



**Au/p-Si/Al, Au/GO/p-Si/Al ve Au/Au-RGO/p-Si/Al  
YAPILARININ ELEKTRİKSEL  
KARAKTERİSTİKLERİNİN NUMUNE  
SICAKLIĞINA BAĞLI OLARAK İNCELENMESİ**

**Merve ODABAŞ**

**Yüksek Lisans Tezi  
Fizik Anabilim Dalı  
Kathal Fizik Bilim Dalı  
Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM  
2020  
Her hakkı saklıdır**

**ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Au/p-Si/Al, Au/GO/p-Si/Al ve Au/Au-RGO/p-Si/Al YAPILARININ  
ELEKTRİKSEL KARAKTERİSTİKLERİNİN NUMUNE  
SICAKLIĞINA BAĞLI OLARAK İNCELENMESİ**

**Merve ODABAŞ**

**FİZİK ANABİLİM DALI  
Katıhal Fiziği Bilim Dalı**

**ERZURUM  
2020**

**Her hakkı saklıdır**



TEZ ONAY FORMU

**Au/p-Si/Al, Au/GO/p-Si/Al ve Au/Au-RGO/p-Si/Al YAPILARININ ELEKTRİKSEL KARAKTERİSTİKLERİNİN NUMUNE SICAKLIĞINA BAĞLI OLARAK İNCELENMESİ**

Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM danışmanlığında, Merve ODABAŞ tarafından hazırlanan bu çalışma, 29/01/2020 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından FİZİK Anabilim Dalı KATIHAL FİZİĞİ Bilim Dalı'nda YÜKSEK LİSANS tezi olarak OYBİRLİĞİ ile kabul edilmiştir.

Başkan: Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM

İmza :

Üye : Doç. Dr. Betül GÜZELDİR

İmza :

Üye : Doç. Dr. Harun GÜNEY

İmza :

Yukarıdaki sonuç;

Enstitü Yönetim Kurulu'nun 07.02.2020 tarih ve .06./.../.65... nolu kararı ile onaylanmıştır.

Prof. Dr. Mehmet KARAKAN  
Enstitü Müdürü

**Not:** Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaklardan yapılan bildiriş, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak olarak kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

## ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

### **Au/p-Si/Al, Au/GO/p-Si/Al ve Au/Au-RGO/p-Si/Al YAPILARININ ELEKTRİKSEL KARAKTERİSTİKLERİNİN NUMUNE SICAKLIĞINA BAĞLI OLARAK İNCELENMESİ**

Merve ODABAŞ

Atatürk Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Anabilim Dalı  
Katıhal Fiziği Bilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM

Bu çalışmada  $\langle 111 \rangle$  yönelimine sahip, 1-10  $\Omega$ -cm özdirençli ve 400  $\mu\text{m}$  kalınlığında  $p$ -tipi Si yarıiletkeni kullanılarak Au/p-Si/Al, Au/GO/p-Si/Al ve Au/Au-RGO/p-Si/Al diyotları üretilip, bu yapıların  $I$ - $V$  karakteristikleri numune sıcaklığına bağlı olarak araştırılmıştır.  $p$ -Si yarıiletkeninin mat yüzeyine Al metali buharlaştırılarak omik kontak yapılmıştır. Al omik kontaklı  $p$ -Si yarıiletkeni uygun boyutlarda üç parçaya ayrıldıktan sonra, parçalardan birinin yüzeyi üzerine Au metali buharlaştırılarak Au/p-Si/Al diyot yapısı üretilmiştir. Diğer iki yarıiletken parça ve cam altlıklar üzerine Hummers yöntemiyle sentezlenen grafen oksit (GO) ve Au nanoparçacıklı indirgenmiş grafen oksit (RGO) ince filmleri spin kaplama yöntemiyle büyütülmüştür. Bu filmlerin morfolojik ve yapısal özellikleri taramalı elektron mikroskobu (SEM), atomik kuvvet mikroskobu (AFM) ve Raman ölçümleri ile analiz edilmiştir. GO ve Au-RGO ince filmlerinin altlık yüzeyini tamamen kapladığı, hemen hemen homojen olduğu ve Raman spektrumlarının literatürle uyumlu oldukları görülmüştür. Daha sonra GO ve Au-RGO ince filmlerinin üzerlerine belirli çaplarda Au metali vakum ortamında buharlaştırılarak, GO ve Au-RGO arayüzey tabakalı Au/GO/p-Si/Al ve Au/Au-RGO/p-Si/Al diyotları üretilmiştir. Au/p-Si/Al, Au/GO/p-Si/Al ve Au/Au-RGO/p-Si/Al diyotlarının  $I$ - $V$  ölçümleri 20 K adımlarla 80-320 K sıcaklık aralığında alınıp, karakteristik parametreleri hesaplanmıştır.  $T=320$  K'de Au/p-Si/Al diyodunun idealite faktörü 1,090 ve engel yüksekliği 0,776 eV, Au/GO/p-Si/Al diyodunun idealite faktörü 1,526 engel yüksekliği 0,700 eV ve Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodunun idealite faktörü 1,170 engel yüksekliği 0,612 eV olarak hesaplanmıştır. Diyotların doğru beslem  $\ln(I)$ - $V$  grafiklerinden elde edilen idealite faktörlerinin azalan numune sıcaklığı ile arttığı, engel yüksekliklerinin de azaldığı görülmüştür. Aynı zamanda diyot parametreleri Norde ve Cheung metodlarından da hesaplanarak sonuçlar karşılaştırılmıştır. Sonuç olarak, diyotların numune sıcaklığına bağlı  $I$ - $V$  karakteristikleri homojen olmayan potansiyel engeli modeli ile başarılı bir şekilde açıklanmıştır.

**2020, 103 sayfa**

**Anahtar Kelimeler:** Schottky diyot, Grafen oksit, İndirgenmiş Grafen oksit, Spin kaplama

## ABSTRACT

Master Thesis

### THE INVESTIGATION OF THE ELECTRICAL CHARACTERISTICS OF Au/p-Si/Al, Au/GO/p-Si/Al and Au/Au-RGO/p-Si/Al STRUCTURES DEPENDING ON SAMPLE TEMPERATURE

Merve ODABAŞ

Atatürk University  
Institute of Natural Sciences  
Department of Physics  
Department of Solid State Physics

Supervisor: Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM

In this study, Au/p-Si/Al, Au/GO/p-Si/Al and Au/Au-RGO/p-Si/Al structures were produced using p-type Si semiconductor with a resistivity of 1-10  $\Omega$ -cm and a thickness of 400  $\mu$ m with orientation  $\langle 111 \rangle$  and  $I$ - $V$  characteristics of these structures are investigated depending on sample temperature. The ohmic contact was made by evaporating Al metal to the matt surface of the p-Si semiconductor. After splitting the p-Si semiconductor with Al ohmic contacts into three pieces of suitable sizes, Au metal was evaporated onto the surface of one of the pieces, producing the Au/p-Si/Al diode structure. The graphene oxide (GO) and Au nanoparticle reduced graphene oxide (RGO) materials synthesized by the Hummers method were grown as thin films by spin coating method on the other two semiconductor parts and glass substrates. Morphological and structural properties of these films were analyzed by scanning electron microscopy (SEM), atomic force microscopy (AFM) and Raman measurements. It was observed that GO and Au-RGO thin films completely covered the substrate surface, were almost homogeneous and Raman spectra were compatible with the literature. Later, Au/GO/p-Si/Al and Au/Au-RGO/p-Si/Al diodes with GO and Au-RGO interface layers were produced by evaporating Au metal in vacuum in certain diameters on GO and Au-RGO thin films. The  $I$ - $V$  measurements of the diodes Au/p-Si /Al, Au/GO/p-Si/Al and Au/Au-RGO/p-Si/Al were taken in the temperature range of 80-320 K with 20 K steps and their characteristic parameters were calculated. The ideality factor of the Au/p-Si/Al diode at  $T = 320$  K is 1,090 and the barrier height is 0,776 eV, the ideality factor of the Au/GO/p-Si/Al diode is 1,526 and the barrier height is 0,700 eV and the ideality factor of the Au/Au-RGO/p-Si/Al diode is calculated as 1,170 while barrier height is 0,612 eV. It was observed that the ideality factors obtained from the forward bias  $\ln(I)$ - $V$  graphics of the diodes increased with decreasing sample temperature and the barrier heights decreased. At the same time, diode parameters were calculated also from Norde and Cheung methods and the results were compared. As a result, the  $I$ - $V$  characteristics of diodes based on the sample temperature have been succesfully explained by the inhomogeneous potential barrier model.

2020, 103 pages

**Keywords:** Schottky diode, Graphene oxide, Reduced graphene oxide, Spin coating

## TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışma Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Yarıiletken Proses Laboratuvarı'nda yapılmıştır. Bu çalışmada; tez konumun belirlenmesinden itibaren her aşamada desteğini, bilgi ve tecrübelerini benden esirgemeyen, yoluma ışık tutan çok değerli danışman hocam Sayın Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM'a en içten dileklerle teşekkür ederim.

Çalışmalarımı yaparken fikir ve önerilerinden faydalanıp araştırmalarımın devam edebilmemde yol gösteren saygıdeğer hocam Sayın Doç. Dr. Betül GÜZELDİR'e çok teşekkür ederim.

Laboratuvar çalışmalarım sırasında çalıştığım numunelerin hazırlanması ve ölçümlerinin alınmasında bana büyük katkıları olan, bilgi ve desteğini esirgemeyen, Sayın Dr. Öğr. Üyesi Ahmet TAŞER'e, Sayın Prof. Dr. Duygu EKİNCİ'ye, Sayın Dr. Züleyha KUDAŞ'a ve Sayın Öğr. Gör. Zeynep ORHAN'a çok teşekkür ederim.

Tez yazım aşamasında ve yoluma çıkan tüm olumsuzluklarda hep yanımda olan ve her zaman yanımda olacak olan Sayın Öğr. Gör. Oğuzhan ÖZAKIN'a sonsuz teşekkür ederim.

Çalışmalarım süresince her zaman yanımda olan, maddi ve manevi desteğini benden esirgemeyen çok değerli annem, rahmetli babam ve kardeşlerime sonsuz minnet ve şükranlarımı sunarım.

**Merve ODABAŞ**

**Ocak, 2020**

## İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT .....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ .....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ .....	xiii
<b>1. GİRİŞ.....</b>	<b>1</b>
<b>2. KURAMSAL TEMELLER.....</b>	<b>9</b>
2.1. Elementel Yarıiletkenler.....	9
2.1.1. Giriş .....	9
2.1.2. Elektronik devre elemanlarının fabrikasyonunda kullanılan materyaller .....	16
2.1.3. Yarıiletkenlerde Akım .....	23
2.1.4. <i>n</i> -tipi ve <i>p</i> -tipi yarıiletkenler.....	27
2.2. Metal Yarıiletken Eklemler .....	30
2.2.1. Schottky Kontaktların Teorik Temelleri .....	30
2.2.2. Metal-Yarıiletken Arayüzeyinde Akım İletim Mekanizması.....	35
2.2.3. Termal Elektron Emisyon Teorisi .....	39
2.3. Omik Kontaktların Teorik Temelleri.....	43
2.4. Homojen Olmayan Schottky Engeli.....	45
2.5. Etkin Engel Yüksekliğinin Artırılması.....	47
2.6. Döndürerek Kaplama (Spin Kaplama) Tekniğinin Teorisi .....	53
<b>3. MATERYAL ve YÖNTEM.....</b>	<b>57</b>
3.1. GO Sentezi .....	57
3.2. RGO Sentezi.....	58
3.3. Altın Nanoparçacıkların Sentezi .....	58
3.4. Au-RGO Nanokompozitlerin Sentezi .....	59
3.5. <i>p</i> -Si Yarıiletkeninin Temizlenmesi .....	59
3.6. Vakumda Termal Buharlaştırma ve Tavlama İşlemleri .....	60
3.7. GO ve Au-RGO Nanokompozitlerin <i>p</i> -Si Altlıklar Üzerine Büyütülmesi .....	61

3.8. Au/p-Si/Al, Au/GO/p-Si ve Au/Au-RGO/p-Si Yapıların Elde Edilmesi ve Elektriksel Karakterizasyonu .....	61
<b>4. ARAŞTIRMA BULGULARI ve TARTIŞMA.....</b>	<b>63</b>
4.1 Giriş.....	63
4.2. GO ve Au-RGO İnce Filmlerin SEM, AFM ve Raman Analizleri .....	63
4.3. Au/p-Si/Al Yapısının I-V Karakteristiklerinin Numune Sıcaklığına Bağlı Olarak Analizi .....	66
4.4. Au/GO/p-Si/Al Yapının Akım-Voltaj Karakteristiklerinin Numune Sıcaklığına Bağlı Olarak İncelenmesi .....	77
4.5. Au/Au-RGO/p-Si/Al Yapının Akım-Voltaj Karakteristiklerinin Numune Sıcaklığına Bağlı Olarak İncelenmesi .....	85
<b>5. TARTIŞMA ve SONUÇ.....</b>	<b>94</b>
KAYNAKLAR .....	100
ÖZGEÇMİŞ .....	104

## SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

$\rho(x)$	Konuma bağılı uzay yükü yoğunluğu
$J_{m \rightarrow s}$	Metalden yarıiletkene doğru akan akım yoğunluğu
$J_{s \rightarrow m}$	Yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğu
$\Psi(x)$	Yüzey potansiyeli
$\tau$	Zaman sabiti
$\Phi_b$	Schottky engel yüksekliği
$\Phi_m$	Metalin iş fonksiyonu
$\chi_s$	Yarıiletkenin elektron ilgisi
$\Phi_s$	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
$A$	Diyotun etkin alanı
$A^*$	Richardson sabiti
AC	Alternatif akım
$AE$	Alan Emisyon
AFM	Atomik kuvvet mikroskobu
ALD	Atomik katman kaplama
$C^2-V$	Kapasitenin karesinin tersi-voltaj
$C-f$	Kapasite-frekans
$C-V$	Kapasite-voltaj
DC	Doğru akım
$E_c$	İletkenlik bandının tabanı
$E_F$	Fermi enerji seviyesi
$E_g$	Yarıiletkenin yasak enerji aralığı
$eV$	Elektronvolt
$E_v$	Valans bandının tavanı
$G/\omega-V$	Konduktans-voltaj
GO	Grafen oksit
$h$	Planck sabiti

$I_0$	Sızıntı akımı
$I-V$	Akım-voltaj
$J$	Akım yoğunluğu
$k$	Boltzmann sabiti
$m^*$	Etkin kütle
$m_e$	Elektronun kütlesi
MIS	Metal-yalıtkan-yarıiletken
MISFET	Metal-yalıtkan-yarıiletken alan etkili transistör
MOSFET	Metal-oksit-yarıiletken alan etkili transistör
$n$	İdealite faktörü
$N_a$	Akseptör atomlarının konsantrasyonu
$N_c$	Yarıiletkenin iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu
$N_d$	Donor atomlarının konsantrasyonu
$N_v$	Yarıiletkenin valans bandındaki hal yoğunluğu
$Q$	Birim alan başına düşen yük yoğunluğu
$q$	Elektronun yükü
$RGO$	İndirgenmiş grafen oksit
$R_s$	Seri direnç
$SD$	Schottky diyot
SEM	Taramalı elektron mikroskobu
$TAE$	Termiyonik Alan Emisyon
$TE$	Termiyonik Emisyon
TEM	Geçirmeli elektron mikroskobu
$TEM$	Geçirmeli elektron mikroskobu
$V_{bi}$	Built-in potansiyeli
$V_{dif}$	Difüzyon potansiyeli
$w$	Uzay yükü bölgesinin genişliği
XRD	x-ışınları kırınımı
$\alpha$	Soğurma katsayısı
$\epsilon_0$	Boşluğun dielektrik sabiti
$\epsilon_s$	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
$\lambda$	Dalga boyu

$\nu$  Frekans  
*UV* Ultra viyole



## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Protonlar ve nötronlardan oluşan çekirdeğin etrafındaki yörüngelerdeki elektronları gösteren bir atomun Bohr modeli. Elektronlar üzerindeki “kuyruklar” hareketi göstermektedir .....	10
Şekil 2.2. İki basit atom, hidrojen ve helyum .....	11
Şekil 2.3 Elementlerin periyodik tablosu .....	12
Şekil 2.4. Silikon atomunun Bohr atom modelinde gösterimi .....	12
Şekil 2.5. Sodyum atomunun, her yörüngedeki orbitallerini ve elektron sayısını gösteren üç boyutlu kuantum modeli .....	16
Şekil 2.6. Karbon atomu diyagramı .....	17
Şekil 2.7. Yalıtkan, yarıiletken ve iletken için enerji-bant diyagramları .....	19
Şekil 2.8. Silisyum ve bakır atomlarının Bohr diyagramları .....	20
Şekil 2.9. Silisyum ve germanyum atomlarının diyagramları. ....	21
Şekil 2.10. Silisyumdaki kovalent bağların gösterimi .....	22
Şekil 2.11. Bir silikon kristaldeki kovalent bağlar .....	22
Şekil 2.12. En düşük enerji durumunda saf (asal) bir silikon kristali içindeki bir atom için enerji bant diyagramı. 0 K sıcaklıkta iletim bandında elektron yoktur. ....	23
Şekil 2.13. Silikon bir kristalde elektron boşluk çiftlerinin oluşturulması. İletim bandındaki elektronlar serbest elektronlardır .....	24
Şekil 2.14. Silikon kristal içinde elektron boşluk çiftleri. Serbest elektronlar sürekli olarak üretilirken bazıları boşluklar ile yeniden birleşir .....	25
Şekil 2.15. Termal olarak üretilen serbest elektronların hareketi ile meydana gelen silikon içindeki elektron akımı .....	26
Şekil 2.16. Asal silisyum içerisindeki hol akımı .....	26
Şekil 2.17. Silikon kristal yapısında beş değerli safsızlık atomu .....	28
Şekil 2.18. Bir silikon kristal yapısında üç değerlikli safsızlık atomu. Merkezde bir bor (B) safsızlık atomu gösterilmiştir .....	29
Şekil 2.19. Metalin denge halindeki bant diyagramı (a) ve iş fonksiyonu ve elektron ilgisinin belirtildiği yarıiletkenin denge halinde ki bant diyagramı (b) .....	30

<b>Şekil 2.20.</b> Kontak öncesi metal ve yarıiletkenin enerji bant diyagramı (a) ve denge durumunda metal-yarıiletken eklemine enerji bant diyagramı (b).....	32
<b>Şekil 2.21.</b> Doğru beslem (a) ve ters beslem (b) durumundaki metal-yarıiletken Schottky engel diyotun şematik gösterimi .....	34
<b>Şekil 2.22.</b> Metal- yarıiletken arayüzeyindeki farklı akım iletim mekanizmaları .....	36
<b>Şekil 2.23.</b> $m_{tun}/m = 0,3$ ve $T = 300$ K'de silisyum için katkı konsantrasyonuna karşı $E_{00}$ ve $kT$ grafiği .....	36
<b>Şekil 2.24.</b> Termoyonik iletim mekanizması .....	37
<b>Şekil 2.25.</b> Termoyonik alan iletim mekanizması.....	38
<b>Şekil 2.26.</b> Alan emisyon iletim mekanizması. ....	39
<b>Şekil 2.27.</b> Schottky kontağın doğrultma mekanizması. ....	40
<b>Şekil 2.28.</b> a) Düşük engel yükseklikli ve b) yüksek katkı konsantrasyonuna sahip omik kontağın diyagramı.....	44
<b>Şekil 2.30.</b> Metal/ <i>p-n</i> Schottky engel diyotunun a) kesit görünümü, b) $qV_m$ 'lik engel yüksekliği artışını gösteren enerji bant diyagramı .....	49
<b>Şekil 2.31.</b> Spin kaplama tekniğinin şematik gösterimi.....	54
<b>Şekil 3.1.</b> Termal kaplama ünitesi.....	60
<b>Şekil 3.2.</b> Tek bölmeli tavlama fırını .....	61
<b>Şekil 4.1.</b> GO ince filminin SEM görüntüsü.....	64
<b>Şekil 4.2.</b> GO ince filminin AFM görüntüsü .....	64
<b>Şekil 4.3.</b> Cam ve p-Si altlıklar üzerinde spin kaplama tekniği ile büyütülmüş GO ince filmlerinin Raman spektrumları.....	65
<b>Şekil 4.4.</b> Au-RGO filminin SEM görüntüsü.....	65
<b>Şekil 4.5.</b> Au-RGO filminin AFM görüntüsü .....	65
<b>Şekil 4.6.</b> Cam ve p-Si altlıklar üzerinde spin kaplama tekniği ile büyütülmüş Au-RGO ince filmlerinin Raman spektrumları.....	66
<b>Şekil 4.7.</b> Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/p-Si/Al yapısının doğru ve ters beslem $\ln(I)-V$ karakteristikleri .....	68
<b>Şekil 4.8.</b> Au/p-Si/Al yapısının sıcaklığa bağlı $\ln(I)-V$ karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörü ve engel yüksekliği değerlerinin numune sıcaklığı ile değişimleri.....	69

<b>Şekil 4.9.</b> Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/p-Si/Al yapının $F(V)-V$ grafikleri .....	71
<b>Şekil 4.10.</b> Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/p-Si/Al diyodunun $dV/d(\ln I)-I$ grafikleri .....	72
<b>Şekil 4.11.</b> Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/p-Si/Al diyodunun $H(I)-I$ grafikleri .....	73
<b>Şekil 4.12.</b> Au/p-Si/Al diyodunun $\Phi_{ap}-I/(2kT)$ ve $[(1/n_{ap})-1] -I/(2kT)$ grafikleri .....	74
<b>Şekil 4.13.</b> Au/p-Si/Al diyodunun $\ln(I_0/T^2) -1/kT$ ve $1/nkT$ grafikleri .....	75
<b>Şekil 4.14.</b> Au/p-Si/Al diyodunun idealite faktörüne karşılık engel yüksekliği değişimleri .....	76
<b>Şekil 4.15.</b> Au/p-Si/Al diyodu için engel yüksekliğinin Gaussian dağılımına göre modifiye edilmiş Richardson $(\ln(I_0/T^2)-(q\sigma_s)^2/2(kT)^2)-1/kT$ grafikleri .....	77
<b>Şekil 4.16.</b> Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/GO/p-Si/Al yapısının doğru ve ters beslem $\ln(I)-V$ karakteristikleri .....	78
<b>Şekil 4.17.</b> Au/GO/p-Si/Al yapısının sıcaklığa bağlı $\ln(I)-V$ karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörü ve engel yüksekliği değerlerinin numune sıcaklığı ile değişimleri .....	79
<b>Şekil 4.18.</b> Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/GO/p-Si/Al yapının $F(V)-V$ grafikleri .....	80
<b>Şekil 4.19.</b> Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/GO/p-Si/Al diyodunun $dV/d(\ln I)-I$ grafikleri .....	81
<b>Şekil 4.20.</b> Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/GO/p-Si/Al diyodunun $H(I)-I$ grafikleri .....	81
<b>Şekil 4.21.</b> Au/GO/p-Si/Al diyodunun $\Phi_{ap}-I/(2kT)$ ve $[(1/n_{ap})-1] -I/(2kT)$ grafikleri ...	82
<b>Şekil 4.22.</b> Au/GO/p-Si/Al diyodunun $\ln(I_0/T^2) -1/kT$ ve $1/nkT$ grafikleri .....	83
<b>Şekil 4.23.</b> Au/GO/p-Si/Al diyodunun idealite faktörüne karşılık engel yüksekliği değişimleri .....	84
<b>Şekil 4.24.</b> Au/GO/p-Si/Al diyodu için engel yüksekliğinin Gaussian dağılımına göre modifiye edilmiş Richardson $(\ln(I_0/T^2)-(q\sigma_s)^2/2(kT)^2)-1/kT$ grafikleri .....	84
<b>Şekil 4.25.</b> Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/Au-RGO/p-Si/Al yapısının doğru ve ters beslem $\ln(I)-V$ karakteristikleri .....	86
<b>Şekil 4.26.</b> Au/Au-RGO/p-Si/Al yapısının sıcaklığa bağlı $\ln(I)-V$ karakteristiklerinden	

elde edilen idealite faktörü ve engel yüksekliği değerlerinin numune sıcaklığı ile değişimleri .....	87
<b>Şekil 4.27.</b> Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/Au-RGO/p-Si/Al yapının $F(V)-V$ grafikleri .....	88
<b>Şekil 4.28.</b> Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodunun $dV/d(\ln I)-I$ grafikleri.....	89
<b>Şekil 4.29.</b> Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodunun $H(I)-I$ grafikleri .....	89
<b>Şekil 4.30.</b> Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodunun $\Phi_{ap}-I/(2kT)$ ve $[(1/n_{ap})-1] -I/(2kT)$ grafikleri .....	90
<b>Şekil 4.31.</b> Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodunun $\ln(I_0/T^2) -I/kT$ ve $1/nkT$ grafikleri .....	91
<b>Şekil 4.32.</b> Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodunun idealite faktörüne karşılık engel yüksekliği değişimleri .....	92
<b>Şekil 4.33.</b> Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodu için engel yüksekliğinin Gaussian dağılımına göre modifiye edilmiş Richardson $(\ln(I_0/T^2)-(q\sigma_s)^2/2(kT)^2)-I/kT$ grafikleri .....	93

## ÇİZELGELER DİZİNİ

<b>Çizelge 2.1.</b> Azot atomunun elektronik konfigürasyonu .....	15
<b>Çizelge 4.1.</b> Au/p-Si/Al diyodunun farklı metodlarla hesaplanan karakteristik parametreleri.....	77
<b>Çizelge 4.2.</b> Au/GO/p-Si/Al diyodunun farklı metodlarla hesaplanan karakteristik parametreleri.....	85
<b>Çizelge 4.3.</b> Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodunun farklı metodlarla hesaplanan karakteristik parametreleri.....	93

## 1. GİRİŞ

On dokuzuncu yüzyılın başlarında metal ve yalıtkanlar elektriği ileten veya iletmeyen malzemeler olarak bilinirlerdi. Fakat 1833 yılında Micheal Faraday'ın iletken olarak bilinen metallerin aksine gümüş sülfatın direncinin sıcaklığının artmasıyla azaldığını gözlemlemesi, K. F. Braun'un metal oksitlerde doğrultma ve iletkenlik özelliklerini tespit etmesi yarıiletken malzeme teknolojisine ilginin artmasına sepeb olmuştur. Yarıiletkenlerin elektronikte kullanılması, katıhal fiziğinin yirminci yüzyıl teknolojisine getirdiği en büyük katkılardan biri olduğu kabul edilmektedir. K. F. Braun'un yaptığı bu çalışma 1909 'da Braun'a Nobel ödülünü kazandırmıştır (Ziel 1968).

1931 'de metal-yarıiletken kontakların doğrultma işlemlerinin anlaşılabilmesi için ilk adım atılmıştır. O zamanlar, Störmer, Waibe, ve Shottky, bir çeşit potansiyel engeli nedeniyle, kontakta akımdan dolayı oluşan gerilim düşmesinin olacağını göstermişlerdir. 1932 'de kuantum mekaniğinin önemli bir şekilde gelişmesiyle Wilson ve diğer bilim adamları elektronların engelden kuantum mekaniksel tünelleme olayına dayanarak doğrultma işlemine açıklık getirmişlerdir. Ancak daha sonra, belirlemiş oldukları bu mekanizmada akımın akış yönünü yanlış belirttiklerini fark etmişler ve 1938 'de Mott ve Schottky birbirinden bağımsız olarak, doğrultmanın gözlenen yönünün, potansiyel engeli, difüzyon işlemi ve normal sürüklenme işlemi ile elektronun aştığını öngörerek açıklamışlardır. Mott 'a göre potansiyel engelinin oluşma nedeni yarıiletken ve metallerin iş fonksiyonları arasındaki farktır. İkinci Dünya Savaşı sırasında, germanyum, nokta doğrultucular ve mikrodalga radarlarda silisyum kullanılması sonucunda metal-yarıiletken kontaklarının anlaşılmasında önemli gelişmeler olmuştur. Bu gelişmeler sayesinde yarıiletken fiziğinin gelişmesi sağlanmıştır. Bethe'nin termodinamik emisyon teorisi de bu ilerlemelere büyük katkı sağlamıştır. Bu teoriye göre; akım, Schottky ve Mott'un destekledikleri gibi yarıiletkende sürüklenme ve difüzyonun aksine, elektronların metale emisyon süreciyle belirlenmektedir (Rhoderick 1998). 1950 'ler ve 1960 'larda yüksek bir vakum sistemi kullanılarak, metal filmlerinin buharlaştırılması sonucunda nokta kontaklardan çok daha kararlı ve yeniden üretilebilir kontakların oluşumu gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmalar bu konuda temel bilgilerin oluşması için

zemin oluşturmuş ve böylece yarıiletken teknolojisinde kontakların önemi ortaya koyulmuştur. 1966 'da Geppert ile arkadaşları farklı yarıiletkenler üzerine farklı metallerin biriktirilmesi ile oluşan kontakların özelliklerini incelemişler ve çalışmalar sonucunda Schottky diyotların engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonu, yarıiletkenin elektron ilgisi ve yüzey durumu gibi parametrelere bağlı olduğunu tespit etmişlerdir. Bundan sonraki çalışmalarda Schottky engeli üzerindeki safsızlık etkileri önem kazanmaya başlamış ve safsızlığın küçük bir miktarındaki değişimin engel yüksekliği değişimi için yeterli olduğu tespit edilmiştir. 1971 'de Card and Rodherick arayüzey durumlarının diyodun doğru beslem  $I-V$  karakteristiklerine ve idealite faktörüne etkisini incelemişlerdir (Wilmsen 1985).

1992 'de Tung, düşük Schottky engel inhomojenliklerine sahip kontaklarda Schottky engel yüksekliği homojensizliklerinin doğal sonuçlarının sızıntı akımları, kenar etkili akımlar, idealite faktörünün birden daha büyük olması ve  $T_0$  etkisinin olduğunu bildirmiştir. Ayrıca Tung Schottky kontaklar için alan parametresine bağlı bir Gauss dağılımı yaparak toplam alan üzerinden integrasyon yoluyla termoyonik emisyon (TE) akımını açıklamıştır.

Nathan *et al.* (1996), Ni/n-GaAs diyotlarının  $I-V$  karakteristiklerini numune sıcaklığına bağlı olarak 298-473 K sıcaklık aralığında incelemişlerdir. Artan sıcaklığa bağlı olarak engel yüksekliğinin arttığını, idealite faktörünün ise azaldığını tespit etmişlerdir. Engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlı gösterdikleri bu değişimi engelin homojensizliğine atfetmişlerdir. Ayyıldız *et al.* (2005), Sn/p-Si Schottky diyotlarının  $I-V$  ve kapasite-voltaj ( $C-V$ ) karakteristiklerini 80-320 K sıcaklık aralığında incelemişlerdir. İdealite faktörü ve engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı olarak güçlü bir değişim gösterdiğini tespit etmişlerdir. Ayrıca  $I-V$  ve  $C-V$  karakteristiklerinden elde ettikleri engel yükseklikleri değerleri arasında farklar olduğunu, bu farklarında akım iletim mekanizmalarında termoyonik alan emisyon mekanizmasının baskın olması ile açıklanabileceğini belirtmişlerdir.

Günümüzde metal-yarıiletken kontaklar elektronik devre elemanı endüstrisinde büyük bir önem taşımaktadır. Bu devre elemanlarından; Schottky diyotlar (SD), güneş pilleri, yarıiletken dedektörler, metal-yalıtkan yarıiletken alan etkili transistörler (MISFET), Metal-okisit yarıiletken alan etkili transistörler (MOSFET), mikrodalga devre elemanları, hızlı anahtarlama (Switching) uygulamaları, varaktörlerden (kapasiteleri uygulanan gerilimle değişen kondansatörler), faydalanılmaktadır (Tung 2001). Ayrıca metal-yarıiletken kontakların farklı karakterizasyon teknikleri ile elde edilmesi, numune ve tavlama sıcaklığına bağlı değişimleri, çeşitli dozlarda maruz bırakılan radyasyon ortamlarındaki davranışları, yeni malzemelerle oluşturulan arayüzey tabakaları ve hidrostatik basınç gibi değişen şartlarda karakteristik parametrelerinin (idealite faktörü, engel yüksekliği, seri direnç vs.) değişimi yarıiletken ve devre teknolojisi alanında dikkat çeken çalışma başlıkları arasındadır.

Aydoğan *et al.* (2005), Au/polyaniline/p-Si/Al Schottky diyodun 90-300 K sıcaklık aralığında numune sıcaklığına bağlı olarak  $I$ - $V$  karakteristiklerini incelemişlerdir. Azalan sıcaklıkla engel yüksekliğinin azaldığını, idealite faktörünün ise azalan sıcaklıkla arttığını tespit etmişlerdir. Diyot karakteristiklerinin sıcaklığa bağlı bu değişimlerini engel yüksekliğinin homojen olmayışına atfetmişlerdir.

Dökme *et al.* (2006), Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MIS) Schottky diyotlarının 79-325 K sıcaklık aralığında  $I$ - $V$  karakteristiklerini numune sıcaklığına bağlı olarak incelemişlerdir. Her bir sıcaklık değeri için engel yüksekliği, idealite faktörü ve seri direnç değerlerini  $I$ - $V$  ölçümlerinden hesaplamışlardır. Sıcaklık artışı ile sıfır beslem Schottky engel yüksekliği değerleri artarken idealite faktörü değerlerinin azaldığını tespit etmişlerdir. Ayrıca Cheung fonksiyonlarından seri direncin güçlü bir şekilde sıcaklığa bağlı olduğunu ve sıcaklıktaki artış ile anormal bir şekilde arttığını ifade etmişlerdir.

Güllü *et al.* (2010), Al/aniline green (AG)/Ga<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> yapısını üretmişler ve bu yapının oda sıcaklığında karakteristik özelliklerini araştırmışlardır. Cheung ve Norde fonksiyonlarından idealite faktörü, seri direnç ve engel yüksekliklerinin değerlerini tespit etmişlerdir. Ayrıca  $C^{-2}$ - $V$  grafiklerinden difüzyon potansiyeli ve engel yüksekliği

değerlerini sırasıyla 0.36 eV ve 0.87 eV olarak hesaplamışlardır. Yine kapasite-frekans ( $C-f$ ) karakteristiklerinden kapasitenin değerinin yüksek frekanslara doğru gidildikçe azaldığını görmüşler ve düşük frekanslarda kapasitenin yüksek değerinin, ac sinyaline eşlik eden  $Ga_2Te_3$  ile dengedeki arayüzey hallerinden kaynaklanan artık kapasiteye atfetmişlerdir.

Taşer (2012), yaptığı yüksek lisans çalışmasında SILAR metoduyla Cd/CdSe/n-GaAs/In yapıyı elde ederek bu yapının karakteristiklerini değişen numune sıcaklığına bağlı olarak incelemiştir. Sıcaklığın artmasıyla idealite faktörünün azaldığını ve engel yüksekliğinin arttığını gözlemlemiş ve yine sıcaklığın artmasıyla seri direncin azaldığını tespit etmiştir. Elektriksel ölçümlerdeki bütün bu sonuçları düşük sıcaklıklarda serbest taşıyıcı yoğunluğunun azalmasına atfetmiştir. Ayrıca CdSe'nin ince film XRD ölçümlerinden, filmlerin farklı düzlemler boyunca yöneldiğini ve polikristal yapıda olduğunu, SEM ölçümlerinden ise filmlerin oldukça düzgün yüzey yapısına sahip olduğunu gözlemlemiştir.

Çaldıran *et al.* (2013), elektrokimyasal yöntemle büyüttükleri antrakinin organik malzemesi ile Au/Antrasen/n-Si/Al Schottky diyodunu elde etmişlerdir. İlk olarak diyodun oda sıcaklığı  $I-V$  ölçümlerini almışlar ve bu ölçümlerden bazı karakteristik diyot parametrelerini (engel yüksekliği, idealite faktörü, arayüzey hal yoğunluğu ve seri direnç) hesaplamışlardır. Organik arayüzey malzemesinin Au ile  $n$ -Si yarıiletken arasında fiziksel bir engel oluşturduğu ve dolayısıyla Au/Antrasen/n-Si/Al diyodunun engel yüksekliğini artırdığını ifade etmişlerdir. İkinci olarak elde edilen Au/Antrakinin/p-Si/Al yapısının numune sıcaklığına bağlı  $I-V$  ve  $C-V$  ölçümlerini almışlar ve Au/Antrakinin/p-Si/Al diyodunun sıcaklığa bağlı  $I-V$  grafiklerinden engel yüksekliği ve idealite faktörü değerlerini hesaplamışlardır. Engel yüksekliğinin artan sıcaklıkla arttığı, idealite faktörünün ise azaldığını tespit etmişler ve bu durumu engelin inhomojenliğine atfetmişlerdir. Ayrıca Au/Antrakinin/p-Si/Al diyodunun 500 kHz frekansta sıcaklığa bağlı  $C-V$  ölçümlerinden difüzyon potansiyeli, taşıyıcı konsantrasyonu, Fermi enerji seviyesi ve engel yüksekliği değerlerini hesaplamışlar, Au/Antrakinin/p-Si/Al diyodun

$C$ - $V$  grafiğinden kapasitenin artan sıcaklık ile arttığı ve farklı sıcaklıklarda elde edilen  $C^2$ - $V$  eğrilerinin lineer bir davranış sergilediklerini belirtmişlerdir.

Karabulut *et al.* (2014), omik kontakları daha önceden yapılmış  $n$ -tipi GaAs yarıiletkeni üzerine sırasıyla  $Al_2O_3$  yalıtkan malzemesini 3, 5 ve 10 nm kalınlıklarında atomik katman kaplama (ALD) tekniğı ile daha sonra bu yalıtkan malzeme üzerine Au/Ti metal kontağı manyetik alanda DC saçtırma tekniğı kullanılarak büyütmüşler ve sonuç olarak Au/Ti/ $Al_2O_3$ /n-GaAs Schottky diyotları üretmişlerdir. Bu diyotların sıcaklığa bağılı olarak karanlık ortamda 20-320 K sıcaklık aralığında 10 K 'lik adımlarla  $I$ - $V$  ve  $C$ - $V$  ölçümlerini almışlardır. Farklı arayüzey kalınlıklarındaki aygıtların sıcaklığa bağılı ölçümlerinden idealite faktörü, engel yüksekliğı gibi diyot parametrelerini hesaplamışlardır. Bu yapılar için engel yüksekliğı değerlerinin, 320 K 'den 80 K 'e, her bir ölçüm sıcaklığında artan arayüzey kalınlığıyla arttığını ve 80 K 'den 20 K 'e üç numune için de her bir sıcaklıkta aynı değeri aldığını tespit etmişlerdir. Serbest taşıyıcı yoğunluğunun yüksek sıcaklıklarda, artan arayüzey tabakası kalınlığıyla arttığı ve 250 K 'nin altında her bir sıcaklıkta numunelerin aynı taşıyıcı yoğunluğuna sahip olduğunu vurgulamışlardır. Sonuç olarak, devre elemanlarının isteğe bağılı ve güvenilir bir şekilde çalışmasını sağlamak için arınma bölgesindeki uzay yüklerinin ve Schottky engel yüksekliğinin arayüzey yükleriyle ve ara katmanla maksada uygun kontrol edildiğı sonucuna varmışlardır.

