LF}$ - $C_{HF}$ ) metoduna göre [35,39-41] Eş. 4.2'den hesaplandı ve sonuçlar Şekil 4.5’de verildi.

$$N_{ss} = D_{it} = \frac{1}{qA} \left[ \left( \frac{1}{C_{LF}} - \frac{1}{C_{OX}} \right)^{-1} - \left( \frac{1}{C_{HF}} - \frac{1}{C_{OX}} \right)^{-1} \right] \quad (4.2)$$

Literatüre göre  $f \geq 500$  kHz için arayüzey durumları ac sinyali takip edemez ve  $f \leq 100$  Hz' de ise arayüzey durumlarının tümü ac sinyali takip edebilir. Bu nedenle düşük frekans olarak 1 kHz, yüksek frekans olarak da 1 MHz seçilmiştir.

Şekilden de görüldüğü gibi arayüzey durum yoğunluklarının maksimum değeri yaklaşık  $10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$  mertebesinde olup bir pikten geçmektedir. Yani arayüzey durumlarının yoğunluğu uygulanan gerilime bağlı olarak değişmektedir. Çünkü arayüzey durumları yalıtkan-yarıiletken arayüzeyinde özel bir dağılım profiline sahiptir. Bu arayüzey durumların mevcut olduğu bölgelerde, büyüklükleri ve yoğunlukları mertebesinde C-V veya G/w-V eğrileri bir pikten geçer. Sonuç olarak, MS yapı için elde edilen bu arayüzey durumları yeterince yüksek olup aygıtın birçok parametresini etkileyebileceği görülmektedir.



Şekil 4.5. Arayüzey durum yoğunluğunun voltaja bağlı değişim ( $N_{ss}$ -V) eğrisi

#### 4.2. Au/n-GaAs (MS) Schottky Diyodun Sıcaklığa Bağlı Akım-Voltaj (I-V) Karakteristiklerinin İncelenmesi

Metal ile yarıiletken arasında doğal ya da yapay olarak oluşturulan yalıtkan bir arayüzey tabakası metal-yarıiletken (MS) Schottky diyotu metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) Schottky diyota dönüştürür. Bu yalıtkan oksit tabaka yeterince kalın ise ( $\delta \geq 30 \text{ \AA}$ ) arayüzey durumları yarıiletkenle dengede olur. MIS Schottky diyot yalıtkan tabaka ( $\delta$ ), seri direnç ( $R_s$ ) ve arayüzey durumları ( $N_{ss}$ ) nedeniyle ideal durumdan uzaklaşır. Schottky diyotlarda, termiyonik emisyon (TE) teorisi, difüzyon teorisi, termiyonik emisyon-difüzyon teorisi,  $T_0$  etkili iletim teorisi, termiyonik alan emisyonu (TAE) teorisi, alan emisyonu (AE) teorisi, çok katlı tünelleme teorisi, azınlık taşıyıcı enjeksiyonu teorisi ve yaratılma-yeniden birleşme teorisi gibi farklı akım-iletim mekanizmaları tek başına veya birkaç tanesi birlikte etkili olabilir. Bu yüzden akım-iletim mekanizmalarını açıklamak oldukça zordur. Bu yapıların sadece oda sıcaklığında ölçülen I-V ve C-V karakteristikleri bize akım-iletim mekanizması hakkında net bir bilgi vermez. Ancak geniş bir sıcaklık aralığında gerçekleştirilecek I-V ve C-V ölçümler bize akım-iletim mekanizmalarından hangisinin, hangi voltaj ve sıcaklık aralığında tek başına veya birlikte etkin olduğu veya engel oluşumu hakkında yeterli bir bilgi verebilir.

Metal-yarıiletken (MS) diyotlarda akım-iletim mekanizmaları; yüzey hazırlama işlemleri, oksit tabakanın oluşturulması, metalden yarıiletkene engel yüksekliği, yarıiletkenin safsızlık yoğunluğu, arayüzey durumların yoğunluğu, sıcaklık ve gerilim gibi pek çok parametreye bağlıdır [17, 42]. MS yapıda akım iletimi, tek bir akım iletim mekanizmasının etkisinde olabildiği gibi birkaç akım iletim mekanizmasının etkisinde de olabilir. MS kontakların elektriksel karakteristiklerinin tam olarak anlaşılmasında, hangi durumda hangi akım-iletim mekanizmalarının etkili olduğunu belirlemek büyük önem taşımaktadır [1-3].

İdeal bir Schottky diyotun doğru beslem I-V karakteristiği  $V > 3kT/q$  sınırında azınlık taşıyıcı etkileri ihmal edilerek termiyonik emisyon (TE) teorisine göre [8],

$$I = I_o \left[ \exp \left( \frac{qV_D}{kT} \right) - 1 \right] \quad (4.3)$$

şeklinde ifade edilir. Burada  $V_D$  diyot üzerine düşen gerilim,  $k$  Boltzmann sabiti,  $T$  mutlak sıcaklıktır.  $I_o$  ise ters doyum akımı olup,

$$I_o = A^* AT^2 \exp \left( - \frac{q\Phi_B}{kT} \right) \quad (4.4)$$

ile verilir. Burada  $A$  diyot alanı,  $A^*$  etkin Richardson sabiti olup değeri n-tipi GaAs için  $8.16 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$  ve  $\Phi_B$  potansiyel engel yüksekliğidir. Uygulanan gerilim birkaç  $kT/q$  değerinden büyükse  $\ln I-V$  grafiğinin bir doğru olması beklenir. Deneysel sonuçlarda doğrunun eğiminin  $q/kT$  değerinde olması beklenirken daha küçük değerler elde edilmiştir. Pratikte çoğu Schottky diyot ideal TE teorisinden sapmalar gösterir. Bu ideal olmayan diyot davranışları, idealite faktörü olarak adlandırılan boyutsuz bir  $n$  parametresi akım ifadesinde kullanılarak açıklanmıştır ve düzenlenmiş akım ifadesi [8],

$$I = I_o \left[ \exp \left( \frac{qV_D}{nkT} \right) - 1 \right] \quad (4.5)$$

şeklindedir. Schottky diyotlarda engel yüksekliğinin tüketim bölgesinde oluşan elektrik alana ve dolayısıyla uygulanan gerilime bağlı olması bu düzeltmeyi gerektirmektedir [1,43,44]. Eğer engel yüksekliğinin gerilime bağlılığı sabitse, idealite faktöründe sabit olacaktır. İdealite faktörünün birden büyük olması, uygulanan gerilimin tamamının tüketim bölgesine düşmediğini ortaya koyar. Uygulanan gerilim; arayüzey tabakası, tüketim tabakası ve diyot direnci arasında paylaşılmaktadır.



Doyma akımı  $I_o$  değerleri yarılogaritmik LnI-V eğrisinin lineer kısmının LnI eksenini kestiği noktadan elde edilir. Diyot alanı ve  $I_o$  değerleri kullanılarak sıfır beslem potansiyel engel yüksekliği değerleri ( $\Phi_{Bo}$ ) Eş. 4.4' den

$$\Phi_{Bo} = \frac{kT}{q} \text{Ln} \left( \frac{AA^* T^2}{I_o} \right) \quad (4.6)$$

hesaplanır.

Schottky diyotlar için idealite faktörü  $n$  yarılogaritmik doğru beslem I-V eğrilerinin lineer bölgelerinin eğiminden hesaplandı (bu bölgelerde seri direnç etkisi önemsizdir). Düzeltilmiş termiyonik emisyon teori ile verilen ifadenin her iki tarafının Ln' i alınarak,

$$\text{Ln} I = \text{Ln} I_o + \frac{qV_D}{nkT} \quad (4.7)$$

bir doğrunun matematiksel ifadesine ulaşılır ve bu doğrunun eğiminden idealite faktörünün değeri hesaplanır. I-V eğrisinin lineer kısmının eğimi  $\tan\theta = q/nkT$  ile ifade edilir ve idealite faktörü

$$n = \frac{q}{kT \tan \theta} \quad (4.8)$$

elde edilir. Pratikte  $n=1$  olan ideal duruma literatürde hemen hemen hiç rastlanmamıştır. Çünkü uygulanan gerilim engel yüksekliğini bir miktar etkilemektedir. Bu etkinin sebebi ideale en yakın Schottky diyotlarda dahi metal-yarıiletken arayüzeyinde en az 5-25 Å kalınlığında ince bir oksit tabakanın doğal olarak oluşmasıdır. Engel yüksekliğinin uygulanan gerilime bağlılığından kaynaklanan ideal durumdan sapma,  $1/n = 1 - (\delta\Phi_B / \delta V)$  şeklinde ifade edilir.

Uygulanan gerilimin bir kısmı diyot üzerine düşerken bir kısmı da oksit tabaka üzerine düşeceğinden, engel yüksekliği uygulanan gerilimin bir fonksiyonu olur.

Arayüzey yalıtkan tabakalı metal/yarıiletken Schottky diyotlarda uygulanan doğru beslem voltajı  $V$  ( $V \geq 3kT/q$ ) ile akım  $I$  arasındaki ilişki ideal durumdan sapmalar ( $n > 1$  ve  $R_s > 0$ ) dikkate alınarak Eş. 4.9' deki gibi düzenlenebilir [1-3, 18].

$$I = I_o \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{q(V - IR_s)}{kT}\right) \right] \quad (4.9)$$

Schottky diyotlarda uygulanan gerilimin bir kısmı seri direnç üzerine düşeceği için diyot üzerine düşen gerilim  $V_D = V - IR_s$  ve  $V$  uygulanan dış gerilimdir.

