

**T.C.
HAKKARİ ÜNİVERSİTESİ
LİSANSÜSTÜ EĞİTİM ENSTİTÜSÜ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**Ni/PEDOT:PSS/KRİSTAL VİYOLET/*p*-Si/Al HETEROEKLEMİNİN
SICAKLIĞA BAĞLI OLARAK ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ**

Ali İmran TAŞ

Tez Danışmanı: Dr. Öğr. Üyesi Ali Rıza DENİZ

**HAKKARİ
2021**

T.C.
HAKKARİ ÜNİVERSİTESİ
LİSANSÜSTÜ EĞİTİM ENSTİTÜSÜ MÜDÜRLÜĞÜNE
HAKKARİ

Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans Programı öğrencisi Ali İmran TAŞ tarafından hazırlanan ‘‘Ni/PEDOT:PSS/Kristal Violet/p-Si/Al Heteroekleminin Sıcaklığa Bağlı Olarak Elektriksel Özelliklerinin İncelenmesi’’ başlıklı tez, 21.06.2021 tarihinde yapılan savunma sonucunda aşağıda isimleri bulunan jüri üyelerince kabul edilmiştir.

	Ünvanı, Adı Soyadı	Kurumu	İmzası
Başkan :	Doç. Dr. Cemal ULUTAŞ	Hakkari Üniversitesi	
Üye :	Dr. Öğrt. Üyesi Zakir ÇALDIRAN	Ardahan Üniversitesi	
Üye :	Dr. Öğrt. Üyesi Ali Rıza DENİZ	Hakkari Üniversitesi	

Jüri üyeleri tarafından kabul edilen bu yüksek lisans tezi, Enstitü Yönetim KurulununSayılı kararıyla tarihinde onaylanmıştır.

Doç. Dr. Can YILMAZ
Enstitü Müdürü

TEZ BİLDİRİMİ

Bu tezde sunulan tüm bilgi ve sonuçların, bilimsel yöntemlerle yürütülen gerçek deney ve gözlemler çerçevesinde tarafımdan elde edildiğini, çalışmada bana ait olmayan tüm veri, düşünce, sonuç ve bilgilere bilimsel etik kuralların gereği olarak eksiksiz şekilde uygun atıf yaptığımı ve kaynak göstererek belirttiğimi beyan ederim.

19/04/2021

Ali İmran TAŞ

ÖZET

Ni/PEDOT:PSS/KRİSTAL VİYOLET/*p*-Si/Al HETEROEKLEMİNİN SICAĞA BAĞLI OLARAK ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Ali İmran TAŞ

Yüksek Lisans Tezi, Fizik Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Dr. Öğrt. Üyesi Ali Rıza DENİZ

2021, 104 s

Bu çalışmada taban malzeme olarak *p*-Si kristali kullanılmıştır. Kristalin mat yüzeyine Al metali büyütülmüş ve kristalin diğer parlak yüzeyine spin kaplama yöntemiyle sırasıyla Kristal Viyolet ve PEDOT:PSS malzemeleri kaplanmıştır. Sonra bu arayüzey malzemelerinin üzerine termal buharlaştırma yöntemiyle Ni metali buharlaştırılmıştır. Böylece, Ni/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al ve Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al heteroeklemleri elde edilmiştir. Her iki yapının oda sıcaklığında I-V (akım-voltaj) karakteristikleri incelendiğinde, PEDOT:PSS malzemesinin diyotun elektriksel özelliklerinde iyileştirmelere neden olduğu belirlenmiştir. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al heteroekleminin farklı sıcaklık değerleri için I-V (akım-voltaj) ölçümleri alınmıştır. Farklı metotlar (Termiyonik Emisyon, Cheung ve Norde fonksiyonları) kullanılarak, diyotun sıcaklığa bağlı olarak alınan I-V ölçümlerinden idealite faktörü (n), engel yüksekliği (Φ_b) ve seri direnç (R_s) gibi bazı temel diyot parametreleri hesaplanmıştır. Artan sıcaklıkla engel yüksekliğinin arttığı ve idealite faktörü ile seri direnç değerlerinin artan sıcaklıkla azaldığı gözlenmiştir. Parametrelerdeki bu değişimler potansiyel engelindeki homojensizliğe atfedilmiştir. Ayrıca, diyotun C-V ölçümlerinden Fermi enerji seviyesi, difüzyon potansiyeli, taşıyıcı konsantrasyonu ve engel yüksekliği gibi diyot parametreleri hesaplanmıştır.

Anahtar Kelimeler: Schottky Diyot, PEDOT:PSS, Kristal Viyolet, Cheung Metodu, Norde Metodu, Metal-Yarıiletken Kontak.

ABSTRACT

INVESTIGATION OF ELECTRICAL CHARACTERISTICS OF Ni / PEDOT: PSS / CRYSTAL VIOLET / p-Si / Al HETEROJUNCTION DEPENDING ON THE TEMPERATURE

Ali İmran TAŞ

Master of Science Thesis, Department of Physics

Supervisor: Asst. Prof. Dr. Ali İmran TAŞ

2021, 104 p

In this study; p-Si crystal was used as a base material. Al metal was enlarged on the matte surface of the crystal and the other shiny surface of the crystal was coated with the spin coating method, respectively, Crystal Violet and PEDOT: PSS materials. After, Ni metal was evaporated on these interface materials by thermal evaporation. Thus, Ni/Crystal Violet/p-Si/Al and Ni/PEDOT:PSS/Crystal Violet/p-Si/Al heterojunctions were obtained. When the I-V (current-voltage) characteristics of both structures are examined at room temperature, it is determined that the PEDOT: PSS material causes improvements in the electrical properties of the diode. I-V (current-voltage) measurements of Ni/PEDOT:PSS/Crystal Violet/p-Si/Al heterojunction were taken for different temperature values. Using different methods (Thermionic Emission, Cheung and Norde functions), some basic diode parameters such as ideality factor (n), barrier height (Φ_b) and series resistance (R_s) were calculated from I-V measurements of the diode. It was observed that the barrier height increases with increasing temperature, also the ideality factor and the series resistance values decrease with increasing temperature. These changes in parameters have been attributed to the inhomogeneity of the potential barrier. In addition, diode parameters such as Fermi energy level, diffusion potential, carrier concentration and barrier height were calculated from the C-V measurements of the diode.

Key Words: Schottky Diode, PEDOT:PSS, Crystal Violet, Cheung Method, Norde Method, Metal-Semiconductor Contact.

ÖNSÖZ

Hakkari Üniversitesi Sayın Dr. Öğr. Üyesi Ali Rıza Deniz danışmanlığında yürütülmüştür. Tezimin her aşamasında bana sürekli katkı sunan yüksek lisans yaptığım süre boyunca her türlü desteğini eksik etmeyen, gerek akademik yönden gerekse kişilik yönünden örnek aldığım, asistanlığını yapmaktan, beraber çalışmaktan gurur duyduğum ve bir ömür boyu gurur duyacağım çok değerli hocam Sayın Dr. Öğr. Üyesi Ali Rıza Deniz hocama tüm samimiyetle teşekkür ederim. Çalışma verilerimden Krsital Viyoleto malzemesini bize sağlayan Prof. Dr. Ümit İNCEKARA'ya çok teşekkür ederim. Çalışmalarında diğer verilerimin alınmasını ve malzemelerin tedarikini sağlayan Dr. Öğr. Üyesi Zakir ÇALDIRAN'a çok teşekkür ederim. Çalışmalarım süresince teorik ve pratik bilgilerinden istifade ettiğimiz Sayın Doç. Dr. Hakan GÜNDOĞMUŞ hocama, Sayın Dr. Öğr. Üyesi Hasan AĞIL hocama ve Sayın Doç. Dr. Şevket ŞİMŞEK hocama yapmış oldukları yardımlarından dolayı ve bana öğrettikleri her şey için çok teşekkür ederim. Ayrıca Fen Bilimleri adına bizlere yüksek lisans yapma imkânı sağlayan rektörümüz Sayın Prof. Dr. Ömer PAKİŞ'e ve Hakkari Üniversitesi öğretim elemanlarına çok teşekkür ederim. Yüksek lisans dönemini güzel anılarla beraber geçirdiğim değerli arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Yaşamım boyunca maddi ve manevi desteklerini üzerimden hiç eksik etmeyen aileme sonsuz teşekkür ederim.

Ali İmran TAŞ

İÇİNDEKİLER

TEZ BİLDİRİMİ.....	ii
ÖZET.....	iii
ABSTRACT.....	iv
ÖNSÖZ	v
İÇİNDEKİLER	vi
SİMGE VE KISALTMALAR DİZİNİ	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	xi
ÇİZELGELER DİZİNİ	xiv
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER	7
2.1. Metal/Yarıiletken Kontaklar	7
2.2. Metal/n-Tipi Yarıiletken Omik Kontaklar	8
2.3. Metal/n-Tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontaklar	9
2.4. Metal p -tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontaklar	11
2.5. Tünelleme Eklemleri	13
2.6. Metal/Yarıiletken Kontaklarda Sıcaklığın Etkisi	14
2.7. Termiyonik Emisyon ve Akım-Voltaj Karakteristiği	15
2.8. Schottky Diyotlarda Temel Diyot Parametrelerinin Belirlenmesinde Cheung Fonksiyonlarının Kullanılması.....	19
2.9. Norde Fonksiyonları ile Schottky Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi	20
2.10. Difüzyon Teorisi	23
2.11. Termiyonik Emisyon Difüzyon Teorisi	24
2.12. Deplasyon Bölgesinde Rekombinasyon (Yeniden Birleşim) ve Jenarasyon (Taşıyıcı Oluşumu)	25
2.13. Engel Yüksekliğinin Sıcaklığa Bağlılığı	27
2.14. İmaj Kuvvetinin Etkisinden Dolayı Engel Yüksekliğinin Azalması	27
2.15. Potansiyel Değişim Modeli ve Homojen Olmayan Engel Yüksekliğinin Analizi.....	30
2.16. Seri Direnç Etkisi	34
2.17. Metal/Yarıiletken Kontaklarda Schottky Kapasitesi.....	36
2.18. Arayüzey Tabakasının Kapasitansa Etkisi	38

2.19. Derin Tuzakların Kapasitansa Etkisi.....	41
3. MATERYAL VE YÖNTEM	42
3.1. Giriş.....	42
3.2. <i>P</i> tipi Si Yarıiletkenin Kimyasal Temizliği ve Diyotların Üretimi	42
3.3. Ni/Kristal Viyoleto/ <i>p</i> -Si/Al ve Ni/Crytal Viyoleto/PEDOT:PSS/ <i>p</i> -Si/Al	
3.4. Deney ve Ölçü Sistemleri.....	45
4. BULGULAR	47
4.1. Giriş.....	47
4.2. <i>I</i> – <i>V</i> (Akım – Voltaj) Ölçümleri ve Cheung Fonksiyonlarının Kullanımı	47
4.3. Norde Fonksiyonları Yardımıyla <i>I</i> - <i>V</i> Karakteristiklerinden Temel Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi	71
4.4. <i>C</i> - <i>V</i> (Gerilim – Voltaj) Ölçümlerini Kullanarak Temel Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi	77
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	86
5.1. Diyotların <i>I</i> - <i>V</i> Ölçümlerinin Analizi	86
5.2. Diyotların <i>C</i> - <i>V</i> Ölçümlerinin Analizi.....	90
5.3. Öneriler.....	92
KAYNAKLAR	93
ÖZGEÇMİŞ	104

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler

A	Diyodun etkin alanı
A^*	Richardson sabiti
A^{**}	Diyodun etkin Richardson sabiti
C	Kapasite
E_c	İletkenlik bandının tabanı (minimumu)
E_v	Valans bandının tepesi(maksimumu)
E_c'	Metal içindeki termiyonik emisyon için gerekli minimum enerji
E_f	Fermi enerji seviyesi
E_g	Yarıiletkenin yasak enerji aralığı
E_{ss}	Arayüzey hallerinin enerjisi
h	Planck sabiti
J	Akım yoğunluğu
$J_{m \rightarrow s}$	Metalden yarıiletkene doğru akan akım yoğunluğu
$J_{s \rightarrow m}$	Yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğu
J_{st}	Ters-doyma akım yoğunluğu
J_T	A.C. tünel akımı
k	Boltzmann sabiti
m_e	Elektronun kütlesi
n	İdealite faktörü
n^{++}	aşırı katkılı n tipi yarıiletken
p^{++}	aşırı katkılı p tipi yarıiletken
N_v	Yarıiletkenin valans bandındaki hal yoğunluğu
N_a	Akseptör konsantrasyonu
N_{ss}	Yarıiletkenle dengede olan hal yoğunluğu
p_i	Asal taşıyıcı konsantrasyonu
I	Akım
I_0	Satürasyon akımı

q	Elektronun yükü
$f_F(E)$	Fermi-Dirac ihtimaliyet fonksiyonu
$g_c(E)$	İletkenlik bandındaki hal yoğunluğu
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti
Φ_b	Schottky engel yüksekliği
$\bar{\Phi}_b$	Ortalama engel yüksekliği
Φ_b^c	Kapasite voltaj ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği
Φ_b^j	Düz beslem gerilimine bağlı olarak $I-V$ ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
Φ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
χ_s	Yarıiletkenin elektron ilgisi
$\Psi(x)$	Yüzey potansiyeli
$\rho(x)$	Konuma bağlı uzay yükü yoğunluğu
δ	Metal ile yarıiletken arasındaki oksit tabakanın kalınlığı
σ	Arayüzey hallerinin tesir kesiti
σ_i	Standart sapma
ρ_i	Voltaj katsayısı
Q	Birim alan başına düşen yük yoğunluğu
R_s	Seri direnç
R_m	Tünelleme direnci
T	Sıcaklık
τ	Zaman sabiti
V_{dif}	Difüzyon potansiyeli
V_x	Enerjinin taşınma yönündeki hızı

Kısaltmalar

AC	Alternatif akım
Al	Alüminyum
Au	Altın
Co	Kobalt
Cu	Bakır
C-V	Kapasite-gerilim
DC	Doğru akım
Fe	Demir
FET	Field Effect Transistör (Alan Etkili Transistör)
GaAs	Galyum Arsenit
IC	Integrated Circuit (Tümleşik Devre)
In	İndiyum
I-V	Akım-gerilim
MESFET	Metal -Semiconductor -Field Effect Transistör
Mg	Magnezyum
Mn	Mangan
MOS	Metal- Oxide- Semiconductor
MOSFET	Metal -Oxide- Semiconductor (Field Effect Transistör)
Nd	Neodimyum
O	Oksijen
Pt	Platin
SCLC	Space Charge Limited Current
Si	Silisyum
Sn	Kalay
Sr	Stronsiyum
TE	Termiyonik Emisyon
Zn	Çinko

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Elde edilebilecek omik kontakın iki durumu (a) Engel yüksekliğinin düşük olma durumu, (b) İnce deplasyon tabakası (yüksek katkılama) durumu	8
Şekil 2.2. Metal/ <i>n</i> -tipi yarıiletken doğrultucu (Schottky) kontak	10
Şekil 2.3. Farklı atom numarasına sahip metallerin iş fonksiyonu değerleri.....	11
Şekil 2.4. a) Kontakta önce ve (b) kontakta sonra metal ve <i>p</i> -tipi yarıiletken doğrultucu kontakta ait enerji bant diyagramı.....	12
Şekil 2.5. $V \neq 0$ olması durumunda Metal/ <i>p</i> -tipi yarıiletken doğrultucu kontakın enerji bant diyagramı.....	13
Şekil 2.6. Metal-yarıiletken kontaklarda doğru besleme durumunda imaj kuvvetindeki azalmanın etkisini gösteren enerji bant diyagramı	16
Şekil 2.7. (a) Metal/dielektrik arayüzeyinde yer alan imaj yükü ve elektrik alan çizgileri, (b) $E=0$ durumunda potansiyel engelinde meydana gelen bükülme, (c) $E=$ sabit durumunda imaj yükü etkisiyle meydana gelen bükülme.....	29
Şekil 2.8. Engel yüksekliği homojen olmayan bir Schottky diyotun üç boyutlu enerji-bant diyagramı	31
Şekil 2.9. Metal/yarıiletken kontakta seri direncin etkisi	35
Şekil 2.10. Metal/ <i>p</i> -tipi yarıiletken kontaklarda; a) Potansiyel dağılımı, b) Yük dağılımı.....	36
Şekil 2.11. Arayüzey tabakasının zayıf, düşük frekans durumunda (a) ve yüksek frekans durumunda (b) Schottky engeli için eşdeğer devre yapısı	39
Şekil 2.12. Arayüzey tabakasının kalın, düşük frekans durumunda (a) ve yüksek frekans durumunda (b) Schottky engeli için eşdeğer devre yapısı	40
Şekil 2.13. Yalıtkan arayüzey tabakasına sahip Schottky engeli için eşdeğer devre	41
Şekil 3.1. Buharlaştırma sistemi	44
Şekil 3.2. Tavlama fırını	44
Şekil 3.3. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/ <i>p</i> -Si/Al heteroekleminin şematik diyagramı.....	45
Şekil 3.4. Akım-voltaj ($I-V$) ve kapasite-voltaj ($C-V$) ölçüm sistemleri	46

Şekil 3.5. LakeShore 340 sıcaklık kontrol ünitesi	46
Şekil 4.1. Oda sıcaklığında hazırlanmış Ni/Kristal Viyolet/ <i>p</i> -Si/Al diyotunun <i>I-V</i> grafiği	50
Şekil 4.2. Oda sıcaklığında hazırlanmış Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/ <i>p</i> -Si/Al diyotunun <i>I-V</i> grafiği	51
Şekil 4.3. Oda sıcaklığında hazırlanmış Ni/PEDOT: PSS/Kristal Viyolet/ <i>p</i> -Si/Al ve Ni/Kristal Viyolet/ <i>p</i> -Si/Al diyotlarının <i>I-V</i> grafiklerinin karşılaştırılması	52
Şekil 4.4. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/ <i>p</i> -Si/Al diyodunun sıcaklığa bağlı <i>I-V</i> grafiği	54
Şekil 4.5. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/ <i>p</i> -Si/Al diyotuna ait idealite faktörü değerlerinin sıcaklıkla değişim grafiği	56
Şekil 4.6. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/ <i>p</i> -Si/Al diyotuna ait engel yüksekliği değerlerinin sıcaklıkla değişim grafiği	57
Şekil 4.7. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/ <i>p</i> -Si/Al diyotunun sıcaklığa bağlı $dV/dlnI - I$ grafiği	59
Şekil 4.8. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/ <i>p</i> -Si/Al diyotunun sıcaklığa bağlı $H(I) - I$ grafiği	60
Şekil 4.9. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/ <i>p</i> -Si/Al diyotunun Cheung ve geleneksel metotlarıyla hesaplanan engel yüksekliklerinin sıcaklığa bağlı olarak değişim grafiği.	63
Şekil 4.10. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/ <i>p</i> -Si/Al diyotunun Cheung ve geleneksel metotlarıyla hesaplanan idealite faktörü değerlerinin sıcaklığa bağlı olarak değişim grafiği.	64
Şekil 4.11. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/ <i>p</i> -Si/Al diyotunun Cheung metodundan hesaplanan seri direnç değerlerinin sıcaklıkla değişim grafiği	65
Şekil 4.12. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/ <i>p</i> -Si/Al diyotunun $[(1/n)-1]$ değerinin ve engel yüksekliğinin $1/2kT$ 'ye karşı değişim grafikleri	68
Şekil 4.13. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/ <i>p</i> -Si/Al diyotunun nT ' ye karşı T grafiği	69

Şekil 4.14. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyotunun modifiye edilmiş Richardson grafiği	71
Şekil 4.15. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyotunun farklı sıcaklık değerlerindeki $F(V)$ - V grafiği	73
Şekil 4.16. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyotu için Norde fonksiyonlarından hesaplanan engel yüksekliği değerlerinin sıcaklık ile değişim grafiği.....	75
Şekil 4.17. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyotu için Norde fonksiyonlarından hesaplanan seri direnç değerlerinin sıcaklık ile değişim grafiği.....	76
Şekil 4.18. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyodu için sıcaklığa bağlı olarak Geleneksel, Cheung ve Norde metotları kullanılarak hesaplanan engel yüksekliği değerlerinin karşılaştırılması.....	77
Şekil 4.19. Aynı ortamda hazırlanan Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al ve Ni/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyotlarının oda sıcaklığında $f=200$ kHz frekans değerinde C - V grafikleri	79
Şekil 4.20. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyotunun oda sıcaklığında farklı frekans değerlerindeki C - V grafikleri	80
Şekil 4.21. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyotunun oda sıcaklığında farklı frekans değerlerindeki $1/C^2$ - V grafikleri.....	81
Şekil 4.22. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyotunun C - V grafiğinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin uygulanan frekansla değişimi	84
Şekil 4.23. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyotunun C - V grafiğinden elde edilen iyonize olmuş akseptör konsantrasyonu değerlerinin uygulanan frekansla değişimi.....	85

ÇİZELGELER DİZİNİ

- Çizelge 4.1.** Laboratuvar sıcaklığında aynı şartlar altında hazırlanmış Ni/Kristal Viyoleto/*p*-Si/Al diyodu ve Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/*p*-Si/Al diyoduna ait *I-V* grafiklerinden geleneksel metotla elde edilen temel diyot parametreleri 53
- Çizelge 4.2.** Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/*p*-Si/Al diyodunun sıcaklığa bağılı olarak *I-V* grafiklerinden geleneksel metot kullanılarak hesaplanan idealite faktörü ve engel yüksekliğı değerleri 55
- Çizelge 4.3.** Ni/Kristal Viyoleto/*p*-Si/Al diyotunun oda sıcaklığında *I-V* grafiğinden geleneksel metot ve Cheung metoduyla hesaplanan idealite faktörü, engel yüksekliğı ve seri direnç değerleri 60
- Çizelge 4.4.** Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/*p*-Si/Al diyotunun sıcaklığa bağılı olarak *I-V* karakteristiklerinden geleneksel ve Cheung metotlarıyla hesaplanan idealite faktörü, engel yüksekliğı ve seri direnç değerleri 61
- Çizelge 4.5.** Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/*p*-Si/Al diyotunun farklı sıcaklıklardaki Norde Fonksiyonlarından hesaplanmış engel yüksekliğı ve seri direnç değerleri 74
- Çizelge 4.6.** Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/*p*-Si/Al diyotunun (I/C^2-V) grafiğinden hesaplanan diyot parametreleri 83

1. GİRİŞ

Bir metal ile yarıiletkenin atomik düzeyde birleşmesiyle oluşan metal-yarı iletken kontaklar günümüz elektronik teknolojisinde sıkça kullanılmaktadır. Bu kontakların elektriksel özelliklerinden faydalanılarak üretilen Schottky diyotların kullanım sahası oldukça geniştir. Schottky diyotlar, güneş pili, transistörler ve mikrodalga karıştırıcı detektörler gibi uygulama sahalarına sahiptir. Metal-yarıiletken kontaklar üzerine gerçekleştirilen çalışmaların genel amacı, bu yapıların fiziksel dayanıklılığını, elektriksel özelliklerini belirlemek ve bu özellikleri geliştirerek daha verimli ve dayanıklı devre aygıtları geliştirmektir. Bu kontakların ara yüzeyi boyunca meydana gelen potansiyel engeli bahsedilen karakteristiklerin geliştirilmesi açısından oldukça önemlidir. Bu bağlamda literatürdeki ilk araştırmalar 1800'lü yılların son çeyreğine dayanmaktadır. Örneğin, metal-yarıiletken kontakların üretilmesiyle ilgili çalışmaları ilk olarak 1874 yılında Braun yapmıştır. Braun; ürettiği metal-yarıiletken kontakları radyo ve radar detektörü ve entegre elektronik devrelerde anahtarlama süresini kısaltmak için kullanmıştır.

Daha sonraki yıllarda ise p-n eklemlerinde akımın çift yönlü olması için çeşitli teknikler geliştirilmiştir. Ara yüzeyin oluşumunda, yarıiletkenin etkisi iç kısımlara ilerledikçe azaldığı 1930'lu yıllarda ortaya çıkmıştır. Bu tespitten sonra, ara yüzeyde meydana gelen potansiyel duvarı hakkında farklı modellemeler üretilmeye başlanmıştır. 1938' de Schottky ve Mott' un ortaya attığı modelde, elektronlar, doğrultma eksenini boyunca, potansiyel duvarını sürüklenme ve difüzyon yolu ile aşmakta olduğundan bahsedilmiştir. Mott'un öne sürdüğü modelde, potansiyel duvarı, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları farkından meydana gelmektedir. Mott, kontak ara yüzeyinde, yüklü kirlilik atomlarının yer almadığını, bundan dolayı elektrik alan değerinin değişmediğini belirtmiştir. Bununla birlikte elektrostatik potansiyelin metal ile olan mesafesinin lineer bir değişime sahip olduğunu belirtmiştir.

Walter H. Schottky yaptığı çalışmalar sonucunda; potansiyel engeli boyunca değişmeyen miktarda yüklü (e^-) kirlilik atomları barındırdığını, bu sebepten dolayı elektrik alanın çizgisel bir artış gösterdiğini varsaymıştır. Bunun yanında, çeşitli metallerle üretilen Schottky diyotların engel yüksekliği değerinin

konağı oluşturan metallerin iş fonksiyonlarıyla nasıl değiştiğini araştırmış ve yarıiletken tabakadaki yzzey hallerinden oturu Schottky potansiyel engelinin metalin iş fonksiyonuna gure değişmediği kanısına ulaşmıştır.

Cowley ve Sze (1881) farklı n-p tipi yarıiletkenler ile uretilen Schottky kontaklara ait yzzey yuku ve kontak ara yzzeyinde duşen potansiyel farkı duşunerek ara yzzey tabaka teorisini turetmişlerdir. Ayrıca sabit pozitif yzzey yuklerindeki artışa bağlı olarak potansiyel engeli değerinin azaldığını ve ara yzzeyde alçalan voltajın, diyodun duz beslem $I-V$ karakteristiğinden elde edilen idealite faktoru değerinde artışa sebep olduğunu bulmuşlardır.

Organik malzemeler ile yapılan deneysel çalışmalar bu malzemelerin farklı ozelliklere sahip olduğu bildirilmiştir. Ozellikle yarıiletken tabanlı sensorerler, solar hucrerler, organik elektrolüminesans devre aygıtları, plastik piller, alan etkili transistorerler, optik veri saklayıcıları, anahtarlama devreleri gibi birçok uygulamada bu malzemelerin optik, elektrik, fotoelektrik ve manyetik ozelliklerinden yararlanıldığı görünmektedir. İyonik ve kovalent bağ yapısından oluşan organik malzemeler bağımsız molekuler yapıdadır. Bu malzemeler; spin, termal buharlaştırma ve elektrokimyasal kaplama gibi metotlarla ince film uretilmesinde kullanılır. Bu ince filmler elektronik ve optoelektronik devre elemanlarının oluşturulmasında kullanılır (Yasuhiko, 2000).

Canlılar için yaşam koşullarını kolaylaştıran bu elektronik devre elemanları doğrultma prensibine dayanmaktadır. Doğrultma, alternatif akımı doğru akıma çevirme işlemine denir. Metal-yarıiletken kontaklarda bu işlem yarıiletken tarafında oluşan uzay yuku bölgesinin uygulama gerilimi ile lineer olmayan davranışı sonucu gerçekteşmektedir. İki metalin birleşimi ile kontak oluşabileceği gibi bir metal ile bir yarıiletkenin atomik duzeyde birleşimiyle de kontak oluşturulabilir. Bir metalle bir yarıiletkenin belirli kurallar çerçevesinde birleştirilmesi ile oluşturulan Schottky diyotlar, $p-n$ ekleminden daha farklıdır. Bir $p-n$ eklemünde akım azınlık taşıyıcılarıyla sağlanırken, Schottky diyotlarda çoğunluk taşıyıcılarıyla sağlanmaktadır. Schottky kontaklar duşuk gerilim, yuksek akım doğrultucuları olarak çalışırken, $p-n$ eklemi yuksek gerilim, duşuk akım doğrultucuları olarak çalışmaktadır. Ayrıca Schottky yapıların azınlık taşıyıcılarının çok az ve frekans tepkisinin yuksek olması gibi avantajlara sahip

olmaları yanında yüksek anahtarlama hızına sahip olmaları bu diyotları IC (Integrated Circuit - Tümüleşik Devre) teknolojisi için önemli kılmaktadır. Bu bağlamda, Schottky (1931) yılında metal-yarıiletken kontakların doğrultma özelliğinden faydalanarak önemli deneysel çalışmalar yapmıştır. Bu çalışmalardan ilki kontak yüzeyinde oluşan akımdan dolayı kontak boyunca meydana gelen potansiyel azalmasıdır. Bu çalışmaya paralel olarak Wilson (1932) yılında, doğrultma sürecini kuantum mekaniksel tünelleme metoduyla anlatmayı denemiş fakat başarılı olamamıştır. Schottky diyotlarda istenilen fiziki şartlar yerine getirilerek oluşturulan Schottky engel yüksekliği bu diyotlar için en önemli parametredir. Bu sebepten dolayı elektronik teknolojisinde engel yüksekliği değerini yapay olarak yukarıya çekmek için çeşitli çalışmalar yapılmaktadır. Engel yüksekliğini artırmak için metal-yarıiletken ara yüzeyi çok ince bir tabaka ile farklı metotlarla kaplanmaktadır. Bugüne kadar yapılan çalışmalarda metal-yarıiletken arası çeşitli şekilde ara yüzey tabakaları ile kaplanmıştır. Metal ile yarıiletken arasındaki çok ince ara yüzey tabakası, metal ile yarıiletkeni yüzeyini ayırırken yük geçişlerini de düzene sokar. Bu tabakanın kontak parametrelerini büyük derecede etkilediği anlaşılmış ve değişik amaçlar için kullanılmak üzere farklı maddeler kullanılarak üretilen Schottky diyotlar üzerine yapılan çalışmalara eğilim başlanmıştır. Ara yüzey tabakasını kaplamak için farklı ince film kaplama metotları vardır. Bu metotlara; buharlaştırma, püskürtme, saçtırma, kimyasal biriktirme ve sol-jel gibi metotları örnek olarak verebiliriz.

Bu çalışmada ara yüzey malzemesi olarak Poli (3,4-etilen dioksitiyofen) PEDOT ve Kristal Violet malzemeleri kullanılmıştır. Literatürde kısmen de olsa bu malzemelerin Schottky diyot uygulamalarında kullanıldığı görülmüştür.