Çetinkaya *et al.* (2015), Au/ (%1GP katkılı- $Ca_{1.9}Pr_{0.1}Co_4O_x$ )/n-Si Schottky engel diyotların elektrik ve dielektrik özelliklerini sırasıyla 120-300 K sıcaklık aralığında 300 kHz'de ve 10kHz-2MHz frekans aralığında oda sıcaklığında incelemişlerdir. Tüketim tabakası genişliğı ( $w$ ) ve seri direnç değerlerinin sıcaklığa kuvvetli bir şekilde bağılı olduğunu görmüşler, ayrıca dielektrik sabiti ( $\epsilon'$ ), dielektrik kayıp ( $\epsilon''$ ), kayıp tanjant ( $\tan\delta$ ), elektrik modülüsün reel ve imajiner kısımları ( $M'$ ,  $M''$ ) ve ac iletkenliğı ( $\sigma_{ac}$ ) sıcaklık ve frekansın fonksiyonu olarak incelemişler ve bu parametrelerin de hem frekansa hem de sıcaklığa bağılı olarak değişim gösterdiğini tespit etmişlerdir.  $C$  ve  $G$  değerlerindeki frekans ve sıcaklığa bağılı önemli değişiklikleri arayüzey durumları, yapının seri direnci, arayüzey tabakası ve yüzey polarizasyonuna atfetmişlerdir.  $C$ - $V$  veya

$\epsilon'$ - $V$  eğrilerinde gözlenen anormal piki, arayüzey durumlarına, yapının seri direncinin varlığına ve tuzaklardaki yüklerin azalmasına göre açıklamışlardır.  $C$ - $V$  veya  $\epsilon'$ - $V$  eğrilerindeki pik değeri artan frekansla azalırken negatif  $C$  ve  $\epsilon'$  değerleri ile kaybolduğunu gözlemlemişlerdir.

Aydın *et al.* (2016), Ag/Grafen Oksit-Polimer/p-tipi Si Schottky diyotların elektrik ve dielektrik özelliklerini  $I$ - $V$  ve  $C$ - $V$  ölçümlerini kullanarak karanlıkta ve ışık altında oda sıcaklığında incelemişlerdir. Çalışmada kullanılan nanografen oksit (nGO) tozları geliştirilmiş Hummers metodunu kullanarak hazırlamışlardır. Elde edilen nGO-PVA/p-Si diyotların yapısını ve morfolojisini SEM ve EDX yardımıyla analiz etmişlerdir. Elektriksel ölçümlerden idealite faktörleri, engel yükseklikleri, seri direnç ve arayüz durumlarının yoğunluğu gibi temel parametreleri oda sıcaklığında karanlık ve ışık altında tespit etmişlerdir. Ayrıca dielektrik sabiti ve dielektrik kayıp değerlerini frekansa bağlı olarak  $C$ - $V$  ve konduktans-voltaj ( $G/\omega$ - $V$ ) ölçümlerinden yorumlamışlardır. Seri direnç, arayüzey durumları ve dielektrik sabitlerin Ag/GO-PVA/p-Si yapısı için önemli parametreler olduğunu vurgulamışlar,  $I$ - $V$  ve  $C$ - $V$  karakteristiklerinden elde ettikleri değerlerin farklı akım iletim mekanizmalarıyla açıklanabileceğini belirtmişlerdir.

Kaya (2018), n-tipi GaP yarıiletkeni kullanarak Au/n-GaP/Al ve Au/Klorofil-a/n-GaP/Al yapılarını üretmişlerdir. Klorofil-a çözeltisi spin kaplama yöntemi kullanılarak GaP yarıiletkeninin parlak yüzeyi üzerinde ince bir tabaka şeklinde oluşturulmuştur. Oluşturulan tabakanın optik soğurma ölçümü ve SEM görüntüsünü almışlardır. Au/n-GaP/Al ve Au/Klorofil-a/n-GaP/Al yapılarının oda sıcaklığında  $I$ - $V$ ,  $C$ - $V$  ve fotovoltajik ölçümlerini almışlar ve bu yapılara ait karakteristik parametreler olan idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerlerini hesaplamışlardır. Oda sıcaklığında Au/n-GaP/Al yapısı için idealite faktörü 1,14 ve engel yüksekliği değeri 0,858 eV; Au/Klorofil-a/n-GaP/Al yapısı için idealite faktörü 1,16, engel yüksekliği değeri ise 0,810 eV olarak tespit etmişlerdir. Norde fonksiyonundan hesaplanan idealite faktörü ve engel yüksekliği değerleri ile termoiyonik emisyon teorisinden hesaplanan değerlerin uyum içinde olduğunu vurgulamışlardır. Sonuç olarak Klorofil-a yapısının fotovoltajik parametreler üzerine iyileştirici bir etkisi olduğu sonucuna varmışlardır.

Baltakesmez *et al.* (2019), Ag/n-InP/Au-Ge referans diyotu ve AgNPs-GO nanokompozit malzemesi ile hazırlanmış AgNPs-GO/n-InP/Au-Ge diyodunun *I-V* karakteristiklerini 80-320 K sıcaklık aralığında değişen numune sıcaklığına bağlı incelemiştir. TE teorisi ile beraber Gaussian dağılımını göz önünde bulundurarak AgNPs-GO/n-InP/Au-Ge yapısının karakteristik diyot parametrelerini hesaplamışlardır. Değişen sıcaklık değeri ile birlikte idealite faktörü değerindeki artışı ve engel yüksekliği değerindeki azalışı homojen olmayan engel yüksekliği dağılımına atfetmişlerdir. Ayrıca AgNPs-GO'lerin yapısal, morfolojik ve optik özellikleri Raman spektroskopisi, UV-spektroskopisi, TEM, SEM ölçümlerini kullanarak analiz etmişlerdir.

Yukarıda da özetlendiği gibi, doğrultucu metal-yarıiletken kontaklar, çok cazip özelliklere ve elektronik, optoelektronik ve elektrokimyasal devre elemanlarına uygulanabilirliğe sahip oldukları için, bilimsel ve teknolojik açıdan oldukça önemlidirler. İdealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç bu yapıların karakterizasyonunda dikkate alınması gereken önemli parametrelerden bazılarıdır. Engel yüksekliğinin şekillenmesinde metalin, yarıiletkenin ve arayüzey yapısının önemli olduğu ve tüm parametreleri de etkilediği iyi bilinmektedir. Üretim sürecinin kontak özellikleri üzerinde hayati bir etkisi vardır ve yüzey kusurları, yüzey durumlarında meydana gelen yerel bozukluklar nedeniyle atomik arayüzey yapısına daha fazla karmaşıklık katabilir. Metal-yarıiletken arayüzey özellikleri hakkında yeterli bilgi birikimi, potansiyel engeli oluşum mekanizmasını anlamada çok yardımcı olabilir. Bu nedenle, çeşitli metal-yarıiletken arayüzeylerinde engel yüksekliği varyasyon derecesinin farklı yöntemlerle incelenmesi ve farklı parametreler üzerindeki etkisinin ortaya çıkarılması oldukça önemlidir. Bu noktadan hareketle, bu çalışmada farklı arayüzey özellikli Au/p-Si/Al, Au/GO/p-Si/Al ve Au/Au-RGO/p-Si/Al yapıları laboratuvar şartlarında üretilmiş ve elektriksel karakterizasyonları karşılaştırılmalı olarak yapılmıştır.

Yüksek lisans tezi olarak sunduğumuz bu çalışmanın birinci bölümü; konu ile ilgili literatür taraması ve bu konunun amacı ile önemini belirten “giriş”, ikinci bölümü; “kuramsal temeller”, üçüncü bölüm; Au/p-Si/Al, Au/GO/p-Si/Al ve Au/Au-RGO/p-Si/Al diyotlarının hazırlanması ve deney sistemini içeren “materyal ve yöntem”, dördüncü

bölümü; “araştırma bulguları ve tartışma” ve beşinci bölümü; ölçümlerin değerlendirilmesi sonucunda elde edilen parametre ve bilgilerin yorumlanmasını içeren “tartışma ve sonuç”tan oluşmaktadır.



## 2. KURAMSAL TEMELLER

### 2.1. Elementel Yarıiletkenler

#### 2.1.1. Giriş

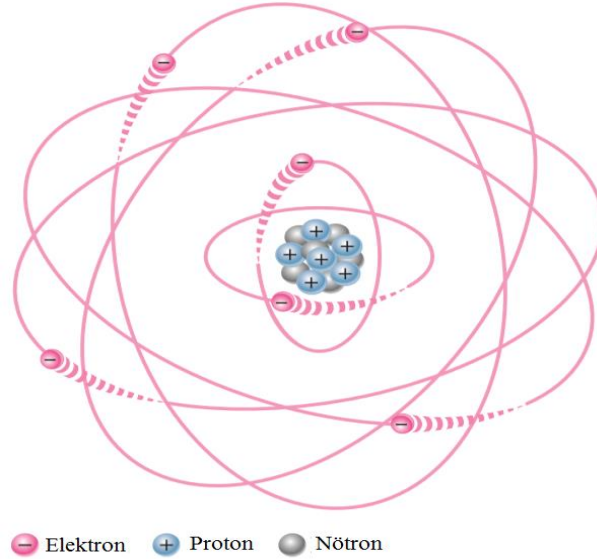
Diyotlar, transistörler ve entegre devreler gibi elektronik aygıtlar yarıiletken malzemelerden yapılırlar. Bu cihazların nasıl çalıştığını anlamak için, atomların yapısı ve atomik parçacıkların birbirleri ile etkileşimleri hakkında temel bilgiye sahip olmak gerekir. Bizim için önemli olan, iki farklı yarıiletken veya bir metal ile bir yarıiletken malzeme bir araya geldiğinde oluşan *pn* veya metal-yarıiletken eklemine sergileyeceği tavırların ne olduğudur. Bu eklemler, güneş pilleri, diyotlar ve belirli transistör tipleri gibi cihazların temelini oluşturan aygıtlardır (Yacobi 2004).

Bütün maddeler atomlardan oluşur ve nötronu olmayan hidrojen atomu hariç, tüm atomlar elektronlar, protonlar ve nötronlardan oluşur. Periyodik tablodaki her element benzersiz bir atomik yapıya sahiptir ve seçilen herhangi bir elementi oluşturan atomlar aynı sayıda protona sahiptir. İlk teorilere göre atomun küçük bölünmez bir küre olduğu düşünülmüştür. Daha sonrasında atomun, güneşin etrafında dönen gezegenler gibi etrafında elektronların döndüğü yoğun bir yapı olduğu gözlemlenmiştir. Niels Bohr, bir atomdaki elektronların, gezegenlerin güneşin yörüngesinde olduğu gibi, farklı yörüngelerde çekirdeği etrafında döndüklerini öne sürmüştür. Bu nedenle Bohr atom modeli gezegen modeli olarak da bilinir. Bir diğer model olan kuantum modeli, atomun yapısını daha farklı bir görünümle temsil ettiğini öne sürmektedir, fakat bunu görselleştirmek oldukça zordur. Elektronikte görselleştirilmesi daha kolay olduğu için Bohr atom modeli yaygın olarak kullanılır.

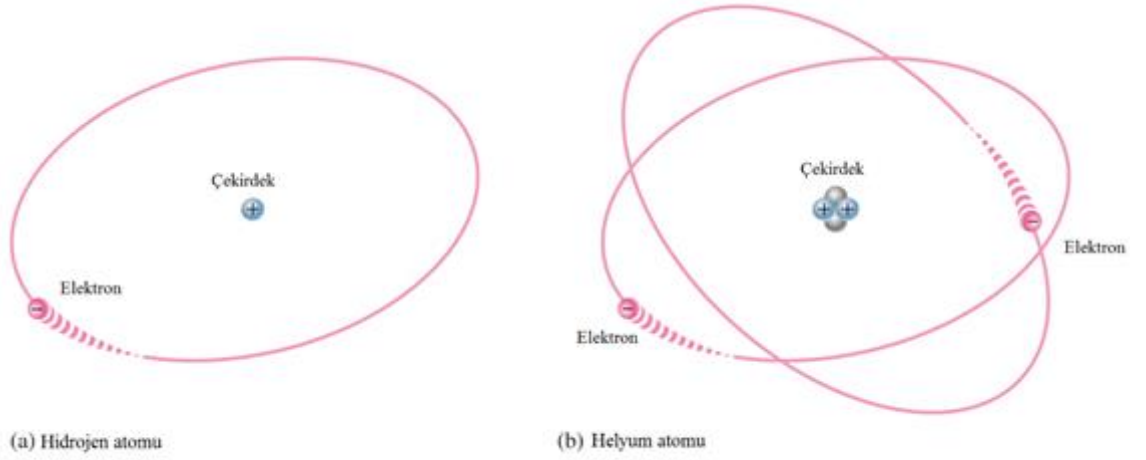
Atom, bir elementin bütün özelliklerini taşıyan en küçük parçasıdır. Bilinen 118 elementin her biri, diğer elementlerin atomlarından farklı atomlara sahiptir. Bu durum her elemente eşsiz bir atomik yapı kazandırır. Klasik Bohr modeline göre, atomlar, şekil 2.1'

de gösterildiği gibi, yörünge elektronları ile çevrelenmiş, merkezinde çekirdek bulunan bir yapıya sahiptir. Çekirdek ise, proton adı verilen pozitif yüklü parçacıklardan ve nötron adı verilen yüklü olmayan parçacıklardan oluşur. Negatif yüklü temel parçacıklara da elektron denir. Her atom tipi, onu diğer tüm elementlerin atomlarından ayıran belirli sayıda elektrona ve protona sahiptir. Örneğin, en basit atom, şekil 2.2 (a) 'da gösterildiği gibi bir proton ve bir elektrona sahip olan hidrojen atomudur. Diğer bir örnek ise şekil 2.2 (b) 'de gösterilen çekirdekte iki proton ve iki nötron ve çekirdeğin etrafında dönen iki elektrona sahip helyum atomudur.

Tüm elementler atom numaralarına göre periyodik cetvele yerleştirilmişlerdir. Atom numarası, nötr bir atomdaki elektron sayısına yada çekirdekteki proton sayısına eşittir. Örneğin, hidrojenin atom numarası 1 ve helyumun atom numarası 2' dir. Nötr durumda, herhangi bir elementin tüm atomları aynı sayıda protona ve elektrona sahiptir; yani pozitif yükler negatif yükleri dengeler ve atomun net yükü sıfır olur.



**Şekil 2.1.** Protonlar ve nötronlardan oluşan çekirdeğin etrafındaki yörüngelerdeki elektronları gösteren bir atomun Bohr modeli. Elektronlar üzerindeki “kuyruklar” hareketi göstermektedir



**Şekil 2.2.** İki basit atom, hidrojen ve helyum

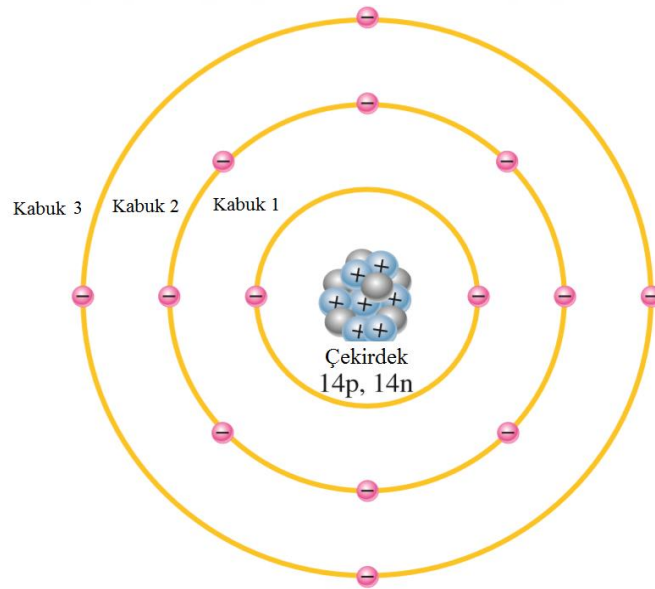
Tüm elementlerin atom numaraları ve belirli özellikleri şekil 2.3 'de verilen periyodik tabloda gösterilmiştir.

Elektronlar, atomun çekirdeğinden belirli mesafelerdeki yörüngelerde dolaşırlar. Çekirdeğe yakın olan elektronlar, daha uzak yörüngelerdeki elektronlardan daha az enerjiye sahiptirler. Atomik yapı içerisinde elektron ayrı enerji değerlerine sahiptir. Bu nedenle, elektronlar çekirdekten belirli mesafelerdeki yörüngelerde bulunurlar. Çekirdek etrafındaki her bir yörünge belirli bir enerji seviyesine karşılık gelir.

Bir atomda yörüngeler, kabuklar olarak da bilinen enerji seviyelerine gruplanır. Her bir atom belirli sayıda kabuğa sahiptir. Her bir kabuk belirli sayıda elektron barındırabilir. Kabuklar (enerji seviyeleri) 1, 2, 3... olarak adlandırılır, 1. kabuk çekirdeğe en yakın olanıdır. Silisyumun Bhor modeli şekil 2.4 'de gösterilmiştir. Çekirdeğin etrafında 10 tane elektron çekirdek içerisinde 14 tane proton ve nötron olduğuna dikkat etmek gerekir.

1 H																	2 He
3 Li	4 Be											5 B	6 C	7 N	8 O	9 F	10 Ne
11 Na	12 Mg											13 Al	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 Ar
19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr
37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe
55 Cs	56 Ba	*	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn
87 Fr	88 Ra	**	104 Rf	105 Db	106 Sg	107 Bh	108 Hs	109 Mt	110 Ds	111 Rg	112 Cp	113 Uut	114 Uuq	115 Uup	116 Uuh	117 Uus	118 Uuo
		57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu	
		89 Ac	90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 No	103 Lr	

Şekil 2.3 Elementlerin periyodik tablosu



Şekil 2.4. Silikon atomunun Bohr atom modelinde gösterimi

Bir atomun her kabuğunda bulunabilecek maksimum elektron sayısı ( $N_e$ ) aşağıdaki formülle hesaplanabilir,

$$N_e = 2n^2 \quad (2.1)$$

burada n, kabuk sayısıdır. En içteki kabukta bulunabilecek maksimum elektron sayısı

$$N_e = 2n^2 = 2(1)^2 = 2 \quad (2.2)$$

2. kabukta bulunabilecek maksimum elektron sayısı

$$N_e = 2n^2 = 2(2)^2 = 8 \quad (2.3)$$

3. kabukta bulunabilecek maksimum elektron sayısı

$$N_e = 2n^2 = 2(3)^2 = 18 \quad (2.4)$$

4. kabukta bulunabilecek maksimum elektron sayısı

$$N_e = 2n^2 = 2(4)^2 = 32 \quad (2.5)$$

Çekirdekten daha uzak yörüngelerde bulunan elektronlar, çekirdeğe daha yakın olanlardan daha yüksek enerjiye sahiptirler ve atoma daha zayıf enerjilerle bağlıdırlar. Bunun nedeni, pozitif yüklü çekirdek ile negatif yüklü elektron arasındaki çekim kuvvetinin, çekirdekten uzaklaştıkça azalmasıdır. Atom yapısı içerisinde en dış kabuk değerlik (valans) kabuğu olarak bilinir ve bu kabuktaki elektronlara da değerlik elektronları denir. Bu valans elektronları, bir malzemenin yapısı içinde kimyasal reaksiyonlara, bağlanmaya katkıda bulunurlar ve ayrıca elementin elektriksel özelliklerini belirler. Bir valans elektronu dışardan yeterli bir enerji kazandığında, atomundan kurtulabilir. Malzemelerde elektriksel iletimin temeli budur.

Atom bir enerji soğurduğu zaman, değerlik elektronları kolayca daha yüksek enerji kabuklarına atlayabilirler. Bir değerlik elektronu iyonlaşma enerjisi olarak adlandırılan yeterli miktarda enerji elde ederse, atomdan koparak serbest hale geçebilir. Değerlik elektronlarından bir tanesi, nötr halde ki atomdan koptuğu zaman, geride pozitif yüklü bir

atom bırakır. Bir valans elektronunu kaybetme işlemine iyonlaşma denir ve ortaya çıkan pozitif yüklü atoma da pozitif iyon denir. Örneğin kimyasal formülü H olan hidrojen, bir valans elektronunu kaybettiğinde pozitif iyon haline gelir ve  $H^+$  ile gösterilir. Ayrıca atomdan kopan bu valans elektronuna serbest elektron denir.

Bu durumun tam tersi de her hangi bir atom için gerçekleşebilir. Bir elektron bir atomla etkileşime girdiği zaman elektron atom tarafından yakalanıp enerji açığa çıkabilir. Bu ekstra elektronu alan atoma negatif iyon denir. İyonlaşma işlemi tek bir atomla sınırlı değildir. Bir kimyasal tepkime sırasında atom grupları da bir veya birden fazla elektron kaybedip alabilirler. Klor gibi metalik özellik göstermeyen malzemeler, nötr atomken bir elektron yakalayarak negatif iyon haline gelebilirler.

Bir atom için Bohr modeli, sadeliği ve görselleştirme kolaylığı nedeniyle yaygın olarak kullanılmasına rağmen, tam bir model değildir. Bu durum, her ne kadar açıklaması ve görselleştirilmesi zor olsa da kuantum modeli ile daha iyi açıklanabilir. Kuantum modelinde de Bohr atom modelinde ki gibi çekirdek içinde proton ve nötron ve yörüngesinde de dolaşan elektronlar vardır. Bohr modelinden farklı olarak, kuantum modelde elektronlar sürekli yörüngelerde bulunmazlar. Kuantum modelinin temelinde üç önemli ilke vardır: Dalga-parçacık ikilik ilkesi, belirsizlik ilkesi ve süperpozisyon ilkesidir.

*Dalga parçacık ikiliği:* Işığın hem dalga hem de parçacık özelliği sergilediği gibi bu modelde de elektron için aynı şeyler düşünülebilir. Herhangi bir yörünge elektronunun hızı dalga boyu ile ilişkilidir ve diğer yörünge elektronlarının dalga boyları ile birbirlerini güçlendirir veya zayıflatırlar.

*Belirsizlik ilkesi:* Bilindiği üzere bir dalganın tepe ve çukur noktaları onun karakteristik özelliklerini taşır ve dalga hareketi yapan elektronun konumu tam olarak bilinemez. Heisenberg belirsizlik ilkesine göre bir elektronun hem hızını hem de konumunu aynı anda kesin bir şekilde belirlemek mümkün değildir. Sonuç olarak bu ilkedен yola çıkarak,

herhangi bir atoma ait elektronun konumunun matematiksel olarak belirlenememesi bir elektron bulutunun var olduğu durumu ortaya koyar.

*Süperpozisyon ilkesi:* Atom altı düzeyde maddenin ve kuvvetlerin davranışı hakkındaki kavramı tanımlayan bir kuantum teorisi prensibidir. Temel olarak, bu ilke, herhangi bir nesnenin durumu bilinmemekle birlikte, gözlem yapılmadığı sürece aslında var olabilecek bütün durumlarda aynı anda olabileceğini ifade eder. Schrodinger kedisini kullanarak bilinen benzetme, kuantum süperpozisyon ilkesini basitleştirilmiş bir şekilde göstermek için kullanılır. Canlı bir kedi, bir şişe hidrozyanik asit ve çok az miktarda radyoaktif madde içeren metal bir kutuya yerleştirilir. Bir test periyodu sırasında tek bir radyoaktif madde atomu bozunursa, bir röle mekanizması etkinleştirilecek ve bir çekiç şişeyi kırıp kediyi öldürecektir. Bir gözlemci bu olaylar silsilesinin meydana gelip gelmediğini bilemez. Kuantum teorisine göre, kedi aynı anda hem canlı hem de ölü durumların bir süperpozisyonunda bulunur (Gribbin 1984).

Kuantum modelinde, her kabuk veya enerji seviyesi, s, p, d ve f olarak adlandırılan ve orbital adı verilen dört alt kabuktan oluşur. Sırasıyla s, p, d, f orbitalleri maksimum 2, 6, 10, 14 tane elektron bulundurabilirler. Her atom, kabukları, orbitalleri ve her orbitalde bulunacak elektron sayısını gösteren bir elektron konfigürasyon tablosu ile tanımlanabilir. Örneğin azot atomunun elektron konfigürasyonu Çizelge 2.1 'de gösterilmiştir. Konfigürasyonda her bir terim için tam sayı kabuğu veya enerji seviyesini, harf yörüngeyi ve üs ise yörüngede bulunana elektron sayısını ifade eder.

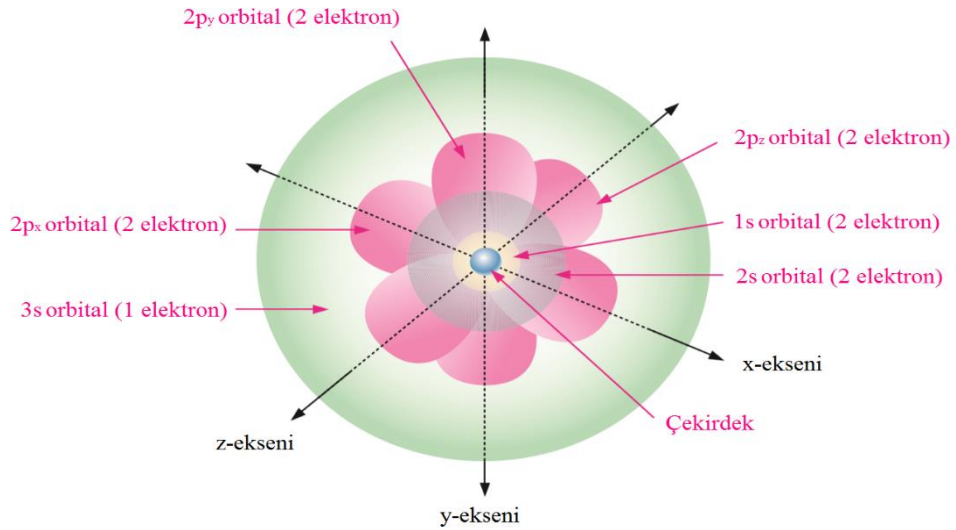
**Çizelge 2.1.** Azot atomunun elektronik konfigürasyonu

Sembolik gösterim	Açıklaması
$1s^2$	1. kabuk ta 2 elektron s yörüngesinde
$2s^2 2p^3$	2. kabuk ta 2 elektron s ve 3 elektron p yörüngesinde

Atomik orbitaller Bohr'un gezegen modelinde gösterildiği gibi elektron için ayrı bir dairesel yola benzemezler. Kuantum resimde, Bohr modelindeki her kabuk, atomu

çevreleyen ve elektron bulutunun ortalama enerjisini temsil eden üç boyutlu bir uzaydır. Elektron bulutu (olasılık bulutu), bir atomun çekirdeğinin çevresindeki elektronun bulunacağı alanı tanımlamak için kullanılır.

Bir atomun kuantum modelinin üç boyutlu temsilinde s-orbitalleri, merkezinde çekirdeği olan küreler gibi şekillendirilir. Enerji seviyesi 1 için küre tek bir küredir, ancak enerji seviyesi 2 veya daha fazlası için her bir s-orbitali, iç içe küresel kabuklardan oluşur. Kabuk 2 için bir p-orbitali, çekirdeğinde bir teğet noktası olan (bazen dambıl şekli olarak adlandırılır) iki elipsoidal lob şeklindedir. Her enerji seviyesindeki üç p-orbitali, birbirlerine dik açılardan yönlendirilmişlerdir. Biri x ekseninde, biri y ekseninde ve diğeri z ekseninde yönlendirilirler. Şekil 2.5 'te 11 elektrona sahip bir sodyum atomunun (Na) kuantum modeli gösterilmektedir. 3 eksen yapının 3 boyutlu olduğunu belirtmektedir.



**Şekil 2.5.** Sodyum atomunun, her yörüngedeki orbitallerini ve elektron sayısını gösteren üç boyutlu kuantum modeli

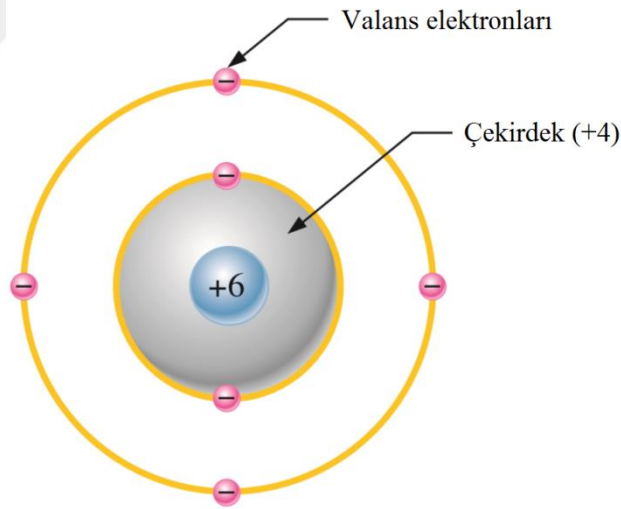
### 2.1.2. Elektronik devre elemanlarının fabrikasyonunda kullanılan materyaller

Elektriksel özellikleri açısından malzemeler iletkenler, yarıiletkenler ve yalıtkanlar olmak üzere üç gruba ayrılırlar. Atomlar katı, kristal bir malzeme oluşturmak için birleştirildiklerinde, kendilerini simetrik bir düzende düzenlerler. Yarıiletken bir kristal

yapı içerisindeki atomlar, atomların valans elektronlarının etkileşimleri ile oluşturulan kovalent bağlarla bir arada tutulurlar. Silikon kristal bir malzemedir.

Bütün maddeler atomlardan oluşur ve bu atomlar, bir malzemenin elektrik akımını iletme yeteneği de dâhil olmak üzere maddenin elektriksel özelliklerine katkıda bulunurlar. Bir atomun elektriksel özelliklerini incelerken çekirdek ve bütün iç kabuklardan ibaret olan valans kabuklarını dikkate almak gerekir. Karbon atomu için bu durum şekil 2.6 'da gösterilmiştir. Karbon bazı elektrik direnç tiplerinde kullanılır. Karbon atomunun valans kabuğunda dört elektron ve iç kabuğunda da iki elektron olduğuna dikkat etmek gerekir.

Şekilde çekirdek içerisinde 6 proton ve 6 nötron olduğundan, +6 protonların pozitif yükünü gösterir. Atomun net yükü birinci kabukta var olan iki elektrondan dolayı +4 tür (iki iç kabuk elektronu için -2 ve çekirdek için +6).



**Şekil 2.6.** Karbon atomu diyagramı

Yalıtkan, normal şartlar altında elektrik akımını iletmeyen bir malzemedir. Çoğu iyi yalıtkanlar tek elementli materyallerden ziyade bileşiklerden elde edilir ve çok yüksek özdirençlere sahiptirler. Valans elektronları atomlara sıkıca bağlıdır; bu nedenle, bir yalıtıkanda çok az serbest elektron vardır. Kauçuk, plastik, cam, mika ve kuvars malzemeler yalıtıklara örnek olarak gösterilebilirler.

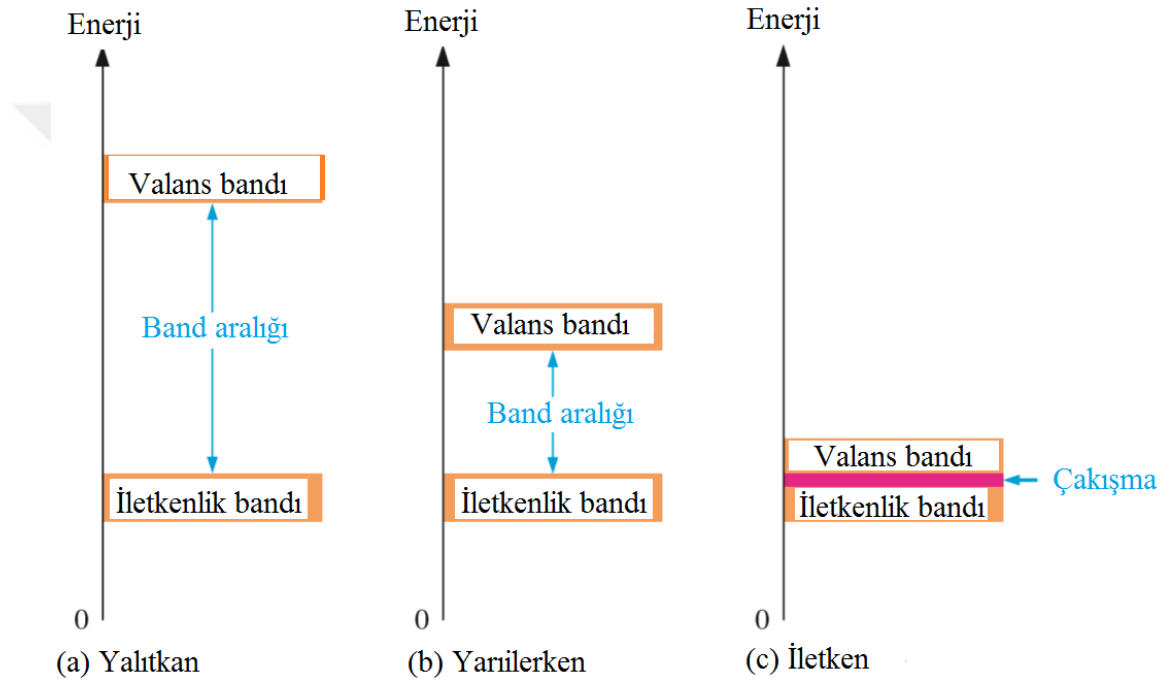
İletken, elektrik akımını kolayca ileten malzemelerdir. Metallerin çoğu iyi iletkenlerdir. En iyi iletkenler, atoma çok gevşek bağlı tek bir değerlik elektronu olan atomlarla karakterize edilen bakır (Cu), gümüş (Ag), altın (Au) ve alüminyum (Al) gibi tek elementli malzemelerdir. Bu zayıf bağlı valans elektronları düşük bir enerji ile atomdan kurtularak serbest hale geçebilirler. Bu nedenle bir iletkende akımı taşımak için serbest elektronlar mevcuttur.

Yarıiletken, elektrik akımı iletme kabiliyetinde iletkenler ve yalıtkanlar arasında bulunan bir malzemedir. Saf bir yarıiletken ne iyi bir iletken ne de iyi bir yalıtkandır. Antimon (Sb), arsenik (As), astatin (At), bor (B), polonyum (Po), tellür (Te), silisyum (Si) ve germanyum (Ge) tek elementli yarıiletken olarak, galyum arseniyat, indiyum fosfat, galyum nitrid, silisyum karbür ve silisyum germanyum ise yaygın olarak kullanılan bileşik yarıiletkenlerdir. Silisyum en yaygın kullanılan yarıiletkenidir.

Katı malzemelerde, atomlar arasındaki etkileşimler değerlik kabuğunu değerlik bandı adı verilen enerji seviyelerinin bir bandına dönüştürür. Değerlik elektronları bu bantla sınırlıdır. Bir elektron yeterli ek enerji elde ettiğinde, değerlik kabuğundan ayrılabilir, serbest bir elektron haline gelebilir ve iletim bandı olarak adlandırılan bantta bulunabilir. Valans bandı ile iletkenlik bandı arasındaki enerji farkına enerji boşluğu veya bant boşluğu denir. Ayrıca bu, bir valans elektronunun valans bandından iletkenlik bandına geçmesi için sahip olması gereken enerji miktarıdır. İletkenlik bandına geçen elektron malzeme boyunca serbest şekilde hareket edebilir ve herhangi bir atoma ait değildir.

Şekil 2.7 'de yalıtkanlar, yarıiletkenler ve iletkenler için enerji bant diyagramları gösterilmektedir. Enerji boşluğu veya bant boşluğu iki enerji seviyesi arasındaki farktır ve kuantum teorisine dayanan bu enerji boşluğunda elektronların bulunmasına "izin verilmez". Bu bölgede bir elektron bulunamasa da, belirli koşullar altında elektron bu bölge üzerinden zıplayarak iletkenlik bandına geçebilir. Yalıtkanlar için bu aralık sadece kırılma koşulları meydana geldiğinde, yani malzemeye çok yüksek bir voltaj uygulandığında geçilebilir. Yalıtkanlar için enerji bant diyagramı şekil 2.7 (a) 'da gösterilmiştir. Yarıiletkenlerde bant aralığı daha düşüktür, bu da valans bandındaki bir

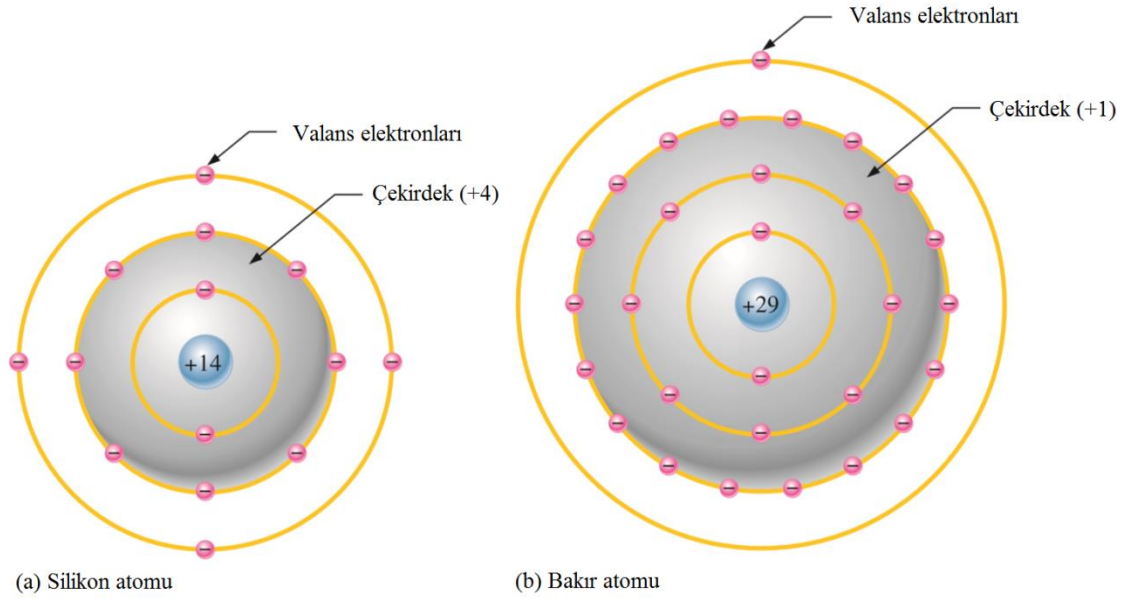
elektronun bir foton ile uyarılması durumunda iletkenlik bandına geçmesini sağlar. Bant aralığı yarıiletken maddenin türüne bağlıdır. Yarıiletkenler için enerji bant diyagramı şekil 2.7 (b) 'de gösterilmiştir. İletkenlerde ise, iletkenlik bandı ve valans bandı üst üste biner, bu nedenle şekil 2.7 (c) 'de gösterildiği gibi bir bant aralığından söz edilemez. Bu, valans bandındaki elektronların iletkenlik bandına serbestçe geçebildiği anlamına gelir, bu nedenle iletkenlerde her zaman serbest elektronlar mevcuttur.