Arayüzey durumları enerji dağılımı doğru beslem I-V eğrilerindeki yığılım bölgesinden hesaplanabilir. Bu dağılım idealite faktörü ve Schottky engel yüksekliğinin (SEY) voltaja bağımlılığı dikkate alınarak elde edilir. Etkin SEY  $\Phi_e$ ' nin voltaja bağımlılığı idealite faktörü  $n$  içerir [17,18].

$$d\Phi_e / dV = \beta = 1 - 1/n \quad (4.10)$$

$\beta$ ,  $\Phi_e$ ' nin voltaj katsayısıdır ve hem engel yüksekliğinin hem de arayüzey durumlarının yarıiletken üzerindeki etkisi ile ilgili bir sabittir [18].  $\Phi_e$  aşağıdaki gibi verilir [12,45].

$$\Phi_e = \Phi_{Bo} + \beta V = \Phi_{Bo} + \left( \frac{d\Phi_e}{dV} \right) V \quad (4.11)$$

MS diyotun sahip olduğu yarıiletkenle dengedeki arayüzey durumları ve idealite faktörü  $n$  beklenenden daha büyük olur. Bu konuda Card ve Rhoderick [18] aşağıdaki eşitliği önerdiler.

$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d \ln I} = \frac{1}{(1 - d\Phi_e/dV)} \quad (4.12)$$

$d\Phi_e/dV$  değeri sabitse, idealite faktörü  $n$  de sabit olmalıdır ama Eş. 4.12 kullanılarak hesaplanan idealite faktörü değerleri deneysel sonuçlardan sapar. İdealite faktörünün birden büyük olması yalıtkan arayüzey tabakasının bir sonucu olduğundan idealite faktörü arayüzey parametrelerine de bağlı olmalıdır [18, 42, 44]. İdealite faktörünü oksit tabaka kalınlığı ( $\delta$ ) ve arayüzey durum yoğunluğuna bağlayan ifade, deneysel  $\ln\{I/[1-\exp(-qV/kT)]\}$ - $V$  eğrisinin eğiminden doğru beslemde elde edilir [18, 44].

$$n = 1 + \frac{\frac{\delta}{\epsilon_i} (\frac{\epsilon_s}{W_D} + qN_{sb})}{1 + \frac{\delta}{\epsilon_i} q^2 N_{sa}} \quad (4.13)$$

Burada  $N_{sa}$  ve  $N_{sb}$  sırasıyla metalle ve yarıiletkenle dengedeki arayüzey durum yoğunluklarıdır ve  $\epsilon_s$ ,  $\epsilon_i$  yarıiletken ve arayüzey yalıtkan tabakanın dielektrik sabitleridir.  $W_D$  ise tüketim tabakasının genişliği olup deneysel C-V ölçümlerinden yüksek frekansta elde edilir.

$$W_D = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_A} V_o} \quad (4.14)$$

Burada  $V_o$  yüzey potansiyelidir [2].

MS Schottky diyotlarda arayüzey durumları tamamıyla yarıiletkenin denetimindedir. Bu metal/yarıiletken arayüzeyinde yeterince yüksek ( $>25\text{\AA}$ ) yalıtkan tabaka kalınlığı nedeniyledir [1]. Arayüzey durum yoğunluğu ( $N_{ss}$ ) ifadesi Card ve Rhoderick tarafından elde edildi ve [1,46] aşağıdaki şekilde verildi.

$$N_{ss} = \frac{1}{q} \left[ \frac{\varepsilon_i}{\delta} (n(V) - 1) - \frac{\varepsilon_s}{W_D} \right] \quad (4.15)$$

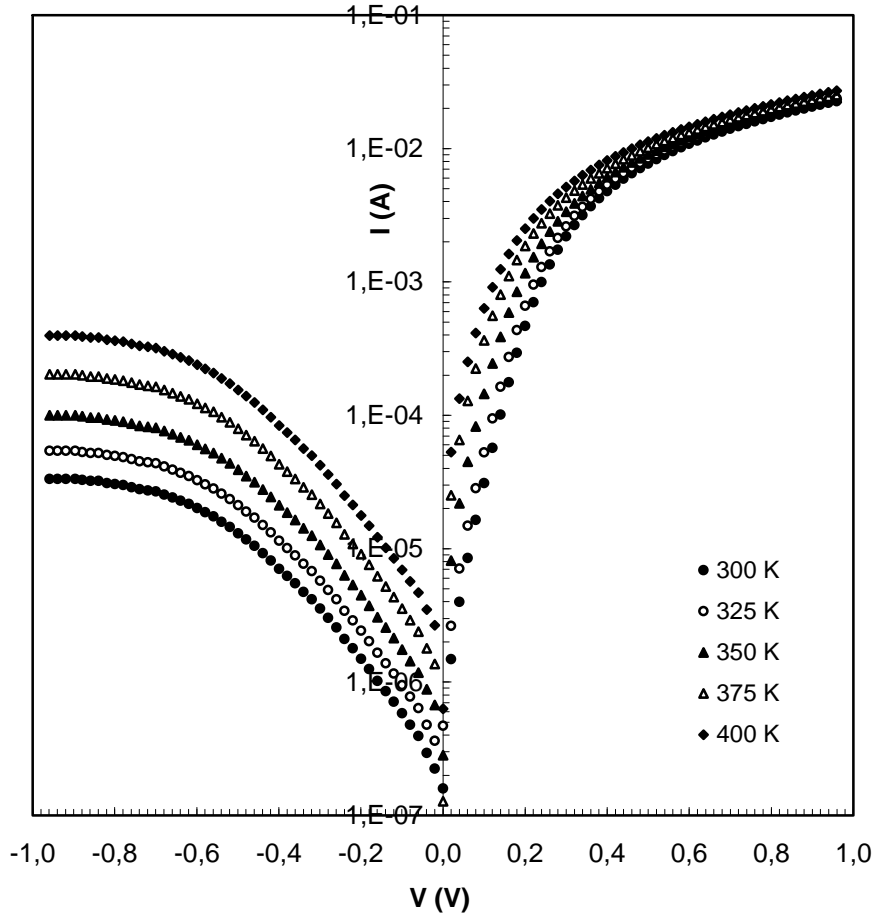
Arayüzey durumlarının enerjisi n-tipi yarıiletkenler için  $E_{ss}$  ve yarıiletken yüzeyinin iletkenlik band kenarı altı ile [17,18,47-49]

$$E_c - E_{ss} = q(\Phi_e - V) \quad (4.16)$$

şeklinde verilir.

Au/n-GaAs Schottky diyotların I-V karakteristikleri 300-400 K sıcaklık aralığında incelendi. Bu sıcaklık aralığında MS Schottky diyotun yarı-logoritmik ters ve doğru beslem  $\ln(I)$ -V eğrileri Şekil 4.6' da gösterilmiştir. İdeal durumda  $\ln(I)$ -V grafiğinin doğru beslem de doğrusal olması beklenir. Ancak pratikte  $\ln(I)$ -V grafiği ideal durumdan sapmalar gösterir ve idealite faktörü 1'den büyük olur. Bu durum, metal/yarıiletken arasında oluşan yalıtkan arayüzey tabakası, seri direnç ve yarıiletken/yalıtkan arayüzeyindeki arayüzey durumlarına atfedilebilir [18,50-53].

Şekil 4.6' da görüldüğü gibi belli bir voltaja kadar ( $V_F \approx 1$  V) akım artan sıcaklıkla literatüre uygun olarak artmakta  $V_F \approx 1$  V değerinde ise  $\ln(I)$ -V karakteristikleri her bir sıcaklık için sabit bir voltaj değerinde kesişmektedir. Yani belirli bir voltaj değerinde diyot boyunca akım sıcaklıktan bağımsızdır. Benzer sonuçlar Schottky diyotların doğru beslem I-V eğrilerinin simülasyonlarında da elde edilmiştir. Diyotta seri direncin varlığında akımın doyuma ulaşması nedeniyle bir bükülme meydana gelir ve bu kesişmenin gizlenmesinde önemli bir rol oynar [21,54]. Chand [27] homojen engel yüksekliğine sahip Schottky diyotlar için doğru beslem I-V eğrilerindeki bu kesişimin sadece sıfır seri direnç ile anlaşılabilceğini açıklamıştır. Üzerinde çalıştığımız Schottky diyot sıfırdan oldukça büyük bir seri dirence sahip olduğundan çalıştığımız diyotun homojen olmadığını I-V eğrilerindeki bu kesişim de ortaya koymaktadır. Şekil 4.6'da görülen yüksek voltajlarda doğru beslem I-V grafiklerindeki bükülme seri direnç ( $R_s$ ) etkisinden kaynaklanmaktadır.