İlk olarak keşfedilen konjuge polimer yapılar, poliasetilenin π -konjuge olan malzemelerin uygulanması için yeni bir kapı açmıştır. Özellikle süper kapasitörler dahil olmak üzere sensörler, elektrokromik cihazlar ve ışık yayan diyotlar gibi geniş bir uygulama ağına sahiptir. Konjuge polimerler arasında yer alan Poli (3,4-etilen dioksitiyofen) PEDOT yüksek iletkenlik, optik şeffaflık, küçük bant aralığı, mükemmel çevresel dayanıklılık ve düşük redoks potansiyeli, gibi özellikleriyle elektronik ve optoelektronik uygulamalar için ideal bir polimerdir. Kullanılan polistiren sülfonik asit (PSS) gibi katkı maddeleri

PEDOT'un çözünürlüğünü ve kararlılığını artırır. Ayrıca etilen glikol veya DMSO gibi ikinci katkı maddeleri, elektrik iletkenliğinde bir artışa neden olur. PEDOT'un elektriksel iletkenliği PSS malzemesi kullanılarak daha da geliştirilebilir. Bu malzemenin ticari olarak temin edilebilen kompozitini yapmak çok zor değildir. Grafit en çok elektrik iletkenliğini arttırmak için tercih edilir. Polimer/karbon kompozitler içinde sürekli bir bağ oluşturarak polimerlerde iletken dolgu maddesi olarak kullanıldığında polimer matris diyot özelliklerini taşır (Yılmaz vd., 2021).

(Kaya vd., 2019) tarafından hazırlanan bir araştırmada, Al/PEDOT/C/p-Si yapısı, PEDOT/C kompozitleri üzerinde sentezlenerek yapılmıştır. PEDOT/C'nin p-Si üzerindeki kalınlığı ve yüzey morfolojisi taramalı elektron mikroskobu kullanılarak incelenmiştir. Al/PEDOT/C/p-Si yapısının elektriksel karakterizasyonu oda sıcaklığında ve karanlık ve aydınlatma koşullarında incelenmiştir. İdealite faktörü karanlık ve aydınlık için akım-voltaj ($I-V$) ölçümlerinden 1,28 - 1,12 olarak, aynı şekilde potansiyel engeli de 0,80 eV – 0,83 eV olarak hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlara Al/PEDOT/C/p-Si yapısının optoelektronik uygulamada kullanılan bir foto diyot olduğu bildirilmiştir.

(Deniz vd., 2018) tarafından yapılan bu çalışmada, Kristal Viyolet malzemesi Schottky diyot uygulamalarında ara yüzey tabakası olarak kullanılmıştır. n-Si kristalleri için kimyasal temizleme işlemi yapılmıştır ve n-Si kristalinin mat yüzeyine termal buharlaştırma yöntemiyle Al metali diğer parlak yüzeyine ise spin kaplama yöntemiyle (kaplama değişkenleri; 60 s için 800 rpm) Kristal Viyolet malzemesi kaplanmıştır. Son olarak Ni metali saçırma (sputtering) yöntemi ile Kristal Viyolet üzerine kaplanmıştır. Sonuçta Ni/Kristal Viyolet/n-Si/Al Schottky tipi diyot elde edilmiştir.

Diyot üretim aşamasından sonra ilk olarak akım-gerilim ($I-V$) ölçümleri Ni/Kristal Viyolet/n-Si/Al Schottky tipi diyot için sıcaklığa bağlı olarak alınmıştır. Daha sonrasında oda sıcaklığına bağlı olarak farklı frekans değerleri için kapasite-gerilim ($C-V$) ölçümleri alınmıştır. Temel diyot parametreleri (idealite faktörü (n), engel yüksekliği ve seri direnci (R_s) gibi) farklı yöntemler (Termiyonik Emisyon, Cheung ve Norde fonksiyonları) kullanılarak diyotun $I-V$ ölçümlerinden hesaplanmıştır. Ayrıca Fermi enerji düzeyi, difüzyon potansiyeli, taşıyıcı konsantrasyonu ve engel yüksekliği gibi diyot değişkenleri diyotun $C-V$

ölçümlerinden hesaplanmıştır. Bu ölçümler sonucunda Kristal Viyolet malzemesinin diyotun elektriksel iletkenliğine katkıda bulunduğu ve artan sıcaklıkla idealite faktörünün azaldığı ve engel yüksekliğinin arttığı bildirilmiştir.

(Ortiz vd., 2016) tarafından yapılan bir çalışmada WS2 ve PEDOT:PSS, yük taşıyıcılığını analiz etmek amacıyla bu iki malzemenin oluşturduğu heteroeklem ayrı ayrı karakterize edilmiştir. Isıl dengede WS2'den elektron geçişi polimer LUMO seviyesinde, potansiyel bir bariyer oluşturan bant bükülmesine uygulama gerilimine sahip diyot karakteristiğine benzer doğrusal olmayan ve asimetric $I-V$ grafikleri elde edilmiştir. Grafikten elde edilen veriler Termiyonik Emisyon modeli ile analiz edilerek idealite faktörü 1.9 ve potansiyel engeli 0.58 eV olarak hesaplanmıştır. Bu basit yöntem WS2 ve PEDOT:PSS kullanılarak üretilen bir nano-diyot hakkındaki ilk bildirimlerdendir.

(Şahingöz vd., 2008) tarafından yapılan bu çalışmada fabrikasyon süreci tamamlanan Al/polimer/PEDOT-PSS/ITO heteroeklem diyotlarının oda sıcaklığında düz ve ters beslem altında kapasite – gerilim ($C - V$) ve iletkenlik – gerilim ($G/w - V$) ölçümleri 10 kHz ile 5 MHz frekans aralığında incelenmiştir. Bu diyotların elde edilen $C - V$ ve $G/w - V$ değerleri çeşitli beslemlerde oldukça geniş frekans dağılımı göstermiştir. Bu durumun özellikle seri direnç ve polimer yarıiletken ile dengede olan yüzey hallerinden kaynaklanan düşük frekanslarda ve düzlem beslem durumunda meydana geldiği belirtilmiştir. Bu gözlemler düşük frekanslarda ara yüzey seviyelerindeki yüklerin kolayca bir AC sinyalinin takip edeceğini ve aşırı bir kapasitans ve iletkenliğe sebep olabileceğini göstermiştir.

Ayrıca, bu çalışmada Al/polimer/PEDOT-PSS/ITO heteroeklem diyotunun doğru ve ters beslem akım-gerilim ($I - V$) değerleri oda sıcaklığında ölçülmüştür. Düz beslem $\ln I - V$ karakteristiğinden bariyer yüksekliği (Φ_b), ideallik faktörü ve seri direnç gibi başlıca diyot parametreleri hesaplanmış sırasıyla 0.53 eV, 4.79 ve 195 Ω değerleri elde edilmiştir. Deneysel veriler, $I - V$, $C - V$ ve $G/w - V$ grafiklerinden frekans ile voltaja bağlılığını belirlemede hem N_{ss} hem de R_s sonuçlarının dikkate alınması gerektiğini göstermektedir. Poli (3,4-etilen dioksitiyofen) poli (stiren sülfonat) ile katkılı (PEDOT: PSS) organik o veya organik olmayan ürünlerde yaygın olarak kullanılmaktadır. Işık yayan diyot

(OLED'ler) ve Schottky diyotlar son on yılda birçok bilim insanının ilgisini çekmiştir.

(Şahingöz vd., 2005) tarafından çalışmada ITO/PEDOT-PSS/POLİMER/Al heteroeklem diyotu üretilmiştir. Bu diyotun akım-voltaj karakteristikleri diyotun doğrultma jenerasyonunu ve parlaklık-voltaj ($L - V$) özelliklerini açıklamak için kullanılmıştır. Diyot, büyük idealite faktörü ile ideal olmayan $I-V$ davranışı gösterir. İletim mekanizması belirlenmiş ve Schottky tipi bir iletim süreci tanımlanmıştır. Engel yüksekliği 0.71 eV ve idealite faktörü 2.07 olarak hesaplanmıştır.

(Li vd., 2018) tarafından yapılan çalışmada Poli (3,4-ethylenedioxythiophene) (PEDOT), Si wafer üzerine elektropolimerize edilmiştir. Si/organik güneş pilini imal etmek için ilk kez galvanostatik bir yöntem kullanılmıştır. Bu yapının yüzey morfolojisi incelendiğinde, PEDOT kaplı Si kristalin film kalınlığı ve levha direnci hesaplanmıştır. Polimerizasyon süresi ve Si/PEDOT aygıt performansı için en iyi elektropolimerizasyon süresi 8s olarak belirlenmiştir. Bununla birlikte, bozulmamış PEDOT filmi düşük taşıyıcı konsantrasyonu gösterir ve düşük iş fonksiyonu başarılı güneş pillerinin üretimi için uygundur. Enteresan bir şekilde, PEDOT kaplı Si'yi uygun hale getirdikten sonra hidrokloroplatinik asit (H_2PtCl_6) çözeltisi PEDOT filminin çalışma işlevini geliştirmiş, Si ve PEDOT ara yüzü arasındaki engel yüksekliğini (Φ_b) ve Built-in potansiyeli V_{bi} ' yi yükseltmiştir. Ek olarak, PEDOT katmanının gösterdiği direnci azalmıştır. Kararlı PEDOT yapısı sayesinde Si/PEDOT güneş pili mükemmel kararlılık göstermiştir. Bu sonuçlar, düşük maliyetli ve yüksek performanslı Si/organik hibrit güneş pilleri geliştirmek için yeni bir yolu işaret etmektedir.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Metal/Yarıiletken Kontaklar

Metal/yarıiletken kontak bir metalle yarıiletkenin atomik seviyede birleştirilmesi sonucu oluşur. Bir metal ile bir yarıiletken birleştirildiğinde enerji-bant diyagramlarının farklı olmasından dolayı aralarında bir yük alışverişi meydana gelir. Bu olay ısı denge durumu oluşuncaya kadar sürer. Denge oluştuğunda malzemelerin Fermi enerji seviyeleri aynı düzeye gelir. Metal-yarıiletken kontak, idealde iki malzemenin sıfır dirençle temas etmesi olarak ele alınır. Metal-yarıiletken kontaklarda genellikle Al, Au, Ag, Sn, In metal olarak kullanılırken yarıiletken olarak n ve p tipi yarıiletkenler kullanılmaktadır. Böylece kullanılan yarıiletkenin tipine göre metal yarıiletken kontaklar; metal/ n -tipi yarıiletken ve metal/ p -tipi yarıiletken kontak olmak üzere iki kısımda ele alınır. Kontaklar akım iletim durumlarına göre iki şekilde incelenir. Bunlar doğrultucu ve omik kontaklardır. Metalin iş fonksiyonu (Φ_m) yarıiletkenin iş fonksiyonu (Φ_s) olmak üzere metal/ n -tipi yarıiletken kontaklarda $\Phi_m > \Phi_s$ ise doğrultucu kontak, $\Phi_m < \Phi_s$ ise omik kontak meydana gelir. Metal/ p -tipi yarıiletken kontaklarda ise $\Phi_m > \Phi_s$ için omik kontak, $\Phi_m < \Phi_s$ için ise doğrultucu kontak oluşur (Rhoderich ve Williams, 1988).

Diyot en önemli yarıiletken temelli aygıt çeşitlerinden biridir. Diyotların bilinen en önemli özelliği akım-potansiyel (I - V) doğrultucu karakteristiğine sahip olmalarıdır. Diyotları taşıyıcı yoğunluğuna göre ikiye ayırabiliriz;

- Çoğunluk taşıyıcıların efektif olduğu Schottky diyotlar.
- Azınlık taşıyıcılarının efektif olduğu (p - n eklem) diyotlar.

Metal-yarıiletken kontaklar F. Braun tarafından (1874) de keşfedilmiştir. Braun yaptığı çalışmada CuFeS_2 gibi metal sülfür (SO_3) bileşiminde akım ile potansiyel arasında faz farkı olduğu tespit edilmiştir. Bu faz farkının aslında omik olmayan bir davranış olduğu yani ilk Schottky diyotların doğrultma işlemini gerçekleştirdiğini göstermiştir. Daha sonraki zamanlarda Schottky kontakların omik kontak olarak da kullanılabileceği anlaşılmıştır.

2.2. Metal/n-Tipi Yarıiletken Omik Kontaklar

Omik kontaklar diyotların özyapı özelliklerini taşımazlar. Bu kontaklarda akım çift yönde rahatça gerçekleşir. Bunun sebebi ise kontak bölgesinde direncin oldukça küçük olmasıdır. Omik kontaklarda potansiyel düşme aktif bölgede ki potansiyel düşmesi ile karşılaştırılmayacak kadar küçüktür. $V = 0$ 'da oluşan dirence (R_c) diferansiyel direnç denir.

Bu durumda R_c ;

$$R_c = \left(\frac{\partial I}{\partial V} \right)_{V=0}^{-1} \quad (2.1)$$

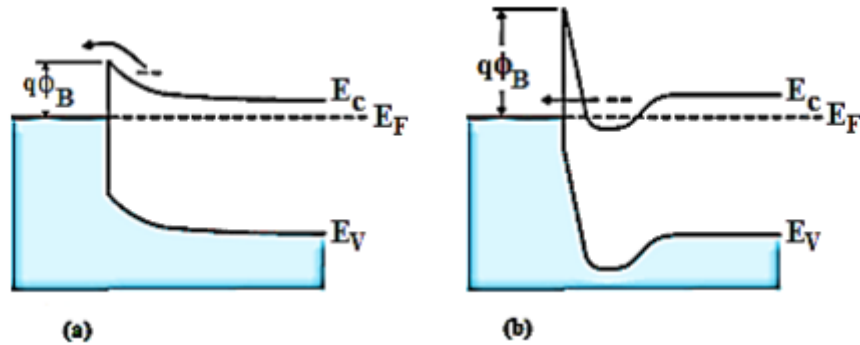
İletim termiyonik emisyonunda ise, düşük katkılama vardır. Böylece R_c ;

$$R_c = \frac{k}{qTA^*} \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \quad (2.2)$$

Kontakta küçük engel duvarı kontak direncinin küçük olmasına neden olacaktır. Yüksek katkı durumu için R_c , tünelleme akımı ile belirtilir ve aşağıdaki orantı kurulur.

$$R_c \propto \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{E_{00}}\right) \quad (2.3)$$

Üstel olarak kontak direnci katkılama ile düşer. Şekil 2.1'de şematik olarak düşük engel ve yüksek katkı iki mekanizma ile omik kontakların oluşumu özetlenmiştir. Omik kontakları bant aralığı geniş olan yarıiletkenler ile gerçekleştirmek güçtür. Bunun sebebi iş fonksiyonu çok büyük olmayan metaller genellikle kullanılmaz.



Şekil 2.1. Elde edilebilecek omik kontakın iki durumu (a) Engel yüksekliğinin düşük olma durumu, (b) İnce deplasyon tabakası (yüksek katkılama) durumu

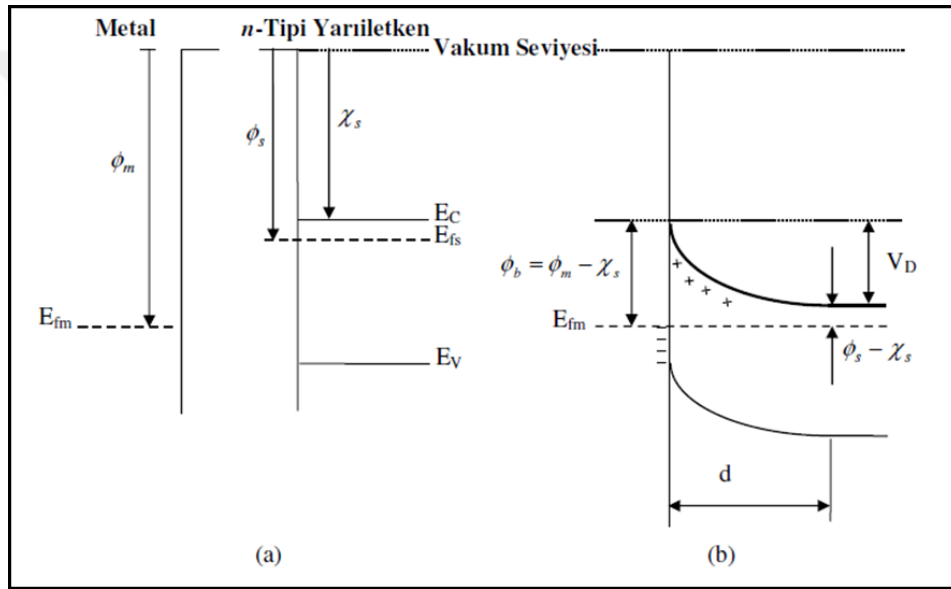
Omik kontaklar genellikle yarıiletken üzerine bir kontak oluşturmaya uygun bir metalin buharlaştırılmasıyla oluşturulur. Omik kontakların alaşımı belli bir sıcaklıkta yapılır. Ötektik sıcaklığın üzerinde alaşım yapma durumu gerçekleşir. Katkılama malzemesi ötektik sıvı halinde hızlıca difüze olur. Isı kaybeden ötektik sıvı bir katı oluşumuna neden olur. Sıvı-faz tepkimeleri heterojen kontak oluşmasını sağlar.

2.3. Metal/n-Tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontaklar

Bir metal ile yarıiletkenin oluşturduğu kontaklarda elektronlar kontağın bir tarafından diğer tarafına daha rahat geçebiliyorsa bu kontağa doğrultucu kontak denir. Doğrultucu kontaklara Schottky kontaklarda denir. Bu kontakları elde etmek için n -tipi yarıiletken-metal kontak da, yarıiletkene ait iş fonksiyonu (Φ_s) metale ait iş fonksiyonu (Φ_m) den küçük değere ($\Phi_m > \Phi_s$) sahip olmalıdır. Kontaktan önce doğrultucu kontaklarda n -tipi yarıiletken malzemenin Fermi enerji düzeyi metalin Fermi enerji düzeyinden ($\Phi_m - \Phi_s$) kadar yüksektedir. Kontak işlemi gerçekleştiğinde yarıiletken ve metal arasında bir yük değişimi gerçekleşir ve bu durum denge ($\Phi_m - \Phi_s = 0$) gerçekleşinceye kadar sürer. Bu yük alışverişi bittiğinde metal ile yarıiletkenin Fermi seviyeleri aynı hizaya gelir. Elektronlar yarıiletkenden metale doğru geçtiğinde geride iyonize olmuş donör atomları bırakır. Böylece, metalin yüzey yükleri ile n -tipi yarıiletkenin uzay yükleri tarafından oluşan zıt yüklenmeden ötürü kutuplanmış bir tabaka meydana gelir. Bu da kontak da bir potansiyel duvarının oluşmasına neden olur. Yarıiletken tarafına bantlar aşağı doğru bükülür. Enerji bant diyagramları kontak öncesi ve sonrası için Şekil 2.2'de gösterilmektedir. Kontak bölgesinde engel yüksekliği metal kısmında $e\Phi_b = (\Phi_m - \chi_s)$ ve yarıiletken tarafında $eV_{dif} = (\Phi_m - \Phi_s)$ eşitlikleriyle ifade edilir. Burada V_{dif} difüzyon potansiyeli, χ_s yarıiletkenin elektron ilgisi, elektronun yükü, Φ_s yarıiletkenin iş fonksiyonu, Φ_m metalin iş fonksiyonu ve Φ_b diyotun bariyer yüksekliğidir. İletkenlik bandı ile vakum seviyesi arasındaki enerji farkına **yarıiletkenin elektron ilgisi** (χ_s) denir. Yarıiletkenin iç potansiyeline **difüzyon potansiyeli** denir ve metalin yüzeyine göre ölçülür.

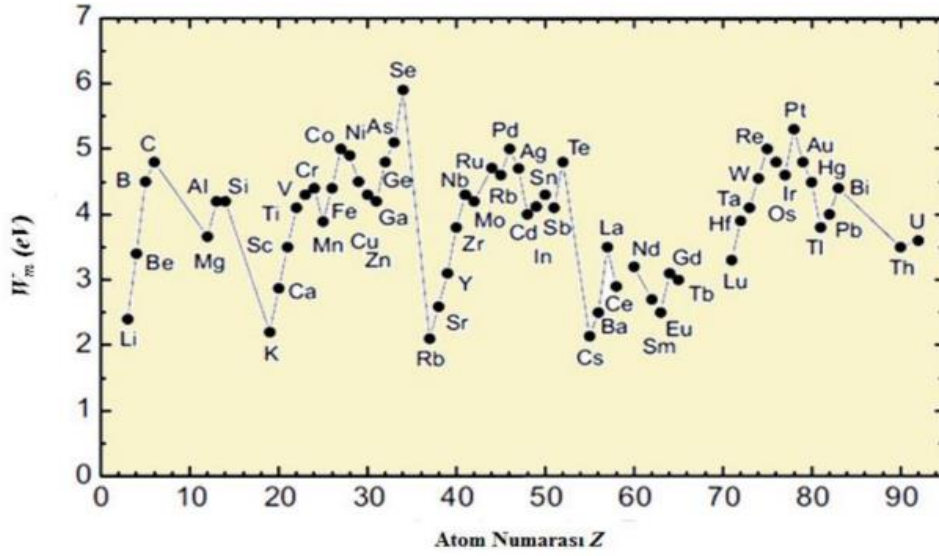
Arınma bölgesi (Schottky bölgesi), yarıiletken kısmında kalınlığı d olan ve elektron bakımından boşaltılmış uzay yüklerine sahip bölgedir. **Uzay yükü**, arınmış bölgedeki elektronların boşaltılmasıyla geride kalan sabit pozitif yüke

sahip donör atomlarıdır. Bu bölgede yarıiletken tarafında pozitif uzay yükü, metal tarafında ise negatif yüzey yükleri vardır. Bu sebepten dolayı bir kondansatör (sığaç) davranışı sergiler ve bir yük kapasitesine sahiptir. Bu kapasite **Schottky kapasitesi (arınmış bölge kapasitesi)** olarak bilinir. Schottky kapasite değeri, arınmış bölge tabakası kalınlığı (d) ile ters orantılı, difüzyon potansiyeli (V_D) değeri ile doğru orantılıdır ve iyonize olan donörlerin konsantrasyonuna bağlı olacaktır. Yüksek frekanslarda bükülmeye sebep olan kapasiteye $p-n$ eklemlerde **eklem kapasitansı** denir ve Schottky kapasitesi ile karşılaştırıldığında oldukça büyüktür.



Şekil 2.2. Metal/ n -tipi yarıiletken doğrultucu (Schottky) kontak (a) Kontak öncesi (b) Kontak sonrası (denge durumu)

Vakum seviyesi ile metalin Fermi seviyesi arasındaki enerji farkı iş fonksiyonunu verir. Metalin iletkenlik bandındaki elektron yoğunluğu çok fazla olduğundan, kontak yüzeyinde yük değişimi olduğunda metalin Fermi seviyesi fazla bir değişim göstermez.



Şekil 2.3. Farklı atom numarasına sahip metallerin iş fonksiyonu değerleri (Grundmann, 2006).

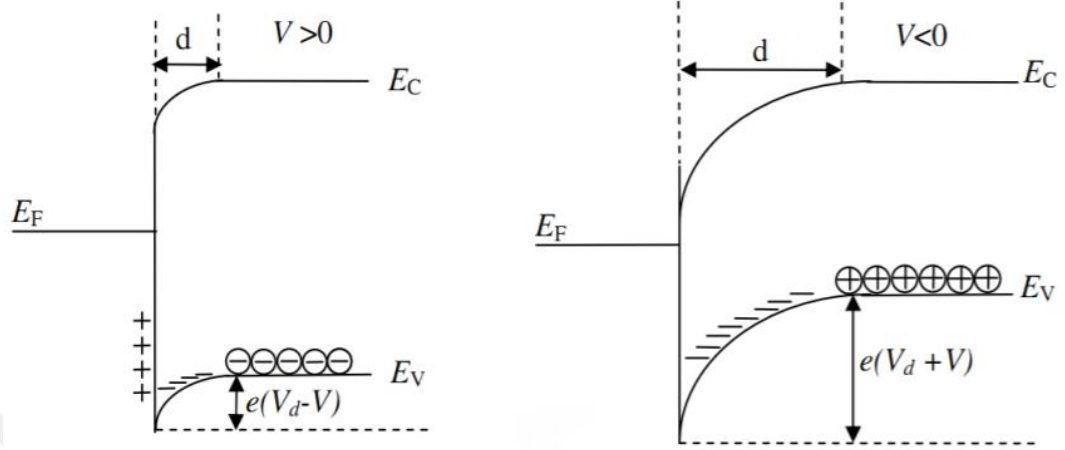
2.4. Metal *p*-tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontaklar

Bir yarıiletken ve bir metalden oluşan kontaklarda, yarıiletken ile metal arasında yük alış verişi olur. Bu yük alış verişi metal ve yarıiletkenin Fermi enerji düzeyleri aynı seviyeye gelene kadar sürer. Böylece denge durumu oluşur. Metal yarıiletken kontaklarda yük taşıyıcıları kontak yüzeyinde biri diğerine göre daha rahat geçtiğinde doğrultucu kontak meydana gelmiş olur. Bu durum akımın bir doğrultuda rahat hareket ettiğini diğer doğrultuda ise bir potansiyel engelleyle karşılaştığını gösterir. Φ_s yarıiletkenin iş fonksiyonu ve Φ_m metalin iş fonksiyonu ve E_s ise değerlik bandının en üst seviyesi ile vakum düzeyinin en alt kısmı arasındaki farktır. Eğer $\Phi_m < \Phi_s$ ise kontak doğrultucu, $\Phi_m > \Phi_s$ ise kontak omiktir.

Şimdi birinci durum yani $\Phi_m < \Phi_s$ olduğunu ve ortam sıcaklığında alıcıların (akseptörlerin) tamamının iyonize olduğunu kabul edelim. Kontak öncesi, (Şekil 2.4.a) yarıiletken ile metal seviyesi arasındaki fark $\Phi_s - \Phi_m$ kadardır. Kontak sonrası, Fermi düzeyleri eşitleninceye kadar (Şekil 2.4.b) metal taraftan yarıiletken tarafa doğru elektron geçişi devam eder. Sonuçta yarıiletken tarafındaki holler (boşluklar), bu elektronlardan dolayı iyonize hale gelirler. İyonize hale gelmiş negatif yüke sahip alıcılar (akseptörler) yarıiletkenin yüzeyindeki d kalınlığında bir uzay yük tabakası içinde dağılım gösterir.

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.6)$$

denklemleri ile verilir.



Şekil 2.5. $V \neq 0$ olması durumunda Metal/p-tipi yarıiletken doğrultucu kontaktağın enerji bant diyagramı

2.5. Tünelleme Eklemi

Tünelleme metal-yarıiletken doğrultucu diyotlardaki önemli bir akım iletim mekanizmasıdır. Elektronlar engel yüksekliğini aşmak yerine daralan engel genişliği sayesinde Schottky engeli boyunca tünellenirler. Geniş yasak enerji aralığına sahip yarıiletken numuneler üzerinde omik kontak yapmak çok zordur. Çünkü bu malzemeler üzerinde düşük engel yüksekliği oluşturmak suretiyle taşıyıcıların her iki yönde de geçiş yapabilmeleri pratik açıdan büyük güçlükler doğurur. Bu tür malzemeler için, yarıiletken yüzeyini aşırı tiplilik gösterecek biçimde (n^{++} ya da p^{++}) katkılamak suretiyle, büyük engel yüksekliğine sahip, ancak taşıyıcıların her iki yönde de tünelleme yapabilmesine izin verecek kadar dar potansiyel engeli oluşturmak mümkündür. Katkılama işlemi termal difüzyon, iyon ekme (ion implantation), ya da epitaksiyel büyütme tekniklerinden biri kullanılarak yapılabilir (Neamen, 1992).

Coşkun (2000) tarafından, bir doğrultucu kontaktağın uzay yükü bölgesinin genişliği (deplasyon bölgesi), yarıiletken katılanan kirlilik atomlarına ait konsantrasyonun karekökünün tersiyle orantılı olduğu belirtilmiştir.

$$w = \sqrt{\left(\frac{2\varepsilon_s}{qN_d}\right)\left(\phi_b - (E_c - E_f) - V - \frac{kT}{q}\right)} \quad (2.7)$$

Bundan dolayı uzay yükü bölgesinin genişliği, katkı atomlarının konsantrasyonunun artmasıyla azalır. Bu durumda katkı konsantrasyonu arttıkça, potansiyel engel genişliği azalacak ve taşıyıcıların her iki yönde de tünelleme yapma ihtimaliyeti artacaktır. Bu yüzden tünelleme ile omik kontak oluşturmada yarıiletken yüzeyin aşırı tiplilik gösterecek seviyede katkılanması gerekmektedir.

2.6. Metal/Yarıiletken Kontaklarda Sıcaklığın Etkisi

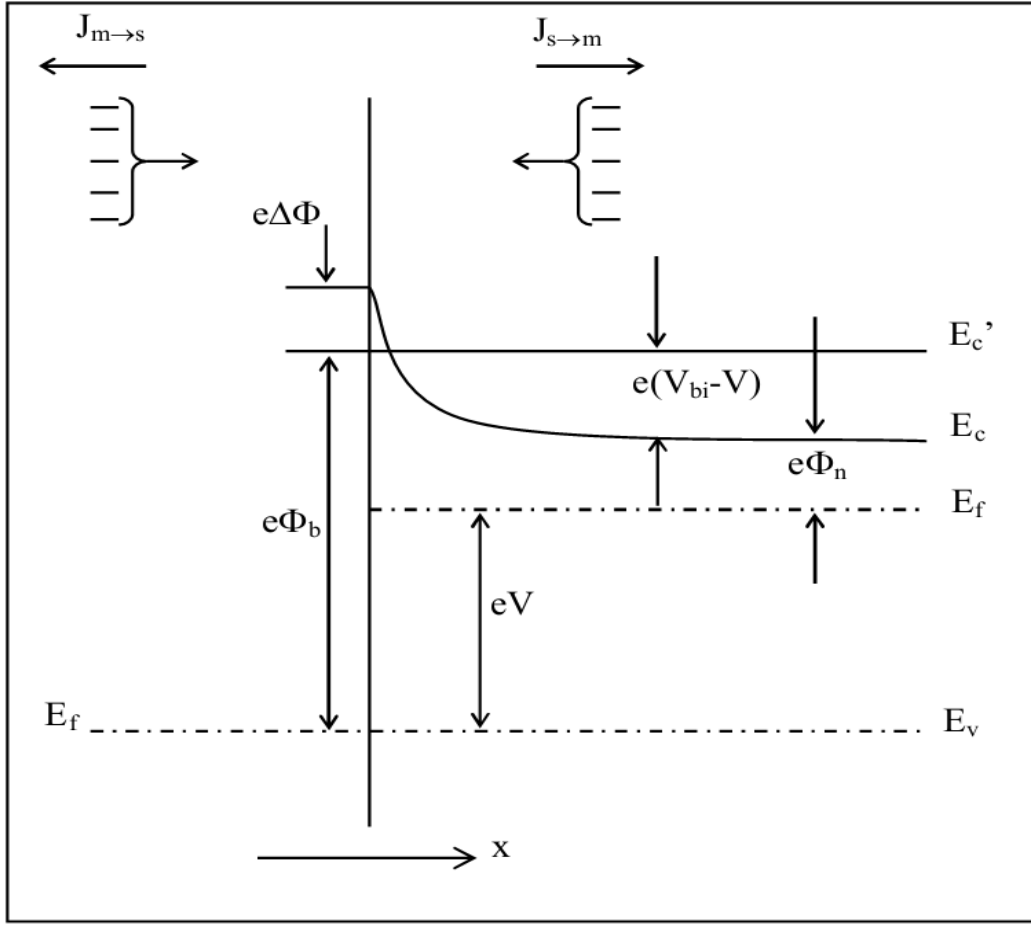
Yarıiletken tabanlı devreler kullanım alanlarına göre çeşitli şekillerde ısınmaya maruz kalırlar. Metalin veya yarıiletkenin ısıya maruz kalarak genişmeden dolayı birbiri üzerine eğilmesi kaçınılmazdır. İdeal bir doğrultucu kontak etmenin en önemli yollarından biri kontağı eritebilecek sıcaklık değerinden kaçınmaktır. Çünkü kontak ara yüzeyi yarıiletkenine zarar verecek şekilde metalik sivri uca sahip düzlemsel olmayan yapıya dönüşür. Bu yapı oluştuğunda, çıkıntının uç bölgesindeki yüksek alan diyotun elektriksel özelliklerini kısmen bozabilir (Aydoğan, 2003).