**Şekil 2.7.** Yalıtkan, yarıiletken ve iletken için enerji-bant diyagramları

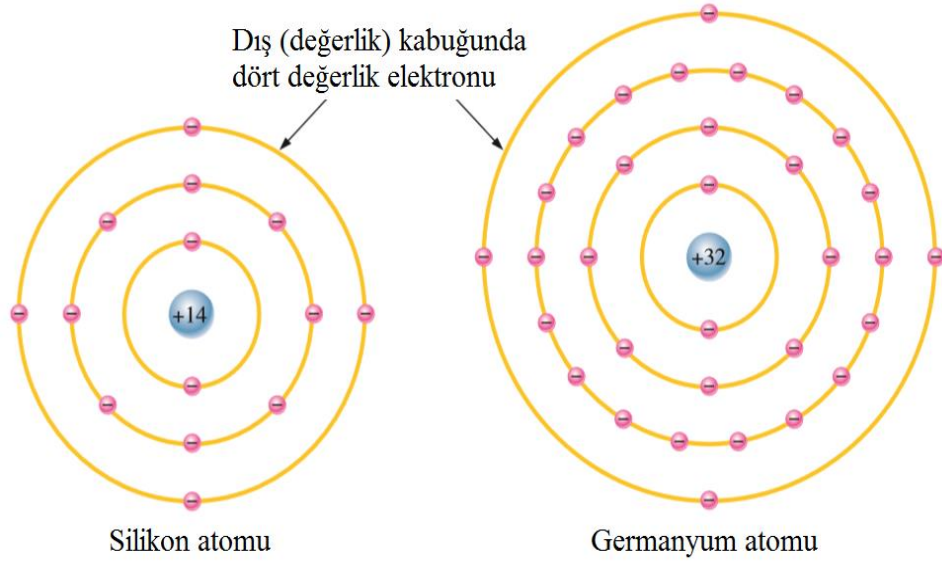
Silisyum bir yarıiletken, bakır ise bir iletken. Silisyum ve bakır atomlarının Bohr diyagramları şekil 2.8 'de gösterilmiştir. Silisyum atomunun net yükünün +4 (14 proton - 10 elektron) ve bakır atomunun çekirdeğinin net yükünün de +1 (29 proton - 28 elektron) olduğuna dikkat etmek gerekir. Bu net yüklerin değerlik elektronları hariç bütün yükleri içerdiğini hatırlayalım. Bakır atomundaki değerlik elektronu, silisyum atomundaki +4 çekici kuvveti hisseden değerlik elektronuna kıyasla +1 çekici kuvveti hisseder. Bu nedenle silisyum atomunda değerlik elektronunu bakırdan daha fazla kuvvet tutar. Ayrıca bakırın 4. kabuğundaki valans elektronu silisyumun 3. kabuğundaki valans elektronlarına kıyasla çekirdekten daha uzak mesafededir. Çekirdeğe en uzak elektronun en çok enerjiye

sahip olduğunu unutmamak gerekir. Bu nedenle bakırın valans elektronu silisyumun valans elektronundan daha fazla enerjiye sahiptir. Bu da bakırın valans elektronlarının serbest kalması için silisyumun valans elektronlarından daha az enerjiye ihtiyacı olduğu anlamına gelir. Aslında bakırdaki valans elektronları oda sıcaklığında serbest hale geçebilmek için yeterli enerjiye sahiptir.



**Şekil 2.8.** Silisyum ve bakır atomlarının Bohr diyagramları

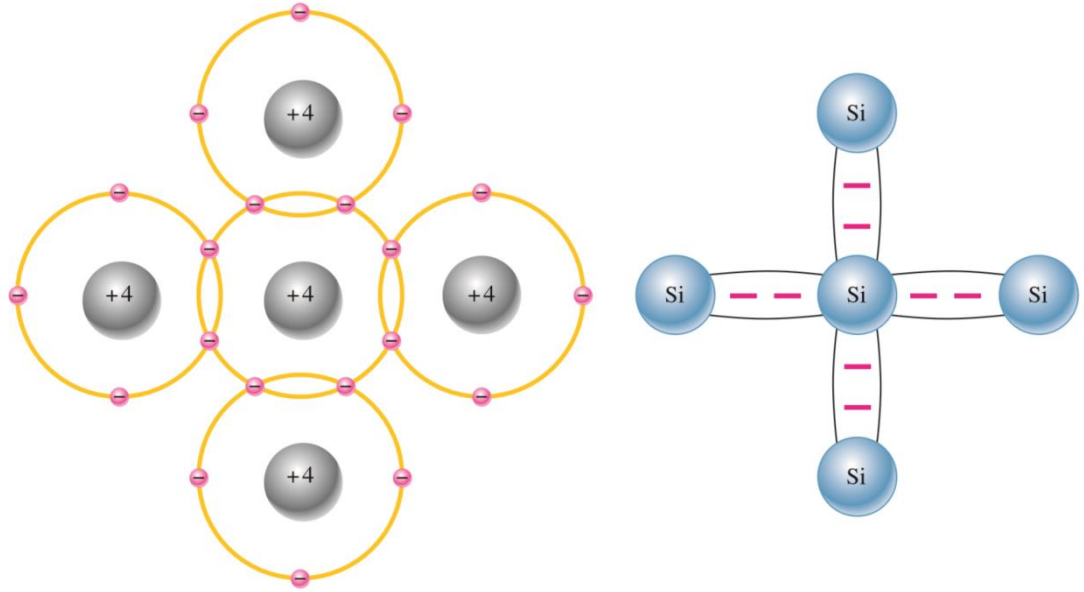
Silisyum ve germanyumun atomik yapıları şekil 2.9 'da karşılaştırılmaktadır. Silisyum, diyotlarda, transistörlerde, entegre devrelerde ve diğer yarıiletken cihazlarda çok yaygın olarak kullanılmaktadır. Hem silisyum hem de germanyum 4 karakteristik valans elektronuna sahiptir. Germanyumdaki valans elektronları dördüncü kabukta iken, silisyumda ise çekirdeğe daha yakın olan üçüncü kabuktur. Bu, germanyumun valans elektronlarının silisyumdakilerden daha yüksek enerji seviyelerinde olduğunu ve bu nedenle serbest kalmak için daha az miktarda ek enerji gerektirdiği anlamına gelir.



**Şekil 2.9.** Silisyum ve germanyum atomlarının diyagramları.

Bu özellik, germanyumun yüksek sıcaklıklarda daha kararsız olmasına ve aşırı ters beslem akımına neden olur. Bu yüzden silisyum daha yaygın olarak kullanılan yarıiletken bir malzemedir.

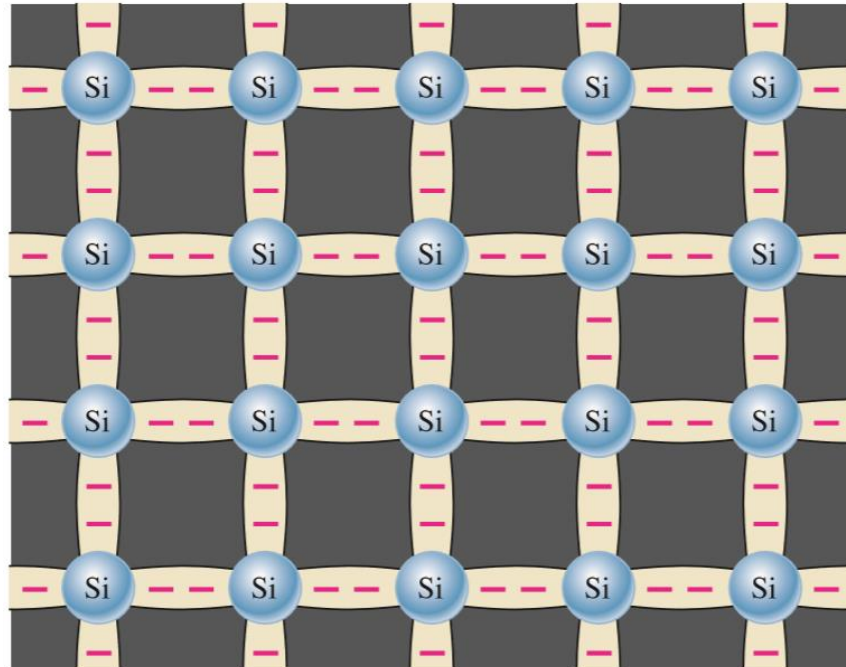
Şekil 2.10 her bir silisyum atomunun, üç boyutlu simetrik bir atom düzenlemesi olan bir silisyum kristalini oluşturmak için dört komşu silisyum atomuyla kendini nasıl konumlandığını göstermektedir. Dört valans elektronu olan silisyum her bir elektronunu 4 komşu silisyum atomu ile paylaşır. Bu, her atom için etkili bir şekilde paylaşılan sekiz değerlik elektronu oluşturur ve kimyasal kararlılık durumu üretir. Ayrıca, valans elektronlarının bu paylaşımı, atomları bir arada tutan güçlü bir kovalent bağ üretir; her valans elektronu onu paylaşan iki atom tarafından eşit olarak çekilir. Şekil 2.11 'de asal bir silisyum kristalinde kovalent bağ yapısı gösterilmektedir. Asal bir kristalde safsızlıkların varlığından söz edilemez. Dört valans elektronuna sahip olduğu için, germanyum için de durum benzerdir.



(a) Merkez silikon atomu, etrafındaki dört silikon atomunun her biriyle bir elektron paylaşır ve her biri ile bir kovalent bağ oluşturur. Çevreleyen atomlar da diğer atomlara bağlanır,

(b) Bağ diyagramı. Kırmızı negatif işaretler paylaşılan değerlik elektronlarını temsil eder.

**Şekil 2.10.** Silisyumdaki kovalent bağların gösterimi

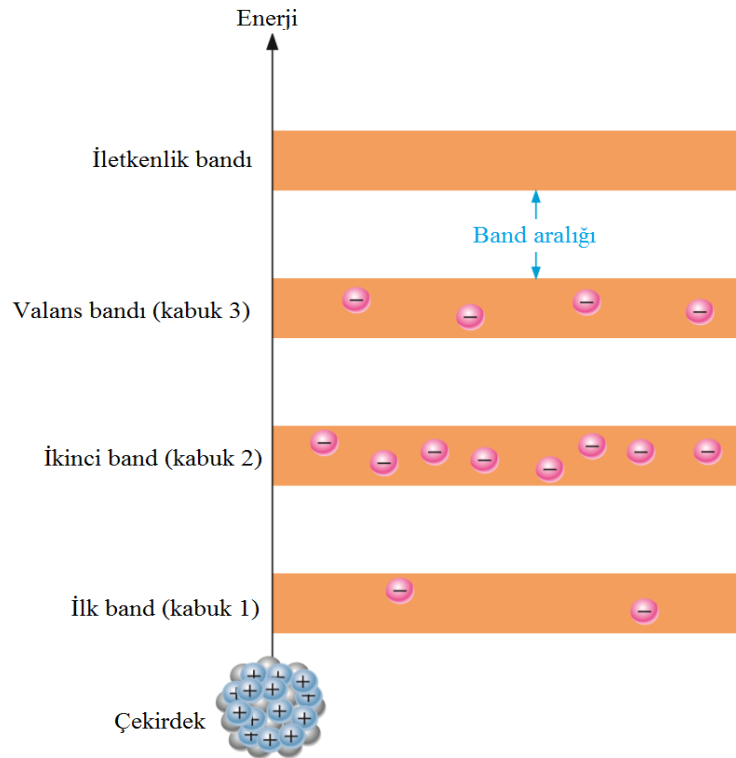


**Şekil 2.11.** Bir silikon kristaldeki kovalent bağlar

### 2.1.3. Yarıiletkenlerde Akım

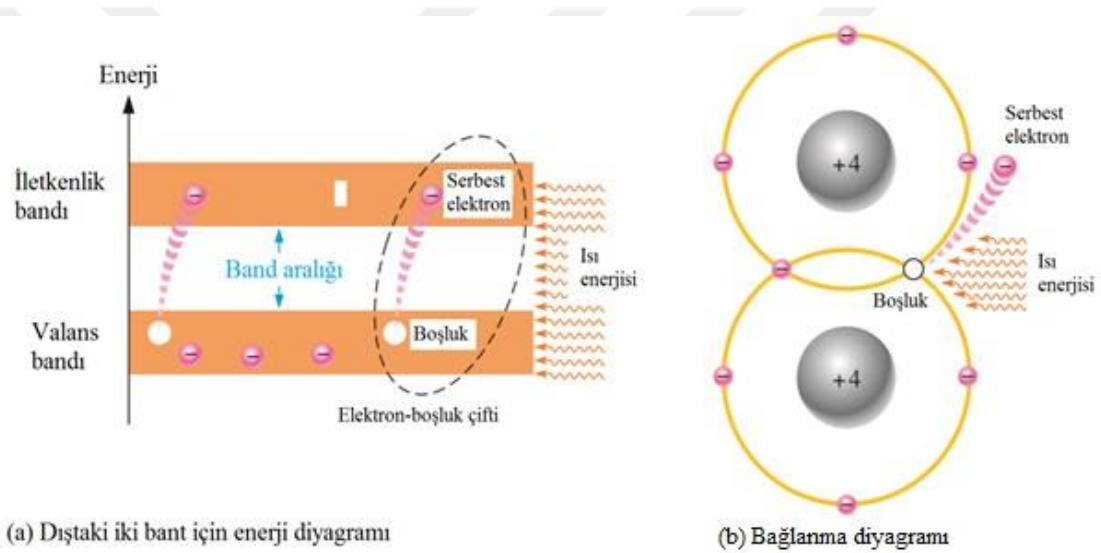
Bir malzemenin elektrik akımını iletme şekli, elektronik cihazların nasıl çalıştığını anlamada önemlidir. Yarıiletkenlerdeki akım hakkında bir şey bilmeden diyot veya transistör gibi daha karmaşık yapıların çalışmasını anlamak gerçekten zordur.

Önceki bölümde de bahsettiğimiz gibi bir katıda elektronlar iletkenlik ya da valans bandında bulunabilirler. Her kabuk belirli bir enerji bandına karşılık gelir ve bu kabuklar elektron bulundurmayan bant boşluklarıyla birbirinde ayrılır. Şekil 2.12, saf bir silisyum kristalindeki en düşük enerji seviyesinde bulunan atomlar için enerji bant diyagramını göstermektedir. İletkenlik bandında elektronlar yoktur, bu sadece mutlak 0 Kelvin sıcaklığında oluşan bir durumdur.



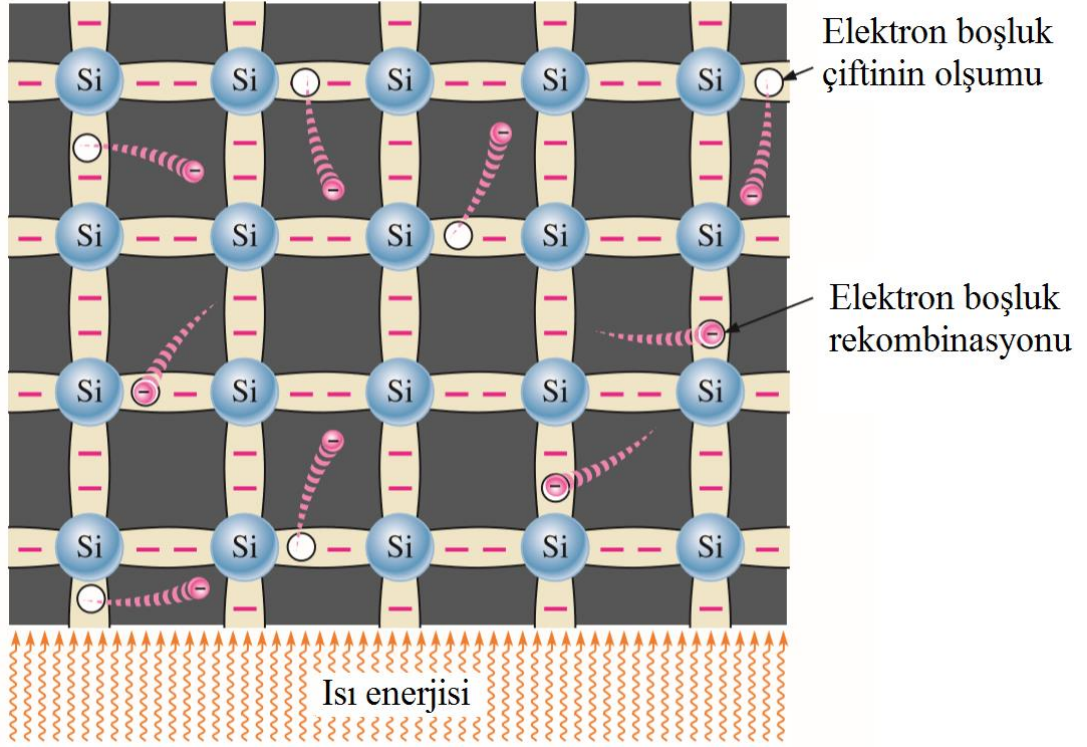
**Şekil 2.12.** En düşük enerji durumunda saf (asal) bir silikon kristali içindeki bir atom için enerji bant diyagramı. 0 K sıcaklıkta iletim bandında elektron yoktur.

Oda sıcaklığında, asal bir silisyum yarıiletkende valans bandındaki yeterli ısı enerjisine sahip bazı elektronlar arkalarında boşluklar bırakarak iletkenlik bandına sıçrayabilir ve serbest elektron olurlar. Serbest elektronlara iletim elektronları da denir. Bu durum şekil 2.13 (a) 'da enerji-bant diyagramında ve şekil 2.13 (b) 'de de bağlanma diyagramında gösterilmiştir. Bir elektron iletim bandına sıçradığında, kristal içerisinde değerlik bandında bir boşluk bırakır. Bu boşluğa hol (delik) denir. Dış enerji yardımıyla iletkenlik bandına yükseltile her elektron için, değerlik bandında bir hol oluşur ve elektron ile geride bıraktığı boşluk elektron-hol çifti olarak adlandırılır.



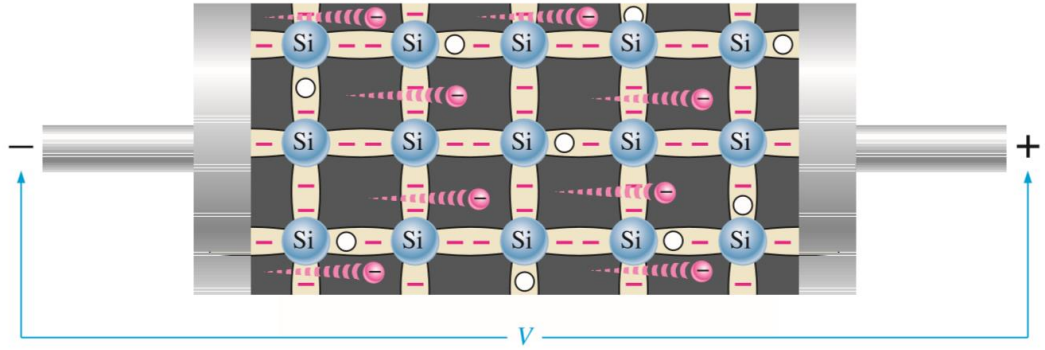
**Şekil 2.13.** Silikon bir kristalde elektron boşluk çiftlerinin oluşturulması. İletim bandındaki elektronlar serbest elektronlardır

İletkenlik bandında ki bir elektron enerjisini kaybedip valans bandındaki boşluğa düştüğünde, rekombinasyon oluşur. Özetlemek gerekirse, oda sıcaklığında asal bir silisyum kristalinde, herhangi bir atoma ait olmayan ve malzeme boyunca rastgele sürüklenen iletkenlik elektronları bulunur. Bu elektronlar iletim bandına sıçradığında değerlik bandında da eşit sayıda hol oluşur. Bu durum şekil 2.14 'de gösterilmiştir.



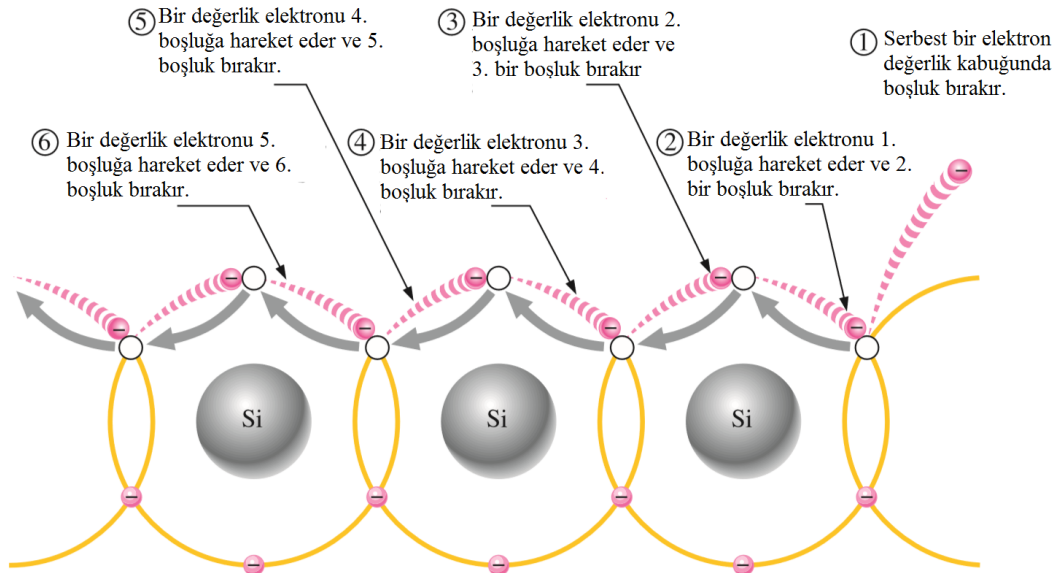
**Şekil 2.14.** Silikon kristal içinde elektron boşluk çiftleri. Serbest elektronlar sürekli olarak üretilirken bazıları boşluklar ile yeniden birleşir

Şekil 2.15 'de gösterildiği gibi bir asal yarıiletken gerilim uygulandığı zaman, iletkenlik bandına termal yolla geçen ve kristal yapı içerisinde rastgele yönlere hareket eden serbest elektronlar kolayca pozitif uca doğru çekilirler. Serbest elektronların bu hareketi, yarıiletken malzemede elektron akımı olarak adlandırılan akım türünü oluştururlar. Serbest elektronların geride bıraktığı holler valans bandında başka bir akımı oluştururlar. Valans bandındaki elektronlar hala atomlara bağlıdır ve kristal içerisinde serbest bir şekilde hareket edemezler. Bununla birlikte bir valans elektronu, enerji seviyesinde küçük bir değişiklikle yakınındaki bir boşluğa hareket edebilir ve arkasında yeni bir boşluk bırakabilir. Bu durumda şekil 2.16 'da gösterildiği gibi hol kristal yapı içerisinde bir yerden başka bir yere hareket etmiş olur.



**Şekil 2.15.** Termal olarak üretilen serbest elektronların hareketi ile meydana gelen silikon içindeki elektron akımı

Valans bandındaki akım valans elektronları tarafından üretilse de, iletim bandındaki elektron akımından ayırt edilmesi için hol akımı denir. Görüldüğü üzere yarıiletkenlerdeki iletim ya iletkenlik bandındaki elektronlarla ya da valans bandında ki elektronların hareketleri ile ters yönde oluşan hol akım ile gerçekleşir.



**Şekil 2.16.** Asal silisyum içerisindeki hol akımı

Bir yarıiletken içerisindeki iki tip yük hareketini bakır gibi metalik bir iletkendeki yük hareketiyle karşılaştırmak ilginçtir. Bakır atomları, atomların kovalent olarak birbirine

bağlı olmadığı, ancak değerlik elektronlarından sıyrılmış atomlar olan pozitif iyon korlarının bir denizinden oluştuğu farklı bir kristal türü oluşturur. Değerlik elektronları, pozitif iyonlara doğru çekilirler ve pozitif iyonları bir arada tutarlar. Yani metalik bağı oluştururlar. Değerlik elektronları herhangi bir atoma değil, bir bütün olarak kristale aittirler. Bakırdaki değerlik elektronları serbestçe hareket ettiğinden, bir voltaj uygulanması akıma neden olur. Metalik kristal yapıda hol olmadığı için, serbest elektronun hareketinden dolayı sadece bir tip akım vardır.

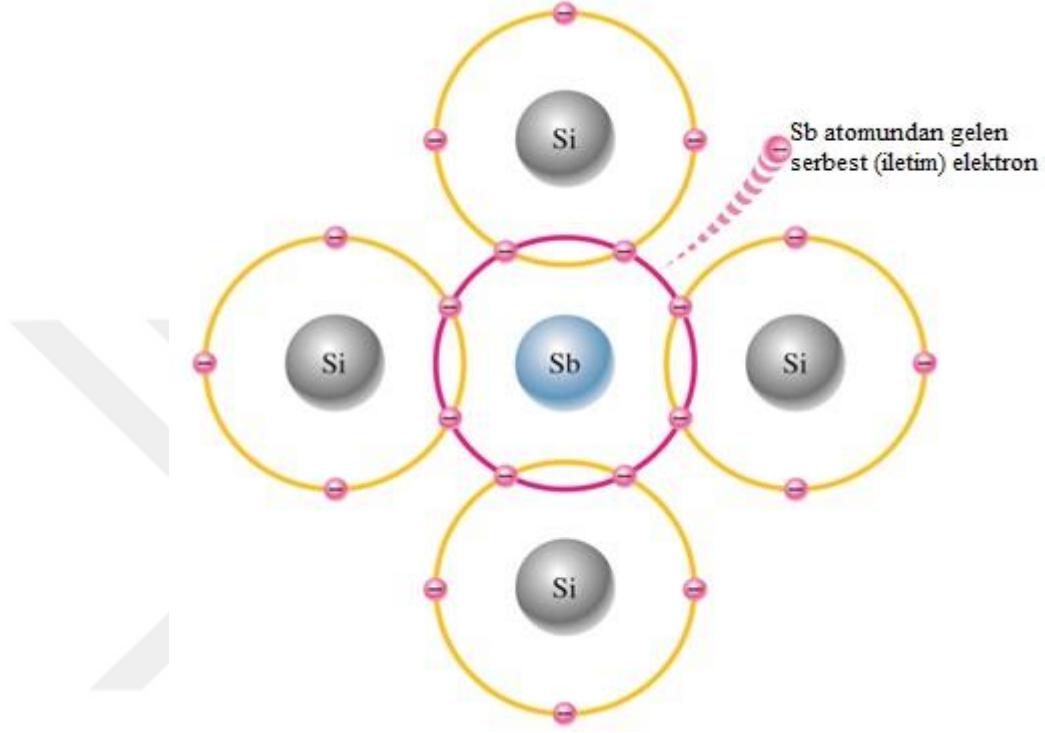
#### 2.1.4. *n*-tipi ve *p*-tipi yarıiletkenler

Asal yarıiletken malzemeler iletkenlik bandında sınırlı sayıda elektron ve valans bandında da sınırlı sayıda hol bulundurdukları için akımı iyi iletmezler. Asal silisyum (ya da germanyum)'un elektriksel iletkenliğini arttırmak ve elektronik cihazlarda kullanışlı hale getirmek için serbest elektron ve hollerin sayısını artırmak gerekir. Bu asal yarıiletkene safsızlıkların eklenmesi ile mümkün olur. *n* ve *p* tipi olmak üzere iki tip katkılı yarıiletken vardır ve bunlar çoğu elektronik aygıtın yapı taşlarıdır.

Yarıiletkenler genellikle iletkenlik açısından zayıf oldukları için, kontrollü bir şekilde safsızlıkların asal yarıiletkene eklenmesiyle iletkenliklerini arttırmak mümkündür. Katkılama adı verilen bu işlemle akım taşıyıcılarının sayısı artırılabilir (Pierret 1996).

Asal silisyumdaki iletkenlik bandı elektronlarının sayısını arttırmak için beş değerlikli safsızlık atomları eklenir. Bunlar arsenik (As), fosfor (P), bizmut (Bi) ve antimon (Sb) gibi beş valans elektronu olan atomlardır. Şekil 2.17 'de gösterildiği gibi her beş valans elektronuna sahip atom (bu durumda antimon), dört silisyum atomu ile kovalent bağ yapar. Antimon atomunun 4 valans elektronu silisyum atomları ile kovalent bağ yapımında kullanılır ve bir elektron açıktta kalır. Bağlanmaya dahil olmadığı için bu ekstra elektron iletkenlik elektronuna dönüşür. Beş değerlikli atom yarıiletkene bir elektron verdiği için buna donör atomu denir. İletkenlik elektronlarının sayısı, silisyuma eklenen safsızlık atomlarının sayısıyla dikkatli bir şekilde kontrol edilebilir. Valans

bandını doldurmak için gereken sayıyı aştığı için bu katkılama işlemi ile oluşturulan iletkenlik elektronu, valans bandında bir hol oluşturmaz.



**Şekil 2.17.** Silikon kristal yapısında beş değerli safsızlık atomu

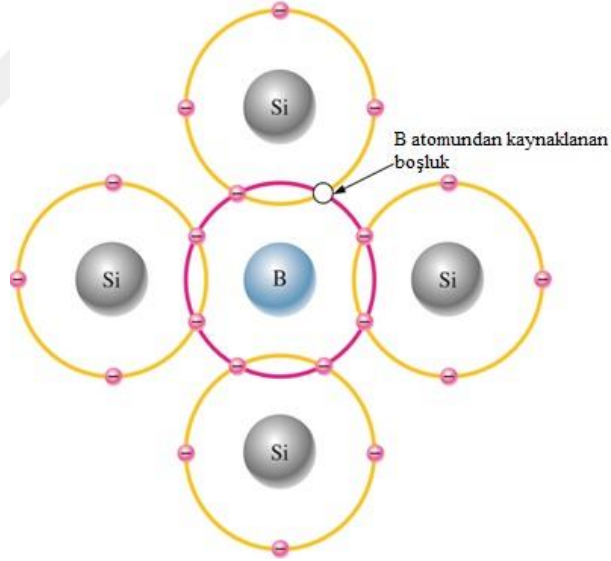
Merkezde bir antimon (Sb) safsızlık atomu gösterilmiştir. Sb atomundan gelen ekstra elektron, serbest bir elektron haline gelmiştir

Akım taşıyıcılarının çoğu elektronlar olduğundan, beş değerlikli atomlarla katkılı silisyum (ya da germanyum)  $n$  tipi bir yarıiletken olarak adlandırılır.  $n$ -tipi yarıiletken için çoğunluk taşıyıcılar elektronlardır.  $n$ -tipi yarıiletkendeki akım taşıyıcıların çoğunluğu elektron olsa da, elektron-hol çiftleri termal olarak oluşacağı için hollerin varlığından da söz etmemiz gerekir. Bu holler beş değerlikli safsızlık atomlarının eklenmesiyle üretilmez.  $n$ -tipi bir malzemedeki hollere azınlık taşıyıcıları denir.

Asal yarıiletkendeki hol sayısını arttırmak için bor (B), indiyum (In) ve galyum (Ga) gibi 3 değerlikli safsızlık atomları eklenir. Şekil 2.18 'de gösterildiği gibi 3 valans elektronlu bir atom (bor gibi) komşu dört silisyum atomu ile kovalent bağ oluşturur. Bor atomunun 3 valans elektronu da kovalent bağ yapmak için kullanılır ve kovalent bağ yapısını

tamamlamak için 4 elektron gerektiğinden her bor atomu eklendiğinde bir hol oluşur. Üç değerlikli atom bir elektron alabildiği için bu atom akseptör atomu olarak adlandırılır. Hollerin sayısı, silisyuma eklenen üç değerlikli safsızlık atomlarının sayısı ile dikkatli bir şekilde kontrol edilebilir. Bu katkılama işlemi ile oluşturulan hol'e, bir iletkenlik elektronu eşlik etmez.

Akım taşıyıcılarının çoğu holler olan üç değerlikli atomlarla katkılanmış silisyum (ya da germanyum) 'a p-tipi yarıiletken denir. p-tipi yarıiletkende çoğunluk taşıyıcılar hollerdir. p-tipi yarıiletkendeki akım taşıyıcılarının çoğu holler olsa da termal olarak elektron-hol çiftleri oluşacağı için iletkenlik bandında elektronların varlığından da söz edebiliriz. Bu iletkenlik band elektronları üç değerlikli kirlilik atomlarının ilavesiyle. p-tipi yarıiletkendeki azınlık taşıyıcılar elektronlardır (Neaman 2003).

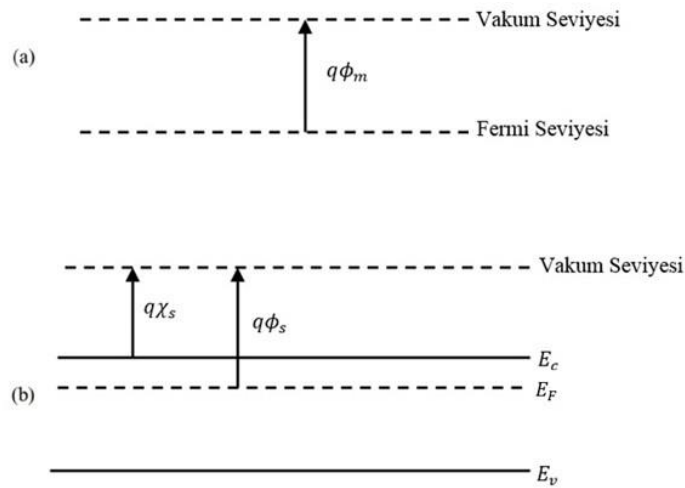


**Şekil 2.18.** Bir silikon kristal yapısında üç değerlikli safsızlık atomu. Merkezde bir bor (B) safsızlık atomu gösterilmiştir

## 2.2. Metal Yarıiletken Eklemler

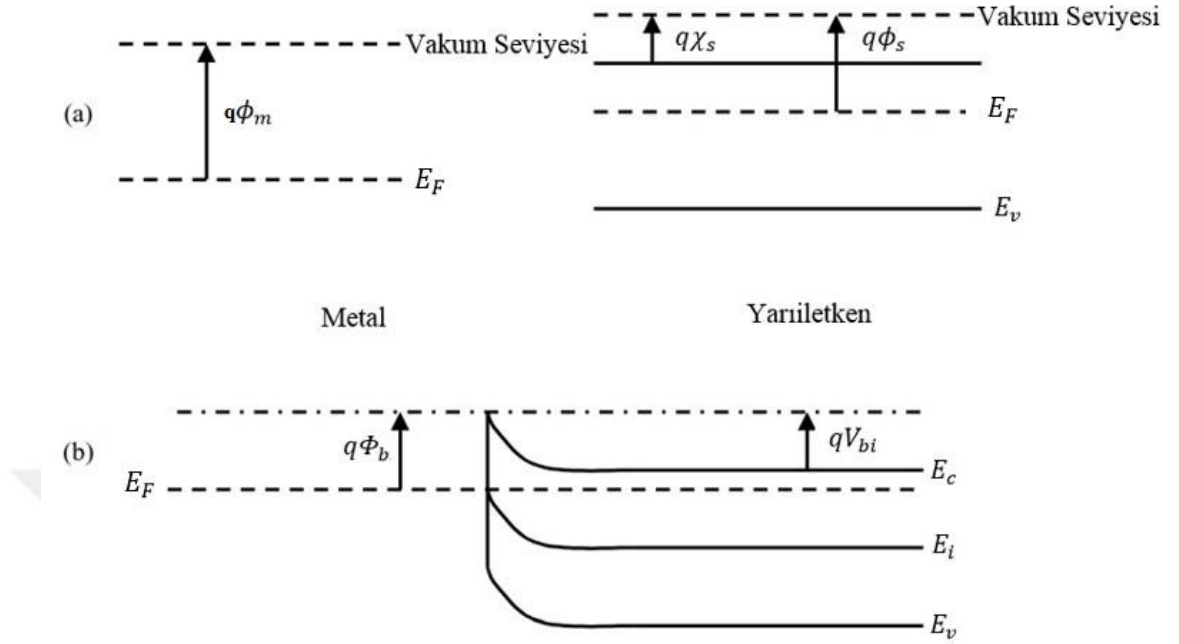
### 2.2.1. Schottky Kontaktların Toerik Temelleri

Denge durumunda metal-yarıiletken arayüzeyinde Fermi seviyelerinin aynı hizada olmaları gerekir. İlk olarak metalin davranışını düşünersek, bir metalde Fermi seviyesi iletkenlik bandı kenarının üzerinde yer alır. Bir elektronun metalden koparak iyonize olması ve vakum seviyesine geçmesi için gerekli olan enerji, iş fonksiyonu olarak adlandırılır ve  $\phi_m$  ile gösterilir. Metal iş fonksiyonu ile karakterize edilir. Metal içindeki iletkenlik elektronlarının çoğu, Fermi seviyesine oldukça yakın bir enerjidedirler. Bu yüzden iş fonksiyonu vakum seviyesi ve Fermi seviyesi arasındaki enerji farkıdır. Diğer taraftan dejenere olmayan bir yarıiletkende Fermi seviyesi iletkenlik bandının içerisinde değil de yasak enerji aralığında herhangi bir noktada yer alır. Yarıiletkenin iş fonksiyonu da metalinkine benzer olarak Fermi seviyesi ile vakum seviyesi arasındaki enerji farkı olarak tanımlanabilir. Ancak yarıiletkendeki elektronların çoğu Fermi seviyesinde olmadığından, iletkenlik bandı ile vakum seviyesini birbirinden ayırmak için farklı bir nicelik tanımlamaya ihtiyaç vardır. Bunu elektron ilgisi olarak tanımlayabiliriz. Elektron ilgisi ( $\chi_s$ ) ve iş fonksiyonu ( $\phi_s$ ) Şekil 2.19 'da gösterilmiştir (Brennan 2005).