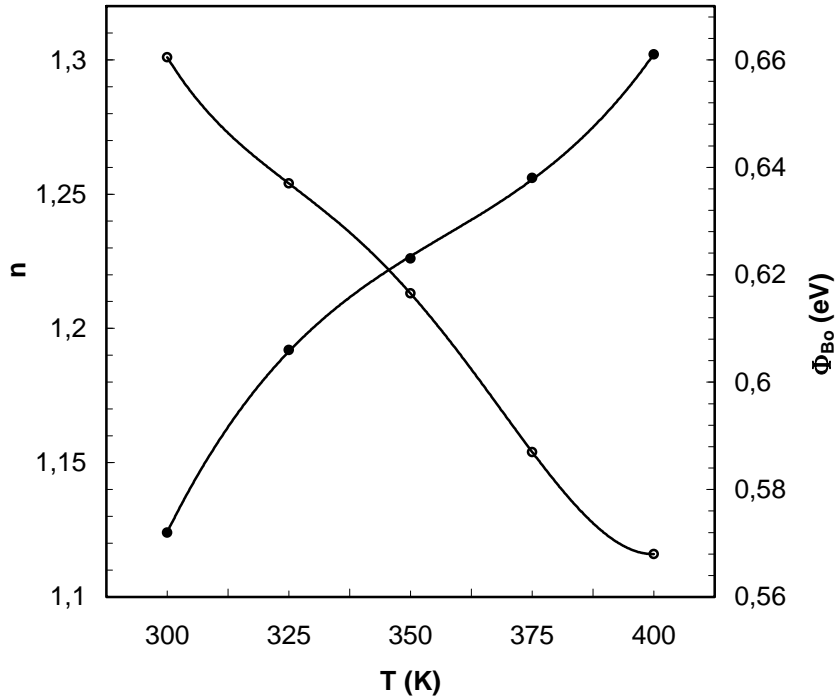
Şekil 4.6. Au/n-GaAs Schottky diyot için farklı sıcaklıklarda elde edilen yarılogaritmik  $\ln(I)$ -V eğrileri

Çizelge 4.1’ de  $I_0$ ,  $n$  ve  $\Phi_{B0}$  değerlerinin sıcaklıkla değişimi verildi. Burada  $I_0$  değerleri yarı-logaritmik doğru beslem I-V eğrilerinin lineer bölgelerinin extrapolasyonundan sıfır beslemde ( $V=0$ ) akım ekseninin kesim noktalarından elde edildi.  $\Phi_{B0}$  değerleri ise Eş. 4.6’ dan  $n$  değerleri ise  $\ln(I)$ -V eğrisinin lineer bölgesinin eğiminden hesaplandı. Çizelge 4.1’den görüldüğü gibi  $n$ ,  $I_0$  ve  $\Phi_{B0}$  değerleri sıcaklığa oldukça bağlıdır. Au/n-GaAs Schottky diyot için sırasıyla 300 K ve 400 K’ deki deneysel  $I_0$ ,  $n$  ve  $\Phi_{B0}$  değerleri  $1,437 \times 10^{-6}$  A, 1,301 ve 0,753 eV (300 K) dan  $4,928 \times 10^{-5}$  A, 1,116, ve 0,661 eV’a (400 K) değişir.

Çizelge 4.1. Au/n-GaAs Schottky diyot için sıcaklığa bağlı I-V karakteristiklerinden elde edilen temel diyot parametreleri

T (K)	$I_0$ (A)	n	$\Phi_{Bo}$ (eV)	$N_{ss}$ ( $eV^{-1}cm^{-2}$ )
300	$1,437 \times 10^{-6}$	1,301	0,572	$2,39 \times 10^{12}$
325	$2,753 \times 10^{-6}$	1,259	0,606	$2,05 \times 10^{12}$
350	$8,457 \times 10^{-6}$	1,213	0,623	$1,67 \times 10^{12}$
375	$2,429 \times 10^{-5}$	1,159	0,638	$1,22 \times 10^{12}$
400	$4,928 \times 10^{-5}$	1,116	0,661	$8,50 \times 10^{11}$

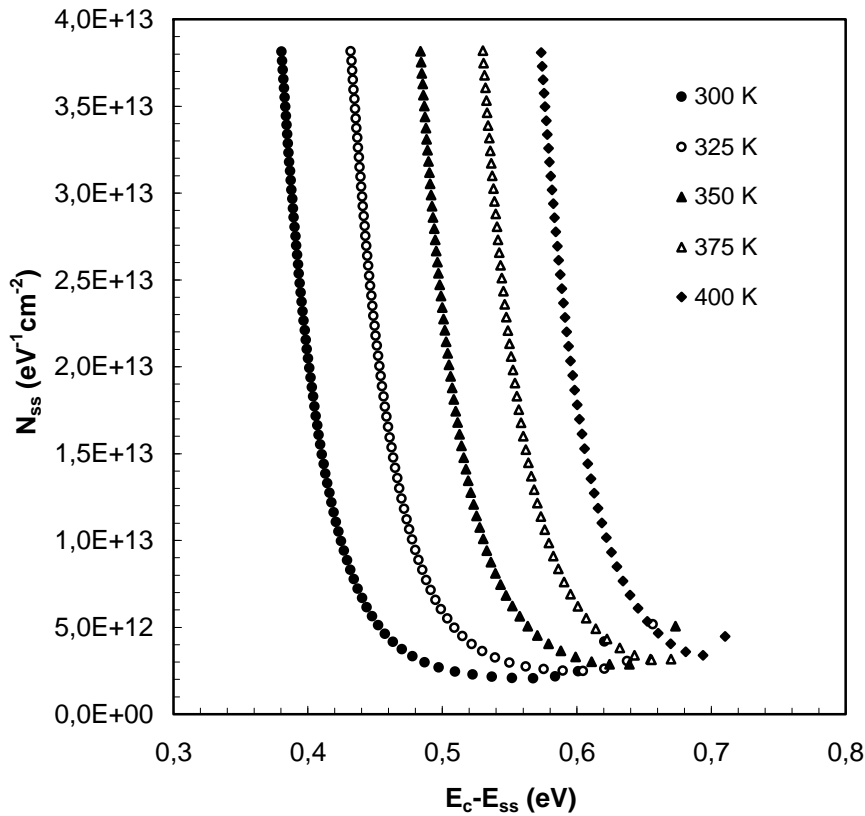
Çizelge 4.1 ve Şekil 4.7'den görüldüğü gibi n değeri, artan sıcaklıkla azalırken  $\Phi_{Bo}$  değeri artan sıcaklıkla artmaktadır.



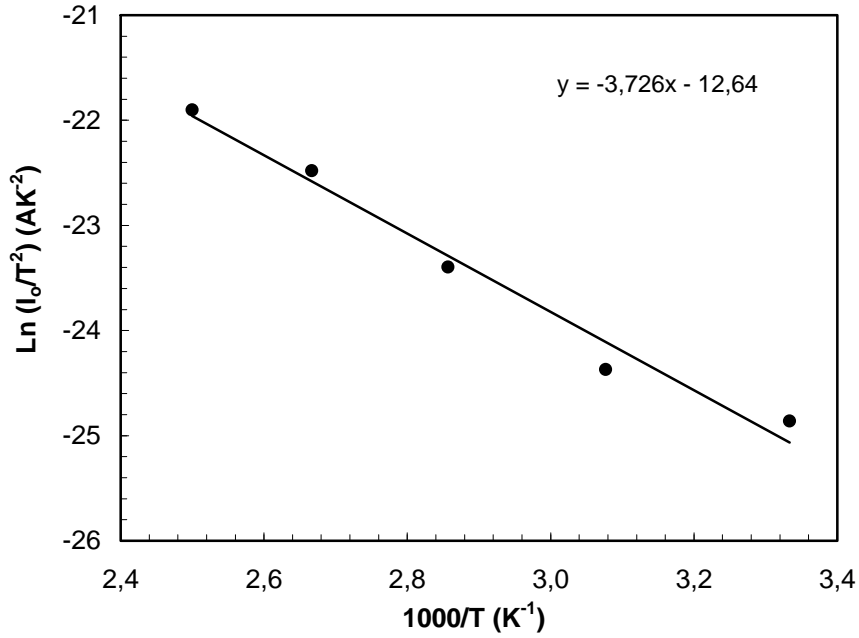
Şekil 4.7. Au/n-GaAs Schottky diyot için sıcaklığa bağlı doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen  $\Phi_{Bo}$ -T ve n -T eğrileri

Her bir sıcaklık için Çizelge 4.1’de verilen arayüzey durum yoğunluğu ( $N_{ss}$ ) değerleri,  $\delta = 27 \text{ \AA}$ ,  $\epsilon_s(\text{GaAs})=13,1\epsilon_0$ ,  $\epsilon_i(\text{SiO}_2)=3,9\epsilon_0$ , değerleri kullanılarak Eş. 4.15’den hesaplandı. Çizelge 4.1’de görüldüğü gibi her bir sıcaklık için arayüzey durum yoğunluğu  $10^{12} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$  mertebesinde ve artan sıcaklıkla azalmaktadır. Sıcaklığın etkisiyle arayüzey durumlarında meydana gelen bu değişim yarıiletken-metal yüzeyindeki termal yeniden yapılanma ve yeniden düzenlenmeye atfedilmektedir [18,19,45,52,55,56].