Yarıiletken aygıt uygulamalarında diyot üzerindeki akan akımdan dolayı oluşan sıvı diyotta bir düzensizlik durumu meydana getirebilir. Bu sebepten dolayı diyotun $I-V$ karakteristiğinin kötüleşmesini izah etmek kolay değildir. $I-V$ karakteristiğinde meydana gelen değişimi her zaman engel yüksekliğindeki artma veya azalmayla açıklamak pek mümkün değildir. Bazı durumlarda diyot karakteristikleri donör veya akseptör gibi davranan atomların yarıiletken içine difüze olmasıyla açıklanabilir veya yarıiletken içindeki katkı atomlarının etkin yoğunluğunu değiştirmek için elektriksel bakımdan aktif merkezler oluşturulur. Katkı yoğunluğunda artış oldukça engelde daralmalar ve termiyonik alan emisyonu meydana gelebilir. Yarıiletken içine giren atomlar veya kusurlar asıl katkı atomlarıyla zıt polaritede iseler etkin hal yoğunluğu azalır ve bazen $p-n$ ekleminin oluşabileceği durum elde edilir. Bu duruma en iyi örnek Al/Si kontaklar gösterilebilir ve elektriksel özelliklerinden dolayı sıkça uygulamalarda kullanılır (Rhoderick and Williams, 1988).

2.7. Termiyonik Emisyon ve Akım-Voltaj Karakteristiği

Yüzeyi sıcak bir tabakada ısısal enerji kazanan taşıyıcıların hareket etmesi olayına **termiyonik emisyon** denir. Bu teori metal-yarıiletken kontaklarda elektronların potansiyel engeli üzerinden taşınma sürecini açıklar. Termiyonik Emisyon teorisi Schottky kontaklarda termal enerji kazanan taşıyıcıların potansiyel engelini aşarak metalden yarıiletkene veya yarıiletkenden metale geçişini anlatır. Schottky kontaklarda akım çoğunluk taşıyıcıları sayesinde gerçekleşir. Çoğunluk taşıyıcıları metal/*n*-tipi yarıiletken kontaklarda elektronlar, metal/*p*-tipi yarıiletken kontaklarda ise holler akımı oluşturur. Metal ve yarıiletkene ait Fermi seviyeleri kontak bölgesine potansiyel fark uygulandığında değişecektir. Isısal olarak uyarılan elektronlar potansiyel engelinin karşı tarafına geçebilecektir. Engel yüksekliği yarıiletken tarafında uygulanan potansiyel farka göre değişiklik gösterir. Düz besleme esnasında potansiyel engeli elektronlar için düşecek ve böylece metalden yarıiletkene geçen akımda artış olacaktır. Ters besleme esnasında ise potansiyel engeli yükselecek ve metalden yarıiletkene geçen akımda azalma olacaktır.

Sze (1981)'e göre; T.E. teorisi ortaya konulurken, Maxwell-Boltzmann dağılımının uygulanabilmesi ve ısısal dengenin değişmemesi için, doğrultucu kontağın engel yüksekliğinin, kT enerji değerinden fazla olduğu ve arınmış bölgedeki taşıyıcıların çarpışma olasılığının daha da azaldığı kabul edilir. Buna paralel olarak deplasyon bölgesinde görülen sürüklenme ve difüzyon bu teoriye göre ihmal edilmektedir.



Şekil 2.6. Metal-yarıiletken kontaklarda doğru besleme durumunda imaj kuvvetindeki azalmanın etkisini gösteren enerji bant diyagramı (Deniz, 2105)

Şekil 2.6'da metal/yarıiletken kondağa V büyüklüğünde doğru besleme gerilimi uygulanmıştır. Yarıiletken taraftan metal tarafa akan akımın yoğunluğu $J_{s \rightarrow m}$ ile verilir. Benzer şekilde metal taraftan yarıiletken tarafa akan akımın yoğunluğu $J_{m \rightarrow s}$ ile verilir. $J_{s \rightarrow m}$ akım yoğunluğu, x yönünde ve potansiyel engelini geçebilecek kadar büyük hıza sahip elektronların konsantrasyonunu gösteren bir fonksiyondur. Bu sebeple,

$$J_{s \rightarrow m} = e \int_{E_c'}^{\infty} v_x dn \quad (2.8)$$

denklemleri ile verilir. Bu denklemdeki E_c' metaldeki termoyonik emisyon için lazım olan minimum enerji, v_x ise yüklerin taşınma hızıdır. Elektron konsantrasyonundaki artış,

$$dn = g_c(E) f_F(E) d(E) \quad (2.9)$$

eşitliği ile verilir. Bu eşitlikteki, $g_c(E)$ iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu ve $f_F(E)$, Fermi-Dirac ihtimaliyet fonksiyonudur. Elektron konsantrasyonunu bulmak için Maxwell-Boltzmann yaklaşımını uygularsak,

$$dn = \frac{4\pi (2m_n^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E - E_c} \exp\left[\frac{-(E - E_F)}{kT}\right] dE \quad (2.10)$$

yazılabilir. $(E - E_c)$ enerji farkı serbest durumdaki elektrona ait kinetik enerji olduğu düşünülürse, bu eşitlik,

$$\frac{1}{2} m_n^* v^2 = E - E_c \quad (2.11)$$

$$dE = m_n^* v dv \quad (2.12)$$

ve

$$\sqrt{E - E_c} = v \sqrt{\frac{m_n^*}{2}} \quad (2.13)$$

şeklini alır. Elde edilen eşitlikler kullanılır ve (2.10) ifadesi tekrardan yazılırsa,

$$dn = 2 \left(\frac{m_n^*}{h}\right)^3 \exp\left(\frac{-e\phi_n}{kT}\right) \exp\left(\frac{-m_n^* v^2}{2kT}\right) 4\pi v^2 dv \quad (2.14)$$

eşitliğine ulaşılır. Elde edilen bu eşitlik, v ve $v + dv$ hız aralığındaki elektronların miktarını verir. Hız ifadesi, bileşenlere ayrıldığında; $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ olarak verilir. Böylece (2.8) eşitliği,

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left(\frac{m_n^*}{h}\right)^3 \exp\left(\frac{-e\phi_n}{kT}\right) \int_{v_{0x}}^{\infty} v_x \exp\left(\frac{-m_n^* v_x^2}{2kT}\right) dv_x \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-m_n^* v_y^2}{2kT}\right) dv_y$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-m_n^* v_z^2}{2kT}\right) dv_z, \quad (2.15)$$

şeklinde yazılabilir. v_{0x} hızı, x doğrultusu boyunca hareket eden elektronun engel yüksekliğini engelini geçebilmesi için gereken minimum hızdır. Elde ettiğimiz son eşitlikte aşağıdaki değişken,

$$\frac{m_n^* v_x^2}{2kT} \equiv \alpha^2 + \frac{e(V_{bi} - V)}{kT} \quad (2.16.a)$$

$$\frac{m_n^* v_y^2}{2kT} \equiv \beta^2 \quad (2.16.b)$$

$$\frac{m_n^* v_z^2}{2kT} \equiv \gamma^2 \quad (2.16.c)$$

Ayrıca minimum v_{ox} hızı için, $\frac{1}{2} m_n^* v_{0x}^2 = e(V_{bi} - V)$ yazılabilir. Bu

durumda $v_x \rightarrow v_{ox}$ şartında $\alpha = 0$ değerini alır. Tekrar $v_x dv_x = \left(\frac{2kT}{m_n^*} \right) \alpha d\alpha$

ifadesi yazılabilir. Bu ifadeler (2.15) denkleminde kullanılırsa;

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left(\frac{m_n^*}{h} \right)^3 \left(\frac{2kT}{m_n^*} \right)^2 \exp \left(\frac{-e\phi_n}{kT} \right) \exp \left[\frac{-e(V_{bi} - V)}{kT} \right] \\ \times \int_0^\infty \alpha \exp(-\alpha^2) d\alpha \int_{-\infty}^\infty (-\beta^2) d\beta \int_{-\infty}^\infty (-\gamma^2) d\gamma \quad (2.17)$$

Son eşitliğin integralini alırsak;

$$J_{s \rightarrow m} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp \left[\frac{-e(\phi_n + V_{bi})}{kT} \right] \exp \left(\frac{eV}{kT} \right) \quad (2.18)$$

veya

$$J_{s \rightarrow m} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp \left[\frac{-e\phi_b}{kT} \right] \exp \left(\frac{eV}{kT} \right) \quad (2.19)$$

olur. Uygulama gerilimi sıfır olduğunda $J_{s \rightarrow m}$ ile $J_{m \rightarrow s}$ tamamen eşittirler. Bu durumda,

$$J_{m \rightarrow s} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp \left[\frac{-e\phi_b}{kT} \right] \quad (2.20)$$

ifadesi ile verilir. Eklem bölgesindeki net akım yoğunluğu $J = J_{s \rightarrow m} - J_{m \rightarrow s}$ olur. En basit haliyle net akım yoğunluğu değeri,

$$J = \left[A^* T^2 \exp \left(\frac{-e\phi_b}{kT} \right) \right] \left[\exp \left(\frac{eV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.21)$$

eşitliği ile hesaplanır. Bu eşitlikte A^* termyonik emisyon için Richardson sabitidir ve,

$$A^* = \frac{4\pi em_n^* k^2}{h^3} \quad (2.22)$$

denklemleri ile hesaplanır. Genel durumlar için (2.21) eşitliği,

$$J = J_{st} \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.23)$$

şeklini alabilir. Burada J_{st} ters-doyma akım yoğunluğu olarak bilinir ve

$$J_{st} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_b}{kT}\right) \quad (2.24)$$

olarak yazılır. İmaj kuvveti nedeniyle ϕ_b potansiyel engelinin azaldığı ve $\phi_b = \phi_{b0} - \Delta\phi$ biçiminde yazıldığı göz önünde bulundurulursa (2.24) eşitliği tekrardan,

$$J_{st} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{e\Delta\phi}{kT}\right) \quad (2.25)$$

olarak verilir. Elektrik alanının artışı veya ters besleme geriliminin artmasıyla potansiyel engelindeki $\Delta\phi$ değişimi artacaktır.

2.8. Schottky Diyotlarda Temel Diyot Parametrelerinin Belirlenmesinde Cheung Fonksiyonlarının Kullanılması

Düz beslem altındaki Schottky diyotların I - V karakteristiklerinden temel diyot parametrelerinin belirlenmesinde Cheung ve Cheung (1986), tarafından değişik bir modelleme ortaya konulmuştur. Akım yoğunluğu (J) diyodun etkin alanı A ile çarpıldığında diyot üzerinden geçen net akım;

$$I = A.J = \left[AA^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.26)$$

olarak ifade edilir. Bu ifadede $eV \gg kT$ olduğu durumlarda, 1 değeri hesaplamaya dahil edilmeyebilir. Gerçekte uygulama geriliminin hepsi deplasyon bölgesine düşmemektedir. Böylece ideal durumdan sapmaların söz konusu olacağı söylenebilir. Bu sapmalardan bahsedebilmek için birimi olmayan (n) idealite faktörü göz önünde bulundurulmalıdır. Bu durumda yukarıda ifade edilen akım denklemini aşağıdaki şekilde yazabiliriz:

$$I = A.J = \left[AA^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.27)$$

Uygulama gerilimi V 'nin IR_s çarpanı kadar kısmı diyotun seri direnç bölgesine denk geleceği için V yerine $(V) - IR_s$ yazılırsa (2.27) denklemini aşağıdaki gibi tekrardan şekillendirebiliriz.

$$I = A.J = \left[AA^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{e(V - IR_s)}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.28)$$

Son eşitlikten;

$$V = \left(\frac{nkT}{e}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^* T^2}\right) + n\Phi_b + IR_s \quad (2.29)$$

ifadesi türetilir. (2.29) eşitliğinin $\ln I$ 'ya göre türevi alınırsa;

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{e} + IR_s \quad (2.30)$$

eşitliğine ulaşılır. (2.30) eşitliğinde, $\frac{dV}{d(\ln I)}$ 'nın I 'ya göre çizilen grafiği lineer özelliğe sahip olacaktır. Çizilen doğrunun eğimi bizlere nötral bölge direnci ya da R_s , seri direnç değerini verecektir. Bu doğrunun düşey eksenini kestiği noktadan (n) idealite faktörü bulunabilir. Engel yüksekliği Φ_b 'yi elde etmek için;

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{e}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^* T^2}\right) \quad (2.31)$$

biçiminde bir $H(I)$ - I fonksiyonu belirlenebilir. (2.29) ve (2.30) denklemlerinden;

$$H(I) = n\Phi_b + IR_s \quad (2.32)$$

yazılabilir. (2.32) denkleminde $H(I)$ 'nın I 'ya göre grafiğini çizdiğimizde bir doğru grafiği elde ederiz. Bu doğrudan elde edilen eğim değeri R_s seri direnç değerini bulamamızı sağlayacaktır. Benzer şekilde doğrunun $H(I)$ - I eksenini kestiği nokta sayesinde potansiyel engeli $e\Phi_b$ hesaplanır (Korkut, 2018).

2.9. Norde Fonksiyonları ile Schottky Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi

Schottky diyotlarda temel diyot parametrelerini belirlemek için geliştirilen yöntemlerden birisi de Norde Fonksiyonlarıdır. Bu fonksiyonlar sayesinde seri direnç, idealite faktörü ve engel yüksekliği gibi diyotun temel elektriksel parametreleri hesaplanabilir. Norde tarafından idealite faktörü değerinin 1 olduğunu varsayarak seri direnç ve engel yüksekliğini tanımlayan,

$F(V)$ fonksiyonunu türetilmiştir. Bu metot da engel yüksekliği ve seri direnç değerleri sıcaklıkla değişmemesi gerekir. Bu yüzden bu metot tek bir sıcaklık değerinde $I-V$ eğrisine uygulanır (Norde, 1979).

Sato ve Yasamura, Norde' nin bulduğu metodu geliştirmiş, sadece idealite faktörünün 1 olduğu değerlerde değil 1'den büyük olduğu değerlerde de ($1 < n < 2$) idealite faktörü, seri direnç ve engel yüksekliği değerlerinin belirlenebileceğini göstermişlerdir. Bu metot Norde metodunun aksine R_s ve Φ_b değerlerinin farklı sıcaklıklarda da hesaplanabileceğini göstermişlerdir. Bu metot için en az iki farklı sıcaklık değerinde $I-V$ eğrisi gereklidir (Sato ve Yasamura, 1985).

T.E. teorisine göre doğru beslem altındaki Schottky diyoda ait $I-V$ ilişkisi;

$$I = \left[AA^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{eV_o}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.33)$$

biçiminde verilir. Bu eşitlikteki I_o doyma akımıdır, V_o ise bariyer duvarı boyunca potansiyel düşmesidir. Deneysel çalışmalarda Schottky kontaklar doğru beslem altında $I-V$ karakteristikleri ideal durumdan uzaklaşabilir ($n > 1$ gibi). Bu sebepten denklem 2.6'da yer alan akım değeri;

$$I = \left[AA^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{eV_o}{nkT}\right) \right] \left[1 - \exp\left(-\frac{eV_o}{kT}\right) \right] \quad (2.34)$$

biçiminde yazılabilir. Burada $\left[\exp\left(-\frac{eV_o}{kT}\right) \right] \ll 1$ şartı ele alınırsa ve Schottky

diyoda uygulanan V geriliminin bir kısmının seri direnç üzerine $V_o = V - IR_s$ şeklinde düşeceği düşünülürse 2.34 ifadesi;

$$I = \left[AA^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{e(V - IR_s)}{nkT}\right) \right] \quad (2.35)$$

biçiminde tekrardan yazılabilir. Bu eşitlikteki V uygulanan dış gerilim, R_s ise seri direnci ifade etmektedir.

T.E. teorisi yalnız diyodun doğru beslem $I-V$ grafiğinin lineer kısmında uygulanır. Seri direncin fazla olması sebebiyle doğrusal bölge $kT/e \ll V \ll I R_s$ aralığında sınırlanmış olur. Bu sınırlama $\ln(I)-V$ karakteristiğinin analiz edilmesini zorlaştırır ve bu bölge içinde doyum akımı I_o ve potansiyel engeli (Φ_b) hatasız bir şekilde belirlenemez. Diyot parametrelerini belirleyebilmek için daha güvenilir yöntemler vardır. Norde' nin sunmuş olduğu ilk fonksiyon aşağıdaki gibi verilir.

$$F(V) = \frac{V}{2} - \left(\frac{kT}{e} \right) \ln \left(\frac{I}{AA * T^2} \right) \quad (2.36)$$

İdealite faktörü değerinin 1 olduğu durum için $F(V)$ fonksiyonu kullanılarak, R_s , Φ_b 'nin değerleri belirlenmeye çalışılmıştır.

Eşitlik 2.35' in her iki kısmının da \ln 'i alınıp 2.36 eşitliğinde yerine konulursa,

$$F(V) = \left(\frac{n-2}{2n} \right) V + \frac{IR_s}{n} + \phi_b \quad (2.37)$$

eşitliğine ulaşılır. Bu eşitlikte $R_s=0$ ideal durumu için $F(V)$ - V grafiğinin eğimi $(n-2/2n)$ olan bir doğrudur ve $F(V)$ eksenini $V=0$ 'da kestiği nokta Φ_b 'yi verir. Bu arada seri direnç sıfırdan farklı ise $F(V)$ fonksiyonu bir minimumda geçer ve

$$F(V) = \frac{V}{2} - \left(\frac{kT}{e} \right) \ln \left(\frac{I}{AA * T^2 R_s} \right) \quad (2.38)$$

şeklinde yazılabilir. Denklem 2.38'in V 'ye göre türevi alınıp denklem tekrardan oluşturulursa,

$$\frac{\partial F(V)}{\partial V} = \frac{1}{2} \left[\frac{n-2}{2} + \frac{\beta IR_s}{n + \beta IR_s} \right] = \frac{n-2 + \beta IR_s}{2(n + \beta IR_s)} \quad (2.39)$$

elde edilir. $(1/\beta = kT/e)$ ve $\partial F(V)/\partial V = 0$ şartında $F(V)$ bir minimum geçer. Minimumdan geçen akım I_{oi} , gerilim değeri ise V_{oi} 'dir. Burada

$$\frac{n-2 + \beta I_{oi} R_{si}}{2(n + \beta I_{oi} R_{si})} = 0 \quad (2.40a)$$

$$n-2 + \beta I_{oi} R_{si} = 0 \quad (2.40b)$$

ile verilir. Burada R_{si} ve Φ_b ' için sırasıyla

$$R_{si} = \frac{(2-n)}{I_{oi}} - \frac{kT_i}{e} \quad (2.41)$$

$$\phi_b = F(V_{oi}) + \left(\frac{2-n}{n} \right) V_{oi} - \left(\frac{2-n}{n} \right) \frac{1}{\beta_i} = F(V_{oi}) + \left(\frac{2-n}{n} \right) \left(\frac{V_{oi}}{2} - \frac{kT_i}{e} \right) \quad (2.42)$$

eşitlikleri çıkarılır. Bu kısımda R_{si} , β_i , V_{oi} ve I_{oi} ($i = 1, 2, \dots, n$) çeşitli sıcaklıklar için denk gelen değerleri gösterir. K.E Bohlin, Schottky diyotlarda I - V grafiğinden hesaplanan R_s , Φ_b ' ve n değerlerini bulmak için iki farklı fonksiyonu öne sürmüştür (Bohlin, 1986). Bu fonksiyonlarda Norde fonksiyonun ilk

teriminde yer alan $V/2$ ifadesi yerine V/γ ifadesi getirilmiştir. Burada γ terimi n değerinden fazla olmak şartıyla ($\gamma > n$) rastgele bir sabittir. Böylece Norde fonksiyonunu,

$$F(V, \gamma) = \frac{V}{\gamma} - \frac{1}{\beta} \left[\ln \left(\frac{I}{AA * T^2} \right) \right] \quad (2.43)$$

biçiminde yazabiliriz. Tekrardan denklem 2.33'de her iki kısmın ln'i alındığında

$$F(V, \gamma) = \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{n} \right) V + \phi_b + \frac{IR_s}{n} \quad (2.44)$$

denkleme ulaşılır. Seri direnç değeri ideal diyot için sıfırdır ve $F(V, \gamma)$ 'nin V 'ye göre grafiği, eğimi $(n-\gamma)/\gamma$ olan bir doğru olur. Fakat seri direnç mevcut ise bu fonksiyon değeri

$$F(V, \gamma) = \frac{V}{\gamma} - \frac{1}{\beta} \left[\ln \left(\frac{V}{R_s AA * T^2} \right) \right] \quad (2.45)$$

şeklinde yazılır. Voltaj değeri yüksek durumlar için bu fonksiyon; eğimi $1/\gamma$ olan bir doğruya yaklaşır. γ değeri n 'den büyük olduğu sürece fonksiyon kesikli olarak bir minimumdan geçer. $F(V, \gamma)$ fonksiyonun V 'ye göre türevini alıp minimum noktada sıfıra eşitlediğimizde,

$$I_o = \frac{\gamma - n}{\beta R_s} \quad (2.46)$$

denklemini yazılabilir. Bu denklemdeki ki I_o ve V_o değeri minimum noktasındaki akım ve gerilim değerine denk gelir. Böylece potansiyel engeli ve seri direnç eşitlikleri

$$\phi_b = F(V_o, \gamma) + \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{\gamma} \right) V_o - \frac{(\gamma - n)}{\beta n} \quad (2.47)$$

$$R_s = \frac{(\gamma - n)}{\beta I_o} \quad (2.48)$$

şeklinde yazılır.

2.10. Difüzyon Teorisi

Parçacık yoğunluğu gradyenti bulunan iki bölge arasında, yoğunluğun yüksek kısımdan az olan tarafa doğru oluşan yük geçişlerine difüzyon denir. Metal-yarıiletken kontaklarda yük geçişleri, sıvılar ve gazlarda olduğu gibi

elektronların/hollerin yüksek konsantrasyonlu bölgeden düşük konsantrasyonlu bölgeye difüzyonu ile meydana gelir. Aşağıdaki varsayımlar dikkate alınarak difüzyon teorisi şöyle açıklanır;

- 1- Engel yüksekliği değeri kT/q enerjisine göre daha büyüktür,
- 2- Tükenim alanındaki elektronların çarpışmaları görmezden gelinebilir,
- 3- Taşıyıcı konsantrasyonu $d=0$ ve $d=w$ bölgesinde akımdan etkilenmez
- 4- Yarıiletkendeki safsızlık konsantrasyonu dejenere değildir (Sze, 1981).

2.11. Termiyonik Emisyon Difüzyon Teorisi

Termiyonik emisyon ve difüzyon teorisini bir araya getiren Crowell ve Sze Termiyonik emisyon difüzyon teorisini ortaya çıkarmışlardır. Ortaya atılan bu teoriye göre metal yarıiletken kontak ara yüzeyinde meydana gelen rekombinasyon hızı oldukça önemlidir. Metal/yarıiletken kontakta uygulanan potansiyel fark, metal tarafa doğru elektronların hareket etmesine sebep olur. Optik fonon geri saçılmalarından ve kuantum mekaniksel yansımalarından dolayı akım değerinde azalmalar meydana gelir. Sze tarafından bu durumun sebebi rekombinasyon hızında meydana gelen düşüş olarak belirtilmiştir. Termiyonik emisyon difüzyon teorisine göre elektronlar metal yarıiletken arayüzeyinde optik fononlarla etkileşmeksizin potansiyel engel üzerinden salınma olasılığı ve ortalama iletim katsayısı değeri göz önüne alınarak A^* Richardson sabiti A^{**} olarak değişir. Bu durumda $I-V$ eşitliği,

$$J = J_0 \left(\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right) \quad (2.49)$$

şeklinde ifade edilebilir. Eşitlikte T sıcaklık değerini, n diyodun ideallik faktörünü ve J_0 doyma akım yoğunluğu olup,

$$J_0 = -A^{**}T^2 \exp\left[\frac{-q\phi_B}{kT}\right] \quad (2.50)$$

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

$$A^{**} = A^* \exp\left(\frac{\beta}{kT}\right) \quad (2.51)$$

eşitliği ile verilir. Metal/yarıiletken gövde arasına yalıtkan olan oksit tabakası (MIS-MOS) konulursa Richardson sabiti konulan oksit tabakaya bağlı olarak etkin değer alır ve A^{**} ifadesi yerine yalıtkan oksit tabakasından dolayı A_{etk} yazılır:

$$A_{etk} = A^{**} \exp \left[\frac{-4\pi\delta}{h(2m^*\chi)^{1/2}} \right]^{1/2} \quad (2.52)$$

Bu eşitlikte δ , metal/yarıiletken gövde arasındaki yalıtkan olan oksit tabakasının kalınlığı, $m^*=m_o$ etkin kütle, h Planck sabiti, χ ise yarıiletkenin elektron ilgisidir. İdeal diyotta meydana gelen sapma miktarını hesaplamak için ideallik faktörü, “ n ” olarak belirtilir. T.E. teorisinde belirtildiği üzere ideal diyot için $n=1$ ’dir. Akım yoğunluğu ifadesini buna göre tekrar yazarsak;

$$J = J_0 \exp \left(\frac{qV}{nkT} \right) \quad (2.53)$$

ile verilir. Diyotta n değeri 1’den saptıkça engel yüksekliği değerinin uygulanan gerilime bağlılığı artış göstermektedir. Yarıiletken ile dengedeki arayüzey halleri N_{ss} ve metal ile yarıiletken arasındaki yalıtkan oksit tabakasının kalınlığı (δ) cinsinden,

$$n = 1 + \frac{\delta}{\epsilon_i} \left[\frac{\epsilon_s}{w} + qN_{ss} \right] \quad (2.54)$$

şeklinde verilebilir. Buradaki eşitlikteki ikinci terimdeki artış ideallikten sapmalara neden olur. Sonuç olarak n değeri yalıtkan tabakanın kalınlığının ve arayüzey hallerinin artması nedeniyle artış gösterir. Potansiyel duvarındaki azalma A^{**} ’nın alana bağımlılığı sebebiyle Schottky diyotlarda n idealite faktörü değeri $1 < n < 1,2$ şeklinde olur (Kim vd., 2007).

2.12. Deplasyon Bölgesinde Rekombinasyon (Yeniden Birleşim) ve Jenarasyon (Taşıyıcı Oluşumu)

Bir yarıiletkenin 0 K sıcaklığının üstündeki sıcaklıklarda iletkenlik bandında elektronlar ve valans bandında holler bulunur. İletkenlik bandındaki serbest elektronun valans bandındaki bir hol ile birleşmesi sonucu bir enerji açığa çıkar. Bu şekilde serbest bir elektron ile holün yok olması (yeniden birleşmesi) olayı **rekombinasyon** olarak adlandırılır. Tersine, yeterli enerjiyi alan bir elektron kovalent bağdan koparak serbest hale gelebilir. Bu olay **jenerasyon** (elektron-hol çiftinin oluşması) olarak adlandırılır. Uzay yükü bölgesindeki rekombinasyonun önemi (Yu vd., 1968) sayesinde detaylı bir şekilde ortaya çıkarılmıştır. Rekombinasyonun gerçekleşmesi çoğunlukla bölgesel durumlar neticesinde oluşur. Shockley-Read (1950) ve Hall’ in ortaya koyduğu teorilere göre, mümkün olan en etkili rekombinasyon merkezleri band aralığının ortasına yakın enerjilere

sahip olan merkezlerdir. Schottky diyotlar için akım iletim sistemi rekombinasyon olayı gerçekleştiği durumlarda $p-n$ eklem diyotlara benzemektedir. (Sah vd., 1957) doğru beslem altındaki düşük seviyedeki akımlar için akım yoğunluğunun yaklaşık olarak;

$$J_r = J_{r0} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) \right] \quad (2.55)$$

ile verilebileceğini açıklamışlardır. Burada $J_{r0} = \left(\frac{qn_i w}{2\tau_r}\right)$ dir. Burada n_i , asal elektron konsantrasyonu olup $n_i \alpha \left(\frac{-qE_g}{2kT}\right)$ biçiminde bir bağıntı vardır. Bu eşitlikteki w , arınma bölgesinin genişliği, τ_r , elektronların deplasyon bölgesini geçmesi için gereken süredir. Rekombinasyon akımı ile termiyonik emisyon akımı arasında bir orantı kurarsak,

$$T^2 \tau_r \exp\left[q \left(\frac{E_g + V - 2\Phi_b}{2kT} \right) \right] \quad (2.56)$$

ifadesini elde ederiz (Karataş, 2003). Buradaki orantı τ_r , V ve E_g ile değeri artış gösterirken, Φ_b değeri ile azalır. Doğru beslem altında rekombinasyon akımı artan ve azalan sıcaklıkla ters orantılı bir değişim gösterir ve bu sıcaklık değerlerinde iki farklı eğime sahip bir doğru verir. Böylece, aktivasyon enerjisi düşük sıcaklıklar için $(E_g - V)/2$ değerine ve yüksek sıcaklıklar için ise $(\Phi_b - V)$ değerine hemen hemen eşittir. Bütün bunlar göz önünde bulundurulduğunda Schottky diyotlar için ideallikten uzaklaşmanın farklı bir sebebi de meydana gelen rekombinasyon akımıdır. İdeallikten uzaklaşmalar düşük sıcaklık değerleri için iyice belirgin olmasından dolayı bu sıcaklıklardaki ölçümlerin de hesaba katılması gerekir.