**Şekil 2.19.** Metalin denge halindeki bant diyagramı (a) ve iş fonksiyonu ve elektron ilgisinin belirtildiği yarıiletkenin denge halinde ki bant diyagramı (b)

Dengede metalin iş fonksiyonundan daha küçük iş fonksiyonlu n-tipi bir yarıiletken düşünelim. Metal ve yarıiletkenin bant diyagramları kontakta önce şekil 2.20 (a) 'da, kontakta sonra da 2.20 (b) 'de gösterilmiştir. Bu iki malzeme kontak haline getirildiklerinde denge halinde Fermi seviyeleri aynı hizaya gelir. Fermi seviyelerini dengeleyebilmek için yarıiletkenden metale doğru elektronlar akarlar. Bunu daha açık bir şekilde belirtmek gerekirse yarıiletkenin iş fonksiyonu metale göre daha yukarıdadır. Bu nedenle Fermi seviyelerini dengeleyebilmek için yarıiletkenden metale net bir elektron akışı olmalıdır. Basit bir su tankı benzetmesi bu durum için iyi bir örnek olacaktır. Bir bölmeyle ayrılmış iki su tankı düşünelim. Bir tanktaki su seviyesi diğer tanktan daha yukarda olsun. Bu iki tank arasındaki bölme aradan kaldırıldığında su seviyesinin yüksek olduğu tanktan, su seviyesinin alçak olduğu tanka doğru bir su akışı gerçekleşir ve sonuçta bütün tanklarda su seviyesi aynı olur.. Benzer durum metal ile yarıiletken arasında da olur. Su örneğinden tek büyük farklılık metal-yarıiletken arasında yüklü parçacıkların geçişinin olmasıdır. Elektronların yarıiletkenden metale geçmesiyle, yarıiletken tarafında iyonize donörlerden dolayı pozitif uzay yükleri oluşur. Yarıiletkenin aksine metal tarafta net bir negatif yük toplanır. Metal mükemmel bir iletken olduğu için, bu negatif yükler metalin yüzeyinde bulunur. Şekil 2.20 (b) 'deki bant diyagramı şimdi daha kolayca anlaşılabilir durumdadır. Bant bükülmesini açıklamanın en kolay yolu elektronların potansiyel enerji diyagramında aşağı doğru yuvarlandıklarını düşünmektir. Metal yüzeyinde net bir negatif yükün varlığı elektronları yüzeyden itmeye yarar. Sonuç olarak bantlar, Şekil 2.20 (b) 'de gösterildiği gibi, elektronlar arayüzeyden uzaklaşacak şekilde bükülmelidir (Brennan 2005).



**Şekil 2.20.** Kontak öncesi metal ve yarıiletkenin enerji bant diyagramı (a) ve denge durumunda metal-yarıiletken eklemesinin enerji bant diyagramı (b)  
Bu tip eklemelere Schottky engeli adı verilir.

Elektronların yarıiletkenden metale akmasıyla yarıiletkenin yüzeyine yakın bir bölgede iyonize olmuş donörler deplasyon bölgesini oluştururlar. Deplasyon bölgesinin oluşmasıyla bir built-in alanı ve built-in potansiyeli oluşur. Eklemesinin built-in voltajı denge halindeki bant bükülmesinin tamamına eşittir. Şekilden de görüleceği üzere yarıiletken tarafında bantların toplam bükülmesi built-in potansiyeline eşittir. Şekilde  $\Phi_b$  ile gösterilen potansiyel engeli, Schottky engel yüksekliği olarak adlandırılır. Metal taraftan yarıiletken tarafına elektronların geçişini engelleyen potansiyel enerji miktarı  $q \Phi_b$  'dir. Şekil 2.20 'den Schottky engeli ve built-in potansiyelinin büyüklüğü elde edilebilir. Toplam bant bükülmesinin eklemesinin her iki tarafındaki Fermi seviyeleri arasındaki farktan belirlenebileceğini unutmayalım. Böylece built-in potansiyeli

$$qV_{bi} = q\phi_m - q\phi_s \quad (2.6)$$

bağıntısı ile verilir.

Built-in potansiyeli Şekil 2.20 kullanılarak farklı bir yolla da elde edilebilir. Şekil incelendiğinde Schottky engel yüksekliği ve  $E_c$  ile  $E_F$  arasındaki farkın yarıiletkendeki built-in potansiyelini vereceği görülebilir.  $E_c$  ile  $E_F$  arasındaki fark

$$n = N_c e^{-\frac{(E_c - E_F)}{kT}} \quad (2.7)$$

ile verilen elektron konsantrasyonundan,

$$E_c - E_F = kT \ln\left(\frac{N_c}{n}\right) \quad (2.8)$$

Şeklinde yazılabilir (Brennan 2005). Böylece built-in potansiyel enerjisi

$$qV_{bi} = q\Phi_b - kT \ln\left(\frac{N_c}{n}\right) \quad (2.9)$$

şekilde yazılabilir.

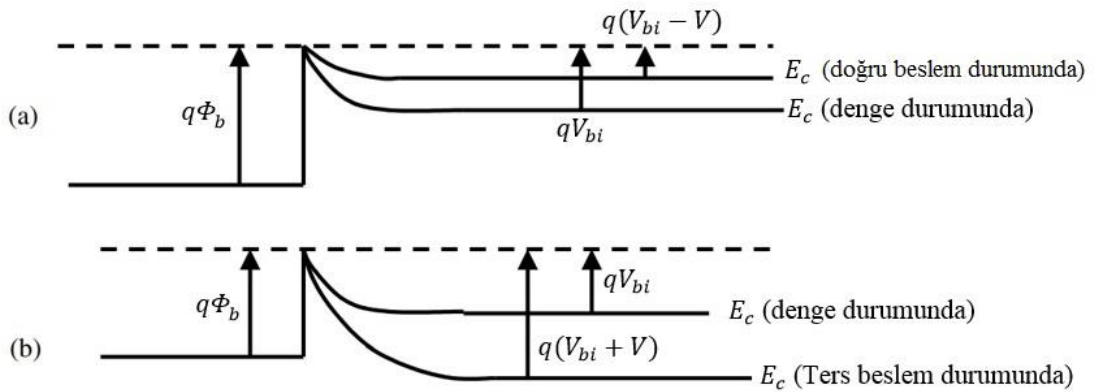
Schottky engel yüksekliği metalin iş fonksiyonu ile yarıiletkenin elektron ilgisi arasındaki farka eşit olduğundan;

$$q\Phi_b = q\phi_m - q\chi_s \quad (2.10)$$

şeklinde yazılabilir.

Yarıiletken içerisindeki elektronlar için bir potansiyel engelinin (built-in potansiyeli) varlığından söz edebiliriz. Aynı şekilde metal tarafındaki elektronlar için de bir potansiyel engeli (Schottky engeli) vardır.

Taşıyıcıların beslem altında bir malzemedan diğerine geçebilmeleri için, engel yüksekliğini aşabilecek kadar yeterli kinetik enerjiye sahip olmaları gerekir. Yarıiletken, metalden daha yüksek potansiyeldedir. Bunun nedeni, yarıiletkenin, pozitif bir potansiyel üreten pozitif bir uzay yükü bölgesine sahip olmasıdır. Eğer yarıiletkene göre metal tarafına negatif bir beslem uygularsak, metal ile yarıiletken arasındaki potansiyel farkı artacaktır. Bu Schottky engelde ters besleme karşılık gelmektedir. Dolayısıyla, yarıiletkenin enerji bantları metal içerisine elektron emisyonu için daha da yüksek bir engel oluşturarak daha fazla bükülür. Bu olayın aksine yarıiletkene göre metal tarafa pozitif bir beslem uygulandığı zaman, metal ve yarıiletken arasındaki potansiyel farkı azalacağından, bantlar yarıiletken tarafında daha az bükülür ve beslem şekli doğru beslem olarak bilinir. Bant bükülmeleriyle oluşan potansiyel engelin sadece uygulanan beslem ile değişeceğini vurgulamakta yarar vardır. Schottky engel yüksekliği ideal bir diyotta beslem ile değişmemektedir. Schottky engel yüksekliğinin uygulanan besleme değişmemesinin sebebi tüm voltaj düşmesinin yarıiletkende görünmesidir. Metal çok iyi bir iletken olduğu için, içerisinde elektrik alan sıfırdır. Uygulanan besleme metal tarafına geçen yükün tamamı metalin yüzeyinde bulunur. Ancak, Schottky engel yüksekliğinin de beslem etkisiyle küçük bir miktar değiştiği bilinmektedir. Schottky engelin doğru ve ters beslem bant diyagramları Şekil 2.21’de gösterilmiştir.



**Şekil 2.21.** Doğru beslem (a) ve ters beslem (b) durumundaki metal-yarıiletken Schottky engel diyotun şematik gösterimi

Özetle, yarıiletkenlere göre metale daha negatif bir voltaj uygulandığında, metal ve yarıiletken arasındaki potansiyel fark artacağı için, yarıiletkendeki potansiyeli engeli artar. Bu durum ters besleme karşılık gelir. Schottky engeli neredeyse değişmez. Yarıiletken tarafındaki yeni potansiyel engeli  $q(V_{bi} + V)$  ile verilir, burada  $V$  uygulanan ters beslem gerilimidir. Yarıiletken tarafında ters beslem durumundaki potansiyel engelinin, denge durumundaki engelden daha büyük olduğuna dikkat edilmelidir. Metal tarafı yarıiletkenlere göre pozitif beslemde tutulduğu zaman eklem doğru beslem durumundadır. Metal ve yarıiletken arasındaki potansiyel fark azaldığı için yarıiletken içindeki potansiyel engeli azalır. Yine Schottky engeli esasen değişmez. Yarıiletken tarafındaki yeni potansiyel engeli  $q(V_{bi} - V)$  olur, burada  $V$  doğru beslem gerilimidir. Doğru beslem durumundaki potansiyel engeli denge durumundaki potansiyel engelinden daha düşüktür (Brennan 2005).

### 2.2.2. Metal-Yarıiletken Arayüzeyinde Akım İletim Mekanizması

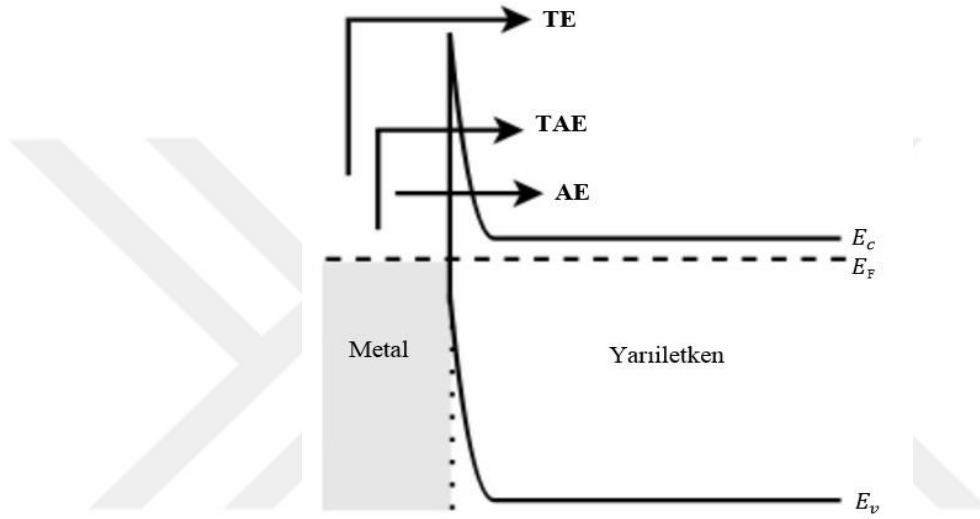
Metal-yarıiletken arayüzeyindeki akım akışı termoyonik emisyon, alan emisyon yada her ikisinin kombinasyonundan kaynaklanabilir. Akım iletim mekanizmaları hakkında eşitlik 2.11 de verilen karakteristik  $E_{00}$  enerji seviyesinden yola çıkarak bir fikir elde edilebilir (Ayyagori 2018).

$$E_{00} = \frac{qh}{4\pi} \sqrt{\frac{N}{\epsilon_s \epsilon_0 m_{tün}^*}} = 1.86 \times 10^{-11} \sqrt{\frac{N}{\epsilon_s (m_{tün}^*/m)}} \quad (2.11)$$

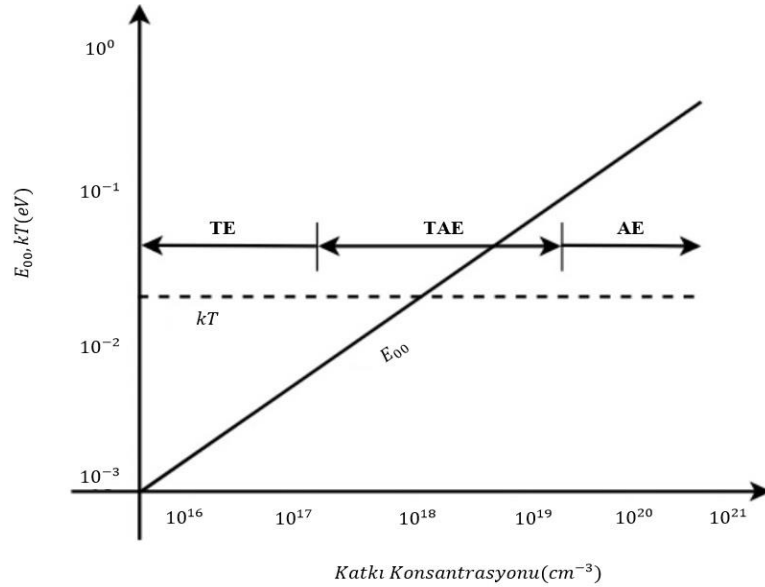
Burada  $N$  katkı konsantrasyonu,  $m_{tün}^*$  tünelleme etkin kütlesi ve  $m$  serbest elektron kütlesidir. İletim mekanizması karakteristik parametre  $E_{00}$  ve termal enerji  $kT$  arasında karşılaştırma yapılarak belirlenir;

$kT \gg E_{00}$	Termoyonik Emisyon
$kT \approx E_{00}$	Termoyonik Alan Emisyon
$kT \ll E_{00}$	Alan Emisyon

Şekil 2.22 'de akım mekanizmaları gösterilmiştir. Şekil 2.23 'de ise karakteristik enerji  $E_{00}$  ve termal enerji  $kT$  'ye karşı katkı konsantrasyonunun grafiği verilmiştir. Katkı konsantrasyonu arttıkça  $E_{00}$  artmakta ve iletim mekanizması termoiyonik emisyonun termoiyonik alan emisyonuna ve sonrasında da alan emisyonuna geçmektedir (Ayyagari 2018).



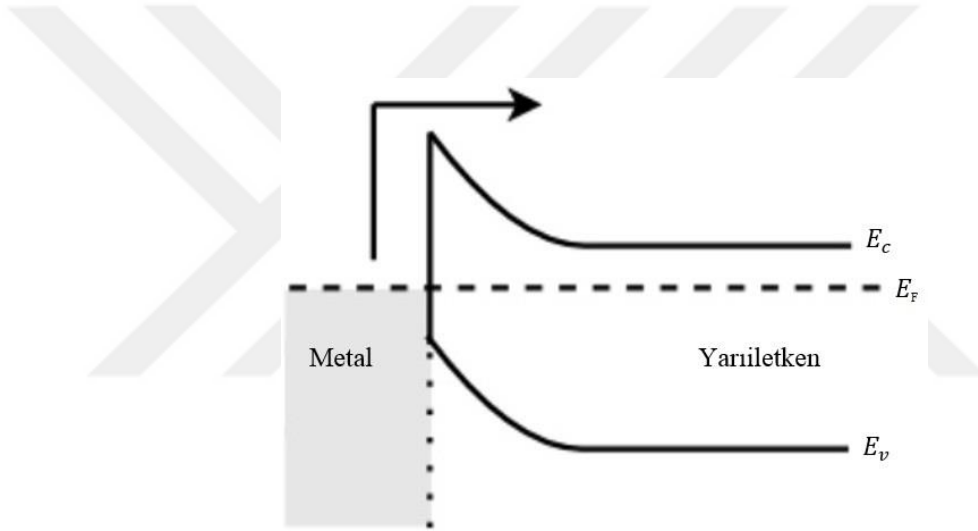
Şekil 2.22. Metal- yarıiletken arayüzeyindeki farklı akım iletim mekanizmaları



Şekil 2.23.  $m_{tun}/m = 0,3$  ve  $T = 300$  K'de silisyum için katkı konsantrasyonuna karşı  $E_{00}$  ve  $kT$  grafiği

## Termoionik Emisyon

Termoionik emisyon metal-yarıiletken eklemler için önemli bir iletim mekanizmasıdır. Metal elektriksel olarak iletken ve dolayısıyla metaldeki elektronlar serbest oldukları için metalden difüzyon akımı akmaz. Termoionik emisyon, elektronların metal-yarıiletken arayüzündeki engeli aşacak kadar yüksek enerjiye sahip oldukları bir eklemden meydana gelen çoğunluk taşıyıcı akım prosesidir. Bu nedenle, termoionik akım sadece engel yüksekliğinin elektronların aşabileceği kadar düşük olması durumunda gerçekleşir. Şekil 2.24 'de termoionik iletim mekanizması resmedilmiştir.

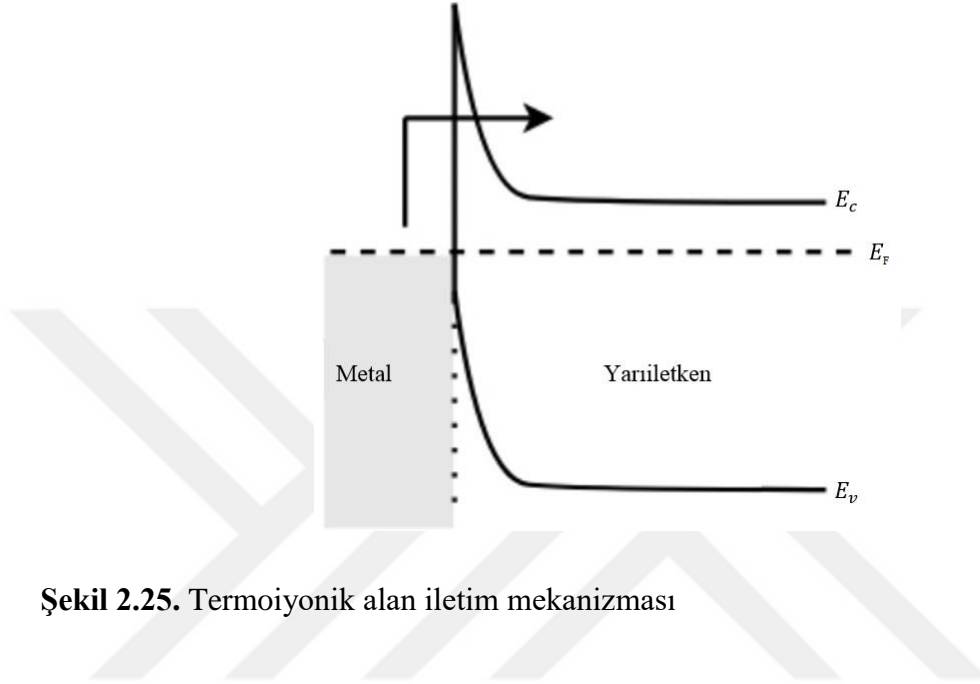


Şekil 2.24. Termoionik iletim mekanizması

## Termoionik Alan Emisyonu

Orta katkılı durumlarda, metal ve yarıiletken arasındaki iletim, kısmen termoionik kısmen de alan emisyonu yoluyla gerçekleşir. Termoionik alan emisyonu elektronların tüm engel boyunca yükselmek ve metalden yarıiletkene geçecek kadar yeterli enerjiye sahip olmadıkları durumlarda gerçekleşir. Elektronlar, deplasyon tabakasının yeterince ince olduğu belirli enerji seviyesine yükselmek için yeterli enerjileri olması durumunda bu enerji seviyesinden tünelleme yaparlar. Dolayısıyla, elektronları daha yüksek enerji seviyesine yükseltmek için termoionik enerji kullanılır ve daha sonra elektronlar metalden yarıiletkene tünelleme yaparak geçerler. Şekil 2.25 'de de görüldüğü gibi bu

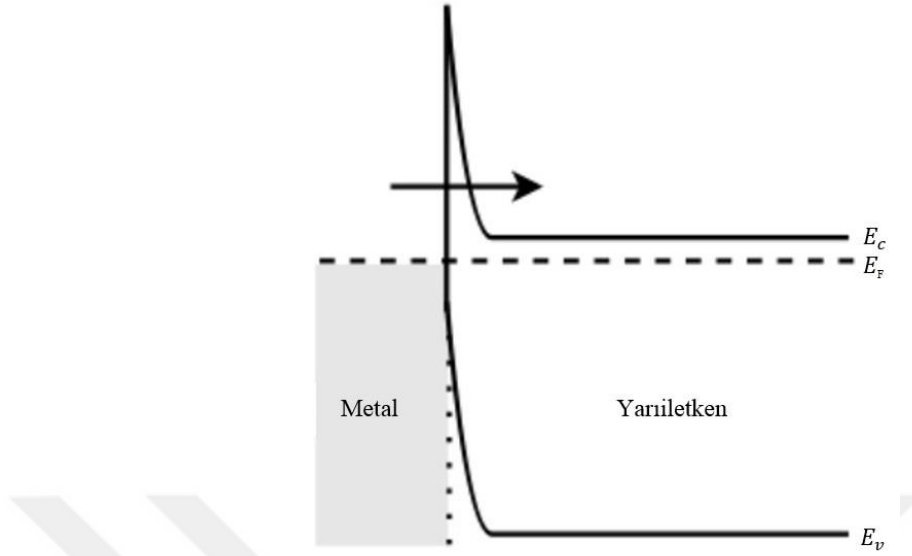
akım iletim prosesi termoiyonik emisyon ve tünellemenin bir kombinasyonu olduğu için termoiyonik alan emisyonu olarak adlandırılır (Ayyagari 2018).



**Şekil 2.25.** Termoiyonik alan iletim mekanizması

### Alan Emsiyonu

Alan emisyonu aşırı katkılanmış yarıiletkenlerde metal- yarıiletken arayüzeyinde baskın olan akım iletim mekanizmasıdır. Metal ile yarıiletken arasındaki engel çok ince olduğu zaman taşıyıcılar tünelleme yoluyla metalden yarıiletkene geçerler. Tünelleme akımının oluşma olasılığı katkı konsantrasyonu ve engel yüksekliği gibi çeşitli parametrelere bağlıdır. Tünelleme olayı, esas olarak, büyük bir engele sahip arayüzeylerdeki büyük elektrik alanından kaynaklanmaktadır. Alan emisyon iletim mekanizması Şekil 2.26 'da görülmektedir.



**Şekil 2.26.** Alan emisyon iletim mekanizması.

Tünelleme işlemi, aşırı katkılı yarıiletkenli metal-yarıiletken eklemlerde önemli bir akım iletim mekanizması olan kuantum mekaniksel bir tünelleme prosesidir. Fowler-Nordheim tünellemesi olarak adlandırılan bu alan emisyonu engelde çok büyük bir elektrik alan olduğu zaman gerçekleşir. Tünelleme akımı denklemi zamandan bağımsız Schrödinger denkleminde türetilebilir (Noguchi 2010).

### 2.2.3. Termal Elektron Emisyon Teorisi

Termal emisyon yapısından bahsedecek olursak, herşeyden önce elektron akımı  $J_2$  Şekil 2.27 'de gösterildiği gibi yarıiletkenle metale doğrudur. Elektronlar uzay yükü tabakası içerisinde çarpışmaz ve elektron akımı bu tabaka üzerinden metale geçer. Şekil 2.27 'de de gösterildiği gibi,  $E_{oo}$  'dan daha yüksek enerjili elektronlar metalden yarıiletkene geçebilirler (Noguchi 2010).



Burada  $N(E)$  elektron hal yoğunluğu,  $f(E)$  elektron dağılım fonksiyonu,  $v_x$  elektronun x yönündeki hızı ve  $m_e^*$  yarıiletken içerisindeki elektronun etkin kütlesidir. Dolayısıyla  $v_x$  ve E;

$$v_x = \frac{\hbar k_x}{m_e^*} \quad (2.15)$$

$$E = E_{00} + \frac{\hbar^2}{2m_e^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \quad (2.16)$$

şeklinde alındığında  $j_2$  akım yoğunluğu

$$\begin{aligned} j_2 &= -\frac{1}{4\pi^3} \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty \frac{\hbar k_x}{m_e^*} \exp\left\{-\frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)}{2m_e^*kT}\right\} \left\{\exp\left(-\frac{E_{00} - E_F}{kT}\right)\right\} dk_x dk_y dk_z \\ &= -\frac{4\pi m_e^* k^2 T^2}{h^3} \exp\left(-\frac{E_{00} - E_F}{kT}\right) \end{aligned} \quad (2.17)$$

olarak yazılabilir. Eklemin her bir tarafındaki enerjiler dikkate alındığında

$$E_{00} - E_F = q\phi_m - q\chi_s - qV \quad (2.18)$$

$$\phi_b = \phi_m - \chi_s \quad (2.19)$$

denklemleri yazılabilir. Bu durumda yarıiletkenden metale doğru geçen akım yoğunluğu

$$j_2 = -\frac{4\pi m_e^* k^2 T^2}{h^3} \exp\left(-\frac{q\phi_b - qV}{kT}\right) \quad (2.20)$$

ile verilir. Metalden yarıiletkene doğru olan akım yoğunluğu da

$$j_1 = -\frac{4\pi m_e^* k^2 T^2}{h^3} \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \quad (2.21)$$

şeklinde yazılabilir ve net akım yoğunluğu

$$j_2 - j_1 = -\frac{4\pi m_e^* k^2 T^2}{h^3} \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \exp\left\{\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right\} \quad (2.22)$$

veya

$$J = -\frac{4\pi m_e^* k^2 T^2}{h^3} \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \exp\left\{\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right\} \quad (2.23)$$

şeklinde olur. Termal emisyon yapısına dair akım

$$J = j_0 \exp\left\{\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1\right\} \quad (2.24)$$

şeklinde de ifade edilebilir. Burada  $J_0$  doyma akım yoğunluğu,  $A^*$  Richardson sabitidir ve aşağıdaki gibi ifade edilirler;

$$j_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \quad (2.25)$$

$$A^* = \frac{4\pi q m_e^* k^2}{h^3} \quad (2.26)$$

Denklemlerde  $k$  Boltzmann sabiti,  $h$  Planck sabiti ve  $T$  mutlak sıcaklıktır.  $n$  idealite faktörüdür ve ideal bir Schottky kontak için 1 olması beklenir ama genelde birden büyük değerler alır. Difüzyon akımı, azınlık taşıyıcı enjeksiyonu, Schottky engel yüksekliğinin besleme bağıllığı ve Schottky engelinin arayüzey tuzaklarına bağıllığı idealite faktörünün birden büyük değerler almasına sebep olabilir (Sze 1981).

Denklem 2.25 'den  $\phi_b$  değeri

$$\phi_b = \frac{kT}{q} \ln \left[ \frac{A^* T^2}{j_0} \right] \quad (2.27)$$

şeklinde yazılabilir.  $\phi_b$  değerini bulmak için diyodun  $I-V$  ölçümlerine bakılmalıdır. Ayrıca Schottky engel yüksekliği deplasyon bölgesinin kapasitansı ölçülerekte belirlenebilir..

### 2.3. Omik Kontaktların Teorik Temelleri

Omik kontak terimi Ohm yasasına uyan metal kontak anlamına gelir. Sze'e göre omik kontak; yarıiletkenlerin gövde (bulk) direncine göre ihmal edilebilecek kadar düşük dirence sahip bir metal yarıiletken kontaklıdır. Ayrıca iyi bir omik kontak, cihazın performansını önemli ölçüde bozmamalı ve aktif bölgeye oranla küçük voltaj düşmeleri olmalıdır. Aslında omik kontak aygıtın dış dünya ile iletişimini sağlayan kısımdır. Tüm elektronik cihazların çalışabilmesi için akım gerektiğinden, omik kontaktların herhangi bir cihazın önemli bir parametresi olduğunu belirtmek önemlidir. İdeal bir omik kontaklıktan geçen akım uygulanan voltajın doğrusal bir fonksiyonu olmalıdır. Omik kontaklı oldukça düşük bir değere sahip olan kontak direnci ( $\rho_c$ ) ile karakterize edilir (Sze 1981).

Metal yarıiletken kontak, yarıiletken cihaz yapısının ana elemanlarından biridir; cihazın özelliklerini önemli ölçüde etkileyebilir. Metal yarıiletkenle kontak haline getirildiği zaman metal yarıiletken arayüzeyinde bir potansiyel engeli oluşur. Genellikle bu engel doğrultma özelliği gösterir ve yukarıdaki kesimlerde anlatıldığı gibi Schottky kontaklı olarak adlandırılır. Bilinen iki tür metal-yarıiletken kontak vardır: Omik ve Schottky kontak. Schottky kontak, Schottky engelin oluştuğu bir metal-yarıiletken kontaklıdır. Omik kontak ise yarıiletkenin gövde (bulk) direnci veya seri direnci ile karşılaştırıldığı zaman önemsiz sayılabilecek kontak direncine ve lineer ve simetrik  $I-V$  karakteristiğine sahip bir metal yarıiletken kontaklıdır. Bu kontaktlar yarıiletken cihazdaki yonga ve aygıt arasındaki bağlantıyı gerçekleştirirler. Omik özelliklerin varlığı  $I-V$  karakteristiklerinin şekli ve

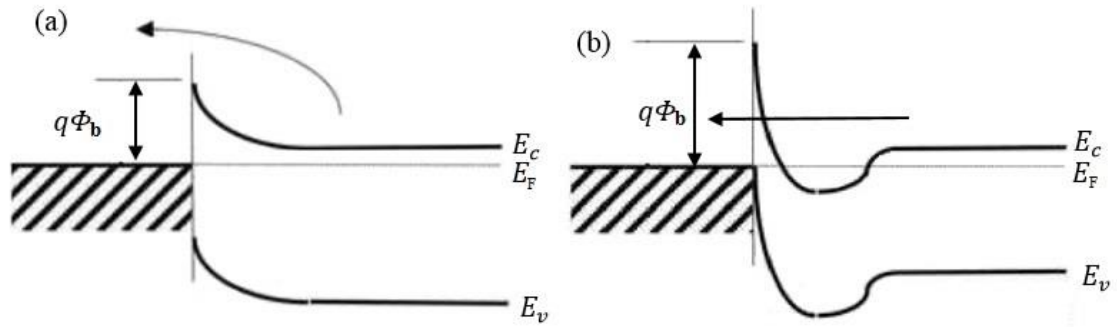
eğimiyle belirlenir. Omik kantağı karakterize eden ana parametre özdirençtir (spesifik direnç) ve

$$\rho_c \equiv \left( \frac{\partial J}{\partial V} \right)_{V=0}^{-1} \quad (2.28)$$

Şeklinde tanımlanır (Sze 1981).

Tanıma göre, kontak direncine yönelik teorik ifadeler, kontak boyunca akım iletim mekanizması göz önüne alınarak  $I$ - $V$  karakteristiklerinden belirlenebilir.

Teoriye göre, omik kontakları oluşturmak için Şekil 2.28 'de gösterildiği gibi iki temel yaklaşım kullanılabilir: yarıiletken katkı konsantrasyonunu artırmak ve/veya engel yüksekliğini azaltmaktır.



**Şekil 2.28.** a) DŐuk engel yükseklikli ve b) yüksek katkı konsantrasyonuna sahip omik kantağın diyagramı

Yüksek elektron ilgisi ve bant aralığının geniş olması sebebiyle  $p$ -tipi yarıiletkenlere dŐuk dirençli omik kontaklar elde etmek zordur. Örneğin, SiC ve GaN 'ın elektron ilgileri sırasıyla 3.3 eV ve 1.84 eV 'dir. En çok kullanılan SiC polikristali için, bant aralığı değeri 2.3-3.2 eV arasında deđiŐirken, wurtzite yapıda GaN için 3.44 eV ve zinc-blende GaN için ise bant aralığı değeri 3.2 eV 'dir. Bu nedenle metal/ $p$ -tipi (SiC, GaN) arayüzeyinde çok yüksek Schottky engeli oluşur. Genellikle bir metal, arayüzeyde dŐuk

bir engel oluşturmak için yeterli iş fonksiyonuna sahip değildir. Böyle durumlarda omik kontaktarı yapmak için yarıiletkenin yüzeyinde ağırca katkılanmış epitaksiyel tabakalardan veya termal tavlama işlemlerinden yararlanır. Tavlama, düşük dirençli kontaktlar elde etmek için en çok kullanılan yöntemdir. Metal film kaplama işleminden sonra kontaktlar, bir inert gaz ortamında en uygun süre boyunca ötektik sıcaklıkta ısıtılır. Sonuç olarak metal yarıiletkenle karışmıştır ya da engel yüksekliğini düşürecek bileşikler arayüzeyde oluşmuştur. Moleküler ışın epitaksi (MBE), metal-organik kimyasal buhar biriktirme (MOCVD) epitaksi ve iyon implantasyonu gibi modern mikroelektronik yöntemlerin geliştirilmesi, epitaksiyel tabakaların büyütülmesinde yüksek katkı konsantrasyonunun ( $> 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) elde edilmesine imkân sağlamaktadır (Maasakkars 2003, Schroder 2006, Takahata 2009).

#### 2.4. Homojen Olmayan Schottky Engeli

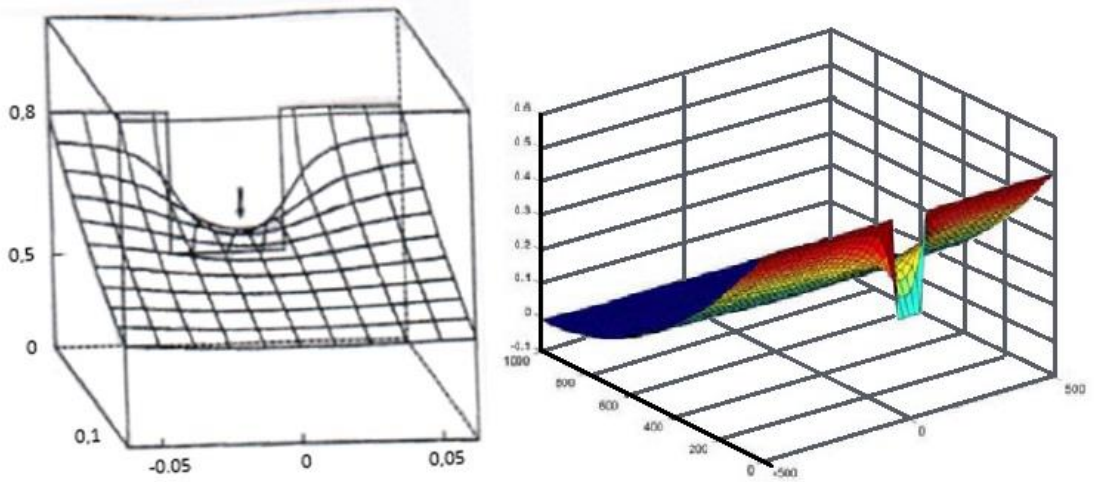
Metal-yarıiletken arayüzeyi boyunca Schottky engelin, engel yüksekliğindeki yanal varyasyonlara homojen olmayan engel adı verilir. Bu, metal-yarıiletken arayüzeyi boyunca (yüksek veya düşük) Schottky engel yüksekliğinde 'yamalar' var olduğu anlamına gelir. Bu durum kimyasal bağların etkisinden kaynaklanabileceği gibi, aynı zamanda yüklerin, kusurların, arayüzey tabakalarının varlığından da kaynaklanabilir. Homojen olmayan bir Schotky engeli akımını tanımlayan ilk modellerden biri, toplam akımın her bir bölgeden gelen katkıların toplamı olduğunu söyleyen paralel iletim modelidir (Ohdamari 1980). Bu modele göre akım;

$$I(V) = A^*T^2 \left[ e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right] \sum_i A_i e^{-\frac{\Phi_i}{kT}} \quad (2.29)$$

Burada  $A_i$  yamanın alanı  $\Phi_i$  ise Schottky engel yüksekliğidir. Paralel iletim modelinin arkasındaki ana düşünce, arayüzeyin farklı bölümlerinin bağımsız davranmalarınıdır. Ancak Schottky engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa bağıllığı gibi bazı kabuller yapılmadıkça, bu model kullanılarak açıklanamayacak bazı olaylar (idealite faktörünün birden büyük olması,  $T_0$  anomalisi, sızıntılar, Schottky engel yüksekliğinin

ölçüm tekniğine bağlılığı gibi) vardır. Bununla birlikte, bu analizlerde bu parametrelerin varyasyonlarının fiziksel nedeni bilinmemektedir. Ayrıca, metal-yarıiletken arayüzelerindeki sayısal simülasyonlar, Schottky engel yüksekliği, uzay yükü bölgesinin genişliğinden daha az veya onunla karşılaştırılabilir bir ölçekte uzaysal olarak değiştiğinde paralel iletim modelinin önemli hatalar verdiğini ortaya koymuştur (Freeouf *et al.* 1982).

"Pinch Off" teorisi, deney sonuçlarında bu anomalilerin birçoğu için tutarlı bir açıklama sunmuştur. Bu teorinin, önceki teorilerden ana farkı, aynı arayüzeyin komşu bölümleri arasındaki etkileşimi dikkate almasıdır. Örneğin, düşük bir Schottky engel yüksekliğine sahip küçük bir yama (patch) yüksek Schottky engel yüksekliğine sahip yamalar ile çevrelenirse, aralarındaki etkileşim küçük yamanın 'sıkışmasına' (pinched off) neden olur. Bu durum, bir elektron uzay yükü bölgesinin dışından gelirse, metal-yarıiletken arayüzeyine ulaşmak için metal-yarıiletken arayüzeyindeki bant kenarı konumundan daha yüksek bir potansiyel engelini aşması gerektiği anlamına gelir. Şekil 2.29 bu anlatılan durumun iki örneğini göstermektedir. Sırt noktasındaki potansiyelin (okla işaretlenmiş) arayüzeydeki potansiyelden daha yüksek olduğu görülebilir.



**Şekil 2.29.** Yüksek Schottky engel yükseklikli yamanın önden ve arkadan 3 boyutlu potansiyel dağılımının şematik gösterimi. Ok ile belirtilen yer sırt bölgesidir.

Tung, bu Pinch Off teorisini kullanarak, açıklamaları olmayan (veya sadece ampirik) birkaç deneysel olayı açıklamıştır. Tung, sabit engel yükseklikli  $\rho_p$  yama alanı yoğunluğuna sahip, dairesel yamaların Gaussian dağılımını (Tung 1992).

$$N(\gamma) = \frac{\rho_p}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{\gamma^2}{\sigma^2}} \quad (2.30)$$

şeklinde kabul etmiştir. Burada  $\Delta_p$  yama parametresi ile  $\gamma = 3(R_p^2\Delta_p/4)^{1/3}$  dir.  $\Delta_p$ , lokal engel yüksekliğinin homojen  $\Phi_{b0}$  değerinden sapma miktarı,  $R_p$  dairesel yamanın yarıçapı ve  $\sigma$  standart sapma miktarıdır. Böyle yamalı (patchy) diyotlardan geçen toplam akım

$$I_{toplamlam} = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{b0}}{k_bT}\right) \left[ \exp\left(\frac{q(V - R_S I_{toplamlam})}{k_bT}\right) - 1 \right] \left[ 1 + \frac{8\pi\rho_p\sigma^2\eta^{1/3}}{9(V_{bi} - V + R_S I_{toplamlam})^{1/3}} \exp\left(\frac{q^2\sigma^2(V_{bi} - V + R_S I_{toplamlam})^{2/3}}{2k^2T^2\eta^{2/3}}\right) \right] \quad (2.31)$$

şeklinde dir. Burada  $\eta = \varepsilon_s\varepsilon_o/qN$ ,  $\varepsilon_s$  ve  $\varepsilon_o$  sırasıyla, yarıiletken ve vakumun elektriksel geçirgenliği,  $N$  katkı konsantrasyonu,  $R_S$  bulk yarıiletkenin seri direnci,  $V_{bi}$  ise sıfır belsemdeki bant bükülmesidir.