Arayüzey durumlarının enerjisi n-tipi yarıiletkenler için  $E_{ss}$  ve yarıiletken yüzeyinin iletkenlik band kenarı altı ile Eş. 4.16’ dan elde edildi. Şekil 4.8’ de görüldüğü gibi arayüzey durum yoğunluğu yarıiletkenin iletkenlik bandına doğru artmaktadır.



Şekil 4.8. Au/n-GaAs Schottky diyot için farklı sıcaklıklarda doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen arayüzey durum yoğunluğu enerji dağılım profili.



Şekil 4.9. Au/n-GaAs (MS) Schottky diyotunun  $\ln(I_0/T^2)$ - $1000/T$  değişimi

Şekil 4.9 Au/n-GaAs Schottky diyot için  $\ln(I_0/T^2)$ - $1000/T$  Richardson eğrisini göstermektedir.  $\ln(I_0/T^2)$ - $1000/T$  grafiğinin bu davranışı engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa bağımlılığıyla açıklanabilir [57-59].  $\ln(I_0/T^2)$ - $1000/T$  eğrisinin eğiminden aktivasyon enerjisi 0,322 eV olarak bulundu.

#### 4.2.1. Homojen Olmayan Engel Analizi

Schottky diyot parametrelerini elde etmek için normalde termiyonik emisyon teorisi (TE) kullanılır [9,60-64]. Bununla birlikte, düşük sıcaklıklarda anormal bazı sonuçlara rastlanmaktadır [60-64]. Genellikle artan sıcaklıkla  $n$ 'nin azaldığı ve  $\Phi_{Bo}(I-V)$ 'nin ise artmakta olduğu gözlenir. Şekil 4.9'da görüldüğü gibi deneysel  $\ln(I_0/T^2)$ - $1000/T$  grafiği, bir doğru verdiği için bu doğrunun eğiminden aktivasyon enerjisi 0,322 eV ve  $\ln(I_0/T^2)$  eksenini kestiği noktadan  $A^*$  etkin Richardson sabiti  $4,12 \times 10^{-4} \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$  elde edildi. Richardson sabitinin bulunan bu değeri, n-GaAs yarıiletken için bilinen  $8,16 \text{ A/cm}^{-2}\text{K}^{-2}$  teorik değerinden çok daha küçüktür.



$\ln(I_0/T^2)-1000/T$  grafiğindeki bu geleneksel davranış engel yüksekliğinin sıcaklığa bağıllığıyla açıklanmıştır. Benzer sonuçlar daha önce bazı yazarlar tarafından da gösterilmiştir [17,60,65,66].

Richardson grafiklerindeki bu sapma; yüksek engel alanları ihtiva eden arayüzey, homojen olmayan engel yükseklikleri ve potansiyel değişimlerden dolayı olabilir [9,12,13,28,54,61,65,67-71]. Diğer bir ifadeyle Schottky diyotunda oluşan akım, potansiyel dağılımı daha düşük engellerin varlığından kaynaklanmaktadır [9,12,13,54,65,67-73]. Horvath [74] tarafından açıklandığı gibi sıcaklığa bağlı akım-voltaj (I-V) karakteristiklerinden elde edilen  $A^*$  değeri, engelin homojen olmamasından dolayı gerçek değerden uzak olabilir. Yukarıda anlatılan bu anormal davranış, engel yüksekliğinin bir Gaussian dağılımına sahip olmasıyla açıklandı [10,13,60,64,67,70-76]. Bu dağılım ifadesi aşağıdaki gibi verilir [10,64,70-72].

$$P(\Phi_B) = \frac{1}{\sigma_o \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\Phi_B - \bar{\Phi}_B)^2}{2\sigma_o^2}\right] \quad (4.17)$$

Burada  $\bar{\Phi}_{Bo}$  ortalama engel yüksekliği,  $\sigma_o$  standart sapma,  $1/\sigma_o \sqrt{2\pi}$  ise Gaussian engel yüksekliği dağılımının normalizasyon sabitidir. Engel homojensizliğini içeren bir Schottky diyot üzerindeki toplam akım

$$I(V) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\Phi_B, V) P(\Phi_B) d\Phi \quad (4.18)$$

ifadesiyle verilir. Burada  $I(\Phi_B, V)$ ; engel yüksekliği olasılığı ile verilen normalize edilmiş dağılım fonksiyonu ( $P(\Phi_B)$ ) ve ideal termiyonik-emisyon- difüzyon (TED) teorisine dayalı engel yüksekliği için, beslem voltajına (V) karşılık gelen akım değeridir. Eş. 4.18,  $-\infty$  ile  $+\infty$  aralığında integre edilerek, bir Schottky engeli üzerinde herhangi bir doğru beslem voltajına karşılık gelen akım ifadesi Eş. 4.3'e benzer olarak aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$I(V) = AA^* T^2 \exp\left[-\frac{q}{kT}\left(\bar{\Phi} - \frac{q\sigma_o^2}{2kT}\right)\right] \exp\left(\frac{qV}{n_{ap}kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)\right] \quad (4.19)$$

Burada  $I_o$ , doyum akımı yine Eş. 4.4'e benzer olarak

$$I_o = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{ap}}{kT}\right) \quad (4.20)$$

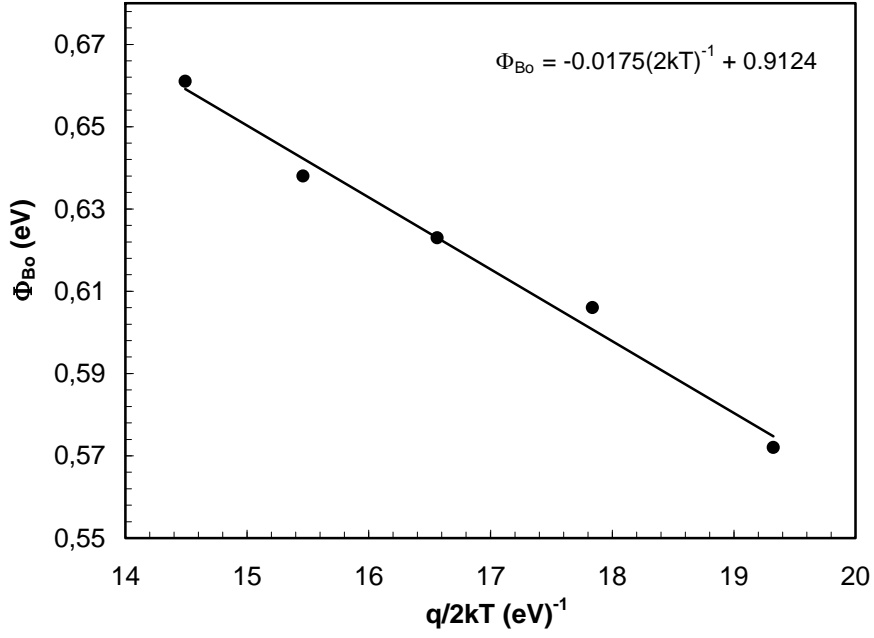
şeklinde yazılabilir. Burada  $\Phi_{ap}$  ve  $n_{ap}$  sırasıyla görünen engel yüksekliği ve idealite faktörüdür ve aşağıdaki gibi yazılabilir [63,70].

$$\Phi_{ap} = \bar{\Phi}_{Bo}(T=0) - \frac{q\sigma_o^2}{2kT} \quad (4.21)$$

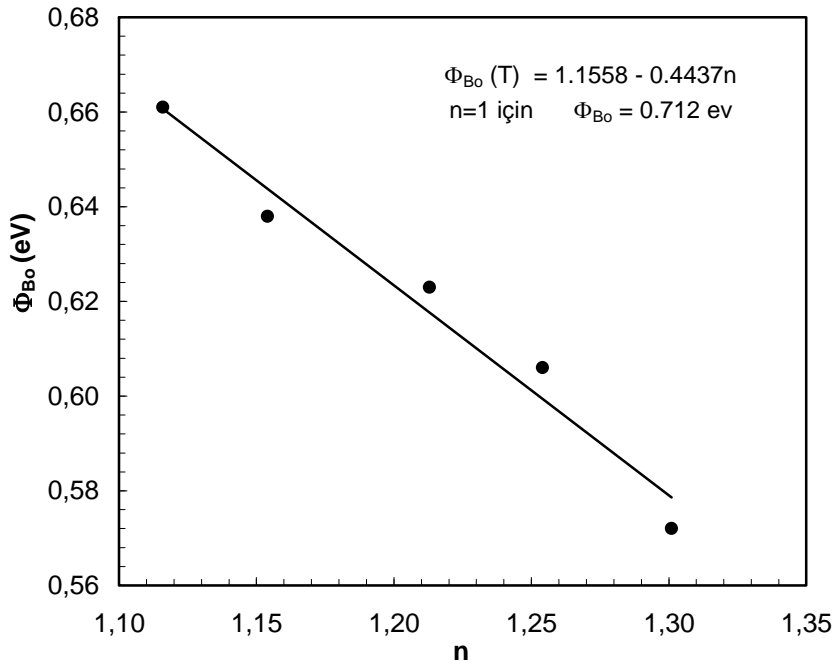
$$\left(\frac{1}{n_{ap}} - 1\right) = \rho_2 - \frac{q\rho_3}{2kT} \quad (4.22)$$

Ortalama Schottky engel yüksekliği  $\bar{\Phi}_B = \bar{\Phi}_{Bo} + \rho_2 V$  ve standart sapma  $\sigma_o = \sigma_{so} + \rho_3 V$  gibi Gaussian parametreleri, voltaja doğrusal bir şekilde bağlıdır. Burada  $\rho_2$  ve  $\rho_3$  sıcaklığa bağlı olabilen voltaj sabitleridir ve engel yüksekliği dağılımı volataj değişiminin bir ölçüsüdür [65,70,77].