Yüklerden arındırılmış bölgedeki jenerasyon-rekombinasyon merkezleri, termiyonik emisyon taşıyıcı bileşeniyle orantılı bir artışa neden olur. Bu olay daha çok orta derecedeki sıcaklık değerlerinde (175 K-235 K) etkili bir mekanizmadır (Rhoderick, 1988).

2.13. Engel Yüksekliğinin Sıcaklığa Bağlılığı

Homojen olmayan potansiyel engeline sahip bir Schottky diyot için aşağıda gösterilen bazı temel ifadeler kullanılır.

$$\Phi_b^j = \bar{\Phi}_b - \frac{\sigma_s^2}{\left(\frac{2kT}{q}\right)} \quad \text{ve} \quad \Phi_b^c = \bar{\Phi}_b \quad (2.57)$$

Burada Φ_b^j , doğru beslem gerilimi altında alınan I - V ölçümleri kullanılarak elde edilen engel yüksekliği, Φ_b^c , diyodun C - V ölçümleri kullanılarak elde edilen engel yüksekliği, $\bar{\Phi}_b$ engel yüksekliğinin ortalama değeridir ve σ_s ise standart sapmayı ifade eder. Eşitlik 2.57'deki son iki terim inhomojen Schottky engelinin sıcaklık ve eşitlikte geçen diğer diyot parametreleri arasında olan ilişkiyi gösterir. Bu terimler, diyodun I - V ve C - V grafiklerinden hesaplanan engel yüksekliği değerlerinin bir birinden farklı olduğunu gösterir. Bununla birlikte, potansiyel fark uygulandığında engeldeki dağılım değişmesi göz önünde bulundurulursa, idealite faktörüyle ilgili açıklamalara bu ifadelerden ulaşılabilir. (2.57) eşitliği potansiyel engelinin sıcaklıkla değişimini göstermektedir. Diyodun I - V karakteristiğini her bir sıcaklık değeri için sıfır uygulama gerilimine fit ettiğimizde elde ettiğimiz I_0 doyma akımı yardımıyla engel yüksekliği değerini hesaplayabiliriz. Hesapladığımız engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığın tersi $1/T$ 'ye karşı değişim karakteristiği bize bir doğru verir. Elde ettiğimiz bu doğrunun eğimi $\left(\frac{q\sigma_s^2}{2k}\right)$ olur.

Böylece standart sapma değeri hesaplanabilir. Bu lineer doğrunun potansiyel engel yüksekliğini kestiği nokta ise ortalama engel yüksekliğini verir (Werner ve Güttler, 1991).

2.14. İmaj Kuvvetinin Etkisinden Dolayı Engel Yüksekliğinin Azalması

Schottky diyot için potansiyel engel yüksekliği;

$$\Phi_b = \Phi_m - \chi_s \quad (2.58)$$

eşitliği ile hesaplanır. Ancak belli durumlarda bu engel yüksekliği değişebilir. Bu durumlardan birincisi; Schottky veya imaj kuvveti etkisiyle engel yüksekliğinin değerininin azalmasıdır.

Bir metalden x mesafesi uzaklıktaki bir dielektrikte yer alan herhangi bir elektron bir elektrik alanın oluşmasına neden olur. Oluşan bu elektrik alanın

çizgileri, metalin yüzeyine dik şekilde olmalıdır. Ayrıca bu elektrik alan çizgileri metal yüzeyine göre iç kısımda x kadar mesafede yerleşmiş olab bir $+e$ imaj yüküyle aynı olacaktır. Şekil 2.7.a'da bahsettiğimiz imaj etkisini görebiliriz. Bu imaj yükü ve Coulomb etkileşmesi etkisiyle elektrona etki eden net kuvvet,

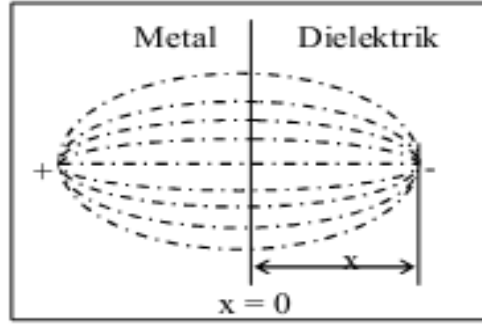
$$F = \frac{-e^2}{4\pi\epsilon_s(2x)^2} = -eE \quad (2.59)$$

eşitliği ile gösterilir (Neamen, 1992). Elektriksel potansiyel ise,

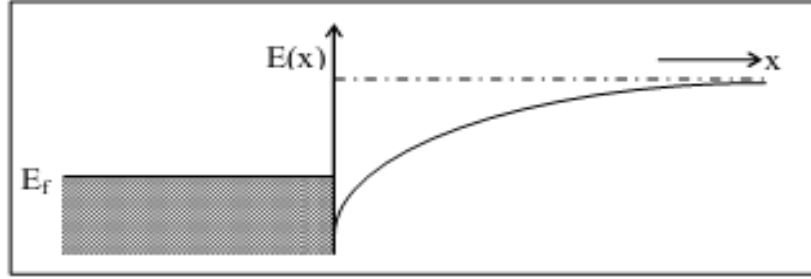
$$-\Phi(x) = +\int_x^\infty Edx' = +\int_x^\infty \frac{e}{4\pi\epsilon_s 4(x')^2} dx' = \frac{-e}{16\pi\epsilon_s x} \quad (2.60)$$

eşitliği ile verilir. Bu eşitlikte x' integral değişkenidir, $x=\infty$ için potansiyel değeri sıfır olarak alınır.

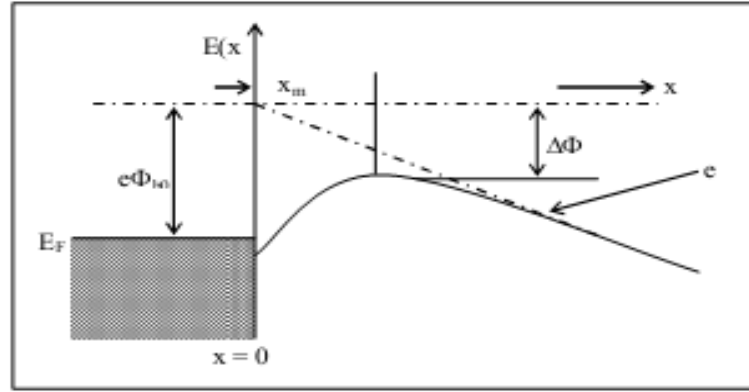
Başka bir elektrik alan olmadığı düşünülürse elektronun potansiyel enerjisindeki $-e\Phi(x)$ değişimi Şekil 2.7.b'de görülmektedir.



(a)



(b)



(c)

Şekil 2.7. (a) Metal/dielektrik arayüzeyinde yer alan imaj yükü ve elektrik alan çizgileri, (b) $E=0$ durumunda potansiyel engeline meydana gelen bükülme, (c) $E=$ sabit durumunda imaj yükü etkisiyle meydana gelen bükülme (Deniz, 2015)

Dielektrikteki bir elektrik alanın varlığında potansiyel ifadesi ilave bir terim olarak modifiye edilir ve aşağıdaki gibi olur;

$$-\Phi(x) = \frac{-e}{16\pi\epsilon_s x} - Ex \quad (2.61)$$

Elektrik alanın sıfır olduğu durumda elektronun potansiyel enerjindeki değişimi Şekil 2.9.c.'de görebiliriz. Potansiyel engeli piki bu şekilde görüleceği üzere düşmüştür. Pik yüksekliğindeki bu düşüş engel yüksekliğinin Schottky etkisi ve imaj kuvveti etkisi azalması olarak bilinir.

$$\frac{d(e\Phi(x))}{dx} = 0 \quad (2.62)$$

Eşitlik 2,62 durumu göz önünde bulundurularak maksimum engel konumu,

$$x_m = \sqrt{\frac{e}{16\pi\epsilon_s E}} \quad (2.63)$$

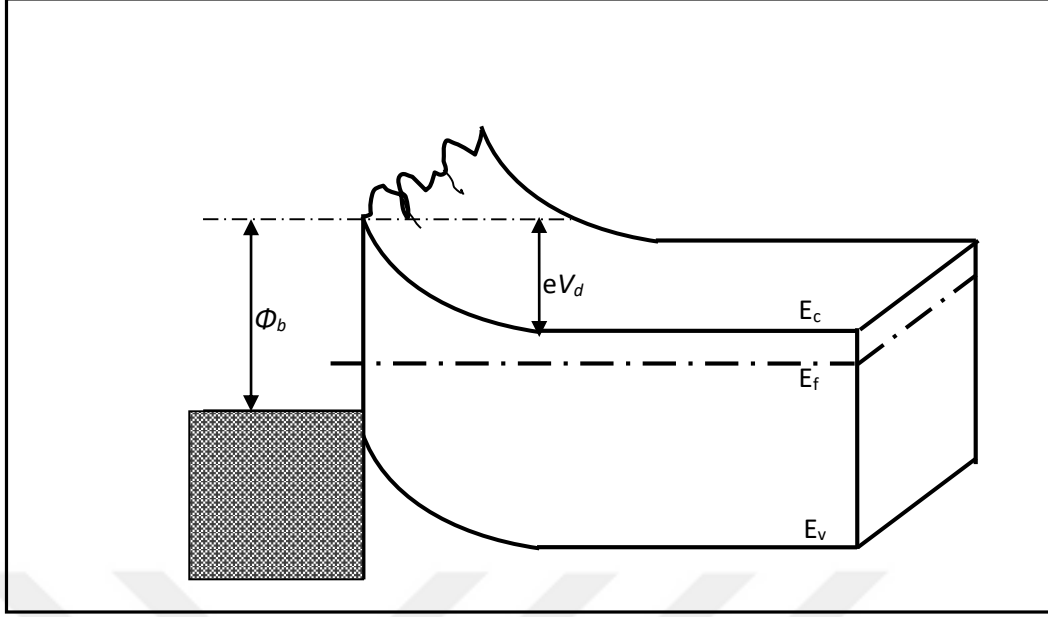
ve Schottky engel yüksekliğindeki azalma,

$$\Delta\Phi = \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_s}} \quad (2.64)$$

eşitliği ile verilir.

2.15. Potansiyel Değişim Modeli ve Homojen Olmayan Engel Yüksekliğinin Analizi

Schottky diyotlarda I - V ve C - V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değeri birbirinden farklıdır. Bu diyotlar için farklı sıcaklık değerleri için I - V ve C - V karakteristiklerinden hesaplanan engel yüksekliğindeki değişim ve idealite faktörü değerinin 1'den daha büyük olması çeşitli şekillerde izah edilebilir. Kontak arayüzeyindeki düzensizlik, Şekil 2.8'de verilen V_d (built-in voltajı) ve engel yüksekliğinin farklı uzaysal değişimlerine neden olarak homojen olmayan bir dağılıma neden olacaktır. Metalin atomik yapısı, dislokasyonlar ve tane sınırlarının ve metal kalınlığındaki değişim arayüzeyin pürüzlü bir hal almasında önemli rol oynar. Potansiyeldeki değişimlerin farklı bir sebebi de alan emisyonu sebebiyle bölgesel olarak engel yüksekliğindeki azalma olabilir (Deniz, 2015).



Şekil 2.8. Engel yüksekliği homojen olmayan bir Schottky diyotun üç boyutlu enerji-bant diyagramı (Aydoğan, 2003)

Metal-yarıiletken kontaklarda yukarıda ifade edilen çeşitli nedenlerden kaynaklanan anormallikler, kontaktların ideal davranmamasına neden olmakta ve engel parametrelerinin uygulanan gerilimle değişmesine neden olmaktadır. Böylece Schottky engel parametreleri, bu homojensizliklerden dolayı uygulanan gerilime duyarlı olmaktadır. Ayrıca bu homojensizlikleri tasvir etmek için biri Tung'un "*pinch-off*" modeli ve diğeri paralel iletkenlik modeli olmak üzere genelde iki farklı yaklaşım kabul edilmektedir (Gülnahar, 2008).

Homojen olmayan metal-yarıiletken yapılarda serbest yük taşınım işi genelde paralel iletkenlik modeliyle ve dolayısıyla termiyonik emisyon denklemiyle açıklanmaya çalışılmaktadır. Bu modele göre akım, denklem (2.53)'de gösterildiği gibi her biri kendi alan ve Schottky engel yüksekliğine sahip tüm dağılımlarda akan akımların toplamı olarak kabul edilmekte ve farklı engel yüksekliklerine sahip olan dağılımların birbirleriyle etkileşmemeleri üzerine kurulmaktadır. Ancak Tung'un "*pinch-off*" modelindeyse toplam akım, dağılımlarda akan akımın ve homojen Schottky engel yüksekliğine sahip tüm alan içerisinden akan akımın toplamı biçimindedir ve farklı Schottky engel yüksekliğine sahip komşu dağılımlar arasında etkileşmeyi hesaba katmaktadır. Bu modelde küçük bir dağılım içerisinden akan akım, uygulanan gerilime ve dağılım parametresine bağlı olan etkin bir Schottky engel yüksekliğine ve etkin bir alana

sahip bir diyodun akımına benzemektedir. Ayrıca bir dağılım parametresine sahip olan bu model, düşük gerilim ve düşük sıcaklıklarda görülen anormallikleri açıklayabilmektedir. Ancak bu model, paralel iletkenlik modeli kadar açık olan bir model değildir. Çünkü “*pinch-off*” modelinde dağılım alanı ve Schottky engel yüksekliğinin azalması gibi dağılım parametrelerini ve dağılım sayısını $I-V$ karakteristikleriyle ilişkilendirmek zordur. Ayrıca bu model, engel homojensizliklerinin geniş ve düşük engel yüksekliğine sahip dağılımının çok az olduğu durumda geçerlidir. Paralel iletkenlik modelinde uzaysal engel homojensizlikleri, şimdiye kadar Gauss dağılımı, çoklu-Gauss dağılımı gibi birçok dağılım fonksiyonları ile ifade edilmiştir. Gauss dağılım fonksiyonu, açık fiziksel anlamı, küçük engel homojensizlikleri için geçerliliği ve onun fiziksel basitliğinden dolayı yaygınca kullanılmaktadır. Ayrıca Gauss dağılım modeli, azalan sıcaklıklarda engel yüksekliklerinde görülen azalmaları ve idealite faktörü değerlerinde oluşan artışları ve Richardson grafiğinde görülebilen anormal davranışları anlatabilen bir modeldir (Gülnahar, 2008).

Paralel iletkenlik modeline göre, dağılım bölgesinde her biri farklı engel yüksekliğine sahip ve paralel konumda olan Schottky engel dağılımlarının her biri toplam akıma bağımsız olarak katkı yapabilmektedir. Bu modele göre Ohdomari ve Tu (1980) tarafından öne sürülen ideal bir diyodun $I-V$ denklemi olan denklem (2.53)’ü

$$I = AA^*T^2 \left[\exp\left(\frac{qv}{nkT}\right) - 1 \right] \int_0^\infty A\Phi_b \exp\left(\frac{q\Phi_s}{kT}\right) d\Phi_b \quad (2.65)$$

biçiminde ifade etmemiz mümkündür. Bu denklemde $A\Phi_b$, diyodun Schottky engel homojensizliklerini anlatan dağılım parametresidir. Metal-yarıiletken kontaklarda, farklı ihtimallere sahip metal-yarıiletken arayüzeyinde farklı standart sapma ve ortalama değerleriyle sonsuz sayıda Gauss dağılımlarının olduğu düşünülse de homojen olmayan Schottky kontak yapıyı tasvir etmek için genelde keyfi bir dağılım fonksiyonunu da kullanılabilir (Yu-Long vd., 2002). Böylece $A\phi_b$ keyfi dağılım fonksiyonu,

$$A(\phi_b) = \sum_{i=1}^n \frac{A_i}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\phi_b - \phi_{bi})^2}{2\sigma_i^2}\right] \quad (2.66)$$

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

$A_1 + A_2 + A_3 + \dots + A_n = 1$ biçiminde yazmak mümkündür (Yu-Long vd., 2002).

Schottky engel yüksekliği değerlerinin dağılımından dolayı belirli sıcaklık aralıklarında bu dağılımların ortalama standart sapmasını hesaplayabilen yukarıda belirtilen sabit, log normal ve Gauss dağılımı gibi matematiksel dağılımları kullanmak mümkündür. Ancak ideal termiyonik emisyon-difüzyon modelinde gözlenen ayrılışlar, daha kullanışlı olan Gauss dağılımıyla yorumlanabilir. Bu nedenle denklem (2.55) ve denklem (2.57) karşılıklı eşitlenerek engel yüksekliğini,

$$\phi_b = -\frac{kT}{q} \ln \sum_{i=1}^n A_i \exp \left(-\frac{q\phi_{bi}}{kT} + \frac{q^2 \sigma_i^2}{2k^2 T^2} \right) \quad (2.67)$$

$$\phi_b = -\frac{kT}{q} \ln \sum_{i=1}^n A_i \exp \left(-\frac{q\phi_{bi}}{kT} + \frac{q^2 \sigma_i^2}{2k^2 T^2} \right) \quad (2.68)$$

şeklinde elde etmek mümkün olacaktır (Yu-Long vd., 2002). Bu denklem n 'ye bağlı olarak birden çok Gauss dağılımına sahip kontak yapıların dağılımlarını açıklayabileceği gibi tekli ya da çift Gauss dağılımına sahip diyot yapıların dağılımlarını da tasvir edebilmektedir. Böylece engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa karşı olan değişimi, çift Gauss dağılımı sergilediği bir deneysel ölçüm durumunda denklem (2.66)'dan Φ_b engel yüksekliği ve $A_1(\Phi_b)$, $A_2(\Phi_b)$ keyfi dağılım fonksiyonları,

$$\phi_b = -\frac{kT}{q} \ln \left[A_1 \exp \left(-\frac{q\phi_{b1}}{kT} + \frac{q^2 \sigma_1^2}{2k^2 T^2} \right) + A_2 \exp \left(-\frac{q\phi_{b2}}{kT} + \frac{q^2 \sigma_2^2}{2k^2 T^2} \right) \right] \quad (2.69)$$

ve dağılım katsayıları, $A_1 + A_2 = 1$

$$A(\phi_b) = A_1(\phi_b) + A_2(\phi_b) \quad (2.70)$$

$$A_1(\varphi_b) = \frac{A_1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\varphi_b - \varphi_{b1})^2}{2\sigma_1^2} \right] \quad (2.71)$$

$$A_2(\varphi_b) = \frac{A_2}{\sigma_2 \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\varphi_b - \varphi_{b2})^2}{2\sigma_2^2} \right] \quad (2.72)$$

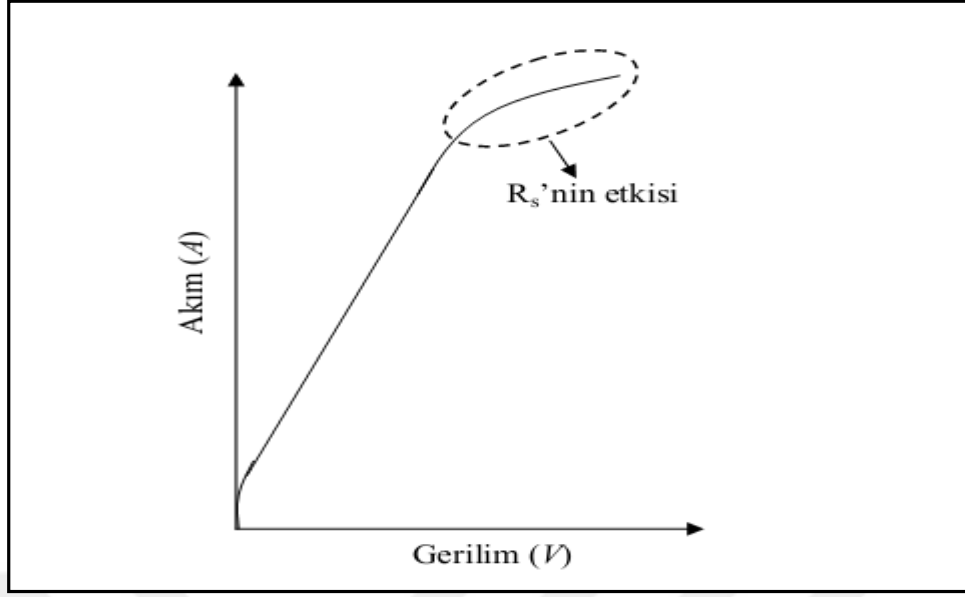
şeklindedir (Yu-Long *et al.* 2002). Ayrıca engel yüksekliği dağılımının tek Gauss dağılımıyla ifade edildiği bir durumda $A_2, A_3, \dots, A_n=0$ ve $A_1=1$ olacak $\phi_{b2}, \phi_{b3}, \dots, \phi_{bn} = 0$ ve $\sigma_2, \sigma_3, \dots, \sigma_n=0$ olacağından denklem (2.69),

$$\varphi_b = \varphi_{b1} - \frac{q\sigma_1^2}{2kT} \quad (2.73)$$

şeklinde tek Gauss dağılımı için literatürde sıkça kullanılan Werner ve Güttler'in tekli Gauss denklemi (Werner ve Güttler, 1991) elde edilebilir. Böylece tek ve çift Gauss dağılımı için elde edilen bu denklemler üçlü ya da daha çok olan bir Gauss dağılımı için denk. (2.61)'den aynı yol kullanılarak elde edilebilecektir ve bu durumda denklem (2.67), denklem (2.68) de bulunan Gauss parametreleri artacak şekilde olacaktır.

2.16. Seri Direnç Etkisi

Metal-yarıiletken yapılarda görülen homojensizliklere neden olan etkilerden biri de seri direnç etkisidir. Metal/yarıiletken kontaklarda, kontağın yarıiletken kısmında meydana gelen deplasyon bölgesi dışındaki nötral alanın diyottan geçen akıma karşı göstermiş olduğu zorluğa seri direnç denir. Seri direnç R_s ile gösterilir. Seri direnç etkisi, gerilim değeri arttıkça daha da etkili olur. Bu durum da diyottan geçen akımın azalmasına sebep olur. Şekil 2.9 yüksek gerilim değerlerinde seri direnç etkisiyle diyot üzerinden geçen akımdaki azalmayı göstermektedir (Güllü, 2008).



Şekil 2.9. Metal/yarıiletken kontakta seri direncin etkisi (Güllü, 2008)

Seri direnç diyotlarda güç kaybına neden olmakta ve diyodun yapısına bağlılık göstermektedir. Aktif yarıiletken devre elemanlarında ortaya çıkan seri direnci kapsamlı olarak bipolar transistor yapısında görmek mümkündür. Bir bipolar transistörün sabit iki noktası arasındaki toplam direncini üçe ayırabiliriz:

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

Böylece bu noktalar arasında oluşan toplam direnç,

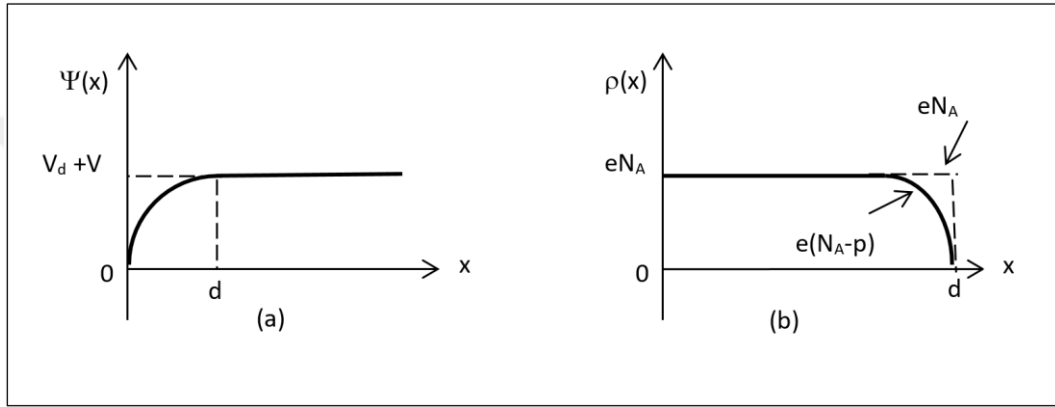
$$R_T = 2R_m + 2R_c + R_s$$

ifadesi biçimindedir.

Schottky diyotlar genelde yarıiletkenlerin az katkılı olmasını gerektirir. Ancak katkı oranı düşük bir tabakaya zayıf omik kontak oluşumu yüksek seri dirence neden olacağı için diyot fabrikasyonunda pratik olmaz. Pratikte diyotlar aşırı katkılı olan altlık üzerine ince film oluşturulması ile yapılırlar ve oluşan bu yapı seri direncin minimum olmasını sağlar. Böylece yüksek kaliteli bir omik kontak elde etmek için yüksek katkılı bir altlık kullanmak gerekir. Bir yüzeysel eklem diyotta katkılanmamış epitaksiyal tabaka, yeterince kalın olacağı için seri direnç değerinin artmasına neden olmaktadır. Aynı zamanda alt tabakanın gövde direnci, omik kontak direnci ve katkılanmamış epitaksiyal tabakanın direnci seri direncin artmasında birer etken olmaktadır (Gülnahar, 2008).

2.17. Metal/Yarıiletken Kontaklarda Schottky Kapasitesi

Schottky kontaklarda meydana gelen yüklerden arınmış tabaka, kontakın yarıiletken tarafında yer alan uzay yüklerinden ve metal tarafında yer alan yüzey yüklerinden ötürü bir kondansatör gibi davranış gösterir. Diyot ters beslem durumundayken uygulama geriliminde artış olduğunda bu bölge genişleyecektir. Yarıiletken hol yoğunluğu metale yakın bölgelerde çoğunlukta, yeni oluşan Fermi düzeyi metal taraftaki Fermi düzeyiyle üst üste geleceğinden hol yoğunluğunda düşüş meydana gelecektir.



Şekil 2.10. Metal/ p-tipi yarıiletken kontaklarda; a) Potansiyel dağılımı, b) Yük dağılımı (Aydoğan, 2003)

Bu yük dağılımı kontak bölgesinin kapasitesinde değişikliğe yol açacaktır. Bu kapasite değişiminden dolayı Schottky doğrultucu diyotlar, gerilim ile kontrol edilebilen bir değişken kapasitörler olarak kullanılmaktadır. Bu bölgenin kapasite değerini hesaplayabilmek için, diyodun engel bölgesindeki potansiyel dağılımının Poisson eşitliği;

$$\nabla^2 \Psi(x) = \frac{d^2 \Psi(x)}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.74)$$

ile verilebilir (Ziel, 1968).

Bu eşitlikte ϵ_s yarıiletkenin, ϵ_0 boşluğun dielektrik sabiti, $\rho(x)$ konuma bağlı uzay yükü yoğunluğudur. Uzay yükü yoğunluğu;

$$\rho(x) = e(N_a - N_d) \quad (2.75)$$

şeklinde verilir (Rhoderick, 1988). Burada N_d , yarıiletkendeki iyonize olmuş donör yoğunluğu, N_a , yarıiletkendeki iyonize olmuş akseptör yoğunluğudur.

$\Psi(x)$ potansiyel fonksiyonu ile uzay yük yoğunluğu $\rho(x)$ 'in konuma bağlı değişimleri Şekil 2.10'da verilmiştir.

Engel tabakasının potansiyelini V_d , ve kontağa uygulanan potansiyeli V ile temsil edelim. $e(V_d - V) \gg kT$ olduğunda $0 \leq x \leq d$ aralığında yük taşıyıcılar d uzunluğunda Debye difüzyon uzunluğu ile verilen bir bölgede kısmen bulunacaklardır. Dolayısı ile p -tipi yarıiletken için $N_A \gg N_d$ olduğundan uzay yükü yoğunluğu için

$$\rho(x) = eN_A \quad (2.76)$$

eşitliği yazılabilir. (2.75) ve (2.76) denklemlerinden

$$\frac{d^2 \Psi(x)}{dx^2} = -\frac{eN_A}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.77)$$

eşitliği elde edilir. (2.77) ifadesinin çözümü aşağıdaki sınır şartları altında aranabilir.

- 1) $x = 0$ için $\Psi(x) = 0$
- 2) $x \geq 0$ için $\psi(x) = V_d + V$
- 3) $x = d$ için $\frac{d\Psi(x)}{dx} = 0$

(2.80) denklemi için üçüncü sınır şartını dikkate alarak integral alırsak, arınma bölgesi için elektrik alanı bulabiliriz.

$$E(x) = -\frac{d\Psi(x)}{dx} = -\frac{eN_A}{\epsilon_s \epsilon_0}(x - d) \quad (2.78)$$

yukarıdaki sınır şartlarından birincisini dikkate alarak (2.78) ifadesinin integrali alınacak olursa,

$$\Psi(x) = -\frac{eN_A}{\epsilon_s \epsilon_0} \left(\frac{1}{2} x^2 - xd \right) \quad (2.79)$$

elde edilir. (2.79) ifadesinin çözümü de ikinci sınır şartı dikkate alınarak çözümlürse;

$$d = \left[\frac{2\epsilon_s \epsilon_0}{eN_A} (V_d \pm V) \right]^{1/2} \quad (2.80)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifade, Schottky bölgesinin genişliğidir. Burada $v > 0$ için kontak doğru, $v < 0$ için kontak ters beslemdedir. Yarıiletkende birim alan başına düşen yük yoğunluğu;

$$Q = -eN_A d \quad (2.81)$$

ile verilir. (2.73) ve (2.74) eşitlikleri dikkate alındığında;

$$Q = -[2\varepsilon_s \varepsilon_0 eN_A (V_d \pm V)]^{1/2} \quad (2.82)$$

ifadesi elde edilir. Ayrıca Schottky kapasitesi (2.82) eşitliğine sahip Q yükünün uygulanan gerilime göre değişimi olarak tanımlanır. Buna göre kapasite için,

$$C = \left| \frac{\partial Q}{\partial V} \right| \quad (2.83)$$

yazılarak (2.82) ve (2.83) eşitliklerinden,

$$C = \left[\frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 eN_A}{2(V_d + V)} \right]^{1/2} \quad (2.84)$$

veya

$$C = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{d} \quad (2.85)$$

olarak bulunur. Bu sonuca göre arınma bölgesinin kapasitesi, uygulanan gerilim ve Schottky bölgesinin genişliği ile ters ve akseptör veya donör yoğunluğu ile doğru orantılıdır.