## 2.5. Etkin Engel Yüksekliğinin Artırılması

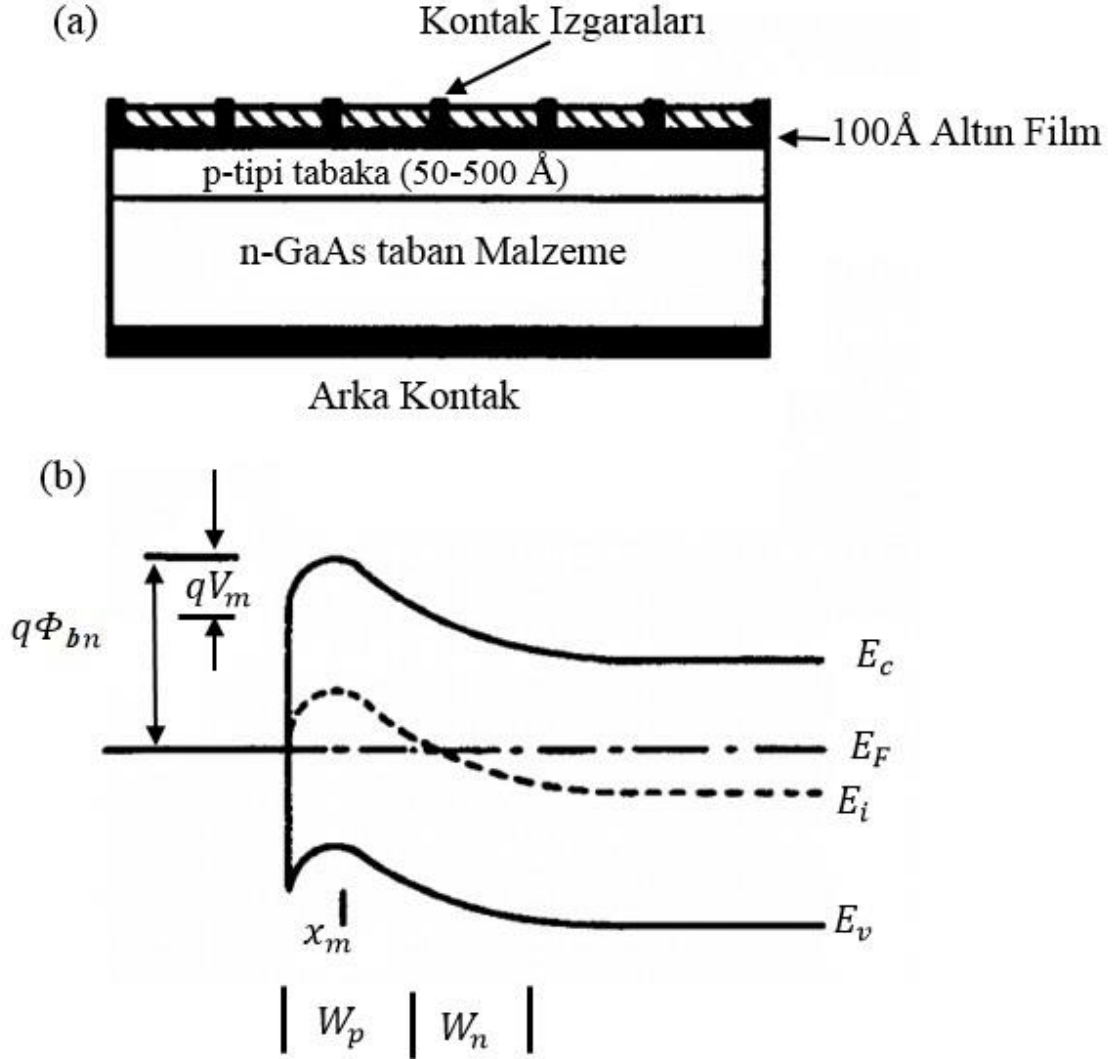
Kesim (2.2.1)'de de bahsedildiği gibi, ideal bir metal yarıiletken Schottky diyotun engel yüksekliği, metalin iş fonksiyonu ile yarıiletkenin elektron ilgisi arasındaki farka eşittir. Ancak yarıiletkenin yüzey hal yoğunluğu Schottky diyotun etkin engel yüksekliğinin belirlenmesinde önemli rol oynar. Yarıiletken üzerinde Schottky kontakları oluşturmak için sınırlı sayıda metal uygun olduğundan, bir Schottky diyotunun etkin engel yüksekliğini arttırmak için alternatif yöntemleri araştırmak önemlidir.

Bir Schottky diyotun etkin engel yüksekliğinin metal- yarıiletken arayüzeyi yakınındaki elektrik alandan güçlü bir şekilde etkileneceği unutulmamalıdır. Bu nedenle, bir Schottky kontağın engel yüksekliği, metal-yarıiletken arayüzeyinin altındaki ince bir bölgede built-in elektrik alan dağılımını değiştirerek (yarıiletken yüzeyin yakınında bir konsantrasyon gradyenti oluşturarak) modifiye edilebilir. Bu bağılılığın kanıtı aslında farklı Schottky engel kontaklarda gözlenmiştir. Aslında bir metal- $n^+/n$  ya da metal- $p^+/p$  yapısı elde etmek için  $p$  ya da  $n$ - tipi yarıiletken üzerine aşırı katkılanmış  $n^+$  ya da  $p^+$  tabakası büyütülürse engel yüksekliği azalacaktır. Bu teknik entegre devrelerde ve çeşitli yarıiletken devre elemanlarında iyi omik kontaklar elde etmek için kullanılmaktadır. Diğer taraftan, taban malzeme üzerine karşıt dopanttan ince bir yüzey tabakası örneğin metal  $p^+/n$  ya da metal  $n^+/p$  gibi yapılar büyütülerek etkin engel yüksekliği önemli ölçüde artırılabilir.

Engel yüksekliğini artırmak için üç farklı metod vardır. İlk yöntemde, bir Schottky diyotun etkin engel yüksekliği, yarıiletken taban malzeme üzerine çok ince bir zıt katkı tabaka büyütülerek artırılabilir. Böyle bir yapıda metal/ $p^+-n$  veya metal/ $n^+-p$  Schottky engel diyotunun engel yüksekliği, yarıiletken taban malzemenin üzerinde büyütülen ince tabakanın kalınlığı ve katkı konsantrasyonu ile kontrol edilebilir. Bu ince yüzey tabakası, düşük enerjili iyon implantasyonu, moleküler ışın epitaksi veya metal-organik kimyasal buhar biriktirme tekniği kullanılarak büyütülebilir.

Şekil 2.30 (a) 'da metal/ $p^+-n$  GaAs Schottky engel diyodun kesit görünümü ve Şekil 2.30 (b) 'de ise enerji band diyagramı gösterilmektedir. Şekil 2.30 (a) 'da gösterilen  $p^+-n$  yapısının ani eklem olduğu ve  $p$  bölgesinin kalınlığının ( $Wp$ ) ayarlanabilir bir parametre olduğu kabul edilmektedir. Bu  $p$  tabakası çok ince kaldığı sürece, sıfır beslem durumunda bile  $p$  tabakasının tamamı tükenim tabakası olacaktır. Böyle bir yapıdaki potansiyel dağılım, tükenme yaklaşımı kullanılarak değerlendirilebilir. Ancak  $p$  tabakası çok kalın olursa, o zaman bu tabaka kısmen tükenecektir. Sonuç olarak bir yarı nötral  $p$  bölgesi oluşacaktır ve yapı, bir  $p-n$  eklem diyot ile seri bağlı olan geleneksel bir metal/ $p$ -tipi Schottky engel diyotu halini alacaktır. Böyle bir yapıda mevcut analizden kaçınılacaktır. Bu nedenle, metal/ $n^+-p$  veya metal/ $p^+-n$  yapısının ancak ince  $n^+$  veya  $p^+$  yüzey tabakasının tamamının tükenmesi durumunda Schottky diyot olarak çalışacağını

unutmamak önemlidir. Bir metal/ $p^+-n$  veya metal/ $n^+-p$  Schottky engel diyot yapısındaki engel yüksekliğinin artışı için, ani eklem yaklaşımı kullanılmalıdır.



**Şekil 2.30.** Metal/ $p-n$  Schottky engel diyotunun a) kesit görünümü, b)  $qV_m$ 'lik engel yüksekliği artışı gösteren enerji bant diyagramı

Temel aygıt parametreleri aşağıdaki gibi tanımlanmıştır:  $\chi_s$  yarıiletkenin elektron ilgisi olarak  $\phi_m$ ,  $\phi_p$  ve  $\phi_n$  sırasıyla metal,  $p$  tipi yarıiletken ve  $n$  tipi yarıiletkenin iş fonksiyonudur. Metal kontağa bir  $V$  voltajı uygulanırsa, o zaman metal kontağın önünde bir  $V_m$  maksimum potansiyeli görünecektir. Bu durumda metal tarafındaki elektronlar tarafından görülen engel yüksekliği  $\phi'_{bn} = \phi_m - \chi_s + V_m(V)$ ,  $n$ -tipi yarıiletken

tarafındaki elektronlar tarafından görülen engel yüksekliği ise  $\phi'_{bn} = \phi_m - \phi_n - V + V_m(V)$  kadar olacaktır.  $x=0$ 'dan (metal kontak) n bölgesi içerisinde genişleyen  $W_n$  uzay yükü bölgesinin genişliği Poisson denklemi kullanılarak

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = \frac{qN_a}{\epsilon_0\epsilon_s} \Big|_{0 < x < W_p} \text{ için} \quad (2.32)$$

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = \frac{qN_d}{\epsilon_0\epsilon_s} \Big|_{W_p < x < W_p + W_n} \text{ için} \quad (2.33)$$

şeklinde yazılır. Sınır şartları,

$$x = 0' \text{ da} \quad V(x) = 0 \quad (2.34)$$

$$x = W_p + W_n' \text{ de} \quad V(x) = \phi_m - \phi_n + V_n \quad (2.35)$$

olarak alınabilir.  $\phi(x)$  ve  $d\phi(x)/dx$   $x = W_p$  de süreklidir ve

$$\frac{dV(x)}{dx} \Big|_{x=0} = \frac{q(N_d W_n - N_a W_p)}{\epsilon_0\epsilon_s}$$

$$\frac{dV(x)}{dx} \Big|_{x=W_p+W_n} = 0 \quad (2.36)$$

olur.  $V$ 'nin  $0 \leq x \leq W_p$  aralığında ki çözümü

$$V(x) = V_1(x) = \left(\frac{qN_a}{\epsilon_0\epsilon_s}\right) \left(\frac{x^2}{2} - xW_p\right) + \left(\frac{qN_d}{\epsilon_0\epsilon_s}\right) W_n x \quad (2.37)$$

ile verilir.  $\phi(x)$ 'in  $W_p < x < W_p + W_n$  aralığındaki çözümü de

$$V(x) = V_2(x) = -\left(\frac{qN_d}{\epsilon_0\epsilon_s}\right)\left(\frac{x^2}{2} - x(W_p + W_n)\right) - \frac{q(N_d + N_a)W_p^2}{\epsilon_0\epsilon_s} \quad (2.38)$$

ile verilir.  $n$  bölgesinin genişliği ikinci sınır şartı kullanılarak (2.35) elde edilebilir. Yani

$$\phi_m - \phi_n + V_n = \frac{1}{2}\left[\frac{qN_d(W_p + W_n)^2}{\epsilon_0\epsilon_s}\right] - \frac{1}{2}\left[\frac{q(N_d + N_a)W_p^2}{\epsilon_0\epsilon_s}\right] \quad (2.39)$$

Eğer  $N_dW_n \gg N_aW_p$  ise metal kontağın önünde ve yarıiletkenin uzay yükü bölgesi içinde potansiyel maksimum değer alır. Bu potansiyelin maksimumunun konumu  $x_m$ ,  $x = x_m$  'de  $dV(x)/dx = 0$  alınarak belirlenebilir;

$$\frac{qN_a(x_m - W_p)}{\epsilon_0\epsilon_s} + \frac{qN_dW_n}{\epsilon_0\epsilon_s} = 0 \quad (2.40)$$

ya da

$$x_m = W_p - \left(\frac{N_d}{N_a}\right)W_n \quad (2.41)$$

$V_m$ ,  $x_m$  'nin eşitlik 2.41 'da verilen değeri eşitlik 2.37 'da yerine yazılarak

$$V_m = -\Delta\phi = \left(\frac{q}{2\epsilon_0\epsilon_s N_a}\right)(N_aW_p - N_dW_n)^2 \quad (2.42)$$

şeklinde bulunur. Böylece Şekil 2.30 (a) 'da verilen metal/ $p^+$ - $n$  Schottky engel diyotun etkin engel yüksekliği

$$\phi'_{bn} = \phi_m - \chi_s + V_m \quad (2.43)$$

şeklini alır. Burada  $V_m$  eşitlik 2.42'de verilen değer ve  $W_p$  ise  $p$  tabakasının kalınlığıdır.  $n$  tarafının deplasyon bölgesinin genişliği  $W_n$  ise

$$W_n = -W_p + (W_p^2 + C)^{1/2} \quad (2.44)$$

bağıntısı kullanılarak hesaplanabilir. Burada

$$C = \left(\frac{N_a}{N_d}\right) W_p^2 + \frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s(\phi_m - \phi_n)}{qN_d} \quad (2.45)$$

$$\phi_n = \chi_s + V_n = \chi_s + \left(\frac{kT}{q}\right) \ln\left(\frac{N_c}{N_d}\right) \quad (2.46)$$

şeklindedir.

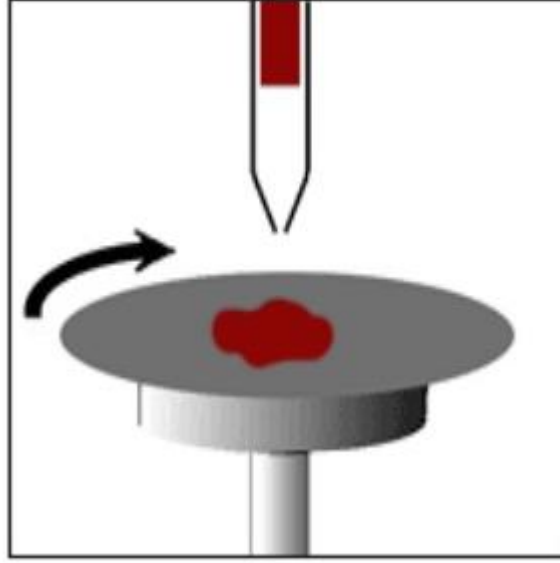
Yukarıda tartışılan sonuçlardan, bir metal/ $p^+$ - $n$  Schottky engel diyodu için engel yüksekliğindeki artış 2.42-2.46 denklemleri kullanılarak hesaplanabilir. Prensip olarak, böyle bir Schottky engel yapısı için ince yüzey tabakasının kalınlığı ve katkı yoğunluğunun uygun şekilde seçilmesi şartıyla, yarıiletkenin bant aralığı enerjisine eşit etkin bir engel yüksekliği bu kesimde tanımlanan bir yapı kullanılarak elde edilebilir. Silisyum Schottky engel diyotlara, bu tarz bir yüzey tabakasının büyütülmesi epitaksiyel büyütme veya iyon implantasyon tekniği kullanılarak gerçekleştirilebilirken, III-V bileşik yarıiletkenler üzerinde oluşturulan Schottky engel diyotlarda ince epilayer tabaka metal-organik kimyasal buhar biriktirme tekniği (MOCVD) ve atomik tabaka biriktirme (ALD) gibi teknikler ile büyütülebilir. Birkaç angstrom kalınlıktan yüz ya da bin angström kalınlığa sahip filmler GaAs veya InP yarıiletkenler üzerine MBE ya da MOCVD teknikleri kullanılarak büyütülebilir. Bu nedenle, bu bölümde anlatılan metal/ $p^+$ - $n$  veya metal/ $n^+$ - $p$  Schottky engel yapısı, geleneksel bir metal-yarıiletken Schottky diyotun etkin engel yüksekliğini arttırmak için uygun bir yaklaşım olarak kabul edilebilir. Son yıllarda, InGaAs gibi düşük bant aralıklı yarıiletkenlerde bant aralığı mühendisliği kullanılarak bir başka engel yüksekliği geliştirme tekniği rapor edilmiştir. Değişken kalınlıkta daha küçük

bir bant aralığı epilayer tabakasından oluşan ince kademeli süper örgülerin periyotlarının büyümesini içeren bu teknikte daha büyük bir bant aralığı malzemesi ve daha büyük bir bant aralığı yüzey tabakası oluşturulur. Böylece bir Schottky engel diyodun da etkin engel yüksekliği artırılabilir.

Engel yüksekliğini arttırmak için kullanılan üçüncü yöntem ise MIS yapısı kullanmaktır. Bu yaklaşımda ise birkaç nanometre kalınlığındaki ince yalıtkan tabaka engel yüksekliğini arttırmak için metal ile yarıiletken arasına yerleştirilir. Bir MIS Schottky diyodunda etkin engel yüksekliği çeşitli teknikler kullanılarak hesaplanabilir.

## **2.6. Döndürerek Kaplama (Spin Kaplama) Tekniğinin Teorisi**

Son yıllarda ince filmlerin elde edilmesinde spin kaplama tekniği yaygın bir şekilde kullanılmaktadır. Bu işlem sıvı halde bulunan çözeltinin taban malzemenin ortasına aktarılması ve daha sonra taban malzemenin yüksek hızda döndürülmesiyle (yaklaşık olarak 3000 rpm) gerçekleşir. Merkezil ivme, çözeltinin taban malzemenin yüzeyinde ince bir film tabakası bırakacak şekilde kenarlara yayılmasına ve nihayetinde tüm yüzeyi kaplamasına neden olur. Nihai olarak film kalınlığı ve diğer özellikler, çözeltinin yapısına (viskozite, kuruma hızı, katkıların yüzdesi, yüzey gerilimi vb.) ve spin işlemi için seçilen parametrelere bağlı olacaktır. Son dönme hızı, ivmelenme ve açığa çıkan gaz gibi faktörler, kaplanan filmlerin özelliklerini tanımlamada katkı sağlar. Spin kaplama tekniğinin şematik gösterimi Şekil 2.31'de görülmektedir.



**Şekil 2.31.** Spin kaplama tekniğinin şematik gösterimi

Spin kaplama tekniğinin en önemli özelliği tekrarlanabilir olmasıdır. Spin kaplama tekniği parametrelerindeki küçük değişiklikler, kaplanan filmde büyük farklılıklara neden olabilir. Aşağıda bu değişikliklerin bazı etkileri açıklanmaktadır;

### 1) Spin Kaplama İşleminin Tanımlanması

Tipik bir spin kaplama işlemi taban malzeme üzerine akışkan çözeltinin aktarılması, dağıtılması aşaması, çözeltinin yüzeyde inceltilmesi için yüksek hızda döndürme ve elde edilen filmdeki fazla çözücülerini bertaraf etmek için kurutma aşamasından oluşur. Çözeltinin dağıtılmasında iki yöntem kullanılır bunlar dinamik dağıtma ve statik dağıtmadır.

Statik dağıtma işleminde taban malzemenin merkezine ya da merkezine yakın bir bölgeye çözelti damlatılır ve kaplama işlemi yapılır. Bu, çözeltinin viskozitesine ve kaplanacak taban malzemenin boyutuna bağlı olarak 1 ila 10 cc arasında değişebilir. Daha yüksek viskoziteli veya daha büyük taban malzemeler için, yüksek hızda döndürme aşaması sırasında taban malzemenin tam olarak kaplanmasını sağlamak için daha fazla miktarda çözeltiye ihtiyaç duyulabilir. Dinamik dağıtma işlemi ise taban malzemenin düşük

hızlarda dönerken kaplama işleminin gerçekleşmesi olayıdır. İşlemin bu basamağında yaklaşık olarak 500 rpm'lik bir hız kullanılır. Bu yöntem, çözeltinin taban malzeme üzerine yayılmasını sağlar ve daha az çözeltinin israfına yol açabilir. Ayrıca çözeltinin taban malzemeye bağlanmasının zor olduğu durumlarda yapıda oluşacak boşlukları da bertaraf edebileceğinden avantajlı bir yöntem olarak kabul edilebilir. Genel olarak, daha yüksek dönme hızları ve daha uzun dönme süreleri daha ince filmler oluşturur. Yüksek hızda dönme adımından sonra, filmi büyük ölçüde inceltmeden daha da kurutmak için bazen ayrı bir kurutma adımı eklenir.

## 2) Döndürme Hızı

Dönme hızı, döndürerek kaplamada en önemli faktörlerden biridir. Altlığın hızı çözeltiliye uygulanan radyal(merkezkaç) kuvvetinin derecesini ve çözeltinin hemen üzerindeki havanın karakteristik tirbülansını ve hızını etkiler. Özellikle yüksek hızlı döndürme adımı genellikle son film kalınlığını tanımlar. Bu aşamada göreceli olarak  $\pm 50$  rpm'lik küçük değişimler, sonuçta %10'luk kalınlık değişimine neden olabilir. Film kalınlığı, büyük ölçüde çözeltiyi altlığın kenarına doğru itmek için uygulanan kuvvet ile çözeltinin viskozitesini etkileyen kurutma hızı arasındaki bir dengedir. Çözelti kurudukça, dönme işleminin radyal kuvveti çözeltiyi yüzey üzerinde kayda değer ölçüde hareket ettiremeyecek hale gelene kadar viskozite artar. Bu noktada, artan dönme süresi ile film kalınlığı önemli ölçüde azalmayacaktır.

## 3) Hızlanma

Altlığın son dönme hızına doğru ivmesi kaplanan filmin özelliklerini etkileyebilir. Çözelti, dönme döngüsünün ilk aşamasından itibaren kurumaya başladığından, ivmeyi doğru bir şekilde kontrol etmek önemlidir. Bazı işlemlerde, çözelti içerisindeki çözücülerin %50'si işlemin ilk birkaç saniyesinde buharlaşarak kaybolacaktır. İvme ayrıca desenli yüzeylerin kaplanma özelliklerinde de büyük rol oynar. Çoğu durumlarda, altlık önceki işlemlerden kaynaklanan topografik özellikleri muhafaza edecektir; bu nedenle çözeltinin bu özelliklerin üzerinde ve bu özellikler boyunca düzgün bir şekilde

kaplanması önemlidir. Dönme işlemi genel olarak çözeltiye radyal(dışa doğru) bir kuvvet sağlarken, çözeltiye bir büküm kuvveti sağlayan ivmedir. Bu bükülme, altlığın bölümlerini sıvıdan gölgeleyebilecek olan çözeltinin topografya etrafındaki dağılımına yardımcı olur.

#### 4) Gaz Çıkışı

Spin işlemi sırasında çözeltinin kuruma hızı, akışkanın doğası (kullanılan çözücünün uçuculuğu) ve ayrıca kaplama işlemi sırasında ortamı çevreleyen hava ile bağlantılıdır. Nemli bir bez, havadar ve kuru bir günde nemli havalarda olduğundan daha hızlı kurur, aynı şekilde çözeltide ortamdaki koşullara bağlı olarak kurur. Kaplanan filmlerin özelliklerinin belirlenmesinde hava sıcaklığı ve nem gibi faktörlerin büyük rol oynadığı iyi bilinmektedir. Spin işlemi sırasında taban malzemenin üzerindeki hava akımı ve tirbülansın asgariye indirilmesi veya en azından sabit tutulması da çok önemlidir.

Düşük kurutma hızı taban malzeme yüzeyinde filmin homojen olmasında önemli bir avantaj sağlar. Çözelti, döndürme işlemi sırasında taban malzemenin kenarına doğru hareket ederken kurur. Çözeltinin viskozitesi taban malzemenin merkezinden uzaklaştıkça değişeceğinden bu durum radyal kalınlığın homojen olmamasına neden olur. Kurutma hızını yavaşlatarak, viskozitenin taban malzeme boyunca daha sabit kalması sağlanabilir. Kurutma hızı ve dolayısıyla film kalınlığı, ortam neminden etkilenir. Nemde sadece yüzde bir kaçlık değişim film kalınlığında önemli değişikliklere sebep olur. Kapalı bir ortamda spin kaplama işleminde çözeltinin içindeki çözümlerin buharları kapalı, ortamda tutulur ve küçük nem değişimlerinin etkileri bertaraf edilmeye çalışılır. Kaplama işlemi bitirilip kapak açıldığı zaman, çözelti buharını içeren gazın tamamının dışarı atılması sağlanır. Kapalı sistemde büyütme yapmanın bir önemli avantajı ise taban malzemenin dönmesi sırasında dış hava ortamının etkilerini azaltmaktır.

### 3. MATERYAL ve YÖNTEM

Bu bölümde; grafen oksit (GO), indirgenmiş grafen oksit (RGO), altın nanoparçacıklar ve altın nanoparçacıklar ile birleştirilmiş indirgenmiş grafen oksit (Au-RGO) nanokompozit malzemelerin sentezi, *p*-Si yarıiletkeninin temizlenmesi, omik ve doğrultucu kontakların hazırlanması hakkında bilgiler verilecektir. Ayrıca elde edilen Au/*p*-Si/Al, Au/GO/*p*-Si/Al ve Au/Au-RGO/*p*-Si/Al yapıların elektriksel parametrelerinin ölçülmesinde kullanılan cihazlara ait bilgiler de bu bölümde anlatılmaktadır.

#### 3.1. GO Sentezi

Grafen oksit, grafitin ön oksidasyonu ile beraber iki aşamada sentezi gerçekleşen bir malzemedir. İlk aşamada, önceden beher içerisinde bekletilen 20 g grafit üzerine 50 mL H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>, 10 g K<sub>2</sub>S<sub>2</sub>O<sub>8</sub> ve 10 g P<sub>2</sub>O<sub>5</sub> tuzları eklendi. Bu karışım 6 saat boyunca 80 °C 'de bekletildi. Süre sonunda koyu kahverengi-siyah tonda kıvamlı bir malzeme elde edildi ve oda sıcaklığına gelmesi için bekletildi. Daha sonra üzerine saf su eklenerek seyreltik çözelti elde edildi ve çözeltinin rengi griye dönüştü. Süzgeç kâğıdı yardımıyla malzeme süzme işleminden geçirildi, 100 mL saf su daha sonra 100 mL etanol ile yıkandı. Son olarak malzeme etüve alınarak 100 °C 'de 12 saat süresince kurumaya bırakıldı. Böylece grafitin ön oksidasyonu tamamlanmış oldu.

İkinci aşamada, elde edilen grafitten modifiye Hummers metodu yardımıyla GO sentezlendi. Reaksiyon, 700 rpm karıştırma hızında sıcaklık kontrollü manyetik karıştırıcı üzerinde gerçekleştirildi. Reaksiyon kabına 1 g ön oksidasyonlu grafit, 1 g NaNO<sub>3</sub> ile 50 mL H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> eklenerek karıştırıldı. Sıcaklık 0-4 derece arasına buz banyosu ile düşürüldü. Sıcaklığın değişmeyip sabit kalması için yavaş yavaş 6 g KMnO<sub>4</sub> eklendi. 30 dakika boyunca buz banyosu içerisinde bekletildikten sonra sıcaklık 35 dereceye çıkarılarak 3 saat boyunca bu sıcaklıkta karıştırıldı. Reaksiyon kabı, saf su eklenmesi ile meydana gelecek ani ısı değişimleriyle reaksiyon sıcaklığının artmaması için tekrardan buz

banyosuna koyuldu. Sıcaklığın sabit kalmasına dikkat edilerek 50 mL saf su yavaş yavaş eklendi. Yaklaşık 30 dakika boyunca karıştırılarak koyu kahverengi bir malzeme elde edildi. Daha sonra yavaş yavaş 100 mL saf su eklendi. Ardından 8 mL %30'luk H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> damla damla ilave edildi. Süzme işlemi yapıldıktan sonra ortamdaki asiti uzaklaştırmak için 4 kere 100 'er mL saf su ile yıkandı. Numune bu işlem sonunda sarıdan kahverengi renge dönüştü. Son olarak etüvde 90 derecede kurutularak GO materyali sentezlenmiş oldu (Ekinci 2018).

### 3.2. RGO Sentezi

Önceki basamaklarda sentezi anlatılan grafit oksitten 400 mg alınarak cam bir balonda 400 mL Dimethylmethanamide (DMF) içerisinde çözünme işlemi gerçekleştirildi. Cam balon, ısıtıcı içerisinde yerleştirilerek 150°C'de 6 saat ters yönde akış sağlandı. Daha sonra oda sıcaklığına soğutularak süzme işlemi yapıldı. Etil alkol ile yıkama yapılarak DMF uzaklaştırıldı. Süzme işlemi sonrası bir döner buharlaştırıcı vasıtasıyla çözücü uzaklaştırılarak RGO elde edildi.

### 3.3. Altın Nanoparçacıkların Sentezi

Altın nanoparçacıkların sentezinde, öncelikle 0,03M AuNO<sub>3</sub> çözeltisi hazırlamak için 0.0191 g HAuCl<sub>4</sub> tuzu alınarak 3,75 mL saf su içerisinde çözüldü. Hazırlanan bu çözelti manyetik karıştırıcı yardımıyla 10 mL etanol ve 1.3x10<sup>-4</sup> M mercaptoundecanoic asid ile oda sıcaklığında bir beher içerisinde karıştırıldı. Bu karışım içerisinde molar oran 1:1 tiol: Au olacak şekilde hazırlanan 25,2 µL (1.05 × 10<sup>-4</sup> mol) tiol ilave edildi. 3,125 mL saf su içerisinde çözülen 0,0472 g NaBH<sub>4</sub> çözeltisi beher içerisinde karışmakta olan diğer çözeltinin içerisinde damla damla eklendi. Sentezlenen Au nanoparçacıkları santrifüj yapılarak çözeltiden alındı. Daha sonra bu numune ilk olarak 100 mL hegzan ve sonrasında 100 mL etanol ile yıkanarak santrifüj tamamlandı. Numunenin kurutma işlemi 90 dereceye ayarlanan etüv içerisinde 12 saat süresince tutularak yapıldı. (Oliveira *et al.* 2005).

### 3.4. Au-RGO Nanokompozitlerin Sentezi

Hummers metodu ile sentezlenen RGO'dan 5 mg alınarak, 5 mL etanol içerisinde 2 saat süresince manyetik karıştırıcıda karıştırılarak çözelti hazırlandı. Önceden hazırlanan Au nanoparçacıklarından 5 mg alınıp hazırlanan bu RGO çözeltisi içerisine eklendi ve homojen bir dağılım gerçekleşene kadar 3 saat süresince karıştırılmaya devam edildi. Hazırlanan bu karışım 8000 rpm'de 15 dakika süresince santrifüj yapılarak Au-RGO nanokompozitleri elde edildi.

### 3.5. *p*-Si Yarıiletkeninin Temizlenmesi

Bu çalışmada 400  $\mu\text{m}$  kalınlığında,  $\langle 111 \rangle$  yönelimine sahip, fabrikasyon olarak parlatılmış *p*-tipi Si yarıiletken malzeme kullanılmıştır. Ön yüzeyi parlatılmış olan yarıiletkenin kimyasal temizleme işlemi aşağıda belirtilen adımlar takip edilerek yapılmıştır:

- ✓ Aseton'da ultrasonik olarak 10 dakika yıkandı.
- ✓ Metanol'de ultrasonik olarak 10 dakika yıkandı.
- ✓ Deiyonize su ile yıkandı.
- ✓ RCA1 ( $\text{H}_2\text{O}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{NH}_3$ ; 6:1:1)'de  $60^\circ\text{C}$ 'de 10 dakika kaynatıldı.
- ✓ Seyreltik HF ( $\text{H}_2\text{O}:\text{HF}$ ; 10:1) ile 30 saniye yıkandı.
- ✓ RCA2 ( $\text{H}_2\text{O}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{HCl}$ ; 6:1:1)'de  $60^\circ\text{C}$ 'de 10 dakika kaynatıldı.
- ✓ Deiyonize su ile iyice yıkandı.
- ✓ Seyreltik HF ( $\text{H}_2\text{O}:\text{HF}$ ; 10:1) ile 30 saniye yıkandı.
- ✓ Deiyonize su ile iyice temizlendi ve sonra azot gazı ile iyice kurutuldu.

Ayrıca daha sonra sırasıyla buharlaştırma ve tavlama işlemlerinde kullanılacak olan kuvarz pota ve molibden ısıtıcı asetona ve metanol ile ultrasonik olarak 5 dakika yıkandı ve azot gazı ile kurutuldu. Son olarak Kontakların yapımında kullanılacak olan Al ve Au metallerinin kimyasal temizliği seyreltilmiş HF çözeltisi kullanılarak 30 s süreyle yapıldı.

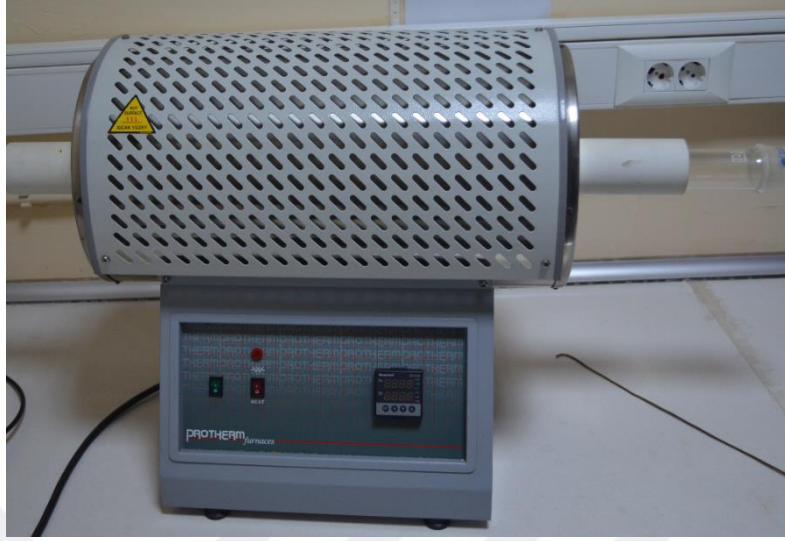
### 3.6. Vakumda Termal Buharlaştırma ve Tavlama İşlemleri

Kimyasal temizleme işlemi yapılan *p*-Si yarıiletkeni, molibden ısıtıcı ve ısıtıcı içerisine Al metali, yarıiletken üzerine omik kontakları yapılmak üzere Şekil 3.1 'de gösterilen NANOVAK NVTH-350 termal kaplama ünitesinin içine yerleştirildi. Termal buharlaştırma sistemi vakuma alınarak, vakum ortamındaki basınç  $10^{-7}$  torr değerine düşünceye kadar beklenildi. Molibden ısıtıcıya yavaş yavaş akım verilerek önce metalin erimesi sağlandı ve nihayetinde eriyen Al metali yarıiletkenin mat yüzeyine buharlaştırılarak yüzeyin metalle kaplanması sağlandı.



**Şekil 3.1.** Termal kaplama ünitesi

Vakum ortamından alınan yarıiletken quartz pota içerisine yerleştirilerek Şekil 3.2 'de gösterilen, önceden  $580\text{ }^{\circ}\text{C}$  'ye ayarlanıp dengeye gelen tavlama fırınında 3 dakika boyunca azot gazı ortamında tavlandı. Böylece *p*-Si yarıiletkeni için omik kontak işlemi tamamlanmış oldu.



**Şekil 3.2.** Tek bölmeli tavlama fırını

### **3.7. GO ve Au-RGO Nanokompozitlerin *p*-Si Altlıklar Üzerine Büyütülmesi**

Kimyasal temizleme işlemi ve omik kontağı tamamlanan Si altlıklar spin kaplama ünitesine yerleştirildi. GO ve Au-RGO nanokompozit malzemeler yine bu kaplama ünitesine ait şırınga ile ayrı ayrı altlık yüzeyler üzerinde büyütüldü. Altlıkların yerleştirildiği tabla 1000 rpm hızda dönecek şekilde ayarlandı ve büyütme işlemine beş dakika boyunca devam edildi. Son olarak Si altlıklar üzerindeki GO ve Au-RGO nanokompozit malzemeler etüv içerisinde 100 °C 'de üç dakika boyunca tavlansak büyütme işlemi sonlandırılmış oldu.

### **3.8. Au/*p*-Si/Al, Au/GO/*p*-Si ve Au/Au-RGO/*p*-Si Yapıların Elde Edilmesi ve Elektriksel Karakterizasyonu**

Nanokompozit malzemelerin omik kontaklı yarıiletkenler üzerinde büyütülmesi işleminin ardından elde edilen GO/*p*-Si/Al, Au-RGO/*p*-Si/Al yapıları ile referans *p*-Si/Al yapısı vakum sistemi içerisine yerleştirildi. Aynı şartlarda referans ve ara yüzeyli yapılar üzerine  $10^{-7}$  torr basınç değerinde Au metali buharlaştırılarak Au/*p*-Si/Al, Au/GO/*p*-Si/Al ve Au/Au-RGO/*p*-Si/Al kontakları elde edildi. Buharlaştırma sırasında, kontak

alanlarının belirlenmesi amacıyla, merkezleri arası 3 mm olan 1 mm çapındaki daire Şeklinde deliklere sahip molibden bir maske kullanıldı.

Elde edilen Au/p-Si/Al, Au/GO/p-Si/Al ve Au/Au-RGO/p-Si/Al yapıları önceden hazırlanan numune tutucularına ayrı ayrı yerleştirildi. Yapıların oda sıcaklığında ve karanlıkta I-V lmleri “KEiTLLEY 2400 Picoammeter/ Voltage Source” cihazı ile alındı ve idealite faktörü, engel yüksekliği, seri direnç gibi temel diyot parametreleri hesaplandı. Daha sonra bu yapıların her birinin I-V karakteristikleri üzerine numune sıcaklığının etkisini incelemek için, numuneler ayrı ayrı sıcaklık kontrol niteli kapalı devre Leybold kryostat içerisine yerleştirilerek sıcaklığa bağlı I-V lmleri 320 K’den baŐlanılarak 20 K adımlarla 80 K’e kadar Keithley 487 Picoammeter/Voltage Source cihazı ile alındı.

## 4. ARAŞTIRMA BULGULARI ve TARTIŞMA

### 4.1 Giriş

Bu bölümde GO ve Au-RGO ince filmlerin SEM, AFM ve Raman analizleri ve Au/p-Si/Al, Au/GO/p-Si/Al ve Au/Au-RGO/p-Si/Al yapıların elektriksel karakteristiklerinin numune sıcaklığına bağlı olarak değerlendirilmesi yer almaktadır.