Eş. 4.4 veya Eş. 4.20 ve Eş. 4.6'dan elde edilen deneysel veriler fit edilerek, sırasıyla görülen engel yüksekliği ( $\Phi_{ap} = \Phi_{Bo}$ ) ve idelaite faktörü ( $n_{ap} = n$ ) değerleri hesaplanabilir. Ayrıca, bu değerler Eş. 4.21 ve Eş. 4.22 ile uyum içinde olmalıdır. Böylece, Şekil 4.10'da görüldüğü gibi  $\Phi_{ap} - q/2kT$  grafiğinden bir doğru elde edildi. Bu doğrunun düşey eksenini kestiği noktadan ortalama engel yüksekliği ( $\bar{\Phi}_{Bo} = 0,9124$  eV) ve eğiminden ise standart sapma ( $\sigma_o = 0.132$  V) değeri bulundu.



Şekil 4.10 Gaussian dağılımı Au/n-GaAs (MS) Schottky diyotun,  $\Phi_{B0}$ - $q/2kT$  grafiği

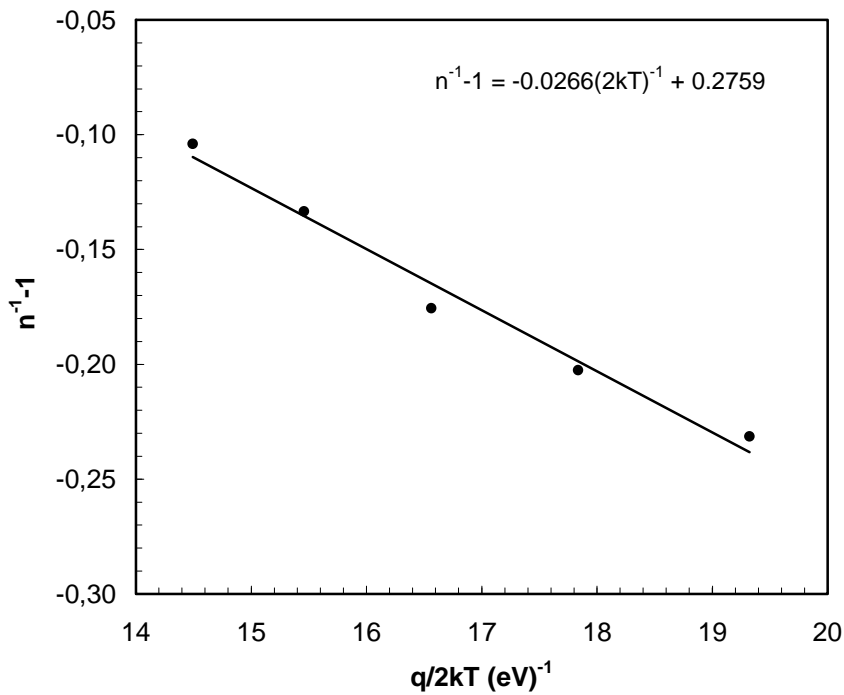


Şekil 4.11. Au/n-GaAs (MS) Schottky diyotun  $\Phi_{B0}$ - $n$  grafiği

Ayrıca Şekil 4.11'den  $\Phi_{B_0}$ -n grafiğininde bir doğru verdiği gözlemdi. Bu durumda engel homojensizliğine/düzensizliğine bir delil teşkil etmektedir.

Standart sapma ( $\sigma_0$ ) değeri ne kadar küçük olursa homojen engel yüksekliğine o kadar çok yaklaşılır. Daha açık bir ifadeyle en iyi doğrultucu diyotun performansı standart sapmanın daha küçük değerleriyle ifade edilir. Görüldüğü gibi, standart sapmanın ( $\sigma_0$ ) 0,132 V değeri ortalama engel yüksekliği değerine kıyasla  $\bar{\Phi}_{B_0} = 0.9124$  eV küçük değildir ve arayüzeyde homojen olmayan durumları varlığını gösterir. Yine, Şekil 4.12'deki  $(n^{-1}-1)$ - $q/2kT$  grafiği, düşey eksenini kesme noktası  $\rho_2$  ve eğimi ise  $\rho_3$  voltaj sabitleri olan bir doğru verir.

$(n^{-1}-1)$ - $q/2kT$  grafiğinden  $\rho_2 = 0,2759$  V,  $\rho_3 = -0,0266$  V değerleri elde edildi. Grafiğin doğrusal davranışı, idealite faktörünün gerçekten Schottky engel yüksekliğinin Gaussian dağılımının voltaj değişimiyle açıklandığını gösterir [9,12,14,67,77].

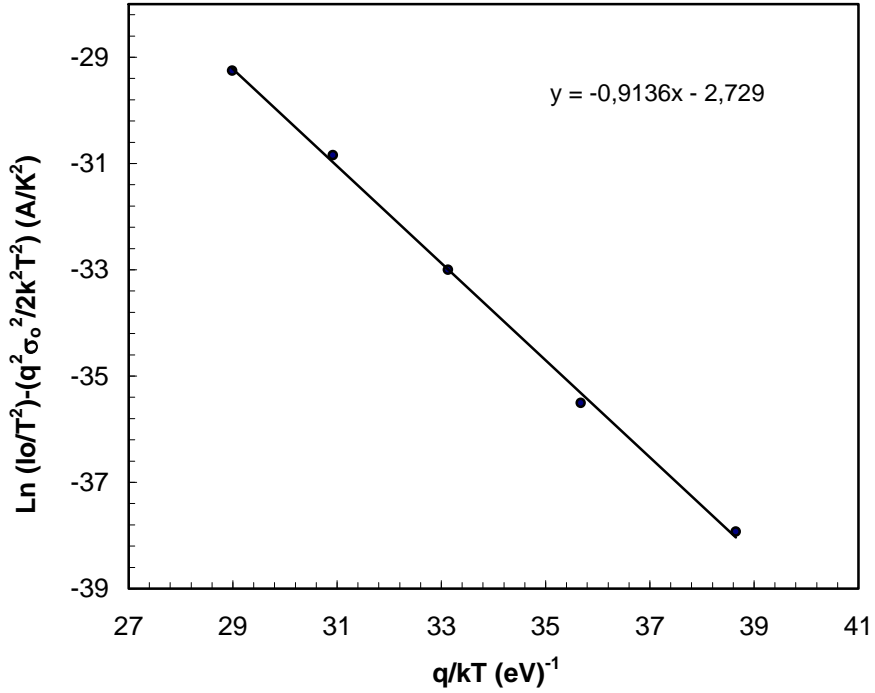


Şekil 4.12. Gaussian dağılımına göre Au/n-GaAs (MS) Schottky diyotun  $(n^{-1}-1)$ - $q/2kT$  grafiği

Bilinen Richardson grafiği, aşağıda görüldüğü gibi Eş. 4.20 ve Eş. 4.21 birleştirilerek modifiye edilebilir.

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{q^2 \sigma_o^2}{2k^2 T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q\bar{\Phi}_{B0}}{kT} \quad (4.23)$$

Eş. 4.23'e göre modifiye edilen  $[\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_o^2 / 2k^2 T^2] - q/kT$  grafiği, Şekil 4.13'den de görüldüğü gibi bir doğru vermektedir.



Şekil 4.13. Au/n-GaAs (MS) Schottky diyotun sıcaklığa bağlı

$[\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_o^2 / 2k^2 T^2] - q/kT$  grafiği

Bu doğrunun eğiminden ortalama engel ykseklilđi ( $\bar{\Phi}_{B0}$ ) ve  $[\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_o^2 / 2k^2 T^2]$  eksenini keştiği noktadan ise  $A^*$  etkin Richardson sabiti bulundu.

$[\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_0^2 / 2k^2 T^2] - q/kT$  grafiğinden, sıcaklık sabiti kullanılmaksızın ortalama engel yüksekliğı ( $\bar{\Phi}_{B0}$ ) ve Richardson sabiti ( $A^*$ ) değerleri sırasıyla 0,9136 eV and 8,317  $\text{Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$  olarak hesaplandı.

Görüldüğü gibi  $[\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_0^2 / 2k^2 T^2] - q/kT$  grafiğinden elde edilen  $\bar{\Phi}_{B0} = 0,9136$  eV değeri,  $\Phi_{ap} - q/2kT$  grafiğinden elde edilen  $\bar{\Phi}_{B0} = 0,9124$  eV değeriyle oldukça uyumludur.