2.18. Arayüzey Tabakasının Kapasitansa Etkisi

Schottky diyotta arayüzey tabakasından kaynaklanan kapasitans, uygulanan gerilime bağlı olarak deplasyon bölgesinde farklılık göstermektedir ve deplasyon bölgesinin kapasitansı ile seri halde bulunmaktadır. Arayüzey tabakasının yeterince ince olması kapasitans analizi için kolaylıktır. Çünkü ince yapıya sahip arayüzey tabakası metal ve yarıiletken arasında tünelleme ihtimaliyetini artırmakta ve kapasitansı hesaplamak için dikkate alınmadığı gibi azınlık taşıyıcılarına doğrudan bir katkı yapmamaktadır. Fakat bu haller dolaylı olarak kapasitansı etkileyebilmekte ve uygulanan gerilimin ve telafi olmamış donörlerin etkisiyle yükler arasında bulunan ilişkiyi değiştirebilmektedir (Hensch, 1989). Ayrıca arayüzey tabakasını işgal eden elektronlar metalden tünellemeyle geçmekte ve yapıya bir gerilim uygulandığında net negatif yük

miktarı artmaktadır. Böylece toplam kapasitans homojen yapının kapasitansından farklı olacaktır (Blood ve Orton, 1992).

Bu nedenle arayüzey hallerinin olduğu durumda oluşan kapasitansı,

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_d} + \frac{1}{C_{ox} + C_s} \quad (2.86)$$

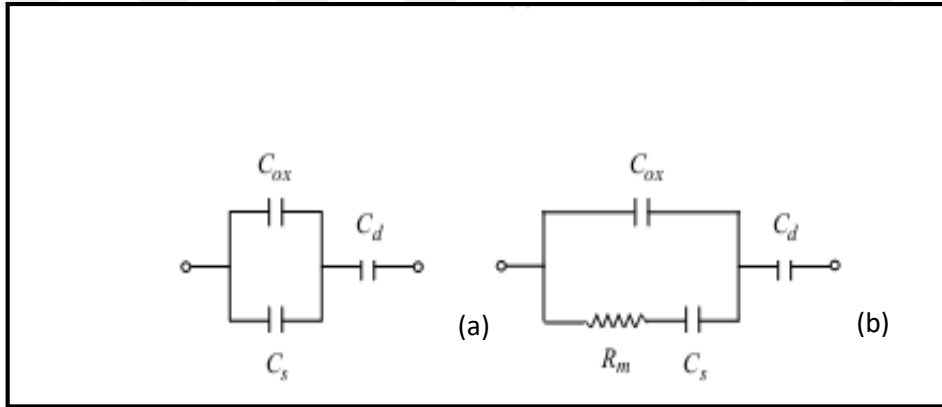
şeklinde ifade edilir. Bu denklemden C_d , C_{ox} ve C_s

$$C_d = \left(\frac{\epsilon_s q N_d}{2} \right)^{1/2} \left(V_d - \frac{kT}{q} \right)^{-1/2} \quad (2.87)$$

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_i}{\delta_b} \quad (2.88)$$

$$C_s = qD_s \quad (2.89)$$

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

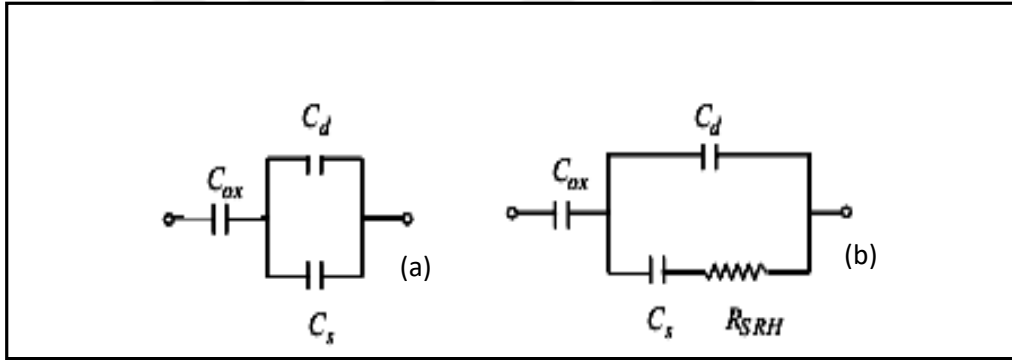


Şekil 2.11. Arayüzey tabakasının zayıf, düşük frekans durumunda (a) ve yüksek frekans durumunda (b) Schottky engeli için eşdeğer devre yapısı

Arayüzey tabakası yeterince ince olduğunda ara yüzey hallerin zaman sabiti çok kısa olacak ve yüksek bir ölçüm frekansını izleyebilecektir. Ancak arayüzey tabakasının kalınlığı arttığında ya da uygulanan frekans, yüksek frekans değerlerine kadar artırıldığında m olarak ifade edilen arayüzey hallerinin zaman sabiti, arayüzey hallerinin yoğunluğundan çok büyük olabilecektir. Bu durumda

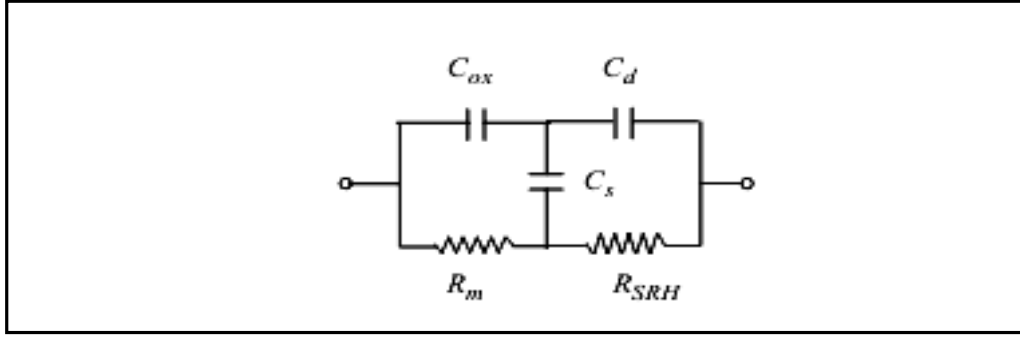
oluşan eşdeğer devre Şekil 2.11.b’de gösterilmektedir. Bu şekildeki R_m tünelleme direncini ifade etmektedir.

Metal ve arayüzey halleri arasında bulunan yalıtkan tabakanın elektronların tünellemeyeceği kadar çok kalın olduğu düşünülürse, metalden valans bandına doğru boşlukların tünellemesi çok az olacak ve boşluk-quasi Fermi seviyesi yarıiletken Fermi seviyesi ile aynı olacaktır. Böylece arayüzey hallerinin yoğunluğu, Shockley-Read-Hall rekombinasyon mekanizmasına benzer olarak yarıiletkenin valans ve iletkenlik bantları arasında karşılıklı elektron alış-verişi ile belirlenebilecektir. Ayrıca bu durumda arayüzey hallerinin işgal edebilme ihtimali yarıiletken Fermi seviyesi ile belirlenmektedir. Ara yüzey hallerinin sürekli enerji seviyelerine sahip olduğu durumda kapasitans qD_s değerine ya da ayırık enerji seviyelerine sahip olduğunda ise $q^2N_s f_s - f_s / kT$ değerine eşittir ve arayüzey-hal kapasitansı deplasyon kapasitansı ile paraleldir.



Şekil 2.12. Arayüzey tabakasının kalın, düşük frekans durumunda (a) ve yüksek frekans durumunda (b) Schottky engeli için eşdeğer devre yapısı

Böylece düşük ve yüksek frekans değerlerinde oluşan eşdeğer devre Şekil 2.12’de gösterilmektedir. Arayüzey tabakası ince yapıda olduğunda metalle, kalın olduğundaysa yarıiletkenle daha iyi bir iletim kurar. Ancak arayüzey tabakasının çok kalın ya da çok ince olmadığı ara durumda eşdeğer devre yapısı Şekil 2.13’de gösterilmektedir. Şekil 2.13’de görüldüğü gibi arayüzey tabakası ince bir yapıda olduğunda C_s kapasitansı C_{ox} kapasitansı ile paralel, kalın bir yapıda olduğunda C_s kapasitansı C_d deplasyon kapasitansı ile paralel olacaktır.



Şekil 2.13. Yalıtkan arayüzey tabakasına sahip Schottky engeli için eşdeğer devre

Metal ve arayüzey halleri arasında elektronların tünelleme ihtimaliyeti zayıfsa, arayüzey hal yoğunluğunun E_f^S ile belirlenme ihtimaliyeti çok düşük olur. Ancak arayüzey hal yoğunluğu E_f^S ile belirlenmediğinde arayüzey hal enerjisi E_f^S ile aynı seviyede olacak ve kapasitans değeri maksimuma ulaşamayacaktır. Arayüzey halleri valans bandıyla baskın olarak değiş tokuş yaparsa ve boşluk kuasi-Fermi seviyesi E_{fm} ile aynı hizadaysa ara yüzey hal yoğunluğu bu durumda E_{fm} ile belirlenebilecektir. Ancak arayüzey halleri iletkenlik bandında bulunan elektronlarla baskın olarak karşılıklı değiş tokuş yaparsa hal yoğunluğu ζ_n veya E_f^S ile belirlenebilecektir. Arayüzey tabakasında potansiyel, arayüzey hallerinin yük değişiminden dolayı uygulanan gerilimle ve arayüzey hallerinin enerjisiyle değişmektedir. Bunun sonucu olarak arayüzey yüklerinin değişmesiyle kapasitans değişmekte, difüzyon potansiyelinin değişmesiyle C_d deplasyon kapasitansı değişmekte ve difüzyon potansiyelinde oluşan değişim diyotta bir frekans değerinde termiyonik emisyon akımını değiştirmektedir.

2.19. Derin Tuzakların Kapasitansa Etkisi

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

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Giriş

Yapılan çalışmada diyot elde etmek için taban malzeme olarak 400 µm kalınlıklı, (100) doğrultulu ve 1-10 Ω-cm öz direnci olan bir yüzü parlatılmış *p*-tipi Si yarıiletkeni kullanılmıştır. Çalışmanın bu kısmında Ni/Crytal Violet/*p*-Si/Al diyodu ile Ni/Crytal Violet/PEDOT:PSS/*p*-Si/Al diyodunun üretiminde yer alan deneysel metotlara yer verilmektedir. Bununla birlikte elde edilen diyotların *I-V*, *C-V* ölçümlerinde yararlanılan cihazlar ve teknikler bu kısımda bulunmaktadır.

3.2. *P*- tipi Si Yarıiletkenin Kimyasal Temizliği ve Diyotların Üretimi

Deneysel çalışmada kullandığımız kristaller tek tabaka şeklindedir. Tabaka yüzeyinde herhangi bir kusur yoktur. Üreteceğimiz diyotların yüksek kalitede olması için kristal yüzeyler kimyasal temizlik prosedürüne göre temizlenmiştir. Böylece kristal yüzeyi kirliliklerden arındırılmıştır. Bu temizleme sürecinde sırasıyla aşağıda yer alan süreçler uygulanmıştır (Çaldıran, 2020; Ozkartal vd., 2019).

- 1- Aseton ile ultrasonik olarak 10 dakika boyunca yıkandı.
- 2- Aseton ile yıkanan kristaller metanol içine atılarak ultrasonik titreşim altında 10 dakika boyunca yıkandı.
- 3- Aseton ve metanol ile yıkanan kristaller deiyonize su kullanılarak iyice temizlendi.
- 4- İyice temizlenen kristaller bir beher içinde hazırlanan RCA1 (H₂O:H₂O₂:NH₃; 6:1:1) çözeltisi içinde 60 °C'de 10 dakika boyunca kaynatıldı.
- 5- RCA1 çözeltisinde kaynatılan numuneler beherden alınarak hazırlanan seyreltik HF (H₂O:HF; 10:1) çözeltisiyle 30 saniye boyunca yıkandı.
- 6- Seyreltilmiş HF ile temizlenen kristaller bir beherde hazırlanan RCA2 (H₂O:H₂O₂:HCl; 6:1:1) çözeltisi ile 60 °C'de 10 dakika boyunca kaynatıldı.
- 7- RCA2 çözeltisine maruz kalan kristaller deiyonize su yıkandı.
- 8- Deiyonize su ile yıkandıktan sonra tekrar seyreltik HF (H₂O:HF;10:1) çözeltisi içinde 30 saniye boyunca yıkandı.

9- Seyreltik HF çözeltisinden alınan kristaller 20 dakika boyunca deiyonize su içerisinde bekletildi.

10- Son olarak bu kristaller bir cımbız ile tutularak azot gazıyla iyice kurutuldu.

Diyotların fabrikasyonu esnasında tüm kirliliklerin diyotun elektriksel özelliklerini kötüleştireceğinden dolayı laboratuvar ortamının ve kullanılacak materyallerin temiz tutulması oldukça önemlidir. Buharlaştırılacak olan Al ve Ni metalleri seyreltik HF, ile omik kontak haline getirilmiş numunelerin fırında tavlama esnasında kullanılan quartz pota sırasıyla aseton ve metanolla yaklaşık 10 dakika boyunca ve buharlaştırma ünitesinde kullanacağımız ısıtıcı %10'luk HCl çözeltisi ile ultrasonik temizleyici vasıtasıyla bir süre yıkanmıştır. Sonra bu materyaller deiyonize su ile yıkanıp azot gazı ortamında kurutulmuştur.

Buharlaştırma ünitesi ve deneyde kullanılacak malzemelerin temizleme süreçleri tamamlandıktan sonra buharlaştırılacak olan malzemeyi koyacağımız pota vakum pompasındaki ısıtıcıya yerine konuldu. Daha önceden kimyasal temizliğini yaptığımız küçük bir Al metali parçası pota üzerine konuldu. Metal buharlaştırmadan önce oksitlenme ihtimaline karşı potada eritildi. Kimyasal temizliği yapılan Si kristalinin mat tarafı ısıtıcıya bakacak şekilde vakum sistemi tutucusuna yerleştirildi. Buharlaşacak olan Al metalinin kristalin parlak yüzeyini kirletmemesi için kristalin üst parlak yüzeyi üzerine lamel konuldu. Kontak yapım süreçlerinde buharlaştırılacak malzeme ile hedef malzeme arasındaki mesafe numunelerin etkileşmesi açısından oldukça önemlidir. Omik kontak üretimi esnasında kristal ile metal arasındaki mesafe doğrultucu kontaklara göre kısa olmasında fayda vardır. Bu şekilde buharlaşan metal yarıiletken yüzeyini atomik boyutta daha yoğun kaplayacaktır. Numuneleri yerleştirdikten sonra vakum sisteminin kapağı kapatıldı ve içerideki havayı boşaltmak üzere çalıştırıldı. Vakum sistemi üzerindeki basınç değeri yaklaşık olarak 10^{-5} torr değerine geldiğinde buharlaştırma işlemine başlandı. Isıtıcı üzerindeki Al metalini buharlaştırmak için ısıtıcıya yüksek akım uygulandı ve böylece buharlaştırma işlemi gerçekleştirildi. Bu işlem Şekil 3.1'de görülen buharlaştırma ünitesiyle gerçekleştirildi. Buharlaşma süreci tamamlandıktan sonra vakum cihazının hava alması sağlandı, vakum sistemi dengeye geldiğinde kapak açılarak numuneler

vakum sisteminden alındı. Bu numuneler daha önceden kimyasal temizliğe tabi tuttuğumuz quartz potaya konuldu. Şekil 3.2 de görülen tavlama fırını ısıtıldıktan sonra, N₂ ortamında numunelerimiz 580°C'de 3 dakika tavlama işlemine tabi tutuldu. Tavlanan numuneler fırın dışına çekilerek soğuması beklendi. Tüm bu işlemler sonucunda *p*-Si/Al omik kontaktları elde edildi.



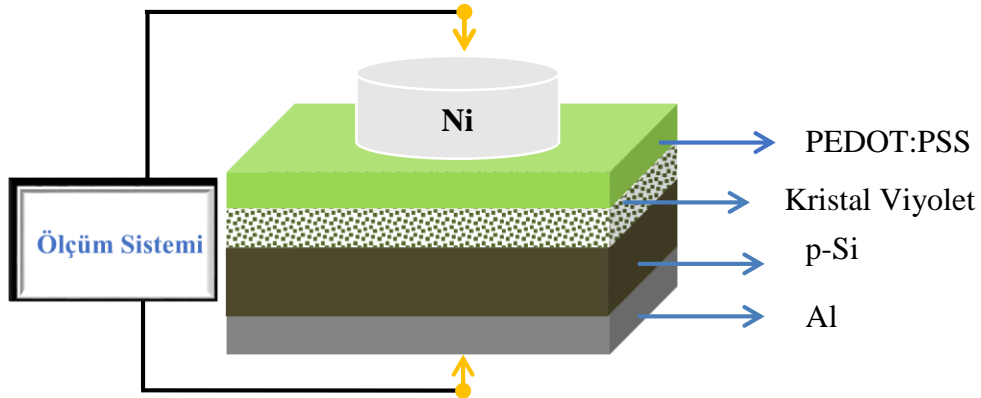
Şekil 3.1. Buharlaştırma sistemi



Şekil 3.2. Tavlama fırını

3.3. Ni/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al ve Ni/Crytal Viyolet/PEDOT:PSS/*p*-Si/Al Diyotlarının Elde Edilmesi

p-Si/Al omik kontaklarımızı elde ettikten sonra spin kaplama yöntemiyle *p*-Si tabakanın parlak üst yüzeyi spin kaplama yöntemiyle (1000 rpm) 50 saniye boyunca Kristal Viyolet malzemesi ile kaplandı. Böylece Kristal Viyolet/*p*-Si/Al yapıları elde edildi. Bu yapılardan bir tanesi için Kristal Viyolet üzerine spin kaplama yöntemiyle (4000 rpm) 50 saniye boyunca PEDOT:PSS malzemesi kaplandı. İşlem sonucunda Kristal Violet/*p*-Si/Al ve PEDOT:PSS/Kristal Violet/*p*-Si/Al numuneleri elde edildi. Son olarak bu numunelerin en üst kısmı DC Sputterin yöntemi kullanılarak Ni metali ile kaplandı. Kaplama sonucunda Şekil 3.3'te görüldüğü gibi sırasıyla Ni/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al ve Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al heteroyapıları elde edildi. Bu heteroyapıların oda sıcaklığında akım-voltaj (*I*-*V*) ve kapasite voltaj (*C*-*V*) ölçümleri alınarak idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç gibi temel diyot parametreleri hesaplandı. Ayrıca Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al heteroekleminin elektriksel özelliklerinin sıcaklıkla değişimini gözlemlemek için 20 K' lik aralıklarla 140 K – 340 K arasında sıcaklığa bağlı olarak *I*-*V* ölçümleri alındı.



Şekil 3.3. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al heteroekleminin şematik diyagramı

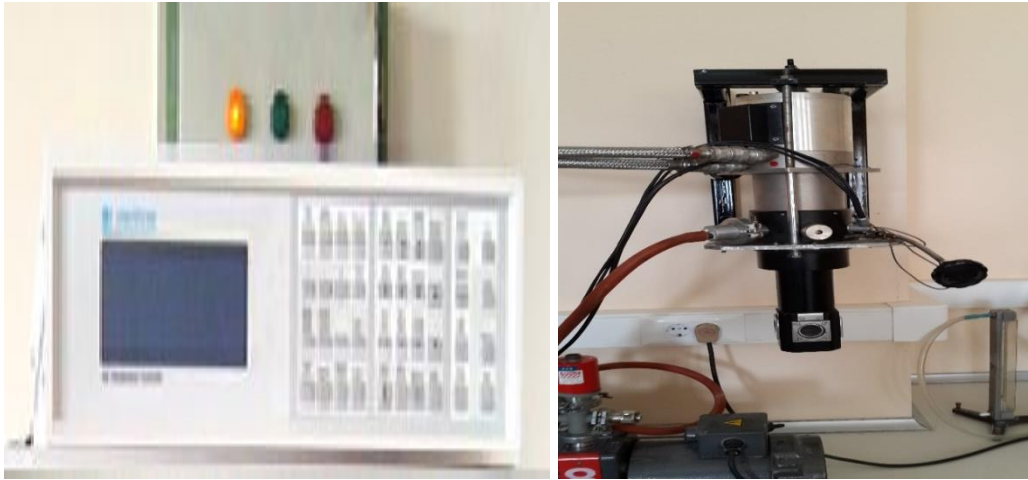
3.4. Deney ve Ölçü Sistemleri

Fabrikasyon süreci tamamlanan diyotların oda sıcaklıklarında “KEITHLEY 487 Picoammeter/Voltage Source” cihazı ile *I*-*V* (akım-voltaj) ve HEWLET PACKART 4192 A, (50 Hz-13 MHz) LF IMPEDENCE ANALYZER”

cihazı ile de $C-V$ (kapasite-voltaj) ölçümleri alındı. Bu ölçümlerin alındığı sistemlerin düzeneği Şekil 3.4’de verilmiştir. Ayrıca Şekil 3.5’de gösterilen KEITHLEY 487 Picoammeter/Voltage Source” cihazı ile Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/ p -Si/Al heteroekleminin 340 K ile 140 K arasında 20 K’lik aralıklarla sıcaklığa bağlı $I-V$ ölçümleri yapıldı. Numune sıcaklığı LakeShore 340 sıcaklık kontrol ünitesi yardımıyla $\pm 0,1$ K hassasiyetle kontrol edildi.



Şekil 3.4. Akım-voltaj ($I-V$) ve kapasite-voltaj ($C-V$) ölçüm sistemleri



Şekil 3.5. LakeShore 340 sıcaklık kontrol ünitesi

4. BULGULAR

4.1. Giriş

Bu kısımda fabrikasyon süreci tamamlanmış olan Ni/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al ve Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotlarının, oda sıcaklığı ve farklı sıcaklık değerlerinde alınan *I-V* (Akım – Voltaj) ölçümlerinden ve laboratuvar sıcaklığında alınmış *C-V* (Kapasite – Voltaj) ölçümlerinden yararlanarak farklı metotlarla hesaplanmış temel diyod parametrelerinin bir kısmı yer almaktadır. Ayrıca, bu parametrelere bağlı olarak oluşturulan tablo ve grafikler de bu bölümde yer almaktadır.

4.2. *I – V* (Akım – Voltaj) Ölçümleri ve Cheung Fonksiyonlarının Kullanımı

Ni/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al ve Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotlarının *I-V* ölçümleri laboratuvar sıcaklığında alınmıştır. Ayrıca Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun sıcaklık kontrol ünitesi yardımıyla 140 K ile 340 K sıcaklık değerleri arasında *I-V* ölçümleri alındı. Diyotların *I-V* grafiğinin lineer davranış gösterdiği düz beslem kısmından diyotların idealite faktörleri ve engel yükseklikleri hesaplanırken, akımın yüksek olduğu ve lineerlikten sapmaların olduğu kısımdan ise diyodun seri direnci hesaplandı.

Bir Schottky diyodun Termiyonik Emisyon (TE) teorisine göre, düz beslem durumunda akım uygulanan gerilime bağlı olarak;

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

eşitliği ile verilir. Bu ifadede *I*, akım, *I*₀, doyma akım yoğunluğu ve *k*, Boltzmann sabitidir. (*k* = 1,380658 x 10⁻²³ JK) Bu ifadede *eV* >> *nkT* ise ikinci terimdeki ‘1’ ihmal edilebilir. Böylece (4.1) eşitliğini;

$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{eV}{nkT} \right) \right] \quad (4.2)$$

şeklinde yazabiliriz. Eğer (4.2) ifadesinin her iki tarafının tabii logaritmasını alıp, sonra da *V*'ye göre türevini alırsak;

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

eşitliğini elde ederiz. Denklem (4.3) den elde edilen n ifadesi idealite faktörünü temsil eder. Bu faktör; diyot karakteristiğini belirlemede oldukça önemlidir ve birimi yoktur. Bir diyodun ideal olabilmesi için $n=1$ olması gerekir. İdealite faktörü değeri 1'den büyük değerler aldıkça, diyot ideallikten uzaklaşmaya başlar (Tung, 1991). Yapılan deneysel çalışmalarda genelde idealite faktörü 1'den büyük değere sahip olur. İdealite faktörü değerinin büyük olmasının nedeni ince doğal ara yüzey oksit tabakalarının ve seri direnç gibi etkilerin varlığına atfedilir. Ayrıca homojen olmayan engel yüksekliği yüksek idealite faktörünü açıklayan farklı etkenlerdendir (Reddy vd., 2020; Ravikumar vd., 2020). Bununla birlikte daha yüksek idealite faktörü bir organik ara tabakanın veya belirli bir arayüzey yapısının neden olduğu arayüzey dipolleri ve ara yüzeyde oluşan fabrikasyon kaynaklı kusurlar gibi ikincil mekanizmaların varlığına da atfedilebilir (Reddy, 2014).

İdealite faktörü değerinin büyük olması arayüzey tabakasındaki potansiyel düşmesine, aşırı akımın ve yarıiletken/yalıtkan tabakalar arasındaki arayüzey halleri boyunca rekombinasyon akımının varlığından kaynaklanabilir (Reddy, 2014).

Tung (2001), Schottky kontakların akım –voltaj karakteristiklerinin belli durumlarda (örneğin; $n \geq 1.03$ olması halinde) T.E. modeliyle direkt olarak ifade edilemeyeceğini belirtmiştir. Bu durumu Schottky kontaklarda engel yüksekliğinin kontağa uygulanan potansiyel farka bağlı olarak değiştiğini öne sürerek açıklamıştır. Ayrıca n değerinin 1'den yüksek olduğu durumları, imaj kuvveti etkisinde kalan engelin yüksekliğinin azalmasıyla, jenerasyon-rekombinasyon akımları, arayüzey halleri ve tünelleme gibi etkilerin varlığıyla açıklamıştır.

Diyotlardan elde edilen $I-V$ ölçümlerinden $\ln I$ 'nın V 'ye karşı grafiğini çizdiğimizde, doğru beslem alanındaki lineer bölgeye doğru bir fit çizilirse bir doğru elde edilir. Bu doğrunun eğiminden de $dV/d(\ln I)$ terimi elde edilir. Bu değer ve e , (elektronun yükü = $1,6 \times 10^{-19}$ C), k (Boltzmann sabiti = $8,625 \times 10^{-5}$ eV/K) ve T (mutlak sıcaklık (K)) değerleri (4.3) ifadesinde yerine yazılarak 140 K ile 340 K sıcaklık değerleri arasındaki idealite faktörü değerleri hesaplandı.

Çizilen fitten elde edilen doğrunun $V=0$ 'da düşey eksenini kestiği nokta I_0 doyma akım yoğunluğunu verir ve (4.2) ifadesindeki I_0 doyma akım yoğunluğu,

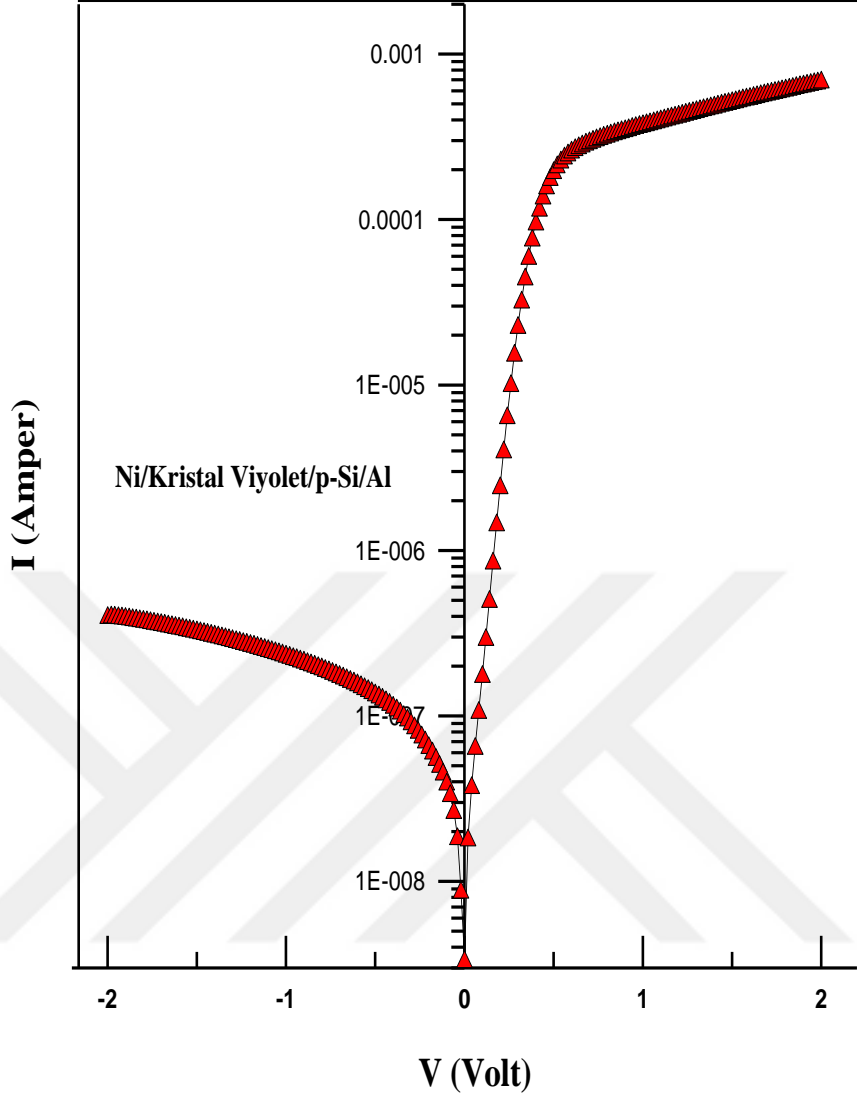
$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_b}{kT}\right) \quad (4.4)$$

şeklinde ifade edilir. (4.4) eşitliğinde terimlerin tabii logaritması alınıp $e\Phi_b$ 'yi denklemden çekersek, engel yüksekliğini veren eşitliğe ulaşırız. Bu ifade (4.5) eşitliği ile hesaplanır.