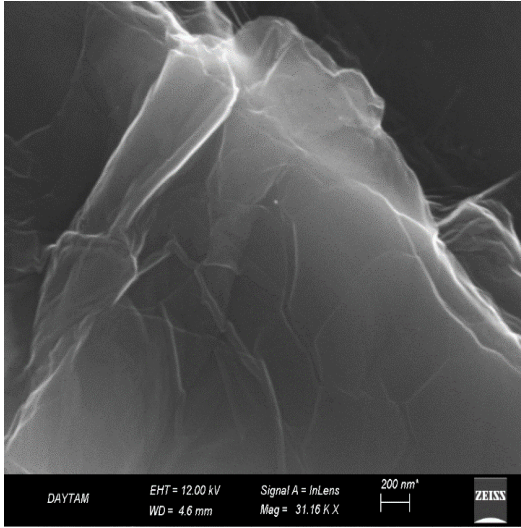
### 4.2. GO ve Au-RGO İnce Filmlerin SEM, AFM ve Raman Analizleri

Taramalı elektron mikroskobu (SEM), bir görüntü oluşturmak için ışık yerine elektronları kullanan bir mikroskoptur. Işık mikroskobu yerine SEM kullanmanın birçok avantajı vardır. SEM, geniş bir alan derinliğine sahiptir ve bu da büyük miktarda numunenin bir seferde odaklanmasını sağlar. SEM ayrıca yüksek çözünürlüklü görüntüler üretir, bu da yakın aralıklı özelliklerin yüksek bir büyütmede incelenebileceği anlamına gelir. Çoğu SEM numunenin iletken olmasını gerektirdiğinden numunelerin hazırlanması nispeten kolaydır. Daha yüksek büyütme, daha fazla odak derinliği, daha yüksek çözünürlük ve örnek gözlem kolaylığı kombinasyonu, SEM'i günümüz araştırma alanlarında en çok kullanılan yüzey görüntüleme tekniği haline getirmektedir. SEM bir görüntü oluşturmak için ışık yerine elektronlar kullanır. SEM de metal bir filamentin ısıtılmasıyla mikroskopta bir elektron demeti üretilir. Elektron demeti, Mikroskop kolonunda dikey bir yol izler. Cihaz içerisinde bu elektron demetini numuneye doğru odaklayan ve yönlendiren elektronmanyetik mercekler bulunmaktadır. Elektron demeti numuneye çarptığında, diğer elektronlar(geri saçılan ve ikincil) numuneden dışarı atılır. Dedektörler ikincil veya geri saçılan elektronları toplar ve bunları raster düzleminde(televizyonda ki görüntülemeye benzer) sıralayacak şekilde görüntü üreten bir sinyale dönüştürür.

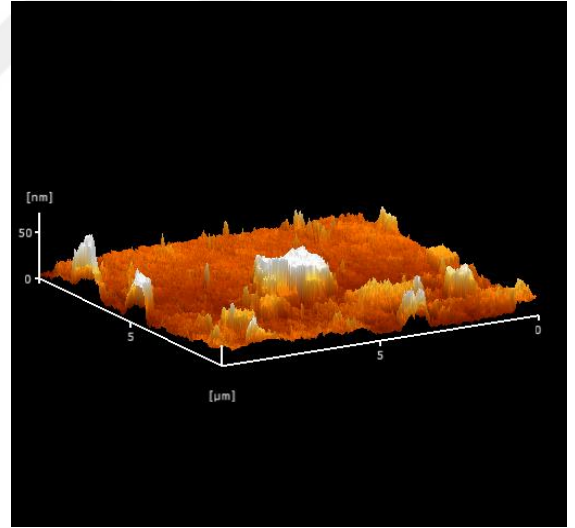
Atomik Kuvvet Mikroskobu (AFM), bir uç ile numune arasındaki çekici veya itici kuvvetleri ölçerek çalışır. Bunun için, yüzeyin yakınına (çok esnek) bir konsolun

ucundaki küçük bir uç getirilir. Uçun atomları ile yüzeyin atomları arasındaki kuvvetler nedeniyle (ilgili atomlar arasındaki mesafeye bağlı olarak itici veya çekici), konsol elastik olarak deforme olur. Bu deformasyon ölçülerek yüzeyin topografik görüntüsü elde edilebilir.

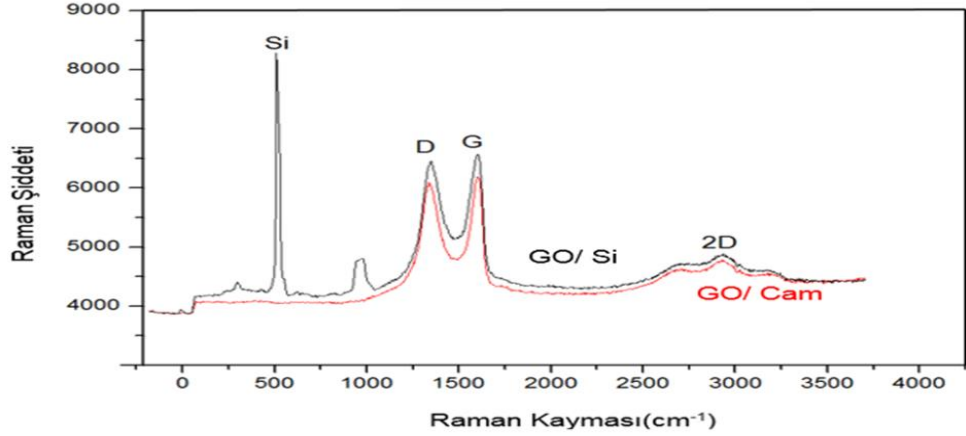
Şekil 4.1 ve 4.2'de *p*-Si altlık üzerine spin kaplama yöntemi ile kaplanmış GO ince filminin sırasıyla SEM ve AFM görüntüleri verilmiştir. Bu görüntülerden GO filminin altlığına tüm yüzeyi üzerinde homojen bir şekilde büyüdüğü görülmektedir. Hem cam hem de *p*-Si altlık üzerinde büyütülen filmlerin Raman spektrumları ise Şekil 4.3'de görülmektedir. Her iki altlık üzerindeki Raman spektrumları uyum içerisindedir. Yaklaşık olarak  $1331\text{ cm}^{-1}$  de D  $1595\text{ cm}^{-1}$  de de G karakteristik pikleri gözlenmiştir. *p*-Si altlık üzerindeki pikler daha şiddetlidir.



**Şekil 4.1.** GO ince filminin SEM görüntüsü

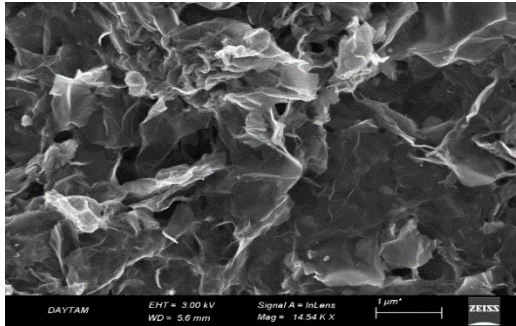


**Şekil 4.2.** GO ince filminin AFM görüntüsü

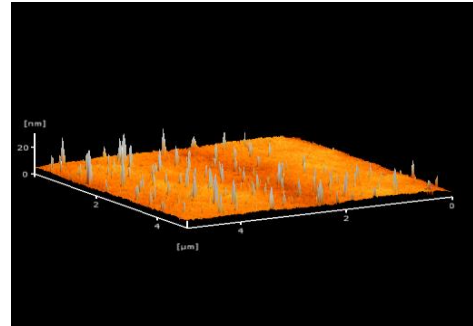


**Şekil 4.3.** Cam ve p-Si altlıklar üzerinde spin kaplama tekniği ile büyütülmüş GO ince filmlerinin Raman spektrumları

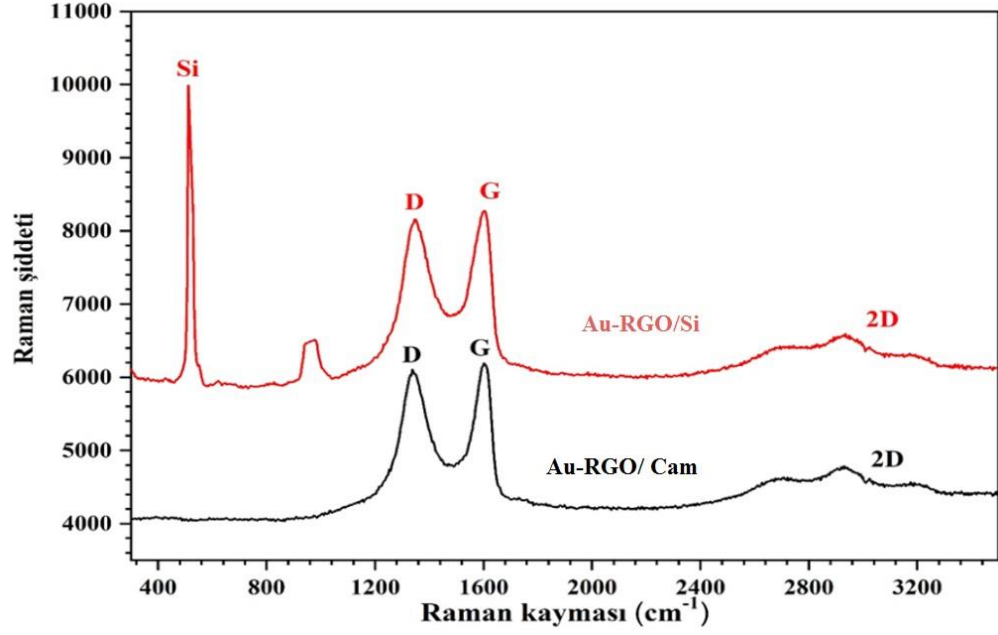
Aynı şekilde, sırasıyla Şekil 4.4, 4.5 ve 4.6 'da da spin kaplama yöntemi ile *p*-Si altlık üzerinde büyütülmüş Au nanoparçacıklı RGO filminin SEM, AFM ve Raman spektrumları görülmektedir. Au-RGO filmi de altlığın tüm yüzeyi üzerinde homojen bir şekilde büyütülmüştür. Au nanoparçacıklar altlık yüzeyini homojen bir şekilde kaplamıştır. Şekil 4.6 'daki cam ve p-Si altlık üzerindeki Au-RGO filmlerinin D ve G karakteristik Raman pikleri yine yaklaşık  $1331\text{ cm}^{-1}$  ve  $1595\text{ cm}^{-1}$  değerlerine karşılık gelmektedir. Cam altlık üzerindeki bu piklerin şiddeti yaklaşık olarak 6000 civarında iken, p-Si altlık üzerindeki piklerin şiddeti 8500 civarındadır. Aynı zamanda hem GO hem de Au-RGO filmlerine ait D ve G Raman piklerinin tepe değerleri aynı görülmektedir.



**Şekil 4.4.** Au-RGO filminin SEM görüntüsü



**Şekil 4.5.** Au-RGO filminin AFM görüntüsü



**Şekil 4.6.** Cam ve p-Si altlıklar üzerinde spin kaplama tekniği ile büyütülmüş Au-RGO ince filmlerinin Raman spektrumları

### 4.3. Au/p-Si/Al Yapısının I-V Karakteristiklerinin Numune Sıcaklığına Bağlı Olarak Analizi

Bu yapının doyma akımı, idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri termoiyonik emisyon modeli göz önüne alınarak numune sıcaklığına bağlı olarak I-V karakteristiklerinden elde edilmiştir. Termoiyonik emisyon modeline göre diyot üzerindeki akım ve gerilim arasındaki ilişki (Rhoderick and Williams 1988)

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

bağıntısı ile verilmektedir. Burada  $I_0$  doyma akımıdır ve

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

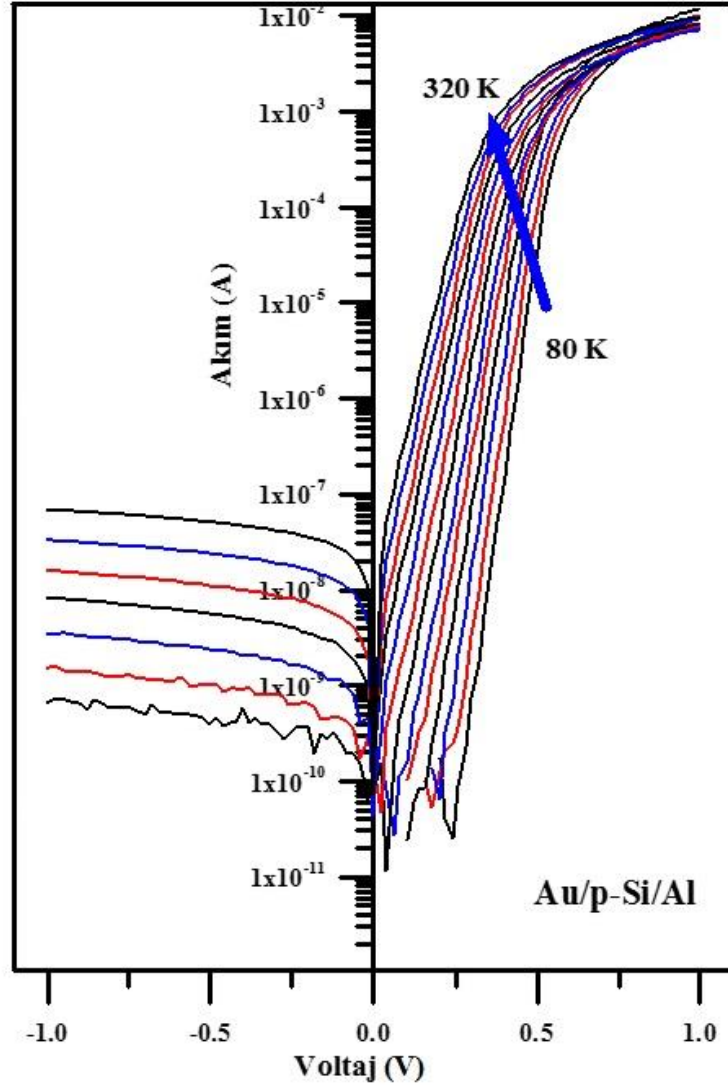
bağıntısı ile verilir. Bu ifadede  $A$ , diyodun etkin alanı ( $7,85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ )  $A^*$ , Richardson sabiti olup  $p$ -Si için  $32 \text{ A/K}^2\text{cm}^2$  dir. Denklem (4.1)'in her iki tarafının tabii logaritması alınıp (üstel terim yanında 1 ihmal edilerek), sonra da  $V$ 'ye göre türevi alınır; idealite faktörü için

$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (4.3)$$

ifadesi elde edilir. Benzer şekilde denklem (4.2)'nin her iki tarafının tabii logaritması alınıp  $\Phi_b$ 'ye göre çözümlerse,

$$q\Phi_b = kT \ln \left( \frac{AA^*T^2}{I_0} \right) \quad (4.4)$$

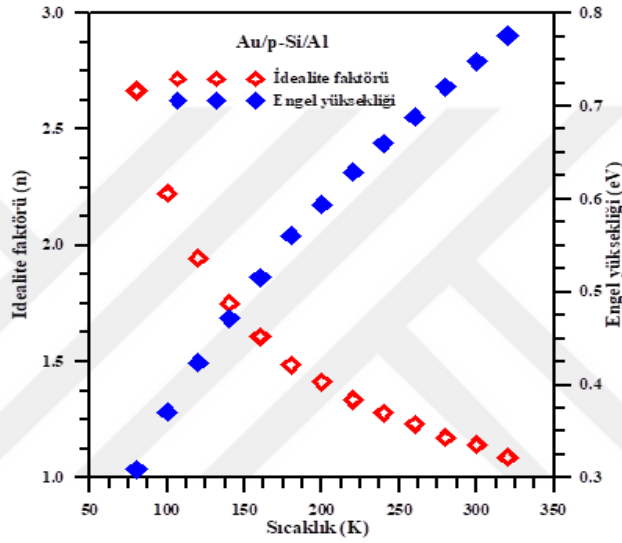
ifadesi elde edilir. Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/p-Si/Al yapısına ait doğru ve ters beslem  $\ln(I)$ - $V$  grafikleri Şekil 4.7'de görülmektedir. Sıcaklığa bağlı olarak  $I$ - $V$  ölçümleri, HP4140B Picoammeter/Voltage Source cihazı, kapalı devre Leybold Heraeus helyum kryostatı ve Lake Shore marka sıcaklık kontrolü ünitesi kullanılarak 80 K-320 K sıcaklık aralığında 20 K 'lik adımlarla alınmıştır. Bu  $\ln(I)$ - $V$  grafiklerinin düz beslem kısmındaki doğrusal bölgelerine doğrular fit edilerek, doğruların eğimlerinden  $dV/d(\ln I)$  ve doğrularının  $V = 0$ 'da düşey eksenini kestiği noktalardan da  $I_0$  doyma akımları elde edilebilir.  $dV/d(\ln I)$  değerleri denklem (4.3) de yerine yazılarak diyodun idealite faktörü değerleri ve  $I_0$  değerleri de denklem (4.4) de yerine yazılarak diyodun engel yüksekliği değerleri numune sıcaklığına bağlı olarak elde edilmiştir ve sonuçlar Çizelge 4.1'de gösterilmiştir. Şekil 4.7 'den de görüldüğü gibi diyot iyi bir doğrultma karakteristiği göstermiştir ve azalan numune sıcaklığına bağlı olarak aynı doğru akım değerlerine daha büyük voltajlarla ulaşılmıştır. Bu durum yarıiletken içerisindeki çoğunluk taşıyıcıların kinetik enerjilerinin azalmasına atfedilmiştir. Çizelge 4.1 dikkatle incelendiğinde, azalan numune sıcaklığı ile diyot idealite faktörü değerlerinin arttığı, engel yüksekliği değerlerinin ise azaldığı görülmektedir. İdealite faktörü ve engel yüksekliği değerleri arasındaki bu ilişki homojen olmayan engel modeline atfedilmiştir (Yıldırım *et al.* 2011).



**Şekil 4.7.** Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/p-Si/Al yapısının doğru ve ters beslem  $\ln(I)$ - $V$  karakteristikleri

Au/p-Si/Al yapısının Şekil 4.7 'deki doğru beslem  $\ln(I)$ - $V$  grafiklerinin doğrusal bölgelerinin eğimlerinden ve  $I_0$  doyma akımı değerlerinden yararlanılarak elde edilen idealite faktörleri ve engel yükseklikleri değerlerinin numune sıcaklıkları ile değişimleri Şekil 4.8 'de gösterilmiştir. Bu grafikten de görüldüğü gibi idealite faktörü değerleri artan numune sıcaklığı ile hızlı bir şekilde azalırken, engel yüksekliği değerleride hızlı bir şekilde artmaktadır. 20 K'lık adımlarla 80-320 K sıcaklık aralığında, diyodun idealite faktörünün 2.666-1.090 aralığında, engel yüksekliğinin ise 0.309-0.776 eV aralığında değerler aldığı tespit edilmiştir. Bu değişimler diyotta saf termiyonik akımın olmadığı

sonucunu çıkarmaktadır. Yük taşıyıcıları, düşük sıcaklıklarda engel yüksekliğini geçmek için yeterli enerjiye sahip değildir ve akım iletimi engel yüksekliğinin alt kısımları tarafından sağlanmaktadır. Bu genellikle engel yüksekliğinin homojen olmadığı durumlarda meydana gelmektedir ve artan numune sıcaklığı ile birlikte engel yüksekliğinin artmasına ve idealite faktörünün azalmasına neden olacaktır (Koçyiğit *et al.* 2017).



**Şekil 4.8.** Au/p-Si/Al yapısının sıcaklığa bağlı  $\ln(I)-V$  karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörü ve engel yüksekliği değerlerinin numune sıcaklığı ile değişimleri

Yarıiletkenin nötral bölgesi, omik kontak ve bağlantı tellerinden kaynaklanan toplam dirence diyotlarda seri direnç denir ve diyotların  $I-V$  karakteristiklerini etkileyen önemli bir parametredir. Seri direnç doğru beslemde akımı sınırlayıcı bir etki yapar ve düz bezlem  $I-V$  karakteristiklerinde görülen lineerlikten sapma durumuna sebep olur (Rhoderick and Williams 1988). Yarıiletken diyotlarda seri dirençin hesaplanabilmesi için birçok model geliştirilmiştir. Bu modellerden en çok kullanılanlardan birisi Norde metodudur. Bohlin tarafından modifiye edilen Norde metodunda seri direnç ve engel yüksekliğinin hesaplanmasında kullanılan aşağıdaki gibi bir  $F(V)$  fonksiyonu tanımlanmıştır (Bohlin 1986):

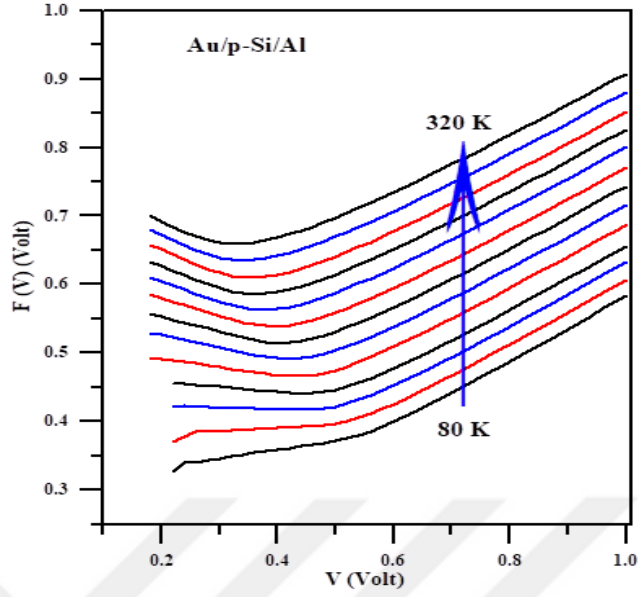
$$F(V) = \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{n}\right)V + \frac{IR_S}{n} + \Phi_B \quad (4.5)$$

Burada  $\gamma$ , idealite faktöründen daha büyük isteğe bağlı bir sabittir. Bu  $F(V)$  fonksiyonunun  $V$ 'ye göre grafiği çizildiğinde bir minimum noktadan geçer. Grafikteki minimum noktaya karşılık gelen akım ve gerilim değerleri belirlenerek diyodun seri direnci ve engel yüksekliği aşağıda verilen bağıntılardan bulunabilir (Bohlin 1986):

$$\Phi_b = F_m + \left[\frac{(\gamma - n)}{n}\right] \left[\frac{V_m}{n} - \frac{kT}{q}\right] \quad (4.6)$$

$$R_S = (\gamma - n) \frac{kT}{qI_m} \quad (4.7)$$

Burada  $F_m$  Norde fonksiyonunun minimum değeridir. Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/p-Si/Al diyodunun  $F(V)$ - $V$  grafikleri Şekil 4.9 'da görülmektedir. Bu grafiklerden yararlanarak ve (4.6) ve (4.7) denklemleri kullanılarak diyodun engel yüksekliği ve seri direnç değerleri numune sıcaklığına bağlı olarak hesaplanmıştır. Hesaplanan değerler Çizelge 4.1 'de sunulmuştur. Artan numune sıcaklığı ile engel yüksekliğinin arttığı seri direncin ise azaldığı görülmüştür. Bu değişimler artan numune sıcaklığı ile birlikte devre elemanında ki taşıyıcıların sayısının artmasına atfedilmiştir (Ejderha *et al.* 2014).



**Şekil 4.9.** Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/p-Si/Al yapının  $F(V)$ - $V$  grafikleri

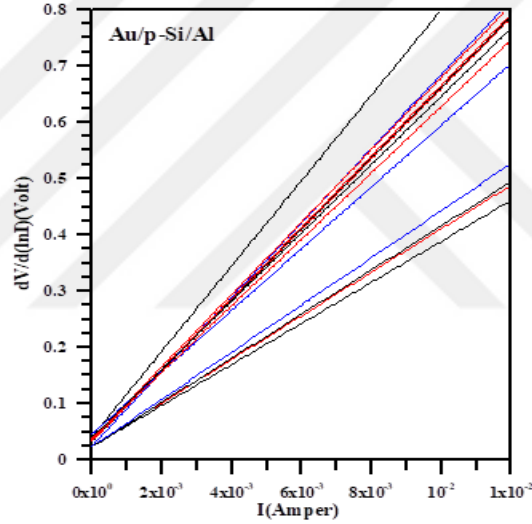
Diyotların başta seri direnç olmak üzere idealite faktörleri ve engel yükseklikleri Cheung tarafından termioyonik emisyon modeli göz önüne alınarak geliştirilen fonksiyonlar yardımıyla da belirlenmektedir (Cheung and Cheung 1986). Bu fonksiyonlar aşağıdaki gibidir:

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{q} + IR_s \quad (4.8)$$

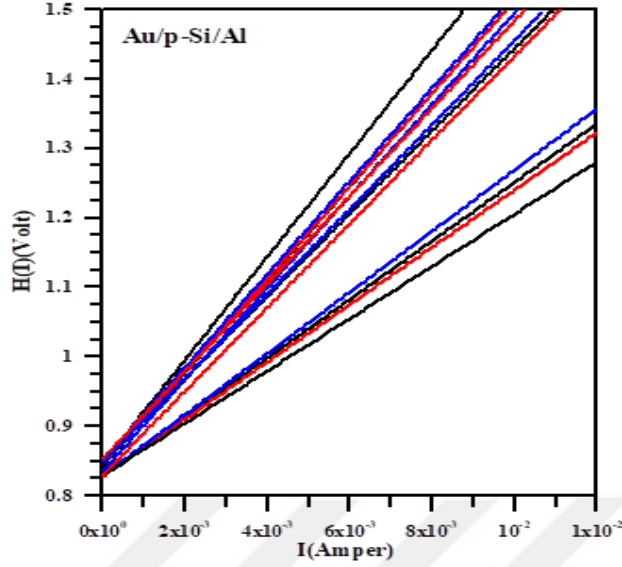
$$H(I) = n\Phi_b + IR_s \quad (4.9)$$

(4.8) denkleminde,  $\frac{dV}{d(\ln I)}$ 'nin  $I$ 'ya göre grafiği bir doğrudur ve doğrunun eğimi nötral bölge direncini ya da  $R_s$  seri direncini verir. Aynı zamanda bu doğrunun düşey eksenini kestiği noktadan da idealite faktörü bulunabilir. (4.9) denkleminde  $H(I)$ - $I$  grafiği bir doğrudur ve bu doğrunun eğimi de  $R_s$  seri direncini verir. Bu doğrunun  $H(I)$  eksenini kestiği noktadan ise diyodun engel yüksekliği bulunabilir (Cheung and Cheung 1986).

Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/p-Si/Al diyodunun  $dV/d(\ln I)$ - $I$  grafikleri Şekil 4.10'da  $H(I)$ - $I$  grafikleri de Şekil 4.11'de görülmektedir. (4.8) ve (4.9) denklemleri ile verilen Cheung fonksiyonları yardımıyla diyodun idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri tekrar hesaplanmıştır ve sonuçlar Çizelge 4.1'de verilmiştir. Bu grafiklerden elde edilen seri direnç değerleri birbiri ile uyumludur. Cheung fonksiyonlarında  $\ln(I)$ - $V$  grafiklerinin yüksek akım ve yüksek gerilim değerlerine karşılık gelen bölgeler kullanıldığı için, Cheung fonksiyonlarından elde edilen parametreler termiyonik emisyon teorisinden elde edilen parametreler arasında farklılıklar söz konusudur (Karataş *et al.* 2013).



**Şekil 4.10.** Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/p-Si/Al diyodunun  $dV/d(\ln I)$ - $I$  grafikleri



**Şekil 4.11.** Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/p-Si/Al diyodunun  $H(I)$ - $I$  grafikleri

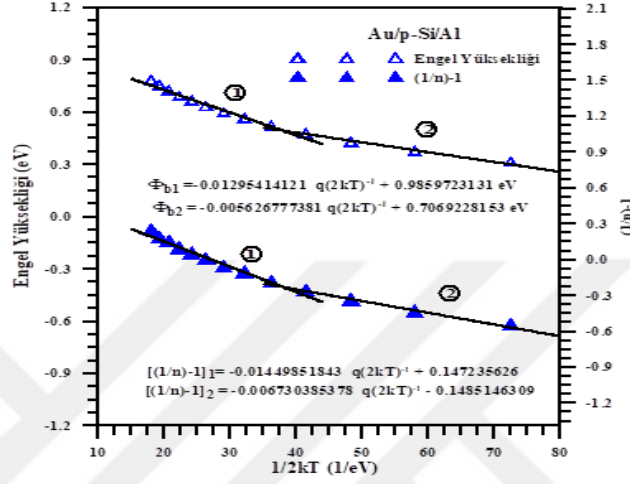
Diyotlarda ideal durumdan sapmaları açıklayan modellerden biri olan engel inhomojenliği modeli, sıcaklığa bağlı  $I$ - $V$  karakteristiklerinin anlaşılabilmesi için Gauss dağılımı ile birlikte kullanılmaktadır. Bu modelde görünür engel yüksekliği ve görünür idealite faktörleri (Sağlam *et al.* 2013)

$$\Phi_{ap} = \bar{\Phi}_{b0} - \frac{q\sigma^2}{2kT} \quad (4.10)$$

$$\left( \frac{1}{n_{ap}} - 1 \right) = \rho_2 - \frac{q\rho_3}{2kT} \quad (4.11)$$

bağıntıları ile verilmektedir. Denklem (4.11)'deki  $\rho_2$  ve  $\rho_3$  terimleri ortalama engel yüksekliğinin beslem bağıllığının orantı katsayılarıdır ( $\rho_2 = \frac{\partial \bar{\Phi}_{bn}}{\partial V}$  ve  $\rho_3 = \frac{\partial \sigma_s^2}{\partial V}$ ). Bu katsayılar  $(1/n_{ap}) - 1 - 1/2kT$  grafiklerden bulunabilir. Denklem (4.10)'a göre  $\Phi_{ap} - 1/2kT$  değişimi doğrusaldır ve bu doğrunun engel yüksekliği eksenini kesme noktası sıfır beslem engel yüksekliğini verirken, doğrunun eğimi ise engel homojensizliğinin bir ölçüsü olan standart sapma ( $\sigma$ ) değerini vermektedir. Au/p-Si/Al diyonu için deneysel  $\Phi_{ap} - 1/(2kT)$

ve  $(1/n_{ap})-1-1/(2kT)$  grafikleri Şekil 4.12 'de gösterilmiştir ve bu grafiklerin her bir doğrusal kısmına yapılan fitler yardımıyla hesaplanan  $\Phi_{ap}$  değerleri sırasıyla 0.986 eV ve 0.707 eV olarak bulunmuştur.

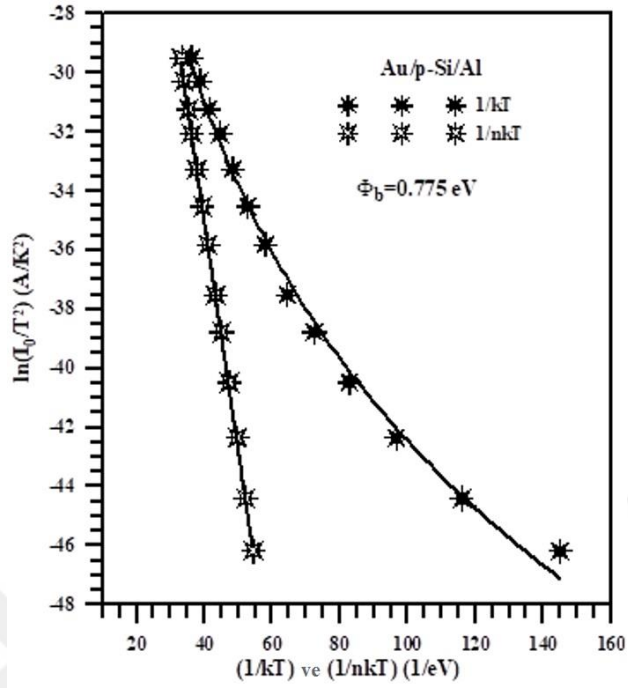


Şekil 4.12. Au/p-Si/Al diyodunun  $\Phi_{ap}-1/(2kT)$  ve  $[(1/n_{ap})-1] -1/(2kT)$  grafikleri

Geleneksel Richardson eğrileri yardımı ile diyodun etkin engel yüksekliği

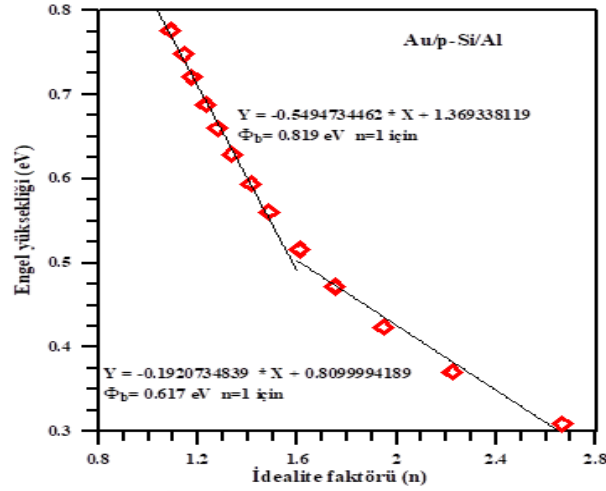
$$\ln\left(\frac{I_o}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q\Phi_{b0}}{kT} \quad (4.12)$$

bağıntısından yararlanarak hesaplanabilir (Sağlam *et al.* 2013). Bu denkleme göre eğer  $\ln(I_o/T^2)-1/kT$  veya  $1/nkT$  grafikleri çizilirse, bu grafiklerden  $\Phi_{b0}$  sıfır beslem engel yüksekliği ve Richardson sabiti hesaplanabilir. Au/p-Si/Al diyodu için  $\ln(I_o/T^2) -1/kT$  veya  $1/nkT$  eğrileri Şekil 4.13'de verilmiştir. Denklem (4.12)'ye göre  $\ln(I_o/T^2) -1/kT$  veya  $1/nkT$  değişimi lineer olmalıdır. Şekil 4.13 'den de görüldüğü gibi, düşük sıcaklıklardaki deneysel  $\ln(I_o/T^2)-1/kT$  grafiğinin eğiminden etkin engel yüksekliğinin belirlenmesi mümkün değildir (lineer olmadığı için). Diyotta yüksek ve düşük engel bölgelerinin meydana gelmesinden dolayı arayüzeydeki potansiyel dalgalanmaları bu duruma sebep olmuş olabilir (Sağlam *et al.* 2010).  $\ln(I_o/T^2) -1/nkT$  aktivasyon enerji grafiğinin eğiminden Au/p-Si/Al diyodu için engel yüksekliği değeri 0,775 eV olarak hesaplanmıştır.



**Şekil 4.13.** Au/p-Si/Al diyodunun  $\ln(I_0/T^2) - 1/kT$  ve  $1/nkT$  grafikleri

Au/p-Si/Al diyodunun numune sıcaklığına bağlı olarak hesaplanan etkin engel yüksekliklerinin idealite faktörlerine karşı değişimleri Şekil 4.14 'de gösterilmiştir. Bu şekilden düşük ve yüksek sıcaklık bölgeleri için iki ayrı lineer değişim gözlenmiştir. Bu lineer değişimlerin ekstrapolasyonundan düşük ve yüksek sıcaklık bölgeleri için engel yükseklikleri 0.617 eV ve 0.819 eV olarak hesaplanmıştır. Gözlenen iki engel, akım iletiminin farklı sıcaklık bölgelerinde farklı mekanizmalar tarafından kontrol edildiğini göstermektedir ve bu durum engel yüksekliğinin homojen olmayan dağılımına atfedilmiştir (Güzeldir *et al.* 2015).

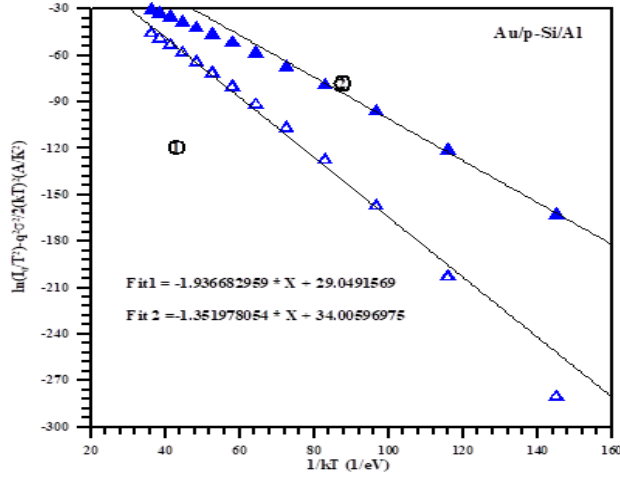


Şekil 4.14. Au/p-Si/Al diyodunun idealite faktörüne karşılık engel yüksekliği değişimleri

(4.2) ve (4.10) denklemleri birleştirilerek modifiye edilmiş Richardson denklemi aşağıdaki gibi elde edilmiştir:

$$\ln\left(\frac{I_o}{T^2}\right) - \frac{1}{2}\left(\frac{q\sigma_s}{kT}\right)^2 = \ln(AA^*) - \frac{q\bar{\Phi}_{b0}}{kT} \quad (4.13)$$

Bu denklem dikkate alınarak çizilen Au/p-Si/Al diyodunun modifiye edilmiş Richardson  $(\ln(I_o/T^2) - (q\sigma_s)^2/2(kT)^2) - 1/kT$  grafikleri Şekil 4.15 'de gösterilmiştir. Bu grafiklerde yine düşük ve yüksek sıcaklık bölgeleri olmak üzere iki ayrı lineer bölge göstermiştir. Grafiklerin eğimlerinden ortalama engel yüksekliği değerleri, ordinat eksenini kesme noktalarından ise  $\ln(AA^*)$  değerleri hesaplanabilir. Lineer bölgelere yapılan fitlerin denklemlerinden yararlanarak birinci ve ikinci bölge için,  $\Phi_{b0}$  ve  $A^*$  değerleri sırasıyla 0.793 eV, 0.651 eV ve  $34.05 \text{ A(Kcm)}^{-2}$  ve  $32.04 \text{ A(Kcm)}^{-2}$  olarak bulunmuştur. Böylece Au/p-Si/Al yapısı için elde edilen sonuçlar, sıcaklığa bağlı doğru beslem  $I-V$  karakteristiklerinin termoiyonik emisyon teorisinin temeline dayanan engel yüksekliklerinin Gaussian dağılımıyla başarılı bir şekilde açıklanmıştır. Bu sonuçlarla uyumlu literatürde birçok yayın bulunmaktadır (Horváth 1996; Cimilli *et al.* 2009; Huang *et al.* 2011).