## 5. TARTIŞMA VE SONUÇLAR

Bu tez çalışmasında, hazırlanan Au/n-GaAs (MS) Schottky diyotun deneysel kapasitans-voltaj (C-V), iletkenlik-voltaj (G/w-V) ve akım-voltaj (I-V) karakteristikleri kullanılarak temel elektriksel parametrelerinin elde edilmesi amaçlanmıştır. C-V ve G/w-V ölçümlerinden MS Schottky diyotun seri direnç ( $R_s$ ) ve arayüzey durum yoğunluğu ( $N_{ss}$ ) gibi elektriksel parametreleri hesaplanmıştır. MS Schottky diyotun doğru beslem I-V ölçümlerinden ise ters doyma akımı ( $I_0$ ), idealite faktörü ( $n$ ), sıfır beslem engel yüksekliği ( $\Phi_{B0}$ ), diyotun seri direnci ( $R_s$ ) ve arayüzey durumlarının dağılım profili elde edilmiştir.

Deneyde kullanılan, MS Schottky diyotun C-V ve G/w-V ölçümleri oda sıcaklığında 1 kHz ile 1 MHz frekans aralığında ve MS diyot dc gerilimi altındayken, genliği dc gerilimden çok küçük olan (50 mV) bir ac uyarma sinyali uygulanarak ölçümler gerçekleştirilmiştir. Elde edilen deneysel C-V ve G/w-V değerleri artan frekansla azalmaktadır. Kapasitansın ve iletkenliğin bu frekansa bağılılığı arayüzey durumlarından kaynaklanmaktadır. Düşük frekans bölgelerinde, arayüzey durumları ac sinyali takip edebildiğinden dolayı C-V ve G/w-V değerlerine ilave bir katkı gelmektedir. Artan frekansla arayüzey durumlarının bu katkıları azalmakta ve yaklaşık  $f \geq 500$  kHz' den sonra bu etki hemen hemen ortadan kalkmaktadır. Yüksek frekans değerlerinde arayüzey durumlarından dolayı kapasiteye gelen bir katkı yoktur veya ihmal edilebilecek kadar küçüktür. Bu durumda eğriler ideal duruma yaklaşır. Ayrıca, düşük frekanslarda gözlenen pik frekansın artmasıyla kaybolmaktadır.

Seri direnç değerlerinin gerilim ve frekansa bağlı eğrilerinden görüldüğü gibi, gerilime bağlı seri direnç değerleri her frekansta bir pik değerinden geçmekte ve artan frekanslarda bu pik sağa doğru kaymaktadır. Bu piklerin meydana geldiği gerilim bölgelerinde arayüzey durumlarının yerleşmiş olduğuna atfedilebilir. Tüm frekanslar için kuvvetli yığılım bölgesinde hesaplanan seri direnç değerlerinin her gerilim değerinde artan frekansla azaldığı ve düşük frekanslarda sabit hale geldiği

gözlendi. Bu sonuç, arayüzey durumlarının düşük frekanslarda uygulanan ac sinyali tarafından takip edilebildiğini ve yüksek frekanslarda ise hiç takip edilemediğini göstermektedir.

Hazırlanan Au/n-GaAs (MS) diyotda yalıtkan-yarıiletken arayüzeyindeki arayüzey durumlarının büyüklüğü ve voltaja bağlı dağılım profili düşük frekans(1 kHz)-yüksek frekans(1 MHz) ( $C_{LF}$ - $C_{HF}$ ) metoduna göre hesaplandı. Arayüzey durum yoğunluklarının maksimum değeri yaklaşık  $10^{13} \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$  mertebesinde olup bir pikten geçmektedir. Yani arayüzey durumlarının yoğunluğu uygulanan gerilime bağlı olarak değişmektedir. Çünkü arayüzey durumları yalıtkan-yarıiletken arayüzeyinde özel bir dağılım profiline sahiptir.

Au/n-GaAs Schottky diyotların I-V karakteristikleri 300-400 K sıcaklık aralığında incelendi ve diyotun yarı-logaritmik ters ve doğru belsem  $\ln(I)$ -V eğrileri elde edildi.  $\ln(I)$ -V karakteristikleri her bir sıcaklık için sabit bir voltaj değerinde kesişmektedir ve bu kesişme noktasında artık akım sıcaklıktan bağımsız hale gelmektedir. MS Schottky diyotun I-V karakteristiğinden,  $n$ ,  $I_0$ ,  $R_s$ ,  $\Phi_{B0}$  ve  $N_{ss}$  gibi temel elektriksel parametreler hesaplandı. Deneysel sonuçlardan, artan sıcaklıkla  $n$ 'nin azaldığı ve  $\Phi_{B0}$ 'nin ise artmakta olduğu gözlendi. Schottky diyot için  $I_0$ ,  $n$  ve  $\Phi_{B0}$  değerleri sırasıyla; 300 K için  $1,437 \times 10^{-6}$  A, 1,301, ve 0,572 eV; 400 K için  $4,928 \times 10^{-5}$  A, 1,116, 0,661 olarak bulundu. Her bir sıcaklık için  $n$ 'nin 1'den büyük çıkması, metal-yarıiletken arasındaki yalıtkan  $\text{SiO}_2$  tabaka ve GaAs/ $\text{SiO}_2$  arayüzeyinde lokalize olmuş arayüzey durumlarından kaynaklanmaktadır. Ayrıca, I-V karakteristiklerinden elde edilen arayüzey durum yoğunluğu  $10^{12} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$  mertebesinde olup artan sıcaklıkla azalmaktadır.  $N_{ss}$  ve  $n$ 'nin artan sıcaklıkla azalması, akım iletim mekanizmasının arayüzey durumları tarafından kontrol edildiğini göstermektedir. Aynı zamanda bu davranışın arayüzeydeki engel yüksekliğinin homojensizliği/düzensizliği nedeniyle engel yüksekliğinin Gaussian dağılım göstermesinden (Schottky engel homojensizliğinden) kaynaklandığı düşünülmektedir. Özellikle düşük sıcaklıklarda idealite faktöründeki artış ve engel



yüksekliğindeki azalma akım-iletim mekanizmasının, TE teorisine dayalı Gaussian dağılımı ile başarıyla açıklanır.

MS Schottky diyot için  $\ln(I_0/T^2)-1000/T$  Richardson eğrisinin eğiminden aktivasyon enerjisi 0,322 eV olarak bulundu ve bu enerjinin  $\ln(I_0/T^2)$  eksenini kestiği noktadan  $A^*$  etkin Richardson sabiti  $4,12 \times 10^{-4} \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$  elde edildi.  $A^*$  nın bu değeri, n-GaAs yarıiletken için bilinen  $8,16 \text{ A/cm}^{-2}\text{K}^{-2}$  teorik değerinden çok daha küçüktür.

Schottky diyotunda oluşan akım, potansiyel dağılımı daha düşük engellerin varlığından kaynaklanmakta olup bu durum engel yüksekliğinin bir Gaussian dağılımına sahip olmasıyla açıklanır.  $\bar{\Phi}_{B_0}$  ortalama engel yüksekliği,  $\sigma_0$  standart sapma,  $1/\sigma_0 \sqrt{2\pi}$  ise Gaussian engel yüksekliği dağılımının normalizasyon sabiti olup kullanılan formüller sonucunda  $\Phi_{ap}-q/2kT$  grafiğinden bir doğru elde edildi ve doğrunun düşey eksenini kestiği noktadan ortalama engel yüksekliği ( $\bar{\Phi}_{B_0} = 0,9124\text{eV}$ ) ve eğiminden ise standart sapma ( $\sigma_0 = 0.132 \text{ V}$ ) olarak bulundu. Standart sapma ( $\sigma_0$ ) değeri ne kadar küçük olursa homojen engel yüksekliğine o kadar çok yaklaşılr. Daha açık bir ifadeyle en iyi doğrultucu diyotun performansı standart sapmanın daha küçük değerleriyle ifade edilir.  $(n^{-1}-1)-q/2kT$  grafiği, düşey eksenini kesme noktası  $\rho_2$  ve eğimi ise  $\rho_3$  voltaj sabitleri olan bir doğru vermektedir.  $(n^{-1}-1)-q/2kT$  grafiğinden  $\rho_2 = 0,2759 \text{ V}$ ,  $\rho_3 = -0,0266 \text{ V}$  değerleri elde edildi. Bu grafiğin doğrusal davranışı, idealite faktörünün gerçekten Schottky engel yüksekliğinin Gaussian dağılımının voltaj değişimiyle açıklandığını gösterir.

$[\ln(I_0/T^2)-q^2 \sigma_0^2 /2k^2T^2]-q/kT$  grafiği bir doğru vermektedir. Bu doğrunun eğiminden ortalama engel yüksekliği ( $\bar{\Phi}_{B_0}$ ) ve  $[\ln(I_0/T^2)-q^2 \sigma_0^2 /2k^2T^2]$  eksenini kestiği noktadan ise  $A^*$  etkin Richardson sabiti bulundu.  $[\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_0^2 /2k^2T^2]-q/kT$  grafiğinden, sıcaklık sabiti kullanılmaksızın ortalama engel yüksekliği ( $\bar{\Phi}_{B_0}$ ) ve Richardson sabiti ( $A^*$ ) değerleri sırasıyla 0,9136 eV and  $8,317 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$  olarak hesaplandı.

Görüldüğü gibi  $[\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_0^2 / 2k^2 T^2] - q/kT$  grafiğinden elde edilen  $\bar{\Phi}_{B0} = 0,9136$  eV değeri,  $\Phi_{ap} - q/2kT$  grafiğinden elde edilen  $\bar{\Phi}_{B0} = 0,9124$  eV değeriyle oldukça uyumludur.