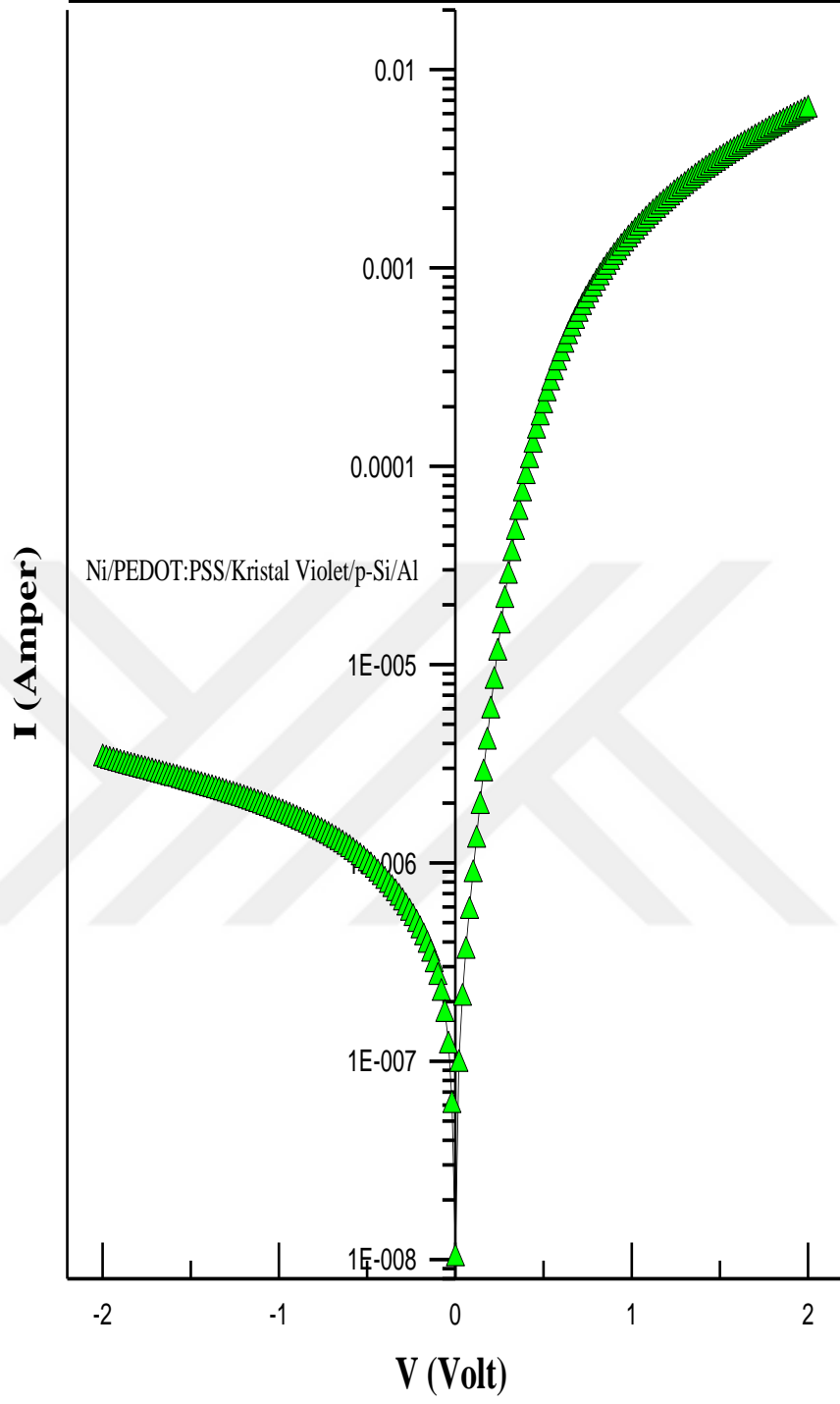
$$e\Phi_b = kT \ln(AA^* T^2 / I_0) \quad (4.5)$$

(4.5) ifadesinde, A , diyodun etkin alanı ($A=0,00785 \text{ cm}^2$) A^* , Richardson sabiti olup, bu değer p -Si için $32 \text{ A/K}^2\text{cm}^2$ 'dir (Rhoderick ve Williams, 1988; Ozkartal vd., 2019).

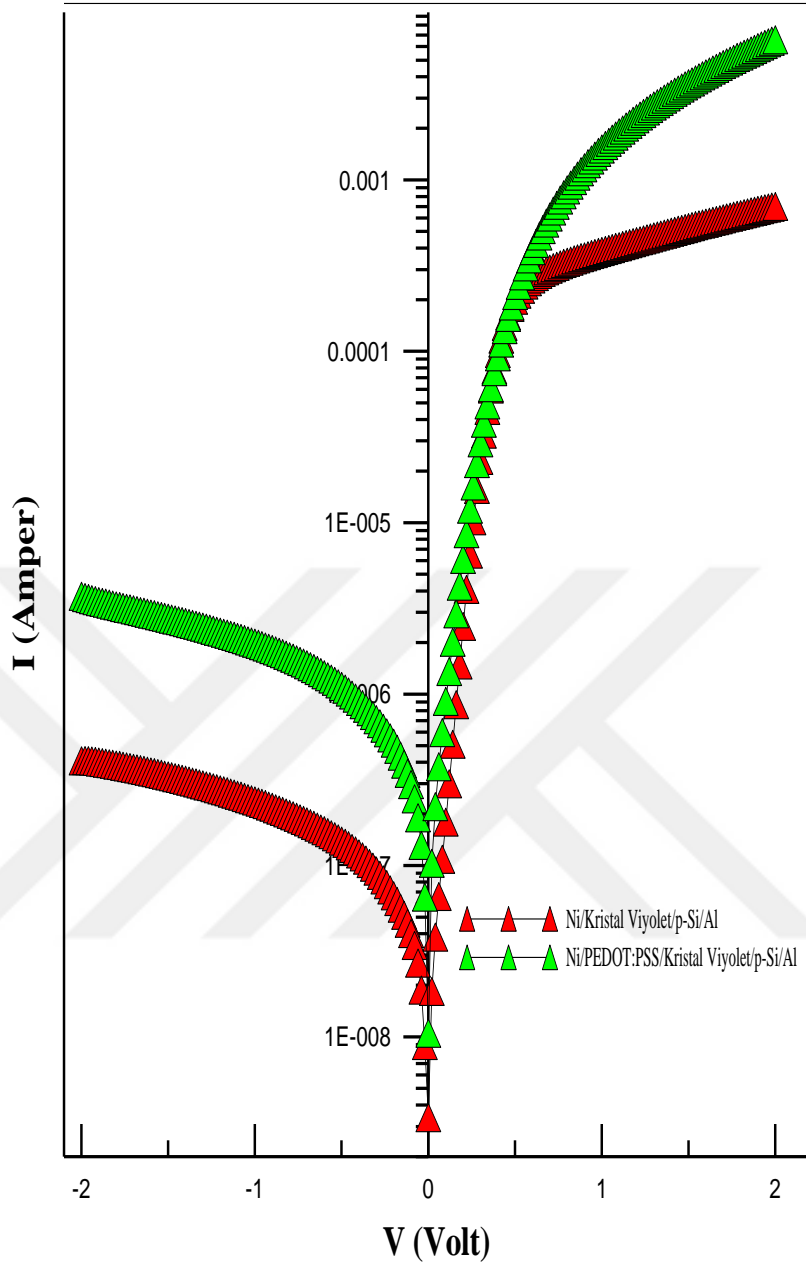
Ni/Kristal Viyolet/ p -Si/Al ve Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/ p -Si/Al diyotlarının I - V grafikleri sırasıyla Şekil 4.1 ve Şekil 4.2'de gösterilmiştir. Şekil 4.3' de ise bu iki diyodun karşılaştırmalı I - V grafikleri verilmiştir. Diyotların idealite faktörü ve engel yüksekliği değerleri T.E. modelinden yararlanılarak hesaplanmıştır ve bu değerler Çizelge 4.1'de verilmiştir.



Şekil 4.1. Oda sıcaklığında hazırlanmış Ni/Kristal Viyolet/p-Si/Al diyotunun I - V grafiği.



Şekil 4.2. Oda sıcaklığında hazırlanmış Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/ p -Si/Al diyotunun I - V grafiği.



Şekil 4.3. Oda sıcaklığında hazırlanmış Ni/PEDOT: PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al ve Ni/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotlarının I - V grafiklerinin karşılaştırılması.

Çizelge 4.1. Laboratuvar sıcaklığında aynı şartlar altında hazırlanmış Ni/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyodu ve Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyoduna ait *I-V* grafiklerinden geleneksel metotla elde edilen temel diyot parametreleri

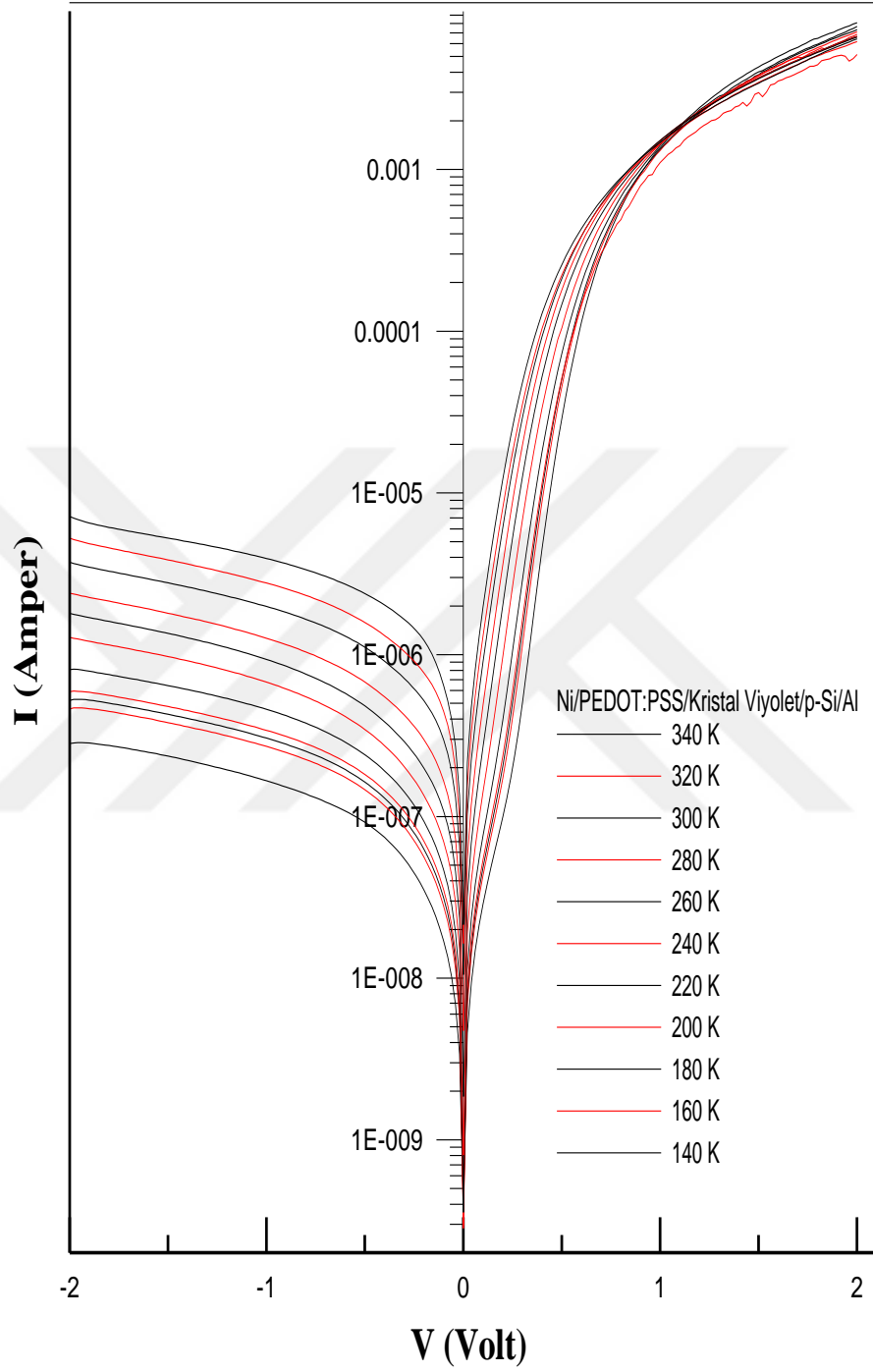
Sıcaklık (Oda Sıcaklığı 300 K)	<i>I-V</i>	
	<i>n</i>	$\Phi_b(eV)$
Ni/Kristal Viyoleto/p-Si/Al	1,56	0,66
Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al	1,19	0,70

Çizelge 4.1’de diyotların oda sıcaklığında geleneksel metotla hesaplanan engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri yer almaktadır. İdealite faktörü değeri ve engel yüksekliği değerleri Ni/Kristal Viyoleto/p-Si/Al için sırasıyla 1,56 ve 0,66 eV’ dur. Bu değerler Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyodu için sırasıyla 1,19 ve 0,70 eV’ dur.

Hesaplanan temel diyot parametreleri değerlerinden de görüldüğü gibi PEDOT:PSS malzemesi diyodun elektriksel özelliklerinde iyileştirmeler yapmıştır. İdeal diyotlarda *n* değerinin 1 olduğu düşünülecek olursa idealite faktörü 1,56’ dan 1,19’ a düşmüştür. Ayrıca diyotlarda engel yüksekliği değeri de istenilen şekilde 0,66 eV’ tan 0,70 eV’ a yükselmiştir. Bu durum PEDOT:PSS malzemesinin elektriksel iletken bir malzeme olmasına atfedilebilir. PEDOT:PSS’ nin benzersiz özellikleri genellikle PEDOT ve PSS’ nin düzenlenmesinden elde edilir. Ayrıca PEDOT:PSS düşük sıcaklıklı çözelti sürecinde hazırlanan organik bir polimer kompozittir ve bu malzeme doğası gereği esnek, şeffaf ve elektriksel olarak iletken ve temel bir iletken olarak kullanılır (Yun vd., 2021). PEDOT:PSS, yüksek iletkenliği, iyi film oluşturma özelliği ve yüksek termal kararlılığı nedeniyle aygıt yapımında sıkça kullanılır (Aziz ve Yu, 2021).

Şekil 4.4 Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyotunun *I-V* karakteristiğinin sıcaklıkla değişim grafiğini vermektedir. Bu grafikte 140 K- 340 K sıcaklığı arasında 20’şer K’ lik sıcaklık aralığında çizilen *I-V* grafikleri karşılaştırmalı olarak yer almaktadır. Ayrıca Çizelge 4.2 de diyodun farklı sıcaklık değerleri için hesaplanmış idealite faktörü ve engel yüksekliği değerleri yer almaktadır. Çizelge 4.2’den görüldüğü üzere Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyodunun idealite faktörü azalan sıcaklıkla 1,16’ dan başlayıp 1,71’ e kadar

çıkılmaktadır. Ayrıca artan sıcaklıkla engel yüksekliği değeri 0,35 eV' tan başlayıp 0,73 eV' a kadar yükselmiştir.



Şekil 4.4. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/p-Si/Al diyodunun sıcaklığa bağlı I - V grafiği.

Çizelge 4.2. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyodunun sıcaklığa bağlı olarak *I-V* grafiklerinden geleneksel metot kullanılarak hesaplanan idealite faktörü ve engel yüksekliği değerleri

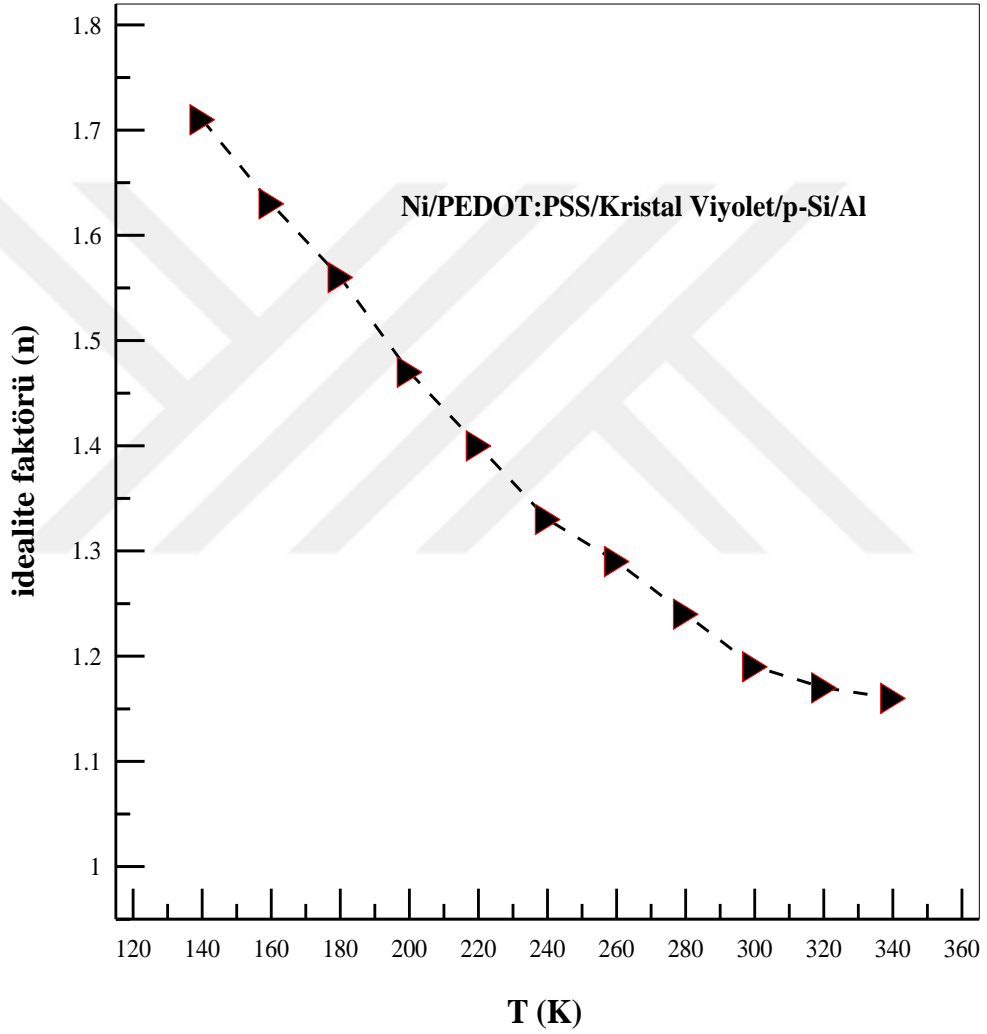
Sıcaklık (K)	<i>I-V</i>	
	<i>n</i>	$\Phi_b(eV)$
140	1,71	0,35
160	1,63	0,37
180	1,56	0,40
200	1,47	0,42
220	1,40	0,48
240	1,33	0,52
260	1,29	0,58
280	1,24	0,66
300	1,19	0,70
320	1,17	0,71
340	1,16	0,73

Çizelge 4.2 den görüldüğü üzere artan sıcaklıkla idealite faktörü azalmakta ve engel yüksekliği değeri artmaktadır. Şekil 4.5 Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyodunun idealite faktörü değerinin sıcaklıkla değişimini, Şekil 4.6 ise bu diyodun engel yüksekliği değerinin sıcaklıkla değişimini göstermektedir. İdealite faktörünün 1' den büyük olması diyodun ideallikten uzaklaştığının bir göstergesidir. Schottky diyotlarda ara yüzeydeki akım iletim mekanizması sıcaklıkla değişmektedir. Düşük sıcaklıklarda elektron düşük bir potansiyel engeli ile karşılaşırken, yüksek sıcaklıklarda daha büyük bir engel ile karşılaşır. Bu durum sıcaklık düştükçe elektron geçişini baskın hale getirir ve idealite faktörü değeri artar (Sullivan vd., 1991; Tung 1992).

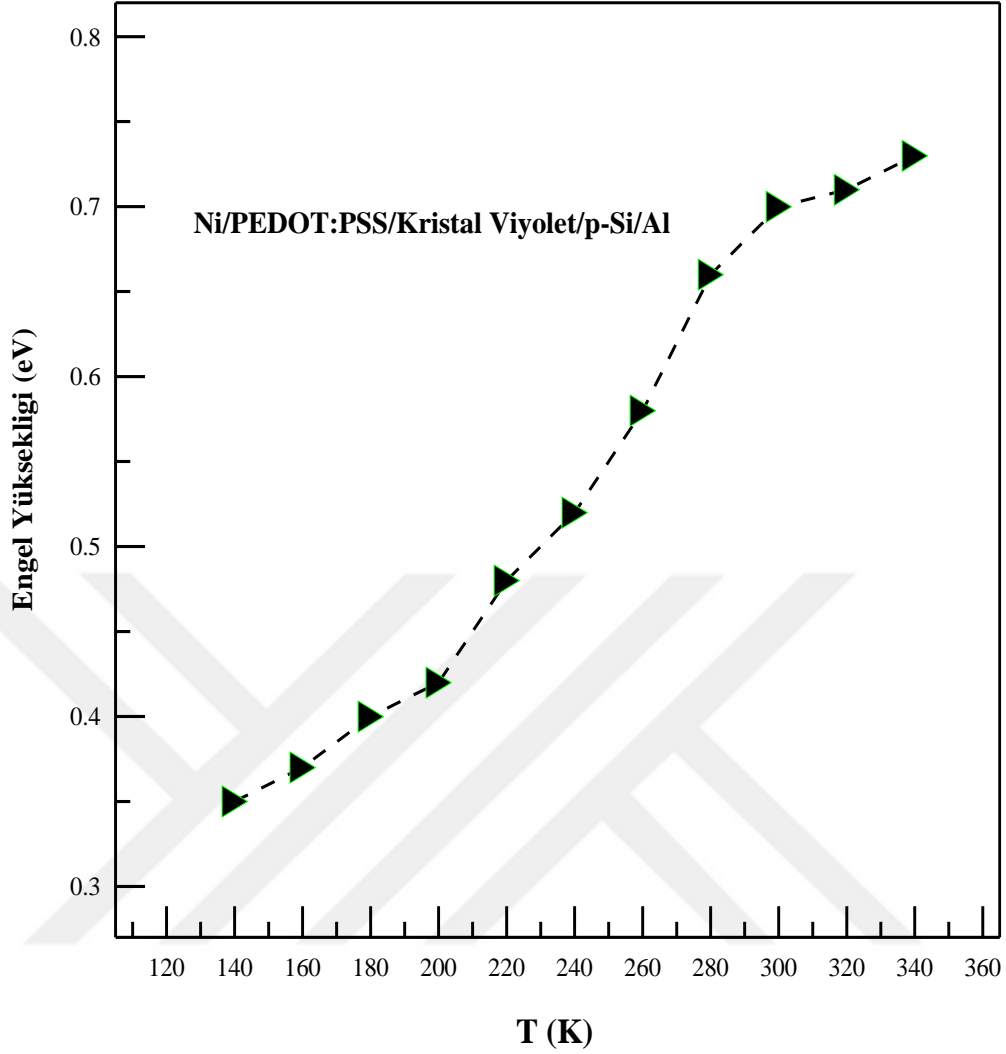
İdealite faktörünün yüksek olması PEDAT:PSS ve Kristal Viyolet malzemelerinin arayüzeyinde var olan ikincil mekanizmalara ve ara yüzey kaynaklı kusurların engel yüksekliğinin homojen yapısını bozmasına atfedilebilir (Aydın vd., 2010; Duman vd., 2010).

Elektronlar sıcaklık artışıyla daha fazla enerjiye sahip olacaktır. Sahip oldukları bu enerji sayesinde potansiyel engeli üzerinden rahatça geçebileceklerdir.

Bu sebepten dolayı düz beslem voltajı ve sıcaklık artışı potansiyel engelinin yüksekliğini artırmaktadır (Sevgili ve Orak, 2021; Ocaya, 2014). Bununla birlikte sıcaklık değişimiyle idealite faktörü ve engel yüksekliği değerindeki artış ve azalmalar bazı fiziksel durumların homojensizliği artırmasıyla açıklanabilir. Bu fiziksel durumlar ara yüzey kusurları, ara yüzey hal yoğunluğunun fazla olması ve katkılama konsantrasyonunun homojen olmaması olarak sıralanabilir (Tung, 1992).



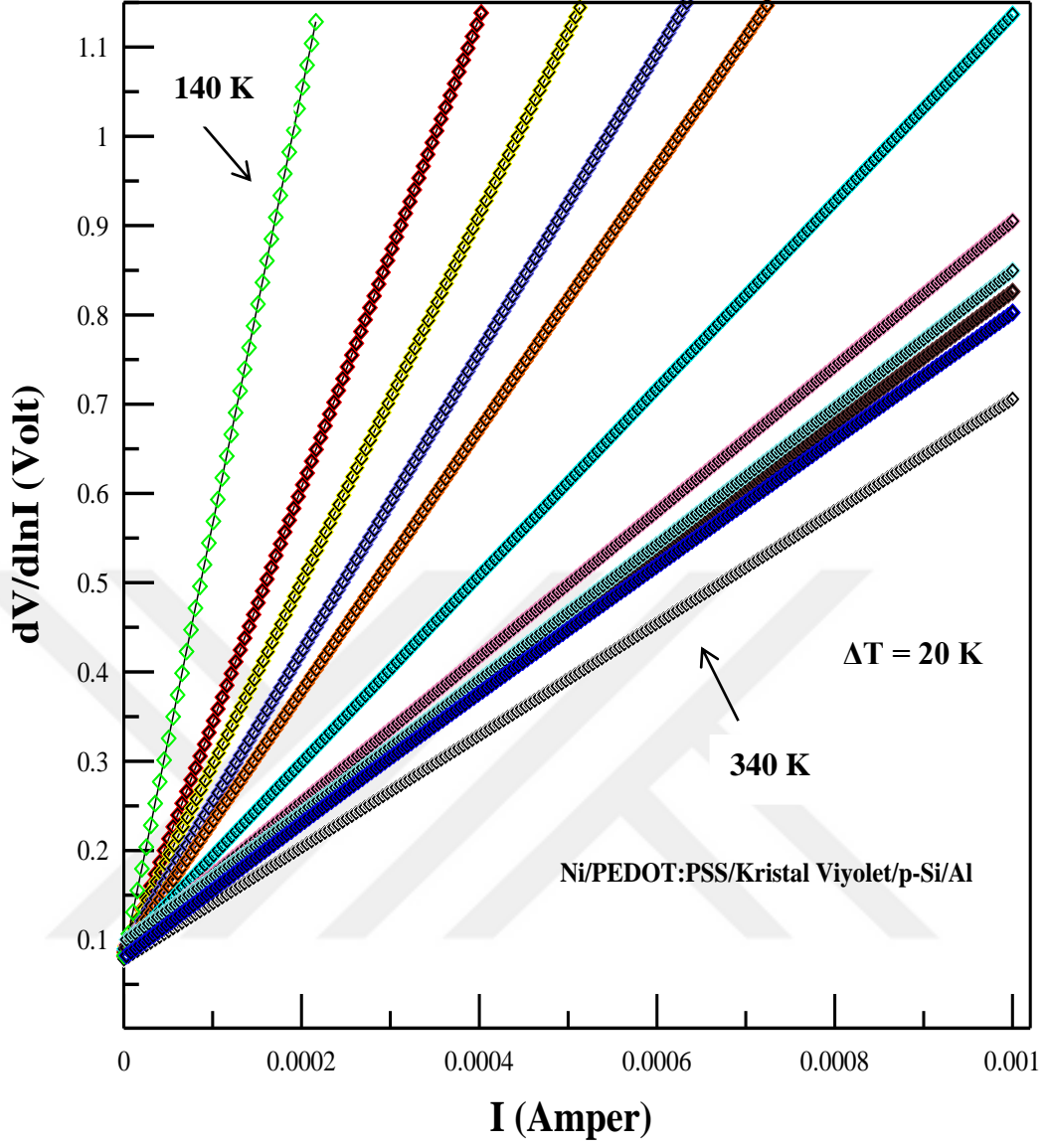
Şekil 4.5. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/p-Si/Al diyotuna ait idealite faktörü değerlerinin sıcaklıkla değişim grafiği



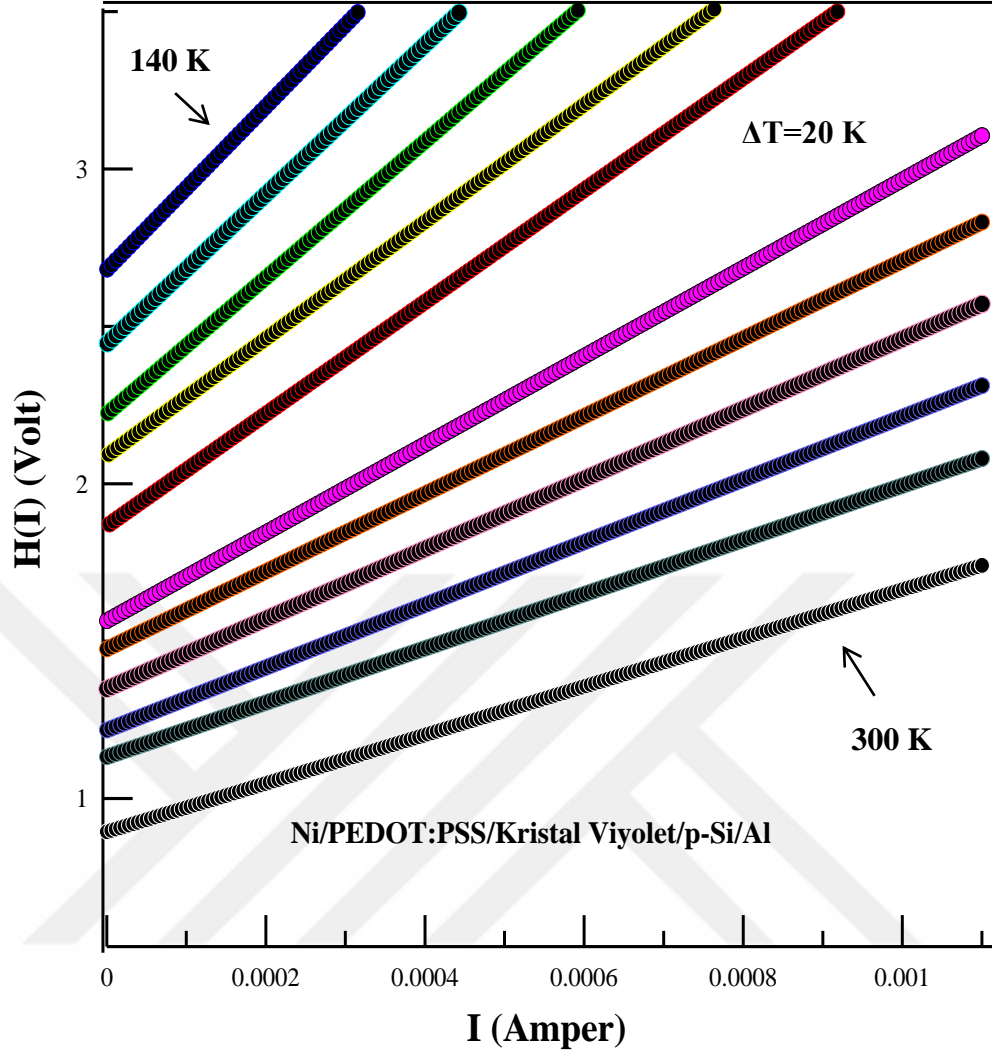
Şekil 4.6. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotuna ait engel yüksekliği değerlerinin sıcaklıkla değişim grafiği

Schottky diyotlarda genellikle akım-gerilim karakteristiği doğru beslem geriliminin az olduğu durumlarda yarı-logaritmik bir lineer davranış gösterir. Ancak uygulanan gerilim değeri artmaya başladığında ara yüzeydeki yalıtkan tabakadan ve seri direnç etkisinden dolayı lineerlikten sapmalar başlar. Seri direnç değerinin büyük olması doğru beslem *I-V* eğrisinin daha az aralıkta bir lineerlik vermesini sağlar. Seri direnç değeri bu lineer olmayan bölgede hesaplanırken, idealite faktörü ve engel yüksekliği değerlerini hesaplamak için lineer ve lineer olmayan bölgelere ihtiyaç vardır. Eğer seri direnç ve arayüzey yalıtkan tabaka etkisinden dolayı lineer bölge daralır ise idealite faktörü ve engel yüksekliği değerlerini hesaplamak zorlaşır (Ertap vd., 2020; Hamri vd., 2018; Oswald, 2009).