Şekil 4.15. Au/p-Si/Al diyonu için engel yüksekliğinin Gaussian dağılımına göre modifiye edilmiş Richardson  $(\ln(I_0/T^2) - (q\sigma_s)^2/2(kT)^2) - 1/kT$  grafikleri

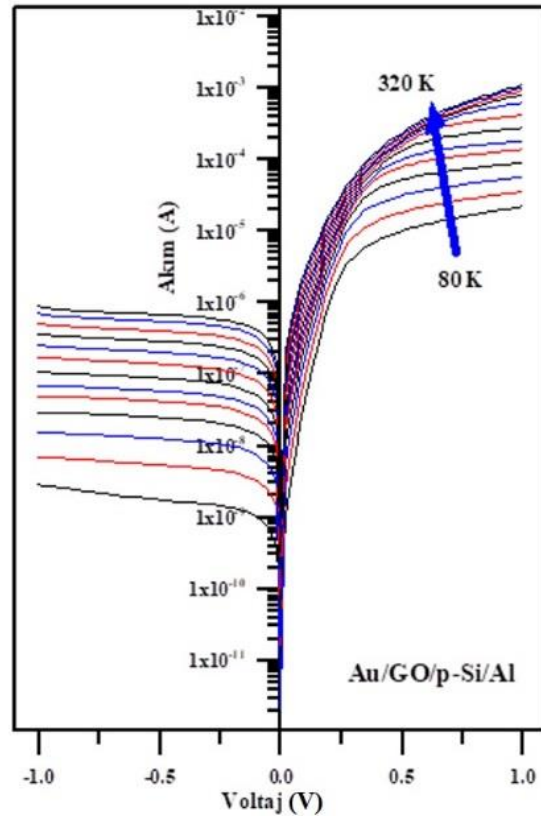
Çizelge 4.1. Au/p-Si/Al diyodunun farklı metodlarla hesaplanan karakteristik parametreleri

Au/p-Si/Al								
	Termoiyonik Emisyon		Norde Metodu			Cheung Metodu		
Sıcaklık (K)	$I_0$ (A)	n	$\Phi_b$ (eV)	$\Phi_b$ (eV)	$R_s$ ( $\Omega$ )	n	$\Phi_b$ (eV)	$R_{s(ort)}$ ( $\Omega$ )
80	$5.47 \times 10^{-17}$	2.666	0.309	0.362	901728.6	3.124	0.312	999568.42
100	$5.53 \times 10^{-16}$	2.224	0.371	0.421	717890.4	2.872	0.384	741541.62
120	$5.73 \times 10^{-15}$	1.945	0.424	0.424	12181.8	2.186	0.452	50126.75
140	$5.25 \times 10^{-14}$	1.751	0.472	0.470	5911.2	1.991	0.489	16964.15
160	$3.77 \times 10^{-13}$	1.608	0.516	0.512	1262.3	1.856	0.524	11820.84
180	$1.70 \times 10^{-12}$	1.485	0.561	0.555	757.6	1.754	0.587	5726.25
200	$1.13 \times 10^{-11}$	1.413	0.594	0.586	746.9	1.639	0.616	2715.41
220	$4.85 \times 10^{-11}$	1.336	0.629	0.620	386.8	1.404	0.657	964.21
240	$2.07 \times 10^{-10}$	1.279	0.660	0.650	207.2	1.373	0.675	435.72
260	$7.93 \times 10^{-10}$	1.232	0.688	0.679	121.3	1.342	0.708	329.48
280	$2.09 \times 10^{-9}$	1.173	0.721	0.713	85.0	1.313	0.737	154.28
300	$6.28 \times 10^{-9}$	1.143	0.748	0.743	63.5	1.274	0.759	96.96
320	$1.57 \times 10^{-8}$	1.090	0.776	0.779	50.0	1.198	0.784	75.95

#### 4.4. Au/GO/p-Si/Al Yapının Akım-Voltaj Karakteristiklerinin Numune Sıcaklığına Bağlı Olarak İncelenmesi

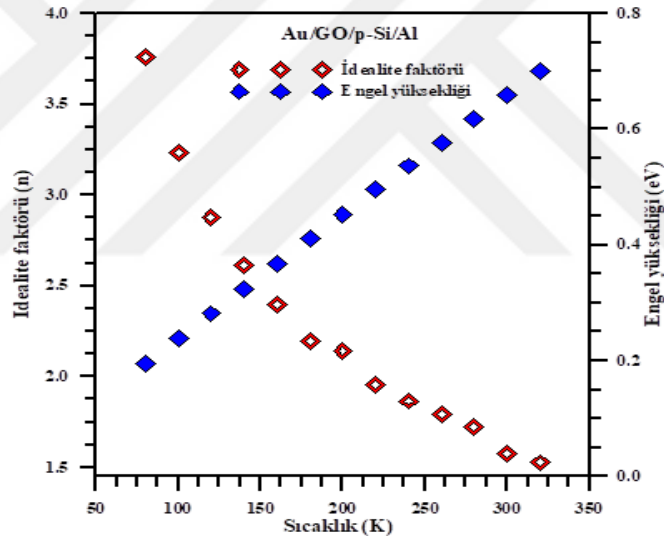
GO arayüzey tabakalı Au/GO/p-Si/Al diyodunun numune sıcaklığına bağlı olarak çizilen  $\ln(I)-V$  karakteristikleri Şekil 4.16'da gösterilmiştir. Şekil 4.16'dan da görüldüğü gibi diyot iyi bir doğrultma karakteristiği göstermiştir ve azalan numune sıcaklığına bağlı

olarak aynı doğru akım değerlerine daha büyük voltajlarla ulaşılmıştır. Bu yapının doyma akımı, idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri yukarıda özetlenen termoiyonik emisyon modeli göz önüne alınarak numune sıcaklığına bağlı olarak  $\ln(I)$ - $V$  karakteristiklerinden elde edilmiştir.  $\ln(I)$ - $V$  grafiklerinin doğru beslem kısmındaki doğrusal bölgelerine doğrular fit edilerek, doğruların eğimlerinden  $dV/d(\ln I)$  ve doğruların  $V=0$  'da düşey eksenini kestiği noktalardan da  $I_0$  doyma akımları elde edilmiştir. Elde edilen  $dV/d(\ln I)$  değerleri denklem (4.3) de yerine yazılarak diyodun idealite faktörü değerleri ve  $I_0$  değerleri de denklem (4.4) de yerine yazılarak diyodun engel yüksekliği değerleri numune sıcaklığına bağlı olarak elde edilmiştir ve sonuçlar Çizelge 4.2'de gösterilmiştir. Azalan numune sıcaklığı ile diyot idealite faktörü değerlerinin artması ve engel yüksekliği değerlerinin ise azalması homojen olmayan engel modeline atfedilmiştir.



**Şekil 4.16.** Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/GO/p-Si/Al yapısının doğru ve ters beslem  $\ln(I)$ - $V$  karakteristikleri

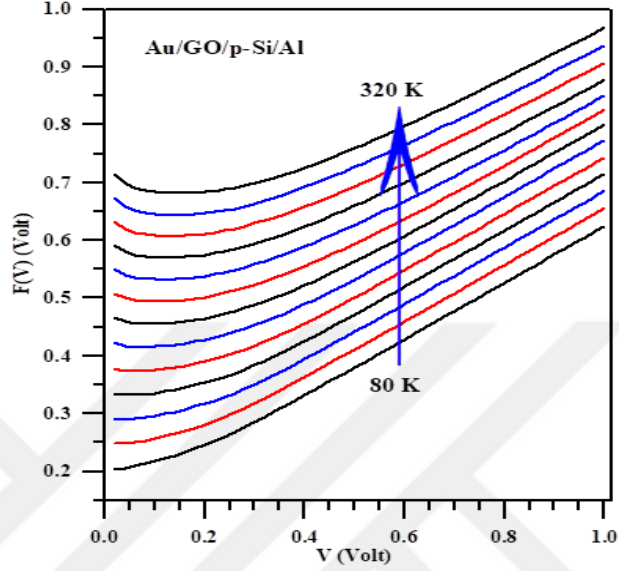
Au/GO/p-Si/Al yapısının termoiyonik emisyon modeli göz önüne alınarak doğru beslem  $\ln(I)-V$  grafiklerinin doğrusal bölgelerinden elde edilen idealite faktörleri ve engel yükseklikleri değerlerinin numune sıcaklıkları ile değişimleri Şekil 4.17 'de gösterilmiştir. Bu grafikten de görüldüğü gibi idealite faktörü değerleri artan numune sıcaklığı ile hızlı bir şekilde azalırken, engel yüksekliği değerleride hızlı bir şekilde artmaktadır. 20 K 'lık adımlarla 80-320 K sıcaklık aralığında, diyodun idealite faktörünün 3.758-1.526 aralığında, engel yüksekliğinin ise 0.195-0.659 eV aralığında değerler aldığı tespit edilmiştir. Bu sonuçlar referans numune olan Au/p-Si/Al diyodunun sonuçları ile karşılaştırıldığında, idealite faktörünün arttığı engel yüksekliğinin ise azaldığı görülmüştür.



**Şekil 4.17.** Au/GO/p-Si/Al yapısının sıcaklığa bağlı  $\ln(I)-V$  karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörü ve engel yüksekliği değerlerinin numune sıcaklığı ile değişimleri

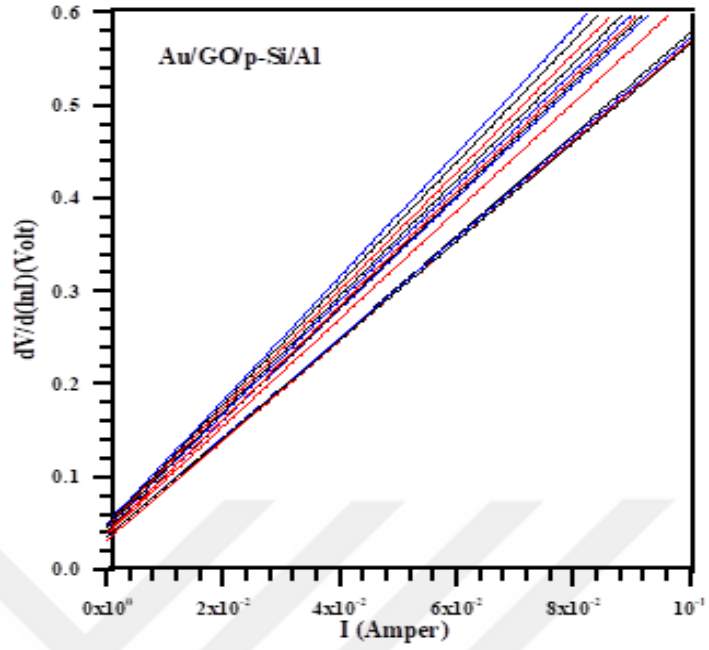
Au/GO/p-Si/Al diyodunun seri direnci ve engel yüksekliği kesim 4.3 'de detayları verilen Bohlin tarafından modifiye edilen Norde fonksiyonu yardımıyla hesaplanmıştır. Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/GO/p-Si/Al diyodunun  $F(V)-V$  grafikleri Şekil 4.18 'de görülmektedir. Şekil 4.18 'den yararlanarak ve (4.6) ve (4.7) denklemleri kullanılarak diyodun engel yüksekliği ve seri direnç değerleri numune sıcaklığına bağlı olarak hesaplanmıştır ve değerler Çizelge 4.2 'de sunulmuştur. Artan numune sıcaklığı ile engel yüksekliğinin arttığı seri direncin ise azaldığı görülmüştür. Norde metoduyla elde edilen

engel yüksekliği değerlerinin, termoiyonik emisyon metoduyla elde edilen değerlerle uyumlu olduğu görülmüştür.

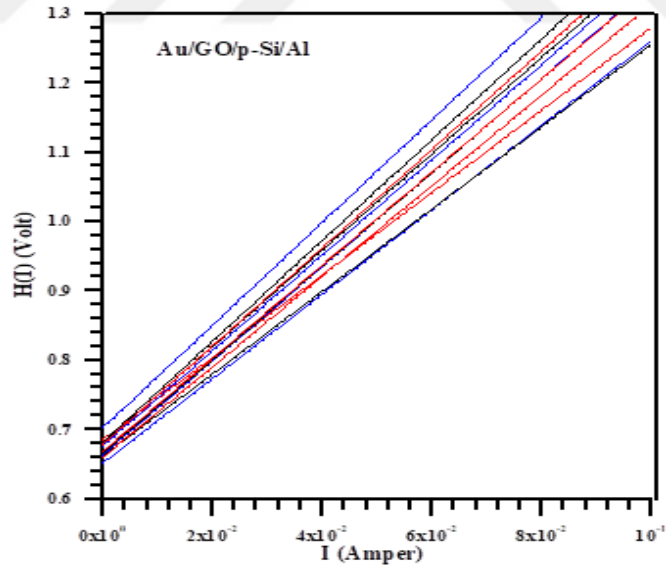


**Şekil 4.18.** Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/GO/p-Si/Al yapının  $F(V)$ - $V$  grafikleri

Kesim 4.3 'de özetlenen Cheung modeli kullanılarak Au/GO/p-Si/Al diyodunun numune sıcaklığına bağlı olarak  $dV/d(\ln I)$ - $I$  ve  $H(I)$ - $I$  grafikleri elde edilmiştir. Bu numunenin  $dV/d(\ln I)$ - $I$  grafikleri Şekil 4.19 'da  $H(I)$ - $I$  grafikleri de Şekil 4.20 'de görülmektedir. (4.8) ve (4.9) denklemleri ile verilen Cheung fonksiyonları yardımıyla diyodun idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri hesaplanmıştır ve sonuçlar Çizelge 4.2 'de gösterilmiştir. Bu grafiklerden elde edilen seri direnç değerlerinin birbirleri ile uyumlu oldukları görülmüştür. Bu değerler  $\ln(I)$ - $V$  grafiklerinin yüksek akım ve yüksek gerilim bölgelerinden hesaplandığı için,  $n$ ,  $\Phi_b$  ve  $R_s$  parametrelerinin değerleri, termoiyonik emisyon teorisinden elde edilen değerlerden farklı çıkmıştır.



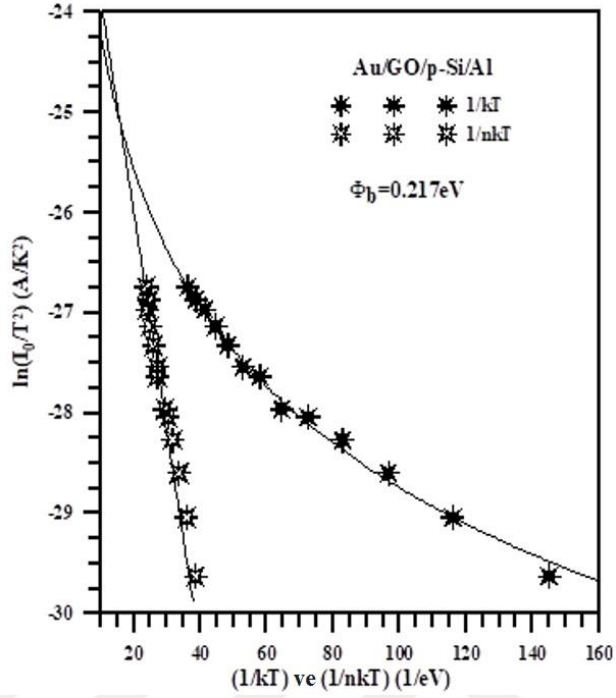
**Şekil 4.19.** Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/GO/p-Si/Al diyodunun  $dV/d(\ln I)$ - $I$  grafikleri



**Şekil 4.20.** Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/GO/p-Si/Al diyodunun  $H(I)$ - $I$  grafikleri

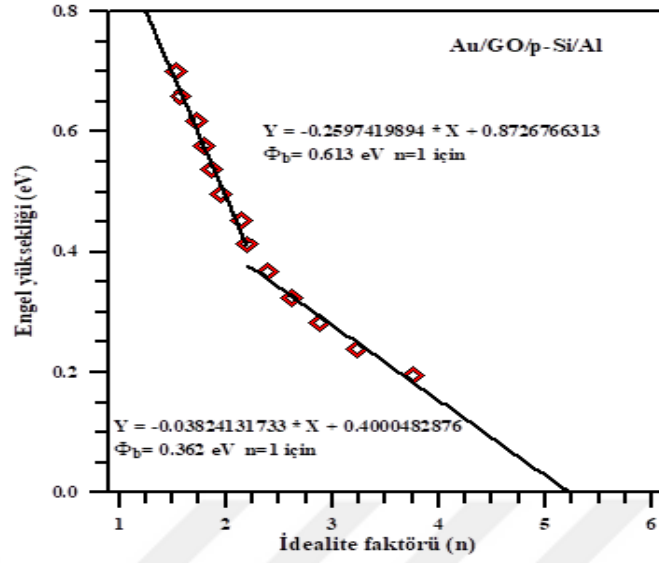
Yine kesim 4.3 'de verilen engel inhomojenliği modeli kullanılarak Au/GO/p-Si/Al diyodunun  $\Phi_{ap} - 1/2kT$  ve  $[(1/n_{ap}) - 1] - 1/2kT$  grafikleri çizilmiştir. Au/GO/p-Si/Al





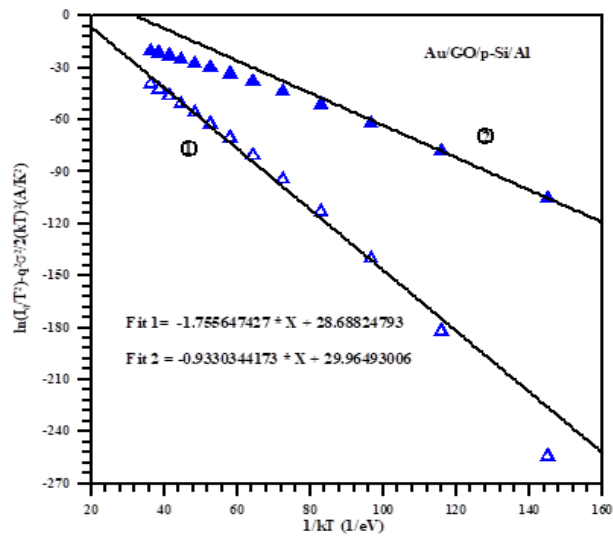
**Şekil 4.22.** Au/GO/p-Si/Al diyodunun  $\ln(I_0/T^2) - 1/kT$  ve  $1/nkT$  grafikleri

Au/GO/p-Si/Al diyodunun numune sıcaklığına bağlı olarak hesaplanan etkin engel yüksekliklerinin idealite faktörlerine karşı değişimleri Şekil 4.23 'de gösterilmiştir. Bu diyot için de düşük ve yüksek sıcaklık bölgeleri için iki ayrı lineer değişim söz konusudur. Düşük ve yüksek sıcaklık bölgelerindeki bu lineer değişimlerden engel yükseklikleri 0.362 eV ve 0.613 eV olarak hesaplanmıştır. Bu durum yine engel yüksekliğinin homojen olmayan dağılımına atfedilmiştir (Güzeldir *et al.* 2015).



**Şekil 4.23.** Au/GO/p-Si/Al diyodunun idealite faktörüne karşılık engel yüksekliği değişimleri

Denklem (4.13) dikkate alınarak çizilen Au/GO/p-Si/Al diyodunun modifiye edilmiş Richardson ( $\ln(I_0/T^2) - (q\sigma_s)^2/2(kT)^2 - 1/kT$ ) grafikleri Şekil 4.24 'de gösterilmiştir. Bu grafiklerde yine iki ayrı lineer bölge göstermiştir. Lineer bölgelere yapılan fitlerin denklemlerinden yararlanarak birinci ve ikinci bölge için,  $\Phi_{b0}$  ve  $A^*$  değerleri sırasıyla 0.933 eV, 1.219.eV ve 29.96 A(Kcm)<sup>-2</sup> ve 32.45 A(Kcm)<sup>-2</sup> olarak bulunmuştur.



**Şekil 4.24.** Au/GO/p-Si/Al diyodu için engel yüksekliğinin Gaussian dağılımına göre modifiye edilmiş Richardson ( $\ln(I_0/T^2) - (q\sigma_s)^2/2(kT)^2 - 1/kT$ ) grafikleri

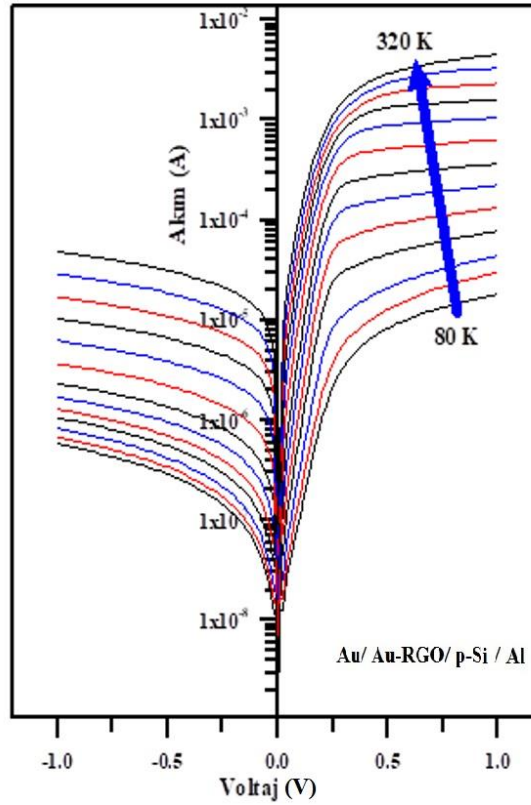
**Çizelge 4.2.** Au/GO/p-Si/Al diyodunun farklı metodlarla hesaplanan karakteristik parametreleri

<b>Au/GO/p-Si/Al</b>								
	<b>Termoiyonik Emisyon Metodu</b>			<b>Norde Metodu</b>		<b>Cheung Metodu</b>		
<b>Sıcaklık (K)</b>	<b><math>I_0</math> (A)</b>	<b>n</b>	<b><math>\Phi_b</math> (eV)</b>	<b><math>\Phi_b</math> (eV)</b>	<b><math>R_s(\Omega)</math></b>	<b>n</b>	<b><math>\Phi_b</math> (eV)</b>	<b><math>R_s(ort)(\Omega)</math></b>
<b>80</b>	$8.71 \times 10^{-10}$	3.758	0.195	0.214	84930.9	3.857	0.223	130912.85
<b>100</b>	$2.45 \times 10^{-9}$	3.232	0.239	0.261	71307.0	3.546	0.265	98646.54
<b>120</b>	$5.48 \times 10^{-9}$	2.879	0.282	0.292	32077.7	3.085	0.293	81646.65
<b>140</b>	$1.04 \times 10^{-8}$	2.613	0.325	0.339	18022.7	2.965	0.351	58021.84
<b>160</b>	$1.71 \times 10^{-8}$	2.394	0.368	0.384	12689.6	2.845	0.375	31460.75
<b>180</b>	$2.33 \times 10^{-8}$	2.194	0.413	0.431	9205.1	2.547	0.412	13625.21
<b>200</b>	$3.98 \times 10^{-8}$	2.143	0.453	0.470	8572.8	2.315	0.490	11551.31
<b>220</b>	$5.31 \times 10^{-8}$	1.953	0.496	0.500	7137.1	2.138	0.513	10254.87
<b>240</b>	$7.84 \times 10^{-8}$	1.866	0.537	0.535	4326.6	2.054	0.552	9561.81
<b>260</b>	$1.11 \times 10^{-7}$	1.793	0.577	0.574	3308.7	1.987	0.592	9156.14
<b>280</b>	$1.53 \times 10^{-7}$	1.721	0.618	0.613	2407.1	1.845	0.667	8275.61
<b>300</b>	$1.93 \times 10^{-7}$	1.575	0.659	0.655	2058.0	1.789	0.698	8767.71
<b>320</b>	$2.48 \times 10^{-7}$	1.526	0.700	0.698	1478.9	1.623	0.721	6587.95

#### 4.5. Au/Au-RGO/p-Si/Al Yapının Akım-Voltaj Karakteristiklerinin Numune Sıcaklığına Bağlı Olarak İncelenmesi

Hummers metodu ile sentezlenip spin kaplama metoduyla Al omik kontaklı p-Si yarıiletkeni üzerine büyütülen Au-RGO arayüzey tabakalı Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodunun numune sıcaklığına bağlı olarak çizilen  $\ln(I)-V$  grafikleri Şekil 4.25 'de gösterilmiştir. Şekil 4.25 'den de görüldüğü gibi çalışmada kullanılan bu üçüncü diyotta iyi bir doğrultma karakteristiği göstermiştir ve artan numune sıcaklığına bağlı olarak diyodun çektiği doğru beslem akımı yaklaşık olarak  $10^{-5}$  A mertebesinden  $10^{-2}$  A mertebesine artmıştır. Aynı zamanda azalan numune sıcaklığına bağlı olarak aynı doğru akım değerlerine daha büyük voltajlarla ulaşılmıştır. Yine Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodunun da doyma akımı, idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri kesim 4.3 'de verilen (4.3) ve (4.4) denklemleri göz önüne alınarak numune sıcaklığına bağlı olarak  $\ln(I)-V$  karakteristiklerinden elde edilmiştir.  $\ln(I)-V$  grafiklerinin doğrusal bölgelerine yapılan doğrusal fitlerin eğimlerinden  $dV/d(\ln I)$  ve doğruların  $V=0$  'da düşey eksenini kestiği noktalardan da  $I_0$  doyma akımları belirlenmiştir. Hesaplanan eğim değerleri

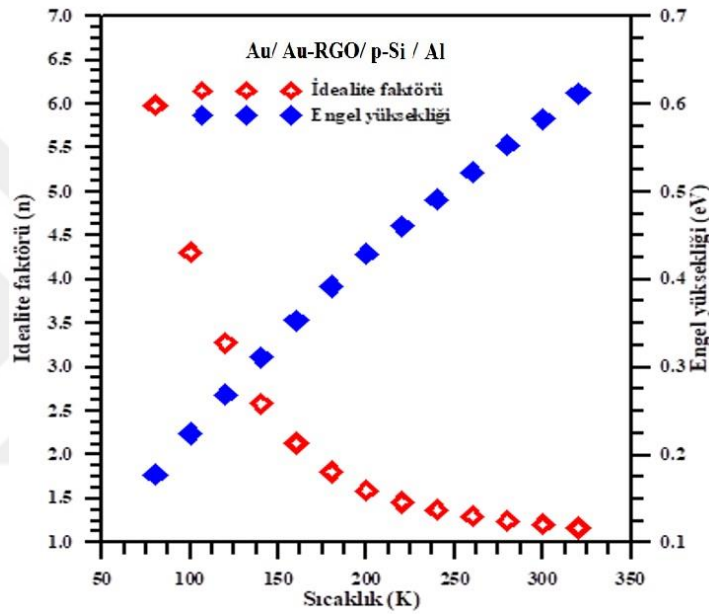
denklem (4.3) de yerine yazılarak diyodun idealite faktörü değerleri ve  $I_0$  değerleri de denklem (4.4) de yerine yazılarak diyodun engel yüksekliği değerleri numune sıcaklığına bağlı olarak elde edilmiştir ve sonuçlar Çizelge 4.3 'de sunulmuştur. Azalan numune sıcaklığı ile diyot idealite faktörü değerlerinin artması ve engel yüksekliği değerlerinin ise azalması homojen olmayan engel modeline atfedilmiştir.



**Şekil 4.25.** Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/Au-RGO/p-Si/Al yapısının doğru ve ters beslem  $\ln(I)$ - $V$  karakteristikleri

Doğru beslem  $\ln(I)$ - $V$  grafiklerinin doğrusal bölgelerinden yararlanarak Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodunun idealite faktörleri ve engel yükseklikleri değerleri numune sıcaklıklarına bağlı olarak elde edilmiştir ve engel yükseklikleri ile idealite faktörlerinin numune sıcaklıkları ile değişimleri Şekil 4.26 'da sunulmuştur. İdealite faktörü değerlerinin artan numune sıcaklığı ile hızlı bir şekilde azaldığı, engel yüksekliği değerlerinin ise hızlı bir şekilde arttığı gözlenmiştir. 80-320 K sıcaklık aralığında, diyodun idealite faktörünün 5.984 - 1.170 aralığında, engel yüksekliğinin ise 0.178 - 0.612 eV aralığında değerler

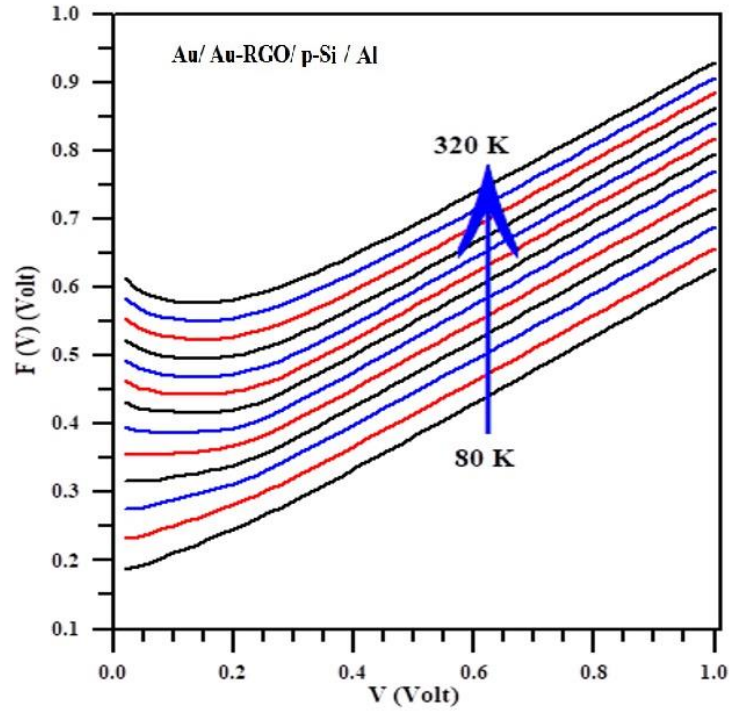
aldığı tespit edilmiştir. Au/GO/p-Si/Al diyodunda olduğu gibi, sonuçlar referans numune olan Au/p-Si/Al diyodunun sonuçları ile karşılaştırıldığında, idealite faktörünün arttığı engel yüksekliğinin ise azaldığı görülmüştür. Yaklaşık olarak 80 - 200 K aralığında diyodun idealite faktörünün çok hızlı bir şekilde azaldığı, 200 K'nin üzerinde ise daha az bir değişim olduğu gözlenmiştir. Bu değişim diyotta iki etkin akım mekanizması olmasına atfedilmiştir.



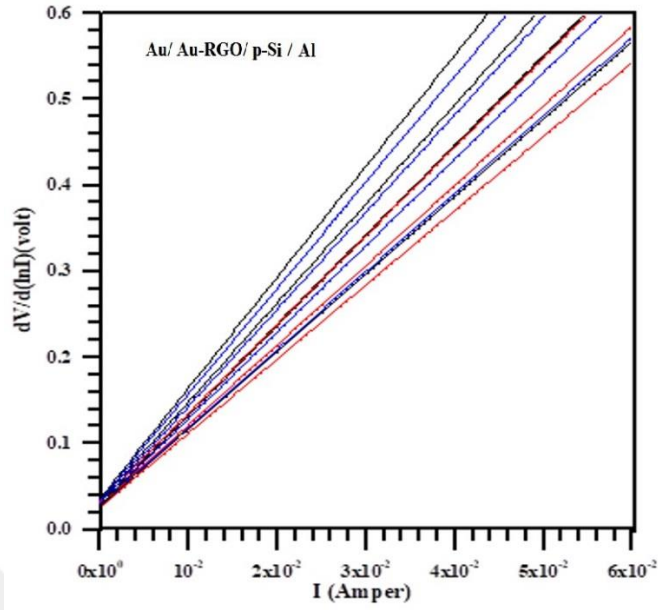
**Şekil 4.26.** Au/Au-RGO/p-Si/Al yapısının sıcaklığa bağlı  $\ln(I)$ - $V$  karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörü ve engel yüksekliği değerlerinin numune sıcaklığı ile değişimleri

Kesim 4.3 'de özetlenen Bohlin tarafından modifiye edilen Norde metodu ve Cheung metodu yardımıyla Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodunun engel yüksekliği, seri direnci ve idealite faktörü (sadece Cheung metodundan) değerleri hesaplanmıştır. Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodunun Norde grafikleri Şekil 4.27 'de görülmektedir. Bu grafikten yararlanarak ve (4.6) ve (4.7) denklemleri de kullanılarak diyodun engel yüksekliği ve seri direnç değerleri numune sıcaklığına bağlı olarak hesaplanmıştır ve değerler Çizelge 4.3 'de sunulmuştur. Artan numune sıcaklığı ile engel yüksekliğinin arttığı seri direncin ise azaldığı görülmüştür. Aynı zamanda Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodunun  $dV/d(\ln I)$ - $I$  ve  $H(I)$ - $I$  Cheung grafikleri de sırasıyla Şekil 4.28 ve 4.29 'da verilmiştir. (4.8) ve (4.9) denklemleri yardımıyla diyodun idealite

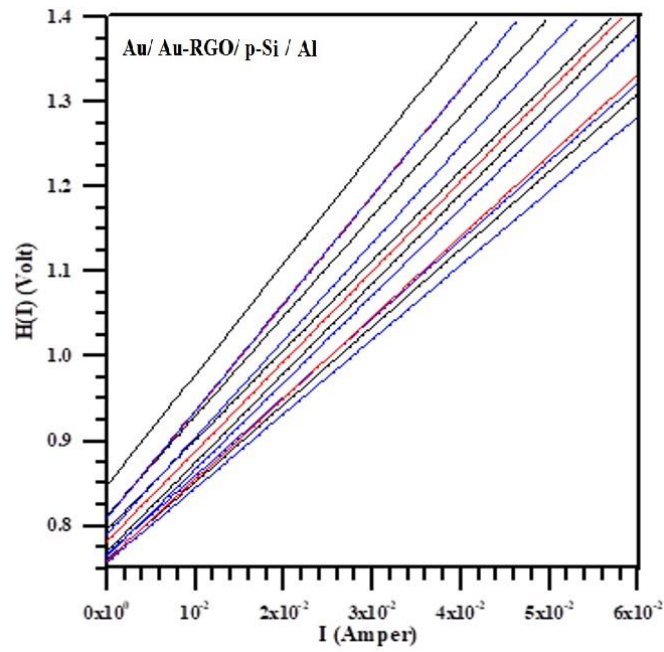
faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri tekrar hesaplanmıştır ve sonuçlar Çizelge 4.3 'de gösterilmiştir. Cheung fonksiyonlarından elde edilen seri direnç değerlerinin birbirleri ile uyumlu oldukları görülmüştür. Norde metoduyla elde edilen engel yüksekliği değerlerinin, termiyonik emisyon metoduyla elde edilen değerlerle uyumlu olduğu tespit edilmiştir. Ancak Cheung metodunda doğru beslem  $\ln(I)-V$  grafiklerinin yüksek akım ve yüksek gerilim bölgeleri (aşağı doğru bükülmelerin olduğu bölgeler) kullanıldığı için, bu metoddan hesaplanan  $n$ ,  $\Phi_b$  ve  $R_s$  parametrelerinin değerlerinin, termiyonik emisyon teorisinden elde edilen değerlerden farklı çıktığı belirlenmiştir.



**Şekil 4.27.** Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/Au-RGO/p-Si/Al yapının  $F(V)-V$  grafikleri

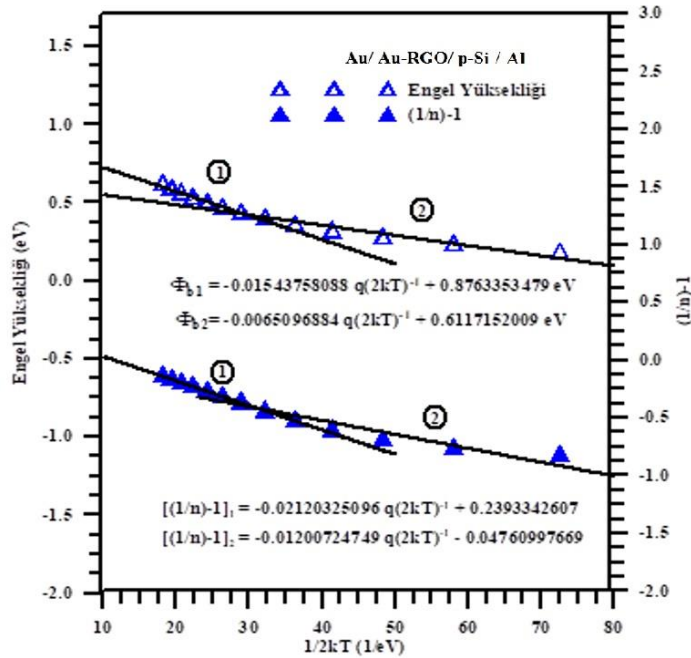


**Şekil 4.28.** Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodunun  $dV/d(\ln I)$ - $I$  grafikleri



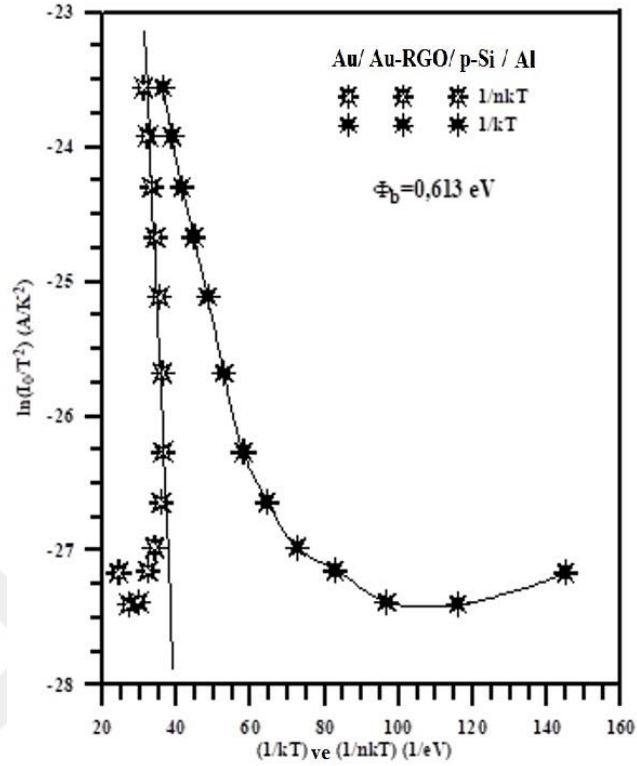
**Şekil 4.29.** Numune sıcaklığının fonksiyonu olarak Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodunun  $H(I)$ - $I$  grafikleri

Kesim 4.3'de verilen (4.10) ve (4.11) denklemlerinden yararlanarak Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodunun  $\Phi_{ap} - 1/2kT$  ve  $[(1/n_{ap})-1] - 1/2kT$  grafikleri çizilmiştir ve bu grafikler Şekil 4.30 'da gösterilmiştir. Bu grafikten düşük ve yüksek sıcaklıklarda iki farklı engel yüksekliğinin etkili olduğu belirlenmiştir. Şekil 4.30 'da verilen grafiklerin her bir doğrusal bölgesine yapılan fitler yardımıyla hesaplanan  $\Phi_{ap}$  değerleri bir ve iki nolu bölgeler için sırasıyla 0.876 eV ve 0.612 eV olarak bulunmuştur. Hemen hemen aynı sıcaklık geçiş değerinde  $(1/n_{ap})-1$  grafiği de eğimleri farklı olan iki doğrusal bölgeye sahiptir.