Sonuç olarak bu çalışmada hazırlanan Au/n-GaAs(MS) Schottky diyotun farklı sıcaklık ve frekanslarda I-V, C-V ve G/w-V karakteristiklerinin incelenmesi bize hem diyotun performansı hemde akım-iletim mekanizmaları hakkında detaylı bilgi verir. Özellikle Schottky diyotların temel elektriksel parametreleri belirlenirken sonuçların doğruluğu ve güvenilirliği için, farklı frekans, sıcaklık ve farklı diyotlar üzerinde çalışılması ve bu çalışmalarda elde edilen değerlerin farklı çıkmasına sebep olan arayüzey durumları, seri direnç ve engel homojensizlikleri gibi diğer etkenler mutlaka dikkate alınmalıdır. Ayrıca, engel yüksekliğinin bir Gaussian dağılımı gösterdiği gözlemlendi. Bundan dolayı Au/n-GaAs Schottky diyotun sıcaklığa bağlı karakteristik parametrelerinin, engel yüksekliğinin Gaussian dağılımlı termiyonik emisyon modeliyle açıklanabileceği gösterildi.

## KAYNAKLAR

1. Rhoderick, E.H. and Williams, R.H., “Surfaces, Interfaces, and Schottky Barriers”, Metal-Semiconductor Contacts 2<sup>nd</sup> ed., **Clarendon Press**, Oxford, 1-47 (1988).
2. Sze, S.M., and Kwok K. Ng, “Metal-Semiconductor Contacts”, Physics of Semiconductor Devices, 3<sup>rd</sup> ed., **John Wiley & Sons**, New York, 245-300 (2007).
3. Sze, S.M., “Metal-Semiconductor Contacts”, Physics of Semiconductor Devices 2<sup>nd</sup> ed.”, **John Wiley & Sons**, New York, 250-270 (1981).
4. Crowell, C.R., Sze, S.M., “Current Transport in Metal-Semiconductor Barriers”, **Solid State Electron.**, 9: 1035-1040 (1966).
5. Norde, H., “A modified forward I-V plot for schottky diodes with high series resistance”, **J. Appl. Phys.**, 50: 5052-5056 (1979).
6. Sato, K., Yasamura, Y., “Study of forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance”, **J. Appl. Phys.**, 58(9): 3655-3660 (1985).
7. Jarzebski, Z., “Oxide Semiconductors”, **Pergammon**, New York, 300-306 (1973).
8. Cheung, S.K., Cheung, N.W., “Extraction of schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics”, **Appl. Phys. Lett.**, 49(2): 85-91 (1986).
9. Chand, S., Kumar, J., “Evidence for the double distribution of barrier heights in Pd2Si/n-Si Schottky diodes from I-V-T measurements”, **Semicond. Sci. Technol.**, 11(1): 1203-1208 (1996).
10. Altındal, Ş., Kambur, H., Yıldız, D.E, Parlak, M., “Current conduction mechanism in Al/p-Si Schottky barrier diyotes with native insulator layer at low temperatures”, **Applied Surface Science**, 253: 5056-5061 (2007).
11. Altındal, Ş., “Al-SiO<sub>x</sub>-pSi aygıtların ve güneş pillerinin elektriksel karakteristikleri”, Doktora Tezi, **Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Ankara, 52-74 (1993).
12. Werner, J. H., Güttler, H.H., “Transport properties of homogeneous Schottky contacts”, **Physica Scripta. T.**, 39: 258-264 (1991).
13. Hudait, M.K., Venkateswarlu,P., Krupanidhi, S.B.,“Electrical transport characteristics of Au/n-GaAs Schottky diodes on n-Ge at low temperatures“, **Solid-State Elecron.**, 45: 133-141 (2001).

14. Sullivan, J. P., Tung, R.T., Pinto, M.R., Graham, W.R., "Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study", *J. Appl. Phys.*, 70: 7403-7407 (1991).
15. Chattopadhyay, P., Daw, A.N., "On the current transport mechanism in a metal insulator-semiconductor diode", *Solid State Electron.*, 29(5): 555-560 (1986).
16. Tataroğlu, A., Altındal, Ş., "Characterization of current-voltage (IV) and capacitance-voltage-frequency (C-V-f) features of Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MIS) Schottky diodes", *Microelectron. Eng.*, 83: 582-588 (2006).
17. Sing, A., Reinhard, K.C., Anderson, W.A., "Temperature dependence of the electrical characteristics of Yb/p-InP tunnel metal-Insulator-Semiconductor Junctions", *J. Appl. Phys.*, 68(7): 3475-3479 (1990).
18. Card, H.C., Rhoderick, E.H., "Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effects in silicon Schottky diodes", *J.Phys.D: Appl. Phys.*, 4: 1589-1601 (1971).
19. Tseng H.H., Wu C.Y., "A simple interfacial layer model for the nonideal I-V and C-V characteristics of the Schottky barrier diode", *Solid State Electron.*, 30: 383-390 (1987).
20. Miller S. T., "Electrical Properties of Inhomogeneous Schottky Diodes", New Developments in Semiconductor Research, *Nova Science Publishers*, New York, 113-138 (2005).
21. Yacobi, B. G., "Applications of Semiconductors", Semiconductor Materials An Introduction to Basic Principles, *Kluwer Academic Publishers*, New York, Boston, Dordrecht, London, Moscow, 116-117 (2003).
22. Sharma, B.L., "Physics of Schottky Barrier Junctions", Metal-Semiconductor Contacts Schottky Barrier Junctions and Their applications, *Plenum Press*, New York and London, 1-56 (1984).
23. Bardeen, J., "Surface States and Rectification at a Metal Semi-Conductor Contact", *Phys. Rev.*, 71: 717-727 (1947).
24. Mead, C.A., "Metal-semiconductor surface barriers", *Solid-State Electronics*, 9: 1023-1032 (1966).
25. Szatkowski, J., Sieranski, K., "Interface Effects on Mg-Zn<sub>3</sub>P<sub>2</sub> Schottky Diodes", *Solid-State Electronics*, 31 (2): 257-260 (1988).

26. Nicollian, E. H., Goetzberger, A., Lopez, A.D., “Expedient method of obtaining interface state properties from MIS conductance measurements”, *Solid-State Electronics*, 12: 937-944 (1969).
27. Chand, S., “ On the intersecting behaviour of current-voltage characteristics of inhomogeneous Schottky diodes at low temperatures”, *Semicond. Sci. Technol.*,19: 82-86 (2003).
28. Werner, J. H., Güttler, H.H., “ Barrier inhomogeneous at Schottky contacts”, *J. Appl. Phys.*, 69(3): 1522-1533 (1991).
29. Gökçen, M.,“ Metal-oksit-yarıiletken yapıların elektrik ve dielektrik karakteristiklerinin frekans, sıcaklık ve oksit kalınlığına bağlı incelenmesi”, Doktora Tezi, *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, 63-67 (2008).
30. Goetzberger, A., Klausmann, E., and Schulz, M. J., “Interface States on Semiconductor/Insulator Surfaces” , *CRC Critical Reviews in Solid State Sciences*, 6(1) : 226-233 (1976)
31. Chan, K. K., Amaratunga, G. A. J., Wong, S. P., Veerasamy V. S., “Capacitance voltage characteristics of a metal-carbon-silicon structure” , *Solid-State Electronics*, 36(3) : 345-349 (1993)
32. Hung, K. K. and Cheng, Y. C., ”Chararacterization of Si- SiO<sub>2</sub> interface traps in p-metal-oxide-semiconductor structures with thin oxides by conductance technique” , *Journal of Applied Physics*, 62(10) : 4204-4212 (1987)
33. Hung, K. K. and Cheng, Y. C., “Determination of Si- SiO<sub>2</sub> interface trap properties of p-MOS structures with very thin oxides by conductance measurement” , *Applied Surface Science*, 30 : 114-119 (1987)
34. Türüt, A. and Sağlam, M., “Determination of the density of Si-metal interface states and excess capacitance caused by them” , *Physica B*, 179: 285-294 (1992).
35. Sze, S. M., “Physics of Semiconductor Devices” , *Wiley*, New York, 25-146, 193-265 (1981).
36. Berglund, C. N., “Surface states at steam-grown silicon-silicon dioxide interfaces” , *IEEE transactions on nuclear science*, 13(10) : 701-705 (1966).
37. Chattopadhyay P., Raychaudhuri B., “New technique for the determination of series resistance of Schottky barrier diodes” *Solid State Electron.*, 35(7): 1023-1024 (1992).
38. Szatkowski, J. and Sieranski, K., “Simple Interface-Layer Model for the nonideal characteristics of the schottky-barrier diode” , *Solid-State Electronics*, 35(7) : 1013-1015 (1992)