Eşitlik (2.30) ve (2.32) kullanılarak (Cheung Fonksiyonları), Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyotunun 140 K- 300 K sıcaklık değerleri aralığında temel diyot parametreleri olan engel yüksekliği, idealite faktörü ve seri direnç değerleri ayrıca hesaplanmıştır. Bunun için, eşitlik (2.30) da yer alan $dV/d(\ln I)$ teriminin I 'ya karşı grafiği çizilerek lineer bir doğru elde edilir. Bu doğrunun eğimi diyotun seri direnç değerlerini; bu lineer doğrunun $I=0$ noktasında düşey eksen ile kestiği nokta ise idealite faktörü değerini verir. Ek olarak, eşitlik (2.32)'nin kullanılmasıyla elde edilen $H(I)-I$ grafiğinin eğimi seri direnç değerini verirken; $I=0$ durumunda bu doğrunun düşey eksen ile kestiği noktadan ise engel yüksekliği değeri hesaplanabilir (Cheung ve Cheung, 1986). Cheung fonksiyonları yardımıyla sıcaklığa bağlı olarak Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyotunun $dV/d(\ln I)-I$ grafiği çizildi. Bu grafik Şekil 4.7' de verilmiştir. Benzer şekilde Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyotunun $H(I)-I$ grafiği ise Şekil 4.8'de verilmiştir. Ayrıca oda sıcaklığında Ni/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyotunun Cheung fonksiyonları yardımıyla hesaplanan olan idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri Çizelge 4.3'de verilmiştir. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyotunun sıcaklığa bağlı olarak Cheung fonksiyonları kullanılarak hesaplanan idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri ise Çizelge 4.4'de verilmiştir.



Şekil 4.7. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/p-Si/Al diyotunun sıcaklığa bağlı $dV/d\ln I - I$ grafiği



Şekil 4.8. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Vioilet/*p*-Si/Al diyotunun sıcaklığa bağlı $H(I) - I$ grafiği

Çizelge 4.3. Ni/Kristal Vioilet/*p*-Si/Al diyotunun oda sıcaklığında $I-V$ grafiğinden geleneksel metot ve Cheung metoduyla hesaplanan idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri

Sıcaklık	$I-V$		$dV/d(\ln I)$		$H(I)-I$	
	n	$\Phi_b(eV)$	n	$R_s(\Omega)$	$\Phi_b(eV)$	$R_s(\Omega)$
Oda Sıcaklığı (≈ 300 K)	1,56	0,66	1,97	3325	0,62	3077

Çizelge 4.4. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun sıcaklığa bağlı olarak *I-V* karakteristiklerinden geleneksel ve Cheung metotlarıyla hesaplanan idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri

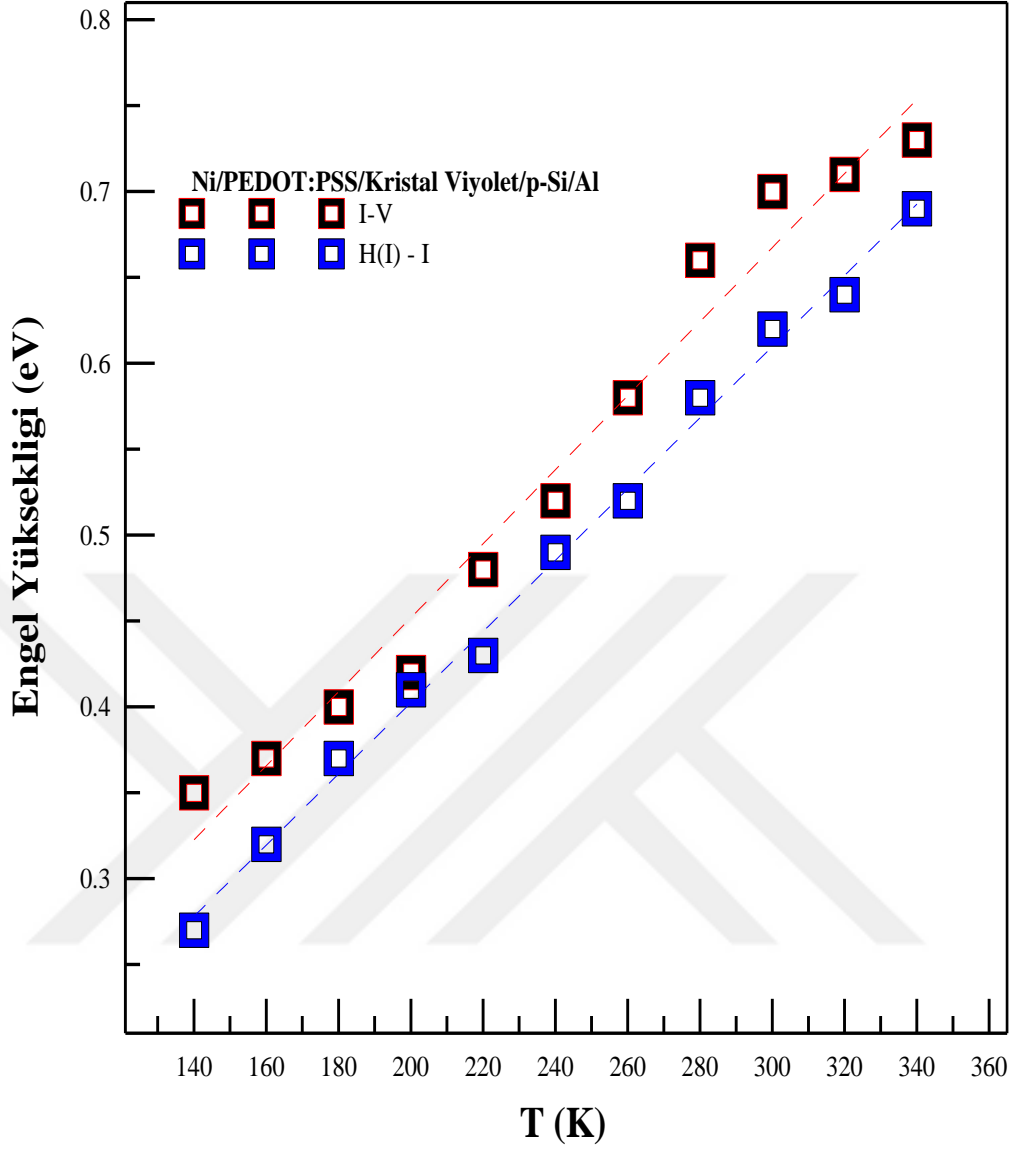
Sıcaklık (<i>K</i>)	<i>I-V</i>		$dV/d(\ln I)$		<i>H(I)-I</i>	
	<i>n</i>	Φ_b (eV)	<i>n</i>	R_s (Ω)	Φ_b (eV)	R_s (Ω)
140	1,71	0,35	3,04	4351	0,27	4021
160	1,63	0,37	2,88	4105	0,32	3874
180	1,56	0,40	2,57	3877	0,37	3569
200	1,47	0,42	2,36	3451	0,41	3107
220	1,40	0,48	2,21	3005	0,43	2899
240	1,33	0,52	2,07	2786	0,49	2663
260	1,29	0,58	1,91	2344	0,52	2186
280	1,24	0,66	1,78	1879	0,58	1678
300	1,19	0,70	1,73	1138	0,62	1005
320	1,17	0,71	1,68	876	0,64	763
340	1,16	0,73	1,54	614	0,69	578

Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun sıcaklığa bağlı olarak $dV/d(\ln I)$ -*I* grafiğinden hesaplanan idealite faktörü değerleri 1,54 ile 3,04 arasında ve seri direnç değerleri ise 614 Ω ile 4354 Ω arasında değişmektedir. Ayrıca *H(I)-I* grafiğinden hesaplanan seri direnç değerleri 578 Ω ile 4021 Ω arasında engel yüksekliği değerleri ise 0,27 eV ile 0,69 eV arasında değişmektedir. Her iki grafikten elde edilen bu değerlere göre artan sıcaklık ile idealite faktörü ve seri direnç değerlerinin düzenli olarak azaldığı, engel yüksekliği değerlerinin ise düzenli bir şekilde arttığı Çizelge 4. 4'de görülmektedir.

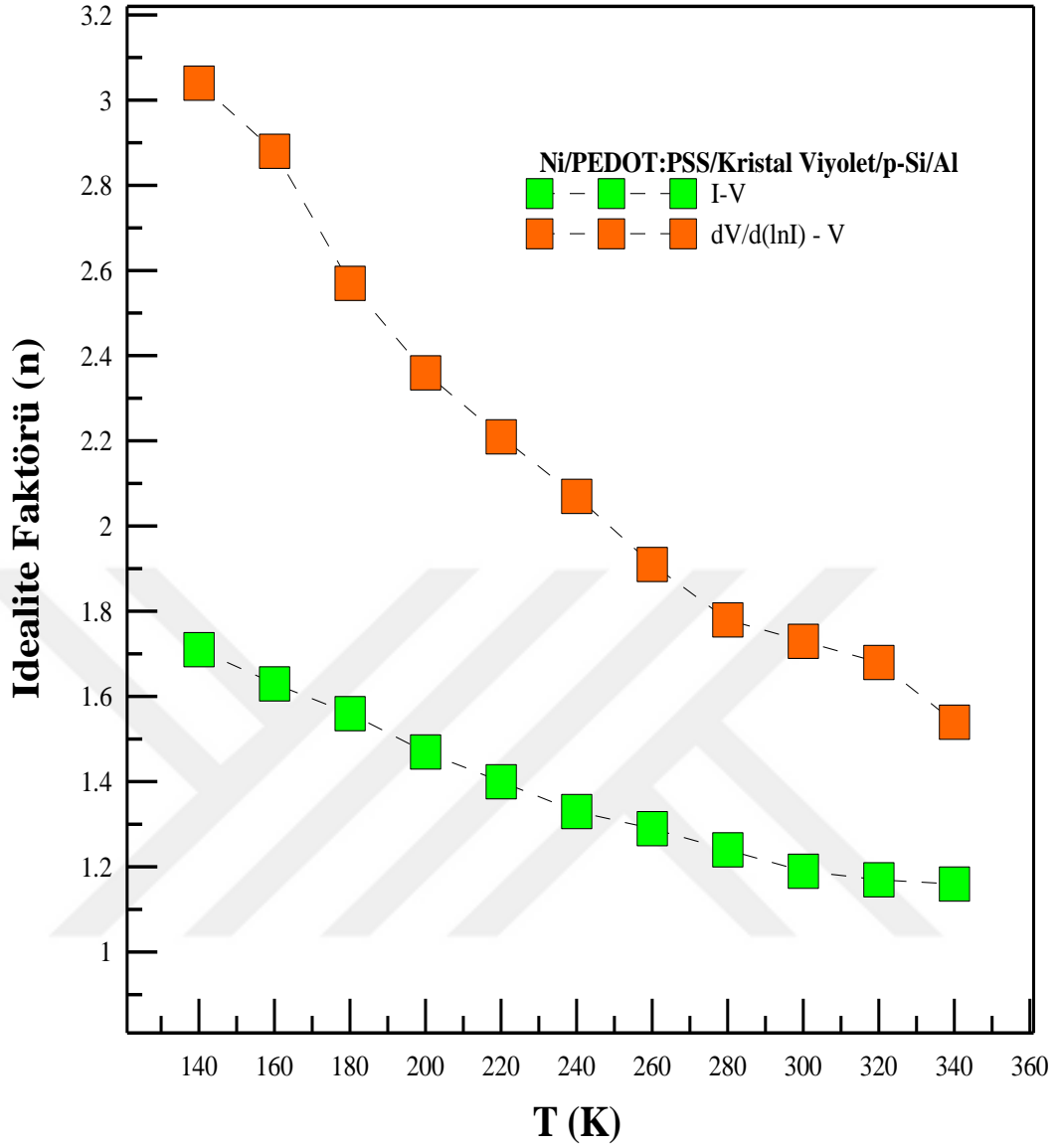
Cheung metotlarıyla hesaplanan idealite faktörü ve engel yüksekliği değerleri geleneksel metotla hesaplanan değerler ile sıcaklık artışı veya azalışına göre benzer bir davranış göstermektedir. Sıcaklığa bağlı olarak Cheung metoduyla hesaplanan engel yüksekliği değerleriyle geleneksel metot kullanılarak hesaplanan

değerler karşılaştırmalı olarak Şekil 4.9' da gösterilmiştir. Şekil 4.10'da ise sıcaklığa bağlı olarak her iki metot ile hesaplanan idealite faktörü değerlerinin karşılaştırılması verilmiştir. Şekil 4.10 incelendiğinde Cheung metodu kullanılarak hesaplanan idealite faktörü değerleri geleneksel metot kullanılarak elde edilen değerlerden daha büyük olduğu görülmektedir. Oluşan bu farkın sebebi diyotun seri direnç etkisine, arayüzey hallerine ve arayüzey tabakası üzerindeki gerilim düşüşüne atfedilebilir (Güzel vd., 2018, Shen vd., 2019).

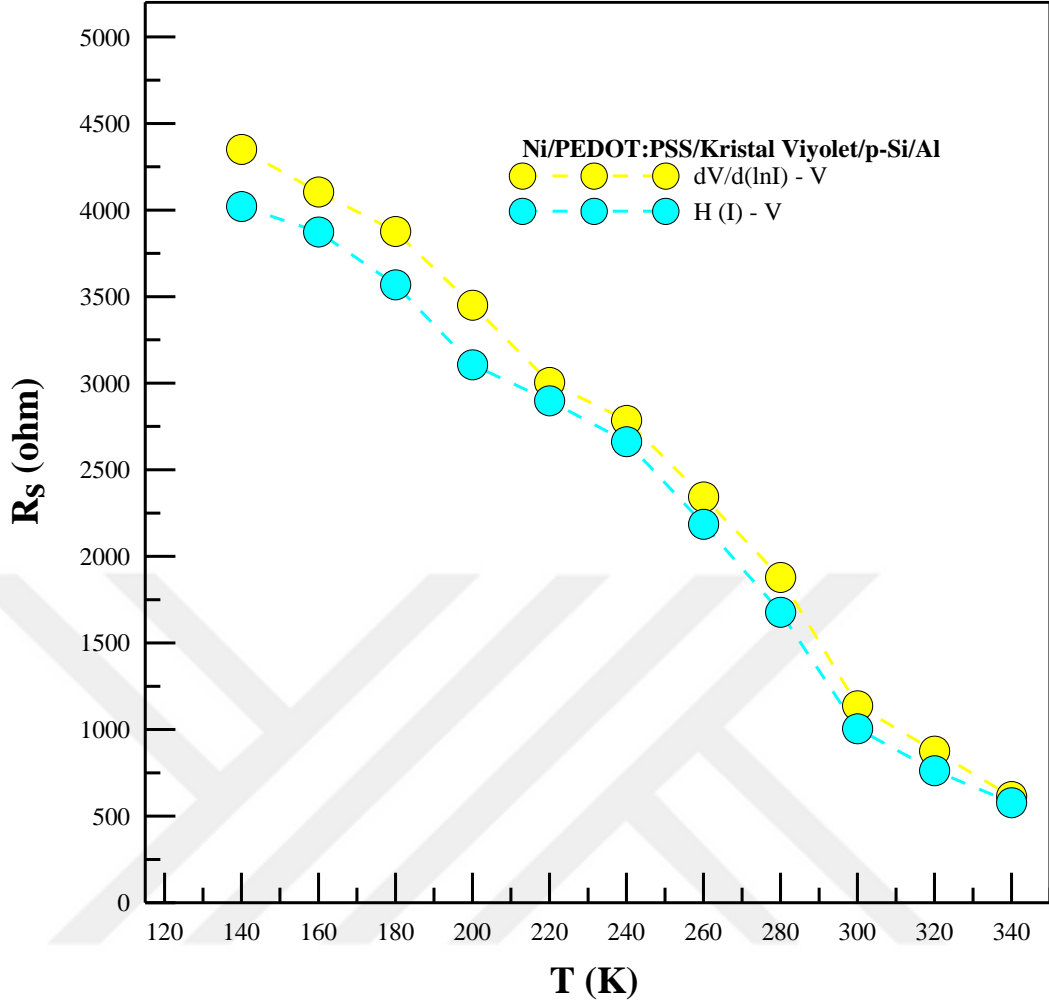
Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun sıcaklığa bağlı olarak Cheung metoduyla hesaplanan seri direnç değerlerinin grafiği Şekil 4.11'de verilmiştir. Bu şekilde diyotun $dV/d(\ln I) - I$ ve $H(I) - I$ eğrisinden hesaplanan seri direnç değerleri karşılaştırılmaktadır. Her iki eğriden de hesaplanan seri direnç değerlerinin birbiriyle uyumlu olduğu görünmektedir. Şekilde artan sıcaklıkla seri direnç değerlerinde düzenli bir azalma söz konusudur. Sıcaklığa bağlı bu değişim, sıcaklık değeri arttıkça diyottan geçen akım miktarının artmasıyla açıklanabilir. Ayrıca sıcaklığın düşmesiyle seri dirençteki artış; yüksek sıcaklıklarda iyonizasyon ile serbest taşıyıcı yoğunluğunun artmasının bir sonucu olarak düşünülebilir (Yüksel vd., 2016; Kumar ve Chand, 2018; Çınar vd., 2014).



Şekil 4.9. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun Cheung ve geleneksel metotlarıyla hesaplanan engel yüksekliklerinin sıcaklığa bağlı olarak değişim grafiği



Şekil 4.10. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyotunun Cheung ve geleneksel metotlarla hesaplanan idealite faktörü değerlerinin sıcaklığa bağlı olarak değişim grafiği



Şekil 4.11. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Violeto/*p*-Si/Al diyotunun Cheung metodundan hesaplanan seri direnç değerlerinin sıcaklıkla değişim grafiği

Diyotlarda homojensizlik hakkında bilgi sahibi olabilmek için diyotun engel yüksekliği dağılımının standart sapmasını bilmek oldukça önemlidir. Ayrıca homojensizlik hakkında daha fazla bilgi edinmek için $V=0$ olduğu durumda ortalama engel yüksekliği değerini hesaplamak gerekir. Diyotların standart sapma ve ortalama engel yüksekliği değerini elde etmek için tekli Gauss denklemi olan (2.73) eşitliği kullanılır. Eşitlik (2,73)'e göre Φ_b engel yüksekliğinin $1/2kT$ 'ye karşı olan değişiminin eğimi dağılımın σ_i standart sapmasını ve y-ksenini kesen nokta ise $V=0$ 'da $\bar{\Phi}_b$ ortalama engel yüksekliği değerini vermektedir. Diyotta karakteristiğinde bir dağılımın σ_i standart sapması, dağılımın büyüklüğü hakkında bilgi vermekle beraber kontak bölgesinde oluşan engel homojensizliğinin etkisini ve bu homojensizliğin miktarını göstermektedir. $\bar{\Phi}_b$ ise dağılımının $V=0$ olduğu

durumda ortalama engel yüksekliğinin değerini göstermektedir. Var olan bir dağılımda σ_i standart sapmasının ve $\bar{\Phi}_b$ ortalama engel yüksekliği değerlerinin büyük olması durumu; dağılımda var olan homojensizliğin büyük olduğunu $\bar{\Phi}_b$ ve σ_i 'nin küçük değerler alması ise kontak içinde bu anormalliklerin küçük ve etkisiz olduğunu göstermektedir (Metin vd., 2014; Lee vd., 2008).

Diyotun I - V karakteristiğinden elde edilen idealite faktörü değerlerine ait voltaj katsayılarını hesaplamak ve Gauss dağılımlarını hakkında bilgi edinmek için dağılımın olduğu tüm bölgenin voltaj katsayısını tekli Gauss denklemi olarak bilinen (4,6) eşitliği kullanılmaktadır. Bu eşitliğe göre $(1/n)-1$ 'in $1/2kT$ 'ye göre çizilen grafiğin eğiminden dağılımın ρ_3 voltaj katsayısı ve y -eksenini kestiği noktadan ise ρ_2 voltaj katsayısı hesaplanır. Diyottaki engel yüksekliği dağılımına benzer şekilde ρ_3 ve ρ_2 voltaj katsayıları küçük ise diyotun engel homojensizliği küçüktür ve bu katsayılar büyük ise diyotun engel homojensizliği büyüktür. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/ p -Si/Al diyotunun sıcaklığa bağlı olarak hesaplanan engel yüksekliği değerlerinin $1/2kT$ 'ye karşı çizilen grafiği Şekil 4.12'de gösterilmektedir. Bu şekilde görüleceği üzere grafikte engel yüksekliği değerleri için çizilen tek bir doğrusal çizgi yerine kontak arayüzeyinde iki farklı engel yüksekliği bölgesinin varlığını gösteren bir biriyle kesişen iki lineer çizgi çizilmiştir. Bu durum kontak arayüzeyinde potansiyel engelin çift Gauss dağılımına uyduğunu göstermektedir (Bobby vd., 2013; Deniz, 2015).

Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/ p -Si/Al diyotu için ortalama engel yüksekliği değerleri 140 K ile 200 K sıcaklık değerleri arasında 0,56 eV olarak hesaplanırken 200 K ile 340 K sıcaklık değerleri arasında 1,21 eV olarak hesaplanmıştır. Diyotun standart sapma değerleri ise 140 K ile 200 K sıcaklık değerleri arasında -0,005 V olarak hesaplanırken 200 K ile 340 K sıcaklık değerleri arasında -0,027 V olarak hesaplanmıştır.

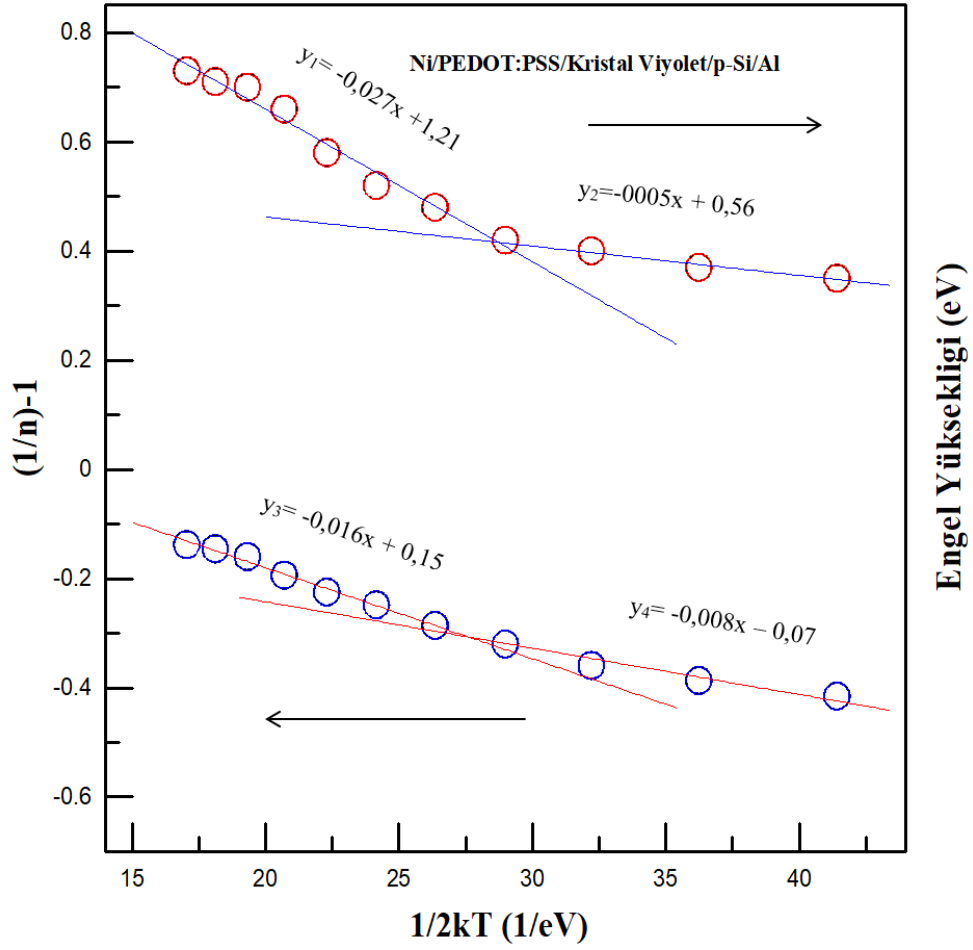
Şekil 4.12' de diyotun engel yüksekliğinin $1/2kT$ 'ye karşı değişiminin yanı sıra $(1/n) -1$ değerinin $1/2kT$ 'ye karşı değişimi de gösterilmektedir. Engel yüksekliği dağılımında olduğu gibi $(1/n) -1$ değerinin $1/2kT$ 'ye karşı değişim eğrisinden iki farklı idealite değeri bölgesinin varlığını gösteren bir biriyle kesişen iki lineer çizgi görülmektedir. Böylece idealite faktörü değerlerinin de ikili Gauss dağılımına uydukları görülmektedir.

Diyotun idealite faktörü değerlerine ait voltaj katsayılarını belirlemek ve Gauss dağılımları hakkında bilgi etmek için tekli Gauss denklemi olan

$$\left[\frac{1}{n_{ap}} - 1 \right] = -\rho_2 + \frac{e\rho_3}{2kT} \quad (4.6)$$

Werner ve Güttler eşitliği (Werner ve Güttler, 1991) kullanılır. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotu için $[(I/n)-1]$ 'in $1/2kT$ 'ye karşı çizilen grafiğinden voltaj katsayıları 140 K ile 200 K sıcaklık değeri arasında $\rho_2 = -0,008$; $\rho_3 = -0,07$ ve 200 K ile 340 K sıcaklık değeri arasında $\rho_2 = -0,016$ V; $\rho_3 = 0,15$ olarak hesaplanmıştır.

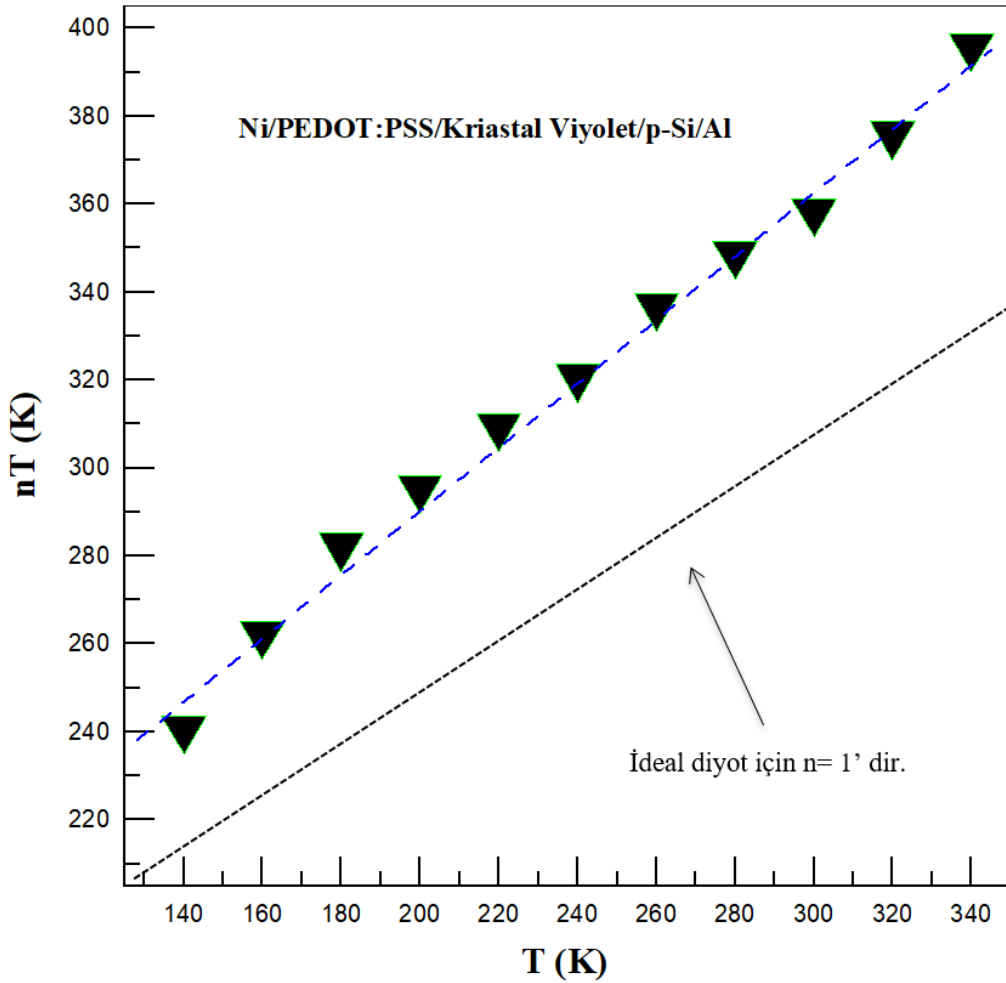
Schottky diyotlarda standart sapma değeri kontak bölgesinde oluşan potansiyel engelinin homojenliği hakkında oldukça önemli bilgiler vermektedir. Yani standart sapma değeri engel homojenliğinin büyüklüğünün bir ölçütüdür. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotu için hesaplanan standart sapma değerleri diyotun ortalama engel yüksekliği değerleriyle kıyaslandığında küçüktür. Bu da diyotun arayüzey bölgesinde homojensizliklerin normal düzeylerde olduğunu ve engel bölgesindeki potansiyel dalgalanmaların diyotun düşük sıcaklıktaki *I-V* karakteristiklerini etkilediğini göstermektedir (Filali vd., 2017).



Şekil 4.12. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun $[(1/n)-1]$ değerinin ve engel yüksekliğinin $1/2kT$ ’ye karşı değişim grafikleri.