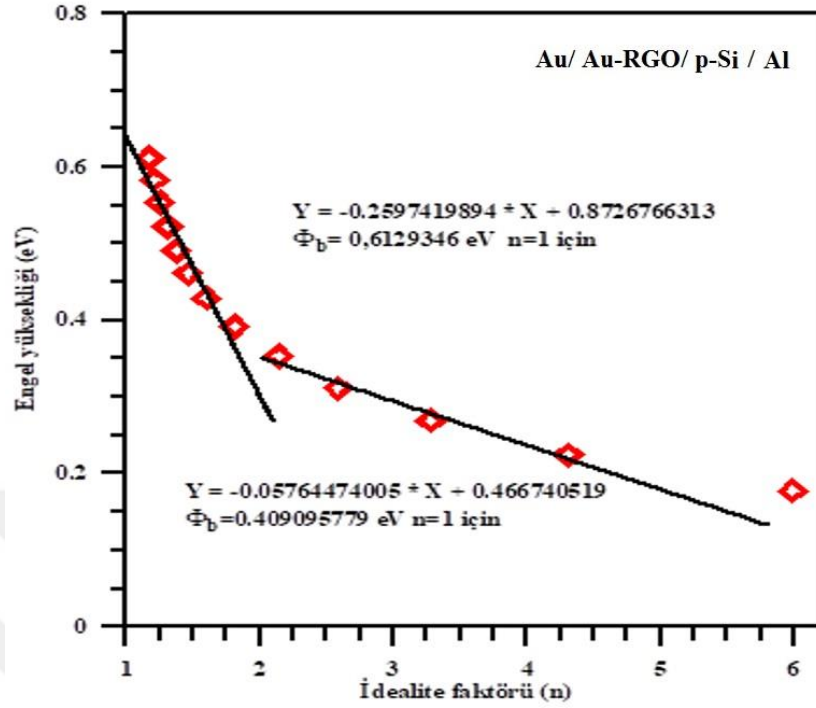
Şekil 4.30. Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodunun  $\Phi_{ap} - 1/(2kT)$  ve  $[(1/n_{ap})-1] - 1/(2kT)$  grafikleri

Kesim 4.3 'deki (4.12) denklemi dikkate alınarak çizilen Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodunun  $\ln(I_0/T^2) - 1/kT$  veya  $1/nkT$  Richardson grafikleri Şekil 4.31 'de verilmiştir.  $\ln(I_0/T^2) - 1/nkT$  aktivasyon enerji grafiğinin eğiminden Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodu için engel yüksekliği değeri 0,613 eV olarak hesaplanmıştır ve hesaplanan bu değer termiyonik emisyon metadıyla hesaplanan değerle uyumlu olduğu görülmüştür.



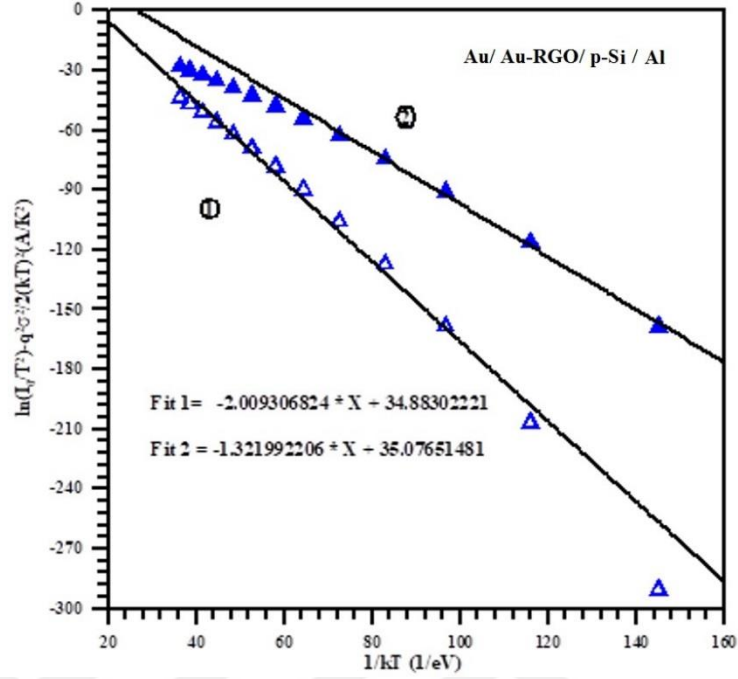
**Şekil 4.31.** Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodunun  $\ln(I_0/T^2) - 1/kT$  ve  $1/nkT$  grafikleri

Şekil 4.32 Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodunun numune sıcaklığına bağlı olarak hesaplanan etkin engel yüksekliklerinin idealite faktörlerine karşı değişimlerini göstermektedir. Au nanoparçacıklı RGO arayüzey tabakalı diyotta düşük ve yüksek sıcaklık bölgelerinde iki ayrı lineer değişim sergilemektedir. Düşük ve yüksek sıcaklık bölgelerindeki bu lineer değişimlerden engel yükseklikleri 0.409 eV ve 0.613 eV olarak hesaplanmıştır. Bu durum yine engel yüksekliğinin homojen olmayan dağılımına atfedilmiştir (Taşcıoğlu 2012).



**Şekil 4.32.** Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodunun idealite faktörüne karşılık engel yüksekliği değişimleri

Kesim 4.3 'deki (4.13) denklemi dikkate alınarak çizilen Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodunun modifiye edilmiş Richardson  $(\ln(I_0/T^2) - (q\sigma_s)^2/2(kT)^2) - 1/kT$  grafikleri Şekil 4.33 'de gösterilmiştir. Bu grafiklerde de yine düşük ve yüksek sıcaklık bölgelerine karşılık gelen iki ayrı lineer bölge söz konusudur. Düşük ve yüksek sıcaklık bölgelerinde yapılan fitlerin denklemlerinden yararlanarak birinci ve ikinci bölge için,  $\Phi_{b0}$  ve  $A^*$  değerleri sırasıyla 0.917 eV, 0.627 eV ve  $35.08 \text{ A(Kcm)}^{-2}$  ve  $34.88 \text{ A(Kcm)}^{-2}$  olarak bulunmuştur.



Şekil 4.33. Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodu için engel yüksekliğinin Gaussian dağılımına göre modifiye edilmiş Richardson  $(\ln(I_0/T^2) - (q\sigma_s)^2 / (2(kT)^2) - 1/kT$  grafikleri

Çizelge 4.3. Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodunun farklı metodlarla hesaplanan karakteristik parametreleri

Au/Au-RGO/p-Si/Al								
	Termoionik Emisyon Metodu			Norde Metodu		Cheung Metodu		
Sıcaklık (K)	$I_0$ (A)	n	$\Phi_b$ (eV)	$\Phi_b$ (eV)	$R_s$ ( $\Omega$ )	n	$\Phi_b$ (eV)	$R_s$ (ort) ( $\Omega$ )
80	$1.02 \times 10^{-8}$	5.984	0.178	0.186	84794.3	5.99	0.173	99278.25
100	$1.26 \times 10^{-8}$	4.308	0.224	0.253	33411.8	4.96	0.214	74141.85
120	$1.85 \times 10^{-8}$	3.278	0.269	0.292	22348.5	3.53	0.258	57016.47
140	$3.18 \times 10^{-8}$	2.583	0.311	0.323	12262.4	2.86	0.304	26964.74
160	$4.94 \times 10^{-8}$	2.134	0.353	0.365	8595.8	2.24	0.342	16880.89
180	$8.73 \times 10^{-8}$	1.809	0.392	0.393	549.0	2.11	0.387	12728.56
200	$1.57 \times 10^{-7}$	1.596	0.429	0.431	378.8	1.63	0.415	9755.45
220	$3.40 \times 10^{-7}$	1.461	0.461	0.462	285.3	1.51	0.452	7934.87
240	$7.14 \times 10^{-7}$	1.373	0.491	0.491	205.2	1.49	0.479	5414.42
260	$1.31 \times 10^{-6}$	1.305	0.522	0.521	159.6	1.37	0.518	4409.58
280	$2.19 \times 10^{-6}$	1.250	0.553	0.551	131.2	1.36	0.544	1092.48
300	$3.68 \times 10^{-6}$	1.208	0.583	0.580	106.2	1.31	0.574	546.53
320	$6.04 \times 10^{-6}$	1.170	0.612	0.607	85.5	1.28	0.609	409.65

## 5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Diyotların üretilmesinde taban malzeme olarak <111> yönelimine sahip, 1-10  $\Omega$ -cm özdirençli ve 400  $\mu\text{m}$  kalınlığında, fabrikasyon olarak bir yüzü parlatılmış diğer yüzü mat olan *p*-tipi Si yarıiletkeni kullanılmıştır. *p*-Si yarıiletkeni literatürde yer alan standart kimyasal temizleme işlemiyle temizlendikten sonra yarıiletkenin mat yüzeyi üzerine yüksek saflıktaki Al metali  $10^{-7}$  torr basınçta buharlaştırılıp, 580  $^{\circ}\text{C}$  'de 3 dakika tavlansak omik kontak yapılmıştır. Farklı özelliklere sahip üç diyot üretmek için, Al omik kontaklı *p*-Si yarıiletkeni uygun boyutlarda üç parçaya ayrılmıştır. Parçalardan birinin temiz ve parlak yüzeyi üzerine yüksek saflıktaki Au metali buharlaştırılarak Au/*p*-Si/Al diyot yapısı üretilmiştir. Daha sonra Hummers yöntemiyle sentezlenen GO ve Au nanoparçacıklı RGO ince filmleri spin kaplama yöntemiyle diğer iki yarıiletken parça ve temiz cam altlıklar üzerinde büyütülmüştür. Bu filmlerin morfolojik ve yapı özellikleri SEM, AFM ve Raman ölçümleri ile analiz edildikten sonra, üzerlerine belirli çaplarda Au metali buharlaştırılarak GO ve Au-RGO arayüzey tabakalı Au/GO/*p*-Si/Al ve Au/Au-RGO/*p*-Si/Al diyotları üretilmiştir. Laboratuvar şartlarında üretilen Au/*p*-Si/Al, Au/GO/*p*-Si/Al ve Au/Au-RGO/*p*-Si/Al diyotlarının *I-V* ölçümleri 20 K adımlarla 80-320 K aralığında numune sıcaklığına bağlı olarak alınıp, karakteristik parametreleri hesaplanmıştır.

*p*-Si altlık üzerine spin kaplama yöntemi ile büyütülmüş GO ve Au-RGO ince filmlerinin SEM ve AFM görüntüleri, filmlerin yarıiletken altlıklar üzerinde homojen bir şekilde büyüdüğünü ve yüzeyleri tamamen kapladığını göstermiştir. Yakalanan görüntülerden, GO ve Au-RGO ince filmlerinin katmanlı mikro dokuya sahip oldukları tespit edilmiştir. Hem cam hem de *p*-Si altlık üzerinde büyütülen GO ve Au-RGO ince filmlerinin Raman spektrumlarının uyum içerisinde olduğu ve yaklaşık olarak 1331  $\text{cm}^{-1}$  de D 1595  $\text{cm}^{-1}$  de de G karakteristik piklerinin bulunduğu gözlenmiştir. G bandı  $E_{2g}$  moduna karşılık gelmektedir ve  $\text{sp}^2$  karbon atomlarının birinci dereceden Raman saçılımından oluşurken, D bandı grafen tabakalarındaki kusurlardan kaynaklanmaktadır (Cheng *et al.* 2012). Aynı zamanda *p*-Si altlık üzerindeki Raman piklerinin daha şiddetli oldukları belirlenmiştir.

Hem GO hem de Au-RGO ince filmlerinin Raman spektrumlarının literatürle uyumlu oldukları tespit edilmiştir (Hidayah *et al.* 2017; Ahmad *et al.* 2018).

Üretilen Au/p-Si/Al, Au/GO/p-Si/Al ve Au/Au-RGO/p-Si/Al diyotlarının herbirinin doğru ve ters beslem  $\ln(I)-V$  grafikleri numune sıcaklığının fonksiyonu olarak çizilmiştir. Üç diyodun da iyi bir doğrultma karakteristiği sergilediği belirlenmiştir. Bu grafikler sırasıyla (4.7), (4.16) ve (4.25) şekillerinde verilmiştir. Doğru beslem  $\ln(I)-V$  grafiklerinin lineer bölgelerine yapılan fitler ve (4.3) ve (4.4) denklemleri yardımıyla diyotların  $I_0$ ,  $n$  ve  $\Phi_b$  değerleri numune sıcaklığına bağlı olarak belirlenmiştir ve sonuçlar Çizelge 4.1, 4.2 ve 4.3 'de sunulmuştur. Artan numune sıcaklığı ile diyotların doyma akım değerleri artmıştır. 20 K 'lık adımlarla 80-320 K numune sıcaklığı aralığında, Au/p-Si/Al diyodu için idealite faktörü 2.666-1.090, Au/GO/p-Si/Al diyodu için 3.758-1.526 ve Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodu için de 5.984-1.170 aralıklarında değişmiştir. Benzer şekilde, Au/p-Si/Al diyodu için engel yüksekliği 0.309-0.776 eV, Au/GO/p-Si/Al diyodu için 0.195-0.659 eV ve Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodu için de 0.178 - 0.612 eV aralıklarında değişmiştir. Her bir numune için idealite faktörleri ve engel yükseklikleri değerlerinin numune sıcaklıkları ile değişimleri sırasıyla (4.8), (4.17) ve (4.26) şekillerinde gösterilmiştir. Bu şekillerden de görüldüğü gibi idealite faktörü değerleri artan numune sıcaklığı ile hızlı bir şekilde azalırken, engel yüksekliği değerleride hızlı bir şekilde artmıştır. Bu değişimler diyotlarda saf termiyonik emisyon akımının olmadığını göstermiştir. Bir diyotta akım termiyonik emisyon teorisine uygun olarak gerçekleştiğinde, diyot ideal olarak değerlendirilir ve  $n=1$  olur. Dolayısıyla, diyotların oda sıcaklığındaki idealite faktörleri göz önüne alındığında (Au/p-Si/Al diyodu için;  $n=1.09$ , Au/GO/p-Si/Al diyodu için;  $n=1.526$  ve Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodu için de;  $n=1.170$ ) Au/p-Si/Al diyodunun  $I-V$  karakteristiklerinin ideale daha yakın olduğunu söyleyebiliriz. Diğer iki diyotta ise arayüzey tabakaları ve diğer etkilerden dolayı idealite faktörleri birden daha büyük çıkmıştır. Homojen olmayan potansiyel, imaj kuvvet engel düşmesi, jenerasyon-rekombinasyon, arayüzey durumları ve termiyonik alan emisyonu gibi etkiler idealite faktörünün birden büyük olmasına sebep olabilecek diğer etkiler olarak gösterilebilirler (Brillson 1993). Uygulamada engel yüksekliğinin kontak yapılmadan önce yarıiletken yüzeyinin yapısına ve arayüzey kimyasına kuvvetli bir

şekilde bağlı olduğu bilinmektedir. Metal-yarıiletken arayüzeylerdeki potansiyel dalgalanmaları engelin oluşum mekanizmasını doğrudan etkilemektedir. Silisyum ile metal kontak haline geldiğinde arayüzeyde meydana gelen çeşitli kimyasal reaksiyonlar sonucunda silisyumun farklı fazları oluşur ve devre elemanının engel yüksekliği bu fazlara bağlı olarak homojen olmayabilir. Diyotların gerçek engel yüksekliği teorik olarak beklenen engel yüksekliğinden farklı olabildiği için, bu önemli parametre deneysel olarak belirlenmelidir. Bundan dolayı bu çalışmada engel yüksekliği üç farklı metodla hesaplanmıştır. Potansiyel engel mekanizmasının metal-yarıiletken arayüzeyinin bazı yerel parametrelerine bağlı olmasından dolayı, üretilen diyotlarda homojen olmayan Schottky engelleri söz konusudur. Diyotlarda azalan numune sıcaklığı ile engel yüksekliğinin azalması homojen olmayan potansiyel engeli modeline atfedilmiştir (Sze 1981).

Yarıiletkenin nötral bölgesi, omik kontak ve bağlantı tellerinden kaynaklanan toplam direnç olarak tanımlanan seri direnç, Schottky diyotların elektriksel karakteristiklerini etkileyen en önemli parametrelerden biridir. Düşük voltajlarda, doğru beslem  $I$ - $V$  karakteristikleri, yarılogaritmik ölçekte doğrusaldır, fakat büyük uygulama voltajlarında seri direnç, arayüzey tabakası ve arayüzey durumlarının etkisinden dolayı  $I$ - $V$  karakteristikleri doğrusallıktan önemli ölçüde sapmaktadırlar. Üretilen Au/p-Si/Al, Au/GO/p-Si/Al ve Au/Au-RGO/p-Si/Al diyotlarının seri dirençleri ve dolayısıyla idealite faktörleri ve engel yükseklikleri Bohlin tarafından modifiye edilen Norde metodu ve Cheung metodu kullanılarak belirlenmiştir. Bu metodlarla ilgili olarak kullanılan fonksiyonlar araştırma bulguları ve tartışma kısmında verilmiştir. Bu fonksiyonlar kullanılarak elde edilen diyotların  $F(V)$ - $V$ ,  $dV/d\ln(I)$ - $I$  ve  $H(I)$ - $I$  grafikleri sırasıyla Au/p-Si/Al diyodu için; Şekil (4.9), (4.10) ve (4.11) 'de, Au/GO/p-Si/Al diyodu için; Şekil (4.18), (4.19) ve (4.20) 'de ve Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodu için de; Şekil (4.27), (4.28) ve (4.29) 'da sunulmuştur. Doğru beslem voltajının ve numune sıcaklığının fonksiyonu olarak çizilen  $F(V)$  grafikleri, seri direnç etkisinin ihmal edilebilir olduğu beslem aralığında negatif eğimli doğrusal değişimlere sahiptirler. Daha sonra artan doğru beslem voltajıyla  $F(V)$  değerleri artmaya başlamaktadır. Dolayısıyla bu grafiklerin minimum değerleri ilgi çekici noktalardır ve diyotların Schottky engel yükseklikleri bu noktalardan

yararlanılarak hesaplanabilir (Tuan *et al.* 2019). Norde ve Cheung fonksiyonlarından yararlanarak numune sıcaklığına bağlı olarak her bir diyot için elde edilen  $n$ ,  $\Phi_b$  ve  $R_s$  değerleri de Çizelge 4.1, 4.2 ve 4.3 'de verilmiştir. Termoyonik emisyon, Norde ve Cheung metodlarından hesaplanan engel yükseklikleri değerleri birbirleriyle uyumlu iken, Cheung metodundan hesaplanan idealite faktörleri değerlerinin termoyonik emisyon metodundan hesaplanarlardan daha büyük oldukları görülmüştür. Termoyonik emisyon metodunda doğru beslem  $\ln(I)-V$  karakteristiklerinin lineer bölgeleri kullanılırken, Cheung modelinde  $\ln(I)-V$  karakteristiklerinin aşağı doğru bükülen kısımları kullanılmıştır. Bu bölgelerde arayüzey halleri, arayüzey tabakası ve seri direnç gibi parametreler daha etkili olduklarından dolayı Cheung modelinden elde edilen idealite faktörleri değerleri, termoyonik emisyon metodundan elde edilenlerden daha büyük çıkmıştır (Sağlam *et al.* 2013). Cheung ve Norde metodlarından hesaplanan seri direnç değerlerinin uyum içinde olduğu ve azalan numune sıcaklığı ile seri direnç değerlerinin arttığı gözlenmiştir. Sıcaklığın azalmasıyla seri direnç değerlerinin artması serbest taşıyıcı yoğunluğunun azalmasına atfedilmiştir (Chand *et al.* 1996).

Üretilen Au/p-Si/Al, Au/GO/p-Si/Al ve Au/Au-RGO/p-Si/Al diyotlarının azalan sıcaklıkla idealite faktörü değerlerinin artması ve engel yüksekliği değerlerinin azalmasının sebepleri engel yüksekliklerinin Gaussian dağılımıyla açıklanmıştır. Bu teoriye dayanarak diyotların sırasıyla Şekil 4.12, 4.21 ve 4.30 'da verilen  $\Phi_b - 1/2kT$  grafikleri iki sıcaklık bölgesine ayrılmıştır ve bu durum engel yüksekliklerinin ikili Gaussian dağılımına uyduğunu göstermektedir. Bu grafiklere linner fitler yapılarak, fitlerin ordinat eksenini kesme noktalarından ve eğimlerinden  $\bar{\Phi}_{b0}$  ve  $\sigma$  değerleri belirlenmiştir. Au/p-Si/Al, Au/GO/p-Si/Al ve Au/Au-RGO/p-Si/Al diyotları için düşük ve yüksek sıcaklık bölgelerinde ortalama engel yüksekliği değerleri sırasıyla Au/p-Si/Al diyodu için;  $\bar{\Phi}_{b1} = 0,986$  eV ve  $\bar{\Phi}_{b2} = 0,707$  eV, Au/GO/p-Si/Al diyodu için;  $\bar{\Phi}_{b1} = 0,816$  eV ve  $\bar{\Phi}_{b2} = 0,446$  eV ve Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodu içine de;  $\bar{\Phi}_{b1} = 0,877$  eV ve  $\bar{\Phi}_{b2} = 0,612$  eV olarak hesaplanmıştır. Aynı zamanda  $[(1/nap)-1]-1/2kT$  grafikleri de iki ayrı lineer sıcaklık bölgesi ile ikili Gaussian dağılımının varlığını göstermektedir. Bu grafiklerden de  $\rho_2$  ve  $\rho_3$  voltaj deformasyon katsayıları belirlenmiştir. Voltaj deformasyonunu ölçen bu değerlerden, birinci bölgelerin dağılımlarının ikinci

bölgelere göre daha geniş ve daha büyük engel yüksekliklerine sahip oldukları tespit edilmiştir. Böylece çok düşük sıcaklıklardaki  $I$ - $V$  ölçümleri, kontak bölgesinde var olan engel inhomjenliklerinin doğasını ortaya çıkarmıştır. Düşük sıcaklıklarda ortaya çıkan ikinci potansiyel engelinin belli bir sıcaklığın altında oluşan faz değişimlerinden kaynaklandığı vurgulanmıştır (Altuntaş *et al.* 2009).

Üretilen Au/p-Si/Al, Au/GO/p-Si/Al ve Au/Au-RGO/p-Si/Al diyotlarının denklem (4.12)'e göre aktivasyon enerjisi  $\ln(I_0/T^2)-1/kT$  veya  $1/nkT$  grafikleri sırasıyla Şekil 4.13, 4.22 ve 4.31'de verilmiştir ve bu grafiklerden  $\Phi_{b0}$  engel yüksekliği değerleri sırasıyla 0.775, 0.217 ve 0.613 eV olarak hesaplanmıştır. Düşük sıcaklıklarda geleneksel  $\ln(I_0/T^2)-1/kT$  grafikleri lineerlikten saptığı için, engel yüksekliği değerleri  $\ln(I_0/T^2)-1/nkT$  grafiklerinden hesaplanmıştır. Genellikle lineer olmayan Richardson eğrileri hem engel yüksekliğinin hem de idealite faktörünün sıcaklığa bağlı olduğu durumlarda gözlenir. Yani arayüzeydeki yüksek ve düşük engel yüksekliklerinin oluşturduğu potansiyel dalgalanmaları bu duruma sebep gösterilebilir (Schroder 2006).

Diyotun engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı olmasından dolayı, Richardson grafiklerinde gözle görülür bir eğrilik oluşur. Oldukça doğrusal bir değişim, akımın homojen bir Schottky engelden akma eğiliminde olduğunu gösterirken, bu eğrilik, metal-yarıiletken arayüzeyinde düşük sıcaklıklarda etkin eklem akımını belirleyen düşük bir engel yükseklikli alanların varlığını doğrulamaktadır. Aynı zamanda, idealite faktörü sıcaklığa kuvvetli bir şekilde bağlıdır. Özellikle, sıcaklık azaldığında, diyot akımı giderek daha düşük engel yükseklikli yamalar boyunca akmaktadır ve seri direnç etkisi baskın hale gelmeden önce doğru beslem  $I$ - $V$  karakteristiklerinin eğimini arttırmaktadır. Ayrıca esas olarak devre elemanı yapısında oksit tabakasının bulunmasından kaynaklanan idealite faktörünün yüksek değerleri, akım iletim mekanizmasında standart termoiyonik emisyon teorisinden sapmayı da doğrulamaktadır (Fritah *et al.* 2019).

Au/p-Si/Al, Au/GO/p-Si/Al ve Au/Au-RGO/p-Si/Al diyotlarının numune sıcaklığına bağlı olarak termoiyonik emisyon metodundan yararlanarak deneysel olarak hesaplanan engel yüksekliklerinin idealite faktörlerine karşı çizilen grafikleri sırasıyla (4.14), (4.23)

ve (4.32) şekillerinde verilmiştir. Bu grafikler literatürde yanal engel inhomojenliği şeklinde açıklanan iki farklı lineer bölgeye sahiptir (Tung 2000). Bu grafiklerden yararlanarak birinci ve ikinci sıcaklık bölgeleri için homojen engel yüksekliği değerleri sırasıyla Au/p-Si/Al diyodu için 0,819 eV ve 0,617 eV, Au/GO/p-Si/Al diyodu için 0.613eV ve 0.362 eV ve Au/Au-RGO/p-Si/Al diyodu için de 0.613 eV ve 0.409 eV olarak hesaplanmıştır. Diyotlarda iki etkin engelin varlığı akım iletiminin farklı sıcaklık bölgelerinde farklı mekanizmalar tarafından kontrol edildiği şeklinde yorumlanmıştır (Mönch 1990).

Düşük sıcaklıklarda Richardson eğrilerindeki lineerlikten sapmanın sebeplerini vurgulayabilmek için, her bir diyodun modifiye edilmiş Richardson grafikleri  $[\ln(I_0/T^2) - (q\sigma)^2/2(kT)^2] - 1/kT$  çizilmiştir. Au/p-Si/Al, Au/GO/p-Si/Al ve Au/Au-RGO/p-Si/Al diyotları için bu grafikler sırasıyla Şekil (4.15), (4.24) ve (4.33) 'de gösterilmiştir. Yüksek ve düşük sıcaklık bölgelerine yapılan lineer fitler yardımıyla diyotların  $\Phi_{b0}$  ve  $A^*$  değerleri hesaplanmıştır ve bu değerler ilgili grafikler üzerinde gösterilmiştir. Sonuçların daha önce elde edilen engel yüksekliği değerleriyle uyum içerisinde olduğu görülmüştür. Böylece Au/p-Si/Al, Au/GO/p-Si/Al ve Au/Au-RGO/p-Si/Al diyotlarının numune sıcaklığına bağlı  $I$ - $V$  karakteristikleri ikili Gaussian dağılımı ile başarılı bir şekilde açıklanmıştır (Cimilli *et al.* 2009).

Sonuç olarak Au/ p-Si/ Al, Au/ GO/ p-Si/ Al ve Au/ RGO/ p-Si/ Al diyotlarının  $I$ - $V$ - $T$  karakteristikleri nanometre boyutlu yamalara sahip homojen olmayan potansiyel engelinin varlığı dikkate alınarak geniş bir sıcaklık aralığında (80-320 K) incelenmiştir. Deneysel sonuçlar konvansiyonel Richardson grafiklerinin genel davranışı, engel yüksekliği ve idealite faktörü değerlerinin numune sıcaklığına bağımlılığı, metal-yarıiletken arayüzeyinde çok düşük sıcaklıklarda diyotun akım eğrilerini fiilen belirleyen düşük engel yükseklikli alanların varlığını doğrulamıştır.

**KAYNAKLAR**

- Ahmad, H., Tajdidzadeh, M., Thambiratnam, K. and Yasin, M., 2018. Infrared photodetectors based on reduced graphene oxide nanoparticles and graphene oxide. *Laser Phys.* 28, 066204 (7pp).
- Altuntaş, H., Altındal, S., Shtrikman, H., Özçelik S., 2009. A detailed study of current–voltage characteristics in Au/SiO<sub>2</sub>/n-GaAs in wide temperature range, *Microelectronics Reliability* 49, 904–911.
- Aydın, M.G., Karataş Ş., Özerli H., 2016. Illumination impact on electrical properties of Ag/0.6 wt% nanographene oxide doped poly(vinyl alcohol) nanocomposite/p-Si heterojunction. *Journal of Alloys and Compounds*, 689(25), 1068-1075
- Aydoğan, S., Sağlam, M. and Turut, A., 2005. Current-voltage and capacitance-voltage characteristics of polypyrrole/p-inp structure. *Vacuum*, 77(3), 269-274.
- Ayyangari S.R., 2018. Modeling and electrical characterization of ohmic contacts on n-type GaN, master thesis, Virginia Polytechnic Institute and State University.
- Ayyıldız, E., Cetin, H. and Horvath, Z.J., 2005. Temperature dependent electrical characteristics of sn/p-si schottky diodes. *Applied Surface Science*, 252(4), 1153-1158.
- Baltakesmez, A., Taser, A., Kudas, Z., Guzeldir, B., Ekinçi, D. and Sağlam, M., 2019. Barrier height modification of n-inp using a silver nanoparticles loaded graphene oxide as an interlayer in a wide temperature range. *Journal of Electronic Materials*, 48(5), 3169-3182.
- Bohlin, K. E. 1986. “Generalized Norde Plot Including Determination of the Ideality Factor”, *J. Appl. Phys.* 60: 1223.
- Brennan K.F., 2005. Introduction to semiconductor devices for computing and telecommunications applications, Cambridge University Press.
- Brillson, L. J., 1993. *Contacts to Semiconductors, Fundamentals and Technology*, 680, New York.
- Chand, S., Kumar, J., 1996. Evidence for the double distribution of barrier heights in Pd<sub>2</sub>Si/nSi Schottky diodes from I–V–T measurements, *Semicond. Sci. Technol.* 11, (8) 1203-1208.
- Cheng, M., Yang, R., Zhang, L., Shi, Z., Yang, W., Wang, D., Xie, G., Shi, D., and Zhang, G., 2012. Restoration of graphene from graphene oxide by defect repair. *Carbon* 50, 2581- 2587.
- Cheung, S. K. and Cheung, N. W., 1986. Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics. *Appl. Phys. Lett.*, 58, 382.
- Cimilli, F. E., Sağlam, M., Efeoğlu, H., and Türüt, A., 2009. Temperature-dependent current-voltage characteristics of the Au/n-InP diodes with inhomogeneous Schottky barrier height. *Physica B: Condensed Matter*. 404, (8-11) 1558-1562.
- Çaldıran, Z., Deniz AR., Aydoğan Ş., Yeşildağ A., Ekinçi D. ,2013 The barrier height enhancement of the Au/n-Si/Al Schottky barrier diode by electrochemically formed an organic Anthracene layer on n-Si Superlattices and Microstructures 56 45-54.

- Çetinkaya, H.G., Kaya A., Altındal Ş., and Koçyiğit S., 2015. Electrical and dielectric properties of Au/%1 graphene doped (GP)-(Ca<sub>1.9</sub>Pr<sub>0.1</sub>Co<sub>4</sub>O<sub>x</sub>)/n-Si structures as function of temperature and voltage. Article In Canadian Journal Of Physics, (1-8).
- Dökme, İ., Altındal Ş., 2006. On the intersecting behaviour of experimental forward bias current–voltage (I–V) characteristics of Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MIS) Schottky diodes at low temperatures Semiconductor science and technology 21(8).
- Ejderha, K., Duman, S., Nuhoglu Ç., Urhan F. and Türüt A., 2014. Effect of temperature on the current (capacitance and conductance)- voltage characteristic of Ti/n-GaAs diode, J. Appl. Phys., 116, 234503.
- Faritah, A., Dehimi, L., Pezzimenti, F., Abay B., 2019. Analysis of I-V-T characteristic of Au/n-InP Schottky barrier diodes with modeling of nanometer-sized patches at low temperature, Journal of Electronic Materials. Vol: 48, No:6, 3692-3698.
- Freeouf J.L., Jackson T.N., Laux S.E., Woodall J.M., 1982. Effective Barrier height of mixed fase contact-size effect. Apply Physics 40(7) 634.
- Gribbin, J., 1984. In search of Schrödinger's cot; quantum physics and reality, a bantam book, New York.
- Gullu, O., 2010. Ultrahigh (100%) barrier modification of n-inp schottky diode by DNA biopolymer nanofilms. Microelectronic Engineering, 87(4), 648-651.
- Güzeldir, B., Sağlam, M., Ateş, A. and Turut, A., 2015. Determination of the some electronic parameters of nanostructure copper selenide and Cu/Cu<sub>3</sub>Se<sub>2</sub>/n-GaAs/In structure. Journal of Alloys and Compounds, 627, 200-205.
- Hidayah, N. M. S., Liu, W. W., Lai, C. W., Noriman, N. Z., Khe, C. S., Hashim, U., and Lee H. C., 2017. Comparison on graphite, graphene oxide and reduced graphene oxide: Synthesis and characterization. AIP Conference Proceedings 1892, 150002; doi: 10.1063/1.5005764.
- Horváth, Zs. J., 1996. Comment on analysis of I–V measurements on CrSi<sub>2</sub>–Si Schottky structures in a wide temperature range, Solid-State Electron. 39, (1) 176-178.
- Huang, W. C., Horng, C. T., 2011. Electrical and structural properties of a stacked metal layer contact to n-InP. Applied Surface Science. 257 3565–3569.
- Karabulut, A., Efeoğlu H., Güzeldir, B., Türüt, A., 2014 Electrical characteristics of Au/Ti/n-GaAs contacts over a wide measurement temperature range Physica Scripta 89(9), 095804.
- Karataş, Ş., Yıldırım, N. And Türüt, M. 2013. Electrical properties and interface state energy distributions of Cr/ n-Si schottky barrier diode, Supperlattices Microstructure, 64, 483-494.
- Kaya, F.Ş., 2018. Au/n-GaP/Al ve Au/Klorofil-a/n-GaP/Al yapılarının karakteristik parametrelerinin akım-gerilim, kapasite-gerilim ve fotovoltaiik ölçümlerden hesaplanması. Doktora Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Atatürk Üniversitesi, Erzurum.
- Koçyiğit, A., Orak, İ., Çaldıran, Z. And Türüt, M., 2017. Current-voltage characteristic of Au/ ZnO/ n-Si device in a wide range temperature, Journal Matter Sci. Mater Electron. 28, 17177-17184.
- Maasackers V. 2003. Characterization of ohmic contacts on n-InP and p-InGaAs based materials, Master thesis, Eindhoven University of Technology Semiconductor.
- Mönch, W., 1990. Barrier heights of real Schottky contacts explained by metal induced gap states and lateral inhomogeneities. J Vac Sci Technol B, 17 1867–76.

- Nathan, M., Shoshani Z.; Ashkinazi G.; Meyler B., Zolotareveski O., 1996. On the temperature dependence of the barrier height and the ideality factor in high voltage Ni /nGaAs schottky diodes, *Solid state electronics* 39(10),1457-1462.
- Neaman D.A.2003.Semiconductor physics and devices, basic principles, fourth edition, The McGraw-Hill Companies, New York.
- Nogachi, K.,2010. A study of Schottky barrier height modulation by metal insertion and its application to SB-MOSFETs,Master thesis,Iwai Laboratory Department of Electronics and Applied Physics Tokyo Institute of technology.
- Ohdemari I., Tu K.N., 1980. Parallel silicide contacts. *Journal Application Physics*. 51(7) 375.
- Pierret, R. F., 1996. Semiconductor device fundamantals, Addison-wesley publishing,company, New York.
- Rhoderick, E. H. and Williams R. H., 1988. *Metal Semiconductor Contacts*, Oxford Press, 257-264.
- Saglam, M. , Güzeldir, B. , Ateş A. and Bugur, E., 2013. Temperature dependence of current-voltage characteristics of the Cd/CdS/n-GaAs/In sandwich structure. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 74(2), 370-376.
- Sağlam, M., Ateş, A.,Yıldırım, M.A., Güzeldir, B., Astam, A., 2010. Temperature dependent current–voltage characteristics of the Cd/CdO/n–Si/Au–Sb structure. *Current Applied Physics* 10, 513–520.
- Schroder, D., 2006. *Semiconductor Material and Device Characterization*, third ed., Wiley.
- Sze, S. M., 1981. *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley, 245, New York.
- Takahata K., 2009 *Micro Electronics and Mechanical Systems*,INTECH,Croastia.
- Taşcıoğlu, İ.,2012. Au/PVA:Zn/n-Si (mps) Schottky engel diyodun elektriksel özelliklerinin sıcaklık ve radyasyona bağlı incelenmesi. Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- Taşer, A., 2012. Sıkar metoduyla elde edilen Cd/CdSe/n-GaAs/In yapının karakteristiklerinin numune sıcaklığına bağlı olarak incelenmesi. Yüksek Lisans Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Atatürk Üniversitesi, Erzurum.
- Tuan, T. T. A., Kuo, D.H., Cao, P. T., Naugen, V. S., Pham, Q. P., Nghi, V. K. and Tran, N. L. P., 2019. Electrical characterization of RF reactivessputtered p-Mg- Inx Ga1-xN/ n-Si hetero-junction diodes, *Coatings* 9 (699), (pp 1-10).
- Tung R.T., 1992. Electron transport at metal-semiconductor interfaces: General theory.*Phys.Rev.B*,45(23)13509,.
- Tung, R.T., 2000. Comment on Numerical study of electrical transport in homogeneous Schottky diodes. *J. Appl. Phys.*, 88, (3) 7366-7368.
- Tung, R.T., 2001. Recent advances in schottky barrier concepts. *Materials Science & Engineering R-Reports*, 35(1-3), 1-138.
- Tung, R.T., Sullivan, J.P. and Schrey, F., 1992. On the inhomogeneity of schottky barriers. *Materials Science and Engineering B-Solid State Materials for Advanced Technology*, 14(3), 266-280.
- Wilmsen, C. W., 1985. *Physics and Chemistry of III-V Compound Semiconductor Interface* (New York: Plenum).
- Yacobi,B.G., 2004.Semicnductor Materials, an introduction to basic principles,Kluwer Academic Publisher,New York.

- Yıldırım, M.A., Güzeldir, B., Ateş, A and Sağlam, M., 2011. Temperature dependent of current-voltage characteristic of the Zn/ ZnO/ n-Si/ Au-Sb structure with ZnO interface layer grown on n-Si substrate by SILAR method, *Microelectron Eng.*, 88, 3075-3079.
- Ziel, A., 1968. *Solid State Physical Electronics*, Prentice-Hall International Inc., Minnesota, 108-144.



## ÖZGEÇMİŞ

1988 yılında Gümüşhane’de doğdu. İlk ve ortaöğrenimini burada tamamladı. 2011 yılında Erzurum Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı. 2016 yılında Fizik bölümden mezun oldu. Yine aynı yıl içerisinde aynı üniversitenin Fen Bilimleri Enstitüsü Katıhal Fiziği Anabilim Dalı’nda Yüksek Lisans yapmaya başladı.