39. Konofaos, N., Mc Clean, I. P. and Thomas C. B., “Characterisation of the interface states between amorphous diamond-like carbon films and (100) silicon”, *Physica Status Solidi (a)*, 161 : 111-120 (1997)
40. Witczak, S. C., Suehle, J. S., and Gaitan, M., “An experimental comparison of measurement techniques to extract Si- SiO<sub>2</sub> interface trap density” , *Solid-State Electronics*, 35(3) : 345-555 (1992).
41. Gökçen, M., “MOS Yapılarda Kapasitans-Voltaj (C-V) ve İletkenlik-Voltaj (G/w-V) Karakteristiklerinin Frekans ve Radyasyona Bağlı İncelenmesi”, Y.Lisans Tezi, *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, 1-40 (2003).
42. Özdemir, S. and Altındal Ş., “Temperature dependent electrical Characteristics of Al-SiO<sub>x</sub>-p-Si solar cells”, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 32:115-127 (1994).
43. Nicollian, E.H., Brews, J. R. “Experimental evidence for interface trap properties”, MOS (Metal-Oxide-Semiconductor) Physics and Technology”, *John Willey and Sons*, New York, 285-318 (1982)
44. Saxena, A. N., “Forward Current-Voltage Characteristics of Schottky Barrier on n-Type Silicon “, *Surface Science*, 13: 151-171 (1969)
45. Aydin, M. E., Akkiliç, K., Kiliçoğlu, T., “Relationship between barrier height and ideality factors of H-terminated Ph/p-Si contacts with and without the interfacial oxide layer”, *Appl. Surface Sci.*, 225(1-4): 318-323 (2004).
46. Nicollian, E.H., Goetzberger, A., “MOS conductance technique for measuring surface state parameters”, *Appl. Phys. Lett.*, 7: 216-219 (1965).
47. Hudait, M. K., Krupanidhi, S. B., “Interface states density distribution in Au/n-GaAs Schottky diodes on n-Ge and n-GaAs substrates”, *Mater. Sci. Eng. B.*, 87: 141-147 (2001).
48. Altındal, Ş., Tataroglu, A., Dökme, İ., “Density of interface states, excess capacitance and series resistance in the metal-insulator-semiconductor (MIS) solar cells”, *Solar Energy Mater. Solar Cells*, 85: 345-358 (2005).
49. Maeda, K., “Energy level broadening of defects causing nonideality in nearly ideal Si Schottky barriers”, *Appl. Surf. Sci.*, 237: 165-169 (2004).
50. Milnes, A.G., Feucht D.L., “Heterojunction and Metal-Semiconductor Junctions” *Academic Press*, New York and London, 156-200 (1972).

51. Rhoderick, E. H. and Williams R. H., "Metal-Semiconductor Contacts 2<sup>nd</sup> ed.", *Oxford University Press*, Oxford, 257-264 (1988).
52. Sze, S.M., "Physics of Semiconductor Devices 2<sup>nd</sup> ed.", *Wiley*, New York, 245-300 (1981).
53. Kanbur, H., Altındal, Ş., Tataroğlu, A., "The effect of interface states, excess capacitance and series resistance in the Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si Schottky diodes" *Applied Surface Science* 252(5): 1732-1738 (2005).
54. Karataş, Ş., Altındal, Ş., A. Türüt, A. Özmen, "Temperature dependence of characteristics parameters of the H-terminated Sn/p-Si(100) Schottky contact", *Appl. Surf. Sci.*, 217-250 (2003).
55. Tung, R.T., "Electron transport at metal-semiconductor interfaces: General theory" *Phys. Rev. B.*, 45: 13509-13523 (1992).
56. Rhoderick, E.H., "Metal-Semiconductor Contacts", *IEE PROC.*, 29(1): 1-14 (1982).
57. Fonash, S.J., "A Reevaluation of the Meaning of Capacitance Plots for Schottky Barrier-Type Diodes.", *J. Appl. Phys.*, 54: 1966-1970 (1975).
58. Singh, A., "Characterisation of Interface States at Ni/nCdF<sub>2</sub> Schottky Barrier Type Diodes and the Effect of CdF<sub>2</sub> Surface Preparation", *Solid State Electron.*, 28 (3): 223-232 (1985).
59. Yasuda, T., Kimura, K., Miwa, S., Kuo, L. H., Ohtake, A., Jin, C. G., Tanaka, K., and Yao, T., "Reflectance-difference studies of interface-formation and initial-growth processes in ZnSe/GaAs(001) heteroepitaxy", *J. Vac. Sci. Technol. B* 15(4): 1212-1220 (1997).
60. Altındal, Ş., Karadeniz, S., Tuğluoğlu N., Tataroğlu, A., "The role of interface states and series resistance on the I-V and C-V characteristics in Al/SnO<sub>2</sub>/ p-Si Schottky diodes", *Solid State Electron.*, 47(10): 1847-1854 (2003).
61. Karataş, Ş., Altındal, Ş., Çakar, M., "Current transport in Zn/p-Si(100) Schottky barrier diodes at high temperatures", *Physica B*, 357-386 (2005).
62. Bhuiyan, A.S., Martinez, A., Esteve, D., "A new Richardson plot for non-ideal Schottky diodes.", *Thin Solid Films*, 161: 93-100 (1988).
63. Akal, B., Benemara, Z., Boudissa, A., Bouiadjra, N.B., Armani, M., Bideux, L. And Gruzza, B., "Modelization and characterization of Au/InSb/InP Schottky systems as a functions of temperature", *Mater. Sci.and Eng. B*, 55: 162-168 (1998).

64. Lee, B.H., Kang, L., Nieh, R., Qi, W.J., Lee, J.C., "Thermal stability and electrical characteristics of ultrathin hafnium oxide gate dielectric reoxidized with rapid thermal annealing", *Appl. Phys. Lett.*, 77: 1926-1931 (2000).
65. Gümüş A., Türüt A. and Yalçın N., "Temperature dependent barrier characteristics of CrNiCo allow Schottky contacts on n-type molecular-beam epitaxy GaAs", *J. Appl. Phys.*, 91: 245-250 (2002).
66. Ashok, S., Borreg, J.M., Gutmann, R.J., "Modelization and characterization of Au/InSb/InP Schottky systems as a functions of temperature" , *Solid State Electronics* , 22: 621-625 (1979).
67. Chand, S., Kumar, J., "Electron transport and barrier inhomogeneities in palladium silicide Schottky diodes", *Appl. Phys. A*, 65: 497-503 (1997).
68. Biber, M., "Low-temperature current-voltage characteristics of MIS Cu/n-GaAs and inhomogeneous Cu/n-GaAs Schottky diodes", *Physica B*, 325: 138-148 (2003).
69. Maeda, K., "Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in Si Schottky barriers", *Surf. Sci.*, 493: 644-652 (2001).
70. Zhu, S., Van Meirhaeghe, R. L., Detavernier, C., Cardon, F., Ru, G. P., Qu, X. P., Li, B. Z., "Barrier height inhomogeneities of epitaxial CoSi<sub>2</sub> Schottky contacts on n-Si (100) and (111)", *Solid-State Electron.*, 44: 663-669 (2000).
71. Hudait, M.K., Krupanidhi, S.B., "Doping dependence of the barrier height and ideality factor of Au/n-GaAs Schottky diodes at low temperatures", *Physica B*, 307: 125-137 (2001).
72. Chand, S., "An accurate approach for analysing an inhomogeneous Schottky diode with a Gaussian distribution of barrier heights", *Semicond. Sci. Technol.*, 17: L36-L40 (2002).
73. Chand, S., Kumar, J., "Simulation and analysis of the I-V characteristics of a Schottky diode containing barrier inhomogeneities", *Semicond. Sci. Technol.*, 12: 899-906 (1997).
74. J. Horvath, Zs., "Analysis of I-V measurements on CrSi<sub>2</sub>-Si schottky structures in a wide temperature", *Solid-State Electron.*, 39: 176-180 (1996).
75. Zhu, S., Van Meirhaeghe, R. L., Detavernier, C., Cardon, F., Ru, G. P., Qu, X. P., Cardon, Li, B. Z., "A Beem study of the temperature dependence of the barrier height distribution in PtSi/n-Si Schottky diodes", *Solid-State Comm.*, 112: 611-616 (1999).



76. Yıldız, D.E., Altındal Ş., “Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si Schottky diodes ” , *J.Appl. Phys.*, 103(12): 124502-124502-7 (2008).
77. Zhu, S., Qu, X. P., Van Meirhaeghe, R. L., Detavernier, C., Cardon,F., Ru, G. P., Cardon, Li, B. Z., “ Electrical characteristics of CoSi/n-Si (100) Schottky barrier contacts formed by solid state reaction”, *Solid-State Electron.*, 44: 1807-1818 (2000).

## ÖZGEÇMİŞ

### Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : KAYA, İdris  
Uyruğu :T.C.  
Doğum tarihi ve yeri :19.02.1969 ARDAHAN  
Medeni hali :Evli  
Telefon :0 (533) 471 69 40  
e-mail :idris\_kaya69@hotmail.com

### Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Yüksek lisans	Gazi Üniversitesi /Fizik Bölümü	1994-
Lisans	H.Ü./ Fizik Eğitimi	1993
Lise	M.Çakmak Öğretmen Lisesi (Gümüşhane)	1987

### İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
1993-2000	Merkür Medya A.Ş.	Şirket Müdürü
2000-2004	Kutup Bilgisayar A.Ş.	Şirket Müdürü
2004-2006	Sürat Kargo A.Ş.	Bölge Müdürü
2006-	Cihan Medya ve Dağ. A.Ş.	Denetim Yöneticisi

### Yabancı Dil

İngilizce  
Almanca