Termiyonik Emisyon teorisine göre idealite faktörü değerinin 1’den yüksek olması kontağın akım iletim mekanizmasında sapmaların olduğunu gösterir. Sıcaklığın azalmasıyla idealite faktörü değerindeki artışa “ T_o etkisi” denir. Bu etki en iyi idealite faktörü değerinin sıcaklığa bağlı değişiminin tespit edilmesiyle anlaşılabilir. Şekil 4.13 Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun $nT = (T + T_o)/q$ ve T/q terimlerine ait verilerini gösterir. Bu şekil incelendiğinde sıcaklık değerinin artışıyla idealite faktörü değeri ideal değeri olan $n=1$ ’e değerine yaklaştığı görülür. Bu yaklaşım ancak $n=1+(T_o/T)$ eşitliğiyle açıklanabilir. Diyotun idealite faktörü değerlerinin sıcaklığa bağlılığı Schottky potansiyel engeli yüzeyindeki homojensizlik ile açıklanır. Bununla birlikte potansiyel engeli boyunca taşıyıcıların tünelleme gerçekleştirilmesi, imaj kuvveti etkisinden dolayı engel yüksekliğinin düşmesi ve kontak arayüzeyi hal yoğunluğundan dolayı bu durum meydana gelebilir (Korucu vd., 2015).

Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun idealite faktörü değerinin sıcaklıkla olan ilişkisi $n=1+(T_0/T)$ eşitliğinden elde edildi. Şekil 4.13’de görüldüğü üzere sıcaklığa bağlı olarak elde edilen deneysel değerlerin grafiği üzerine bir fit çizgisi çizdiğimizde, çizilen bu çizginin ideal diyot $n=1$ durumu için çizilen düz çizgiyle paralel olmadığı görünür. Bu durum diyotun belirli bir sıcaklık değerinde ideallikten sapmaya başladığını gösterir. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotu için *I-V* karakteristiğinde 159,8 K sıcaklık değerinden itibaren lineerlikten sapma başlamaktadır. Bu sapmanın sebebi kontağın potansiyel engeli boyunca devam eden yanal homojensizlik ile izah edilir. Düşük sıcaklıklarda akım daha küçük bir engel bölgesi ile karşılaşacaktır. Böylece potansiyel engelinin yüksekliği düşük olacaktır (Korucu vd., 2013, Metin vd., 2014).



Şekil 4.13. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun nT ' ye karşı T grafiği.

Yapılan deneysel ve teorik çalışmalarda Schottky diyotların elektriksel özelliklerinin potansiyel engelinin homojen olmamasıyla değiştiği bilinmektedir. Özellikle düşük sıcaklık değerlerinde kontak arayüzeyinde potansiyel engeli boyunca oluşan homojensizlik diyotun $I-V$ karakteristiğindeki anormal davranışları izah etmek için fazlasıyla önemlidir. Kontak arayüzeyindeki engel yüksekliğin değerini hesaplamak için etkin Richardson sabiti önemli bir parametredir. Bu yüzden etkin Richardson sabitinin değerinin doğru belirlenmesi önemlidir. Bir diyodun $I-V$ karakteristiği Termiyonik Emisyon teorisine büyük oranda uyuyorsa, idealite faktörü değerinin 1 ile 1,1 arasında değişmesi gerekmektedir. Bir Schottky diyotta sıcaklığın azalmasıyla engel yüksekliği değeri ciddi bir oranda azalıyor buna paralel olarak idealite faktörü değeri artıyorsa ve $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $(1/T)$ 'ye karşı değişim grafiğine çizilen fit lineerlikten sapma gösteriyorsa, homojen olmayan potansiyel engelin diyot karakteristiği üzerinde etkin olduğunu rahatlıkla söyleyebiliriz. Bu anormal davranışların sebebi elektronların küçük engeller boyunca akmasına atfedilebilir. Düşük sıcaklık ve gerilim değerlerinde elektronlar sadece küçük bir engelden geçebilecek kadar enerjiye sahip olacaklardır (Peta vd., 2013; Kaçuş vd., 2014).

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_{ap}}{kT}\right) \quad (4.7)$$

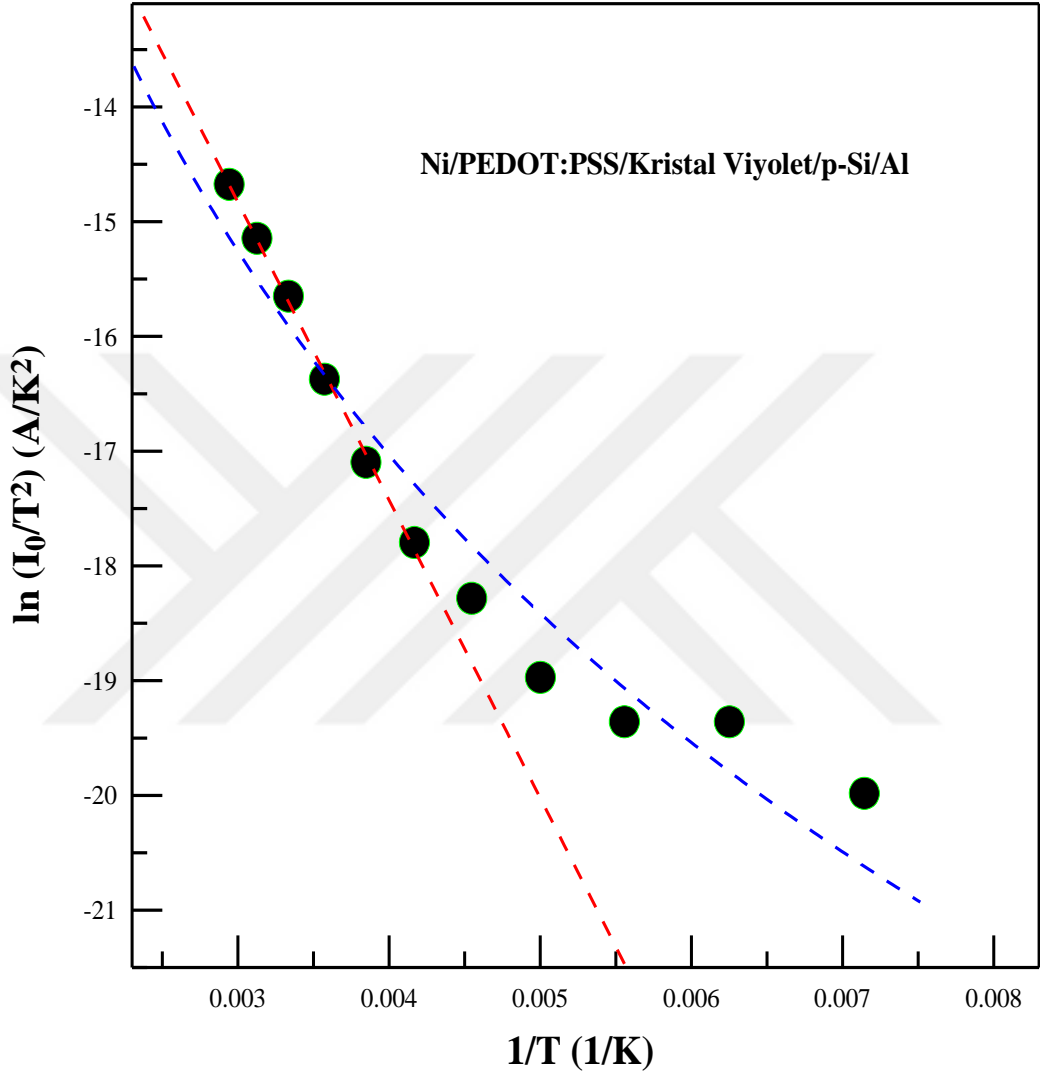
$$\varphi_{ap} = \bar{\varphi}_b - \frac{e\sigma_0^2}{2kT} \quad (4.8)$$

(4.7) ve (4.8) eşitliklerinden yararlanılarak modifiye edilmiş Richardson eşitliği,

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{e^2\sigma_0^2}{2kT^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{e\bar{\varphi}_b}{kT} \quad (4.9)$$

olarak elde edilir. Bu denklem tekli dağılımları açıklamada sıkça kullanılır. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/ p -Si/Al diyotuna modifiye edilmiş Richardson grafiği Şekil 4.14'te verilmiştir. Bu grafikte $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $(1/T)$ 'ye karşı değişim eğrisine çizilen lineer fitin y-eksenini kestiği noktadan Richardson sabiti değeri elde edilir. Bu doğrunun eğimini kullanılarak eşitlik (4.9)' dan Richardson sabitinin değeri hesaplandı. Bu değer Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/ p -Si/Al diyotu için $A^* = 4,05 \text{ A/K}^2 \text{ cm}^2$ olarak hesaplandı. Elde edilen bu değer literatürde teorik olarak hesaplanmış Richardson sabiti (p -Si için $32 \text{ A/K}^2 \text{ cm}^2$) değerine göre oldukça küçüktür. Bunun sebebi metal/yarıiletken arayüzeyinde oluşan farklı kalınlıklara sahip oksit tabakalarının varlığına ve bu tabakalar nedeniyle

potansiyel engeli boyunca yüksek ve düşük bölgelerin oluşmasına yorulabilir. Metal-yarıiletken arayüzeyindeki oluşan bu potansiyel dalgalanmalar sebebiyle elektronlar bu dalgalanma içerisinde daha düşük engel boyunca akmayı tercih edecektir (Peta vd., 2012; Wang vd., 2013).



Şekil 4.14. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/p-Si/Al diyotunun modifiye edilmiş Richardson grafiği

4.3. Norde Fonksiyonları Yardımıyla *I-V* Karakteristiklerinden Temel Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi

Metal-yarıiletken kontaklarda seri direnç ve engel yüksekliği değerlerini belirlemenin başka bir yolu da Norde fonksiyonudur. Norde (1979) Schottky diyotlarda $n=1$ olduğunu varsayarak seri direnç ve engel yüksekliğini

hesaplamaya yarayan bir $F(V)$ fonksiyonu elde etmiştir. Türetilen bu fonksiyon (4.10) eşitliğiyle verilmektedir.

$$F(V) = \frac{V}{\gamma} - \left(\frac{kT}{2} \right) \ln \left(\frac{I(V)}{AA * T^2} \right) \quad (4.10)$$

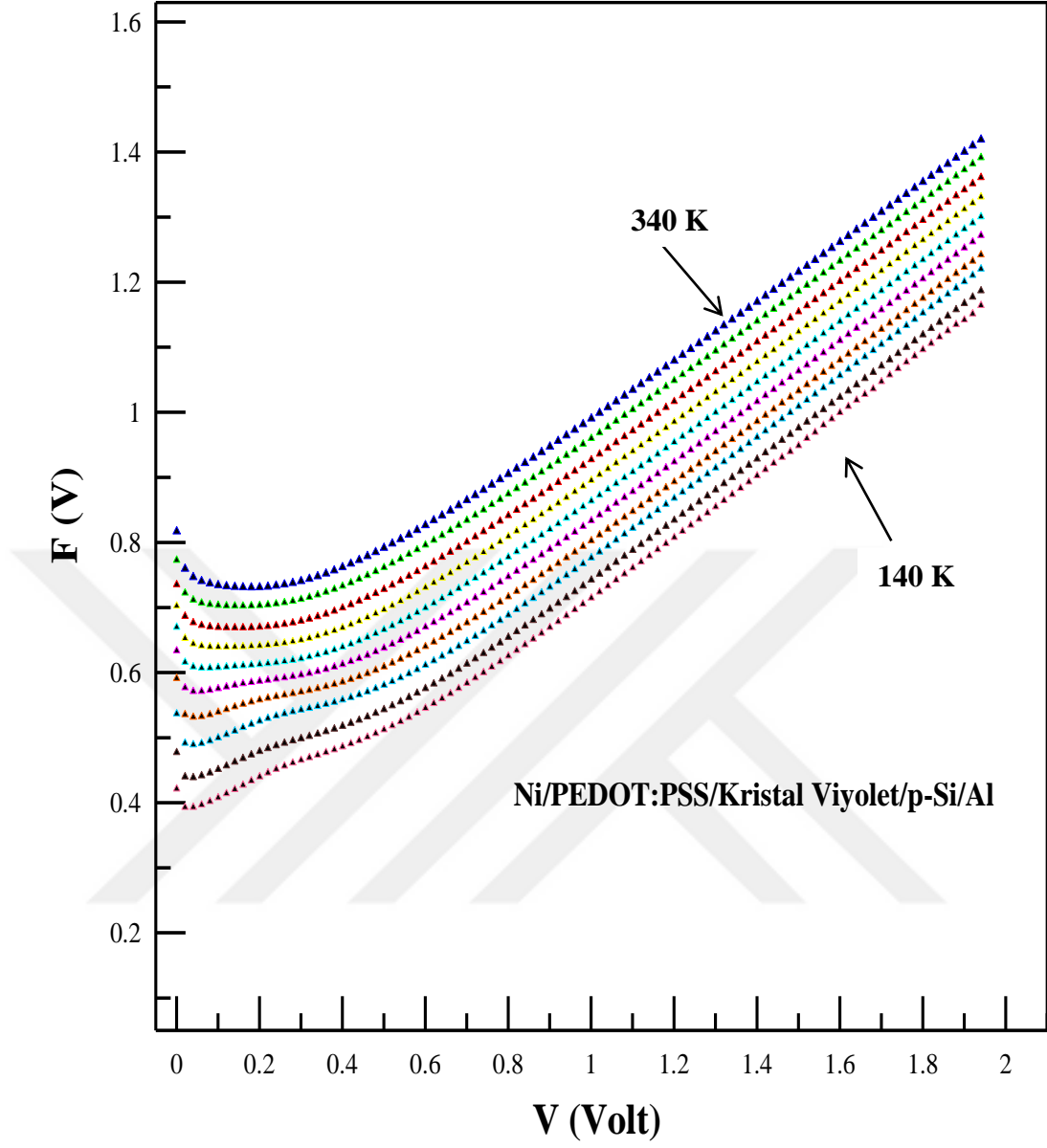
Bu eşitlikteki $I(V)$ terimi diyodun $I-V$ karakteristiğinden hesaplanan akım değeridir, γ ise diyodun idealite faktörü değerinden daha büyük olacak şekilde rastgele alınan bir tam sayıdır. Norde metodunda ilk olarak F 'nin V 'ye göre grafiği çizilir. Çizilen bu grafikten $F(V)$ 'nin V 'ye karşılık gelen minimum değeri bulunur. Bulunan bu minimum değer yardımıyla diyodun engel yüksekliği değeri (4.11) eşitliği kullanılarak hesaplanır.

$$\phi_b = F(V_0) + \frac{V_0}{\gamma} - \frac{kT}{q} \quad (4.11)$$

(4.11) eşitliğindeki $F(V_0)$ değeri $F(V)$ fonksiyonunun minimum değeridir ve V_0 değeri ise $F(V)$ fonksiyonunun minimum değerine denk gelen minimum gerilim değeridir. Diyodun seri direnç değerleri ise (4.12) eşitliği kullanılarak hesaplanır (Sağlam vd., 2013; Aydoğan vd., 2011; Karataş vd., 2013).

$$R_s = \frac{kT(\gamma - n)}{qI_0} \quad (4.12)$$

Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyodu için 140 K-300 K sıcaklık değeri aralığında $F(V)$ 'nin V 'ye göre değişim grafiği Şekil 4.15'de verilmektedir. Şekil 4.15'den de görüleceği üzere $F(V)$ 'nin V 'ye göre grafiği sıcaklık değişimiyle oldukça uyum içindedir. Çizelge 4.5'de Norde fonksiyonları kullanılarak elde edilen engel yüksekliği ve seri direnç değerleri bulunmaktadır.

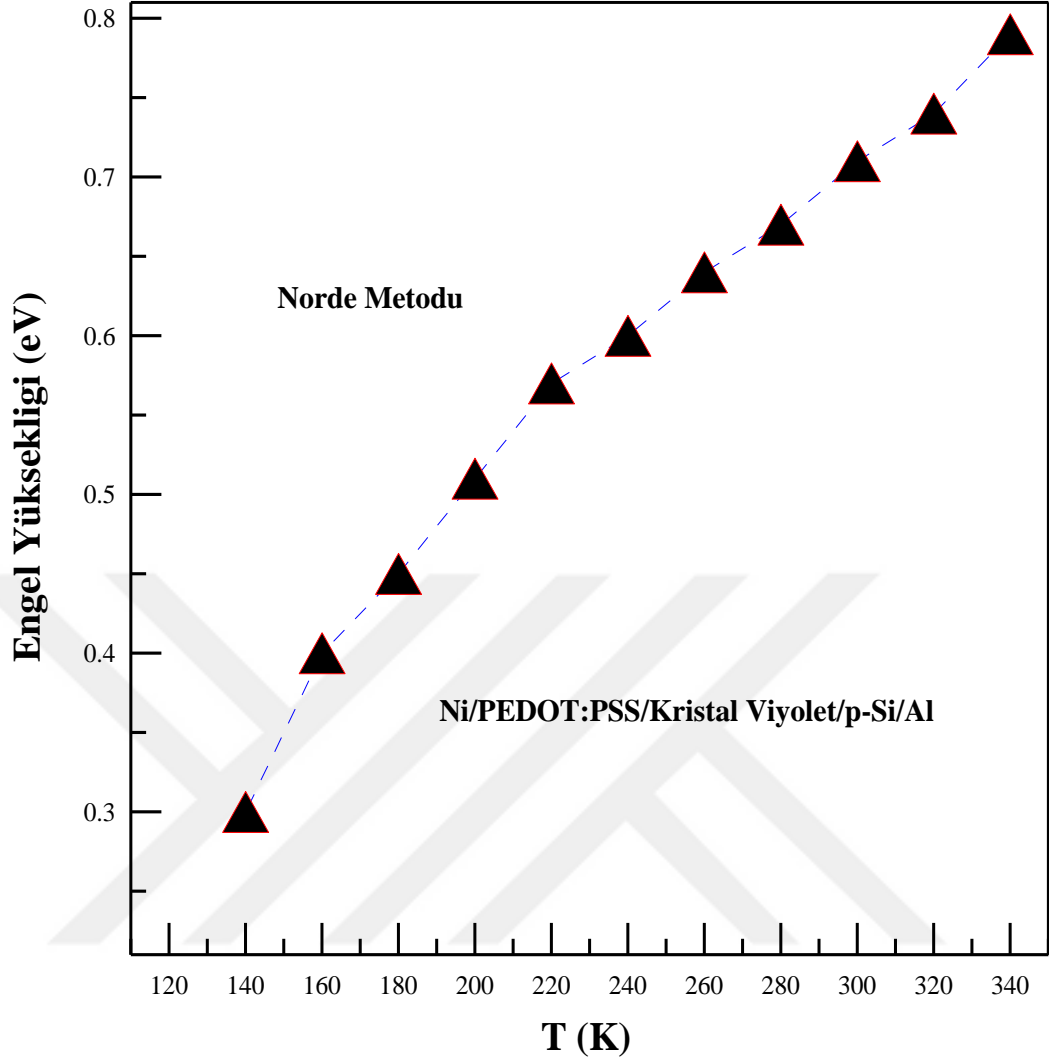


Şekil 4.15. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun farklı sıcaklık değerlerindeki $F(V)$ - V grafiği.

Çizelge 4.5. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun farklı sıcaklıklardaki Norde Fonksiyonlarından hesaplanmış engel yüksekliği ve seri direnç değerleri.

Sıcaklık (<i>K</i>)	$\Phi_b(eV)$	$R_s(k\Omega)$
340	0,79	58,1
320	0,74	86,4
300	0,71	131
280	0,67	237
260	0,64	423
240	0,60	742
220	0,57	990
200	0,51	1580
180	0,45	1930
160	0,40	2430
140	0,30	2650

Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun farklı sıcaklık değerleri için Norde fonksiyonları kullanılarak elde edilen engel yüksekliği değerleri Şekil 4.16'da verilmiştir. Bu şekilde de görüleceği üzere sıcaklık artışı ile diyotun engel yüksekliği değeri de artmaktadır. Metal-yarıiletken arayüzeyinde akım mekanizması sıcaklıkla değişim göstermektedir. Düşük sıcaklıklarda elektronlar düşük potansiyel yüksekliklerini geçecek kadar enerjiye sahip olurken yüksek sıcaklıklarda bu durum tam tersi olacaktır. Yani elektronlar daha yüksek potansiyel engelinden geçebilecek kadar enerjiye sahip olacaktır. Bu durumun sonucu olarak engel yüksekliği değeri sıcaklık artışı ve uygulama voltajının etkisiyle artacaktır (Çaldıran vd., 2014, Demir, 2021).

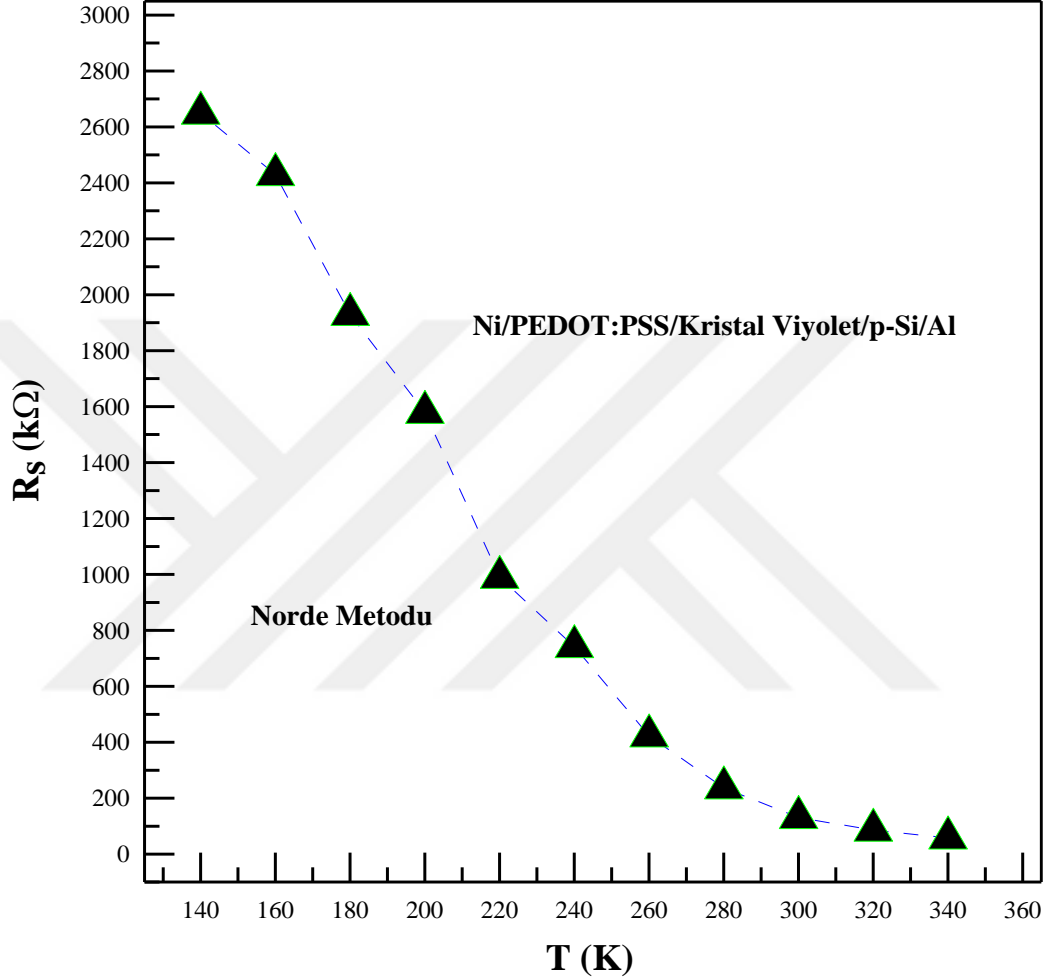


Şekil 4.16. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotu için Norde fonksiyonlarından hesaplanan engel yüksekliği değerlerinin sıcaklık ile değişim grafiği.

Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun farklı sıcaklık değerleri için Norde fonksiyonları kullanılarak elde edilen seri direnç değerleri Şekil 4.17’de verilmiştir. Bu şekilden de görüldüğü üzere artan sıcaklıkla diyotun seri direnç değeri azalmaktadır. Bu durumun sebebi artan sıcaklıkla serbest taşıyıcı miktarının artmasına atfedilebilir (Çaldıran vd., 2014; Erdogan vd., 2021).

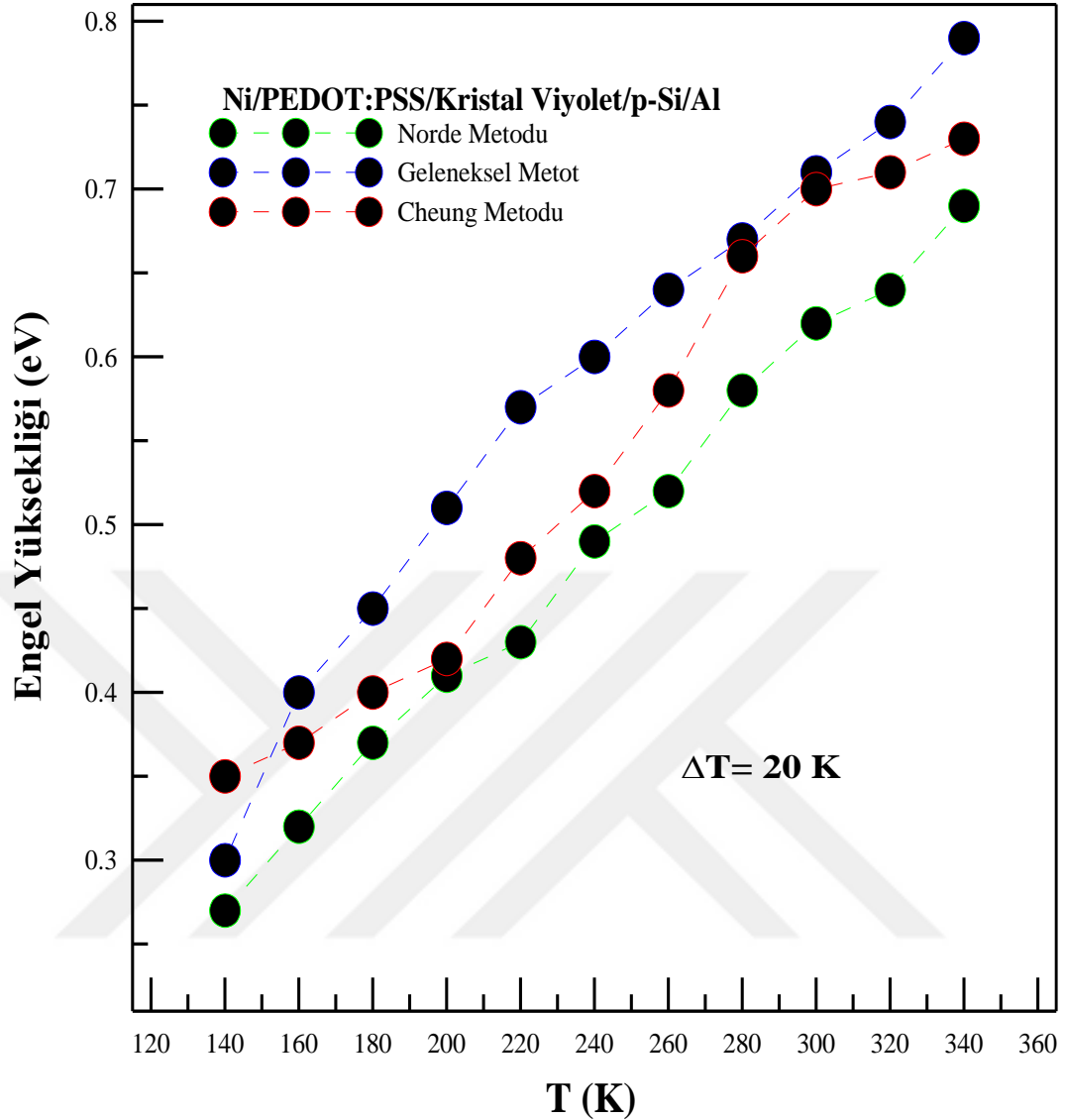
Schottky diyotlarda akım iletim mekanizmasını etkileyen en önemli parametrelerden biri de seri dirençtir. Seri direnç değeri yüksek olan bir diyotun *I*-*V* karakteristiğinde lineerlikten sapmalar başlar. Özellikle diyotun düz beslem *I*-*V* karakteristiği yüksek gerilim değerlerine maruz kaldıkça lineerlikten uzaklaşarak bükülmeye başlar. Bu bükülmeler diyotta seri direnç etkisinin başladığını gösterir.

Diyottaki bu seri direnç etkisi diyotun arayüzey tabakasına ve arayüzey hallerinin varlığına yorulabilir. Ayrıca düşük sıcaklık değerlerinde taşıyıcı konsantrasyonun azalması da seri direnç değerinin artmasının önemli bir sebebidir (Parish vd., 2008; Aydoğan vd., 2011).



Şekil 4.17. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotu için Norde fonksiyonlarından hesaplanan seri direnç değerlerinin sıcaklık ile değişim grafiği.

Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotu için üç farklı metottan sıcaklığa bağlı olarak engel yüksekliği değeri hesaplandı. Sırasıyla Termiyonik Emisyon, Cheung ve Norde metotlarından sıcaklığa bağlı olarak hesaplanan engel yüksekliği değerlerinin karşılaştırılması Şekil 4.18’de verilmiştir. Şekil 4.18 incelendiğinde üç metottan da hesaplanan engel yüksekliği değerleri bir birine oldukça yakındır. Ayrıca tüm bu değerler sıcaklık ile uyumlu bir değişim göstermektedir.



Şekil 4.18. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/*p*-Si/Al diyodu için sıcaklığa bağlı olarak Geleneksel, Cheung ve Norde metotları kullanılarak hesaplanan engel yüksekliği değerlerinin karşılaştırılması.

4.4. *C-V* (Gerilim – Voltaj) Ölçümlerini Kullanarak Temel Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi

Schottky diyotların elektriksel karakteristiklerini belirlemede bazen diyotun *I-V* karakteristikleri yetersiz kalabilir. Bu durumda diyotun *C-V* karakteristiğinden elde edilen diyot parametrelerine ihtiyaç duyulabilir. Özellikle metal-yarıiletken kontaklarda kullanılan arayüzey maddesinin diyotun elektriksel özellikleri üzerinde etkisini anlamak için diyotun *I-V* ve *C-V* karakteristiklerinin her ikisinin de analiz edilmesinde fayda vardır (Aydoğan vd., 2010). Bu sebepten dolayı Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/*p*-Si/Al diyotu için laboratuvar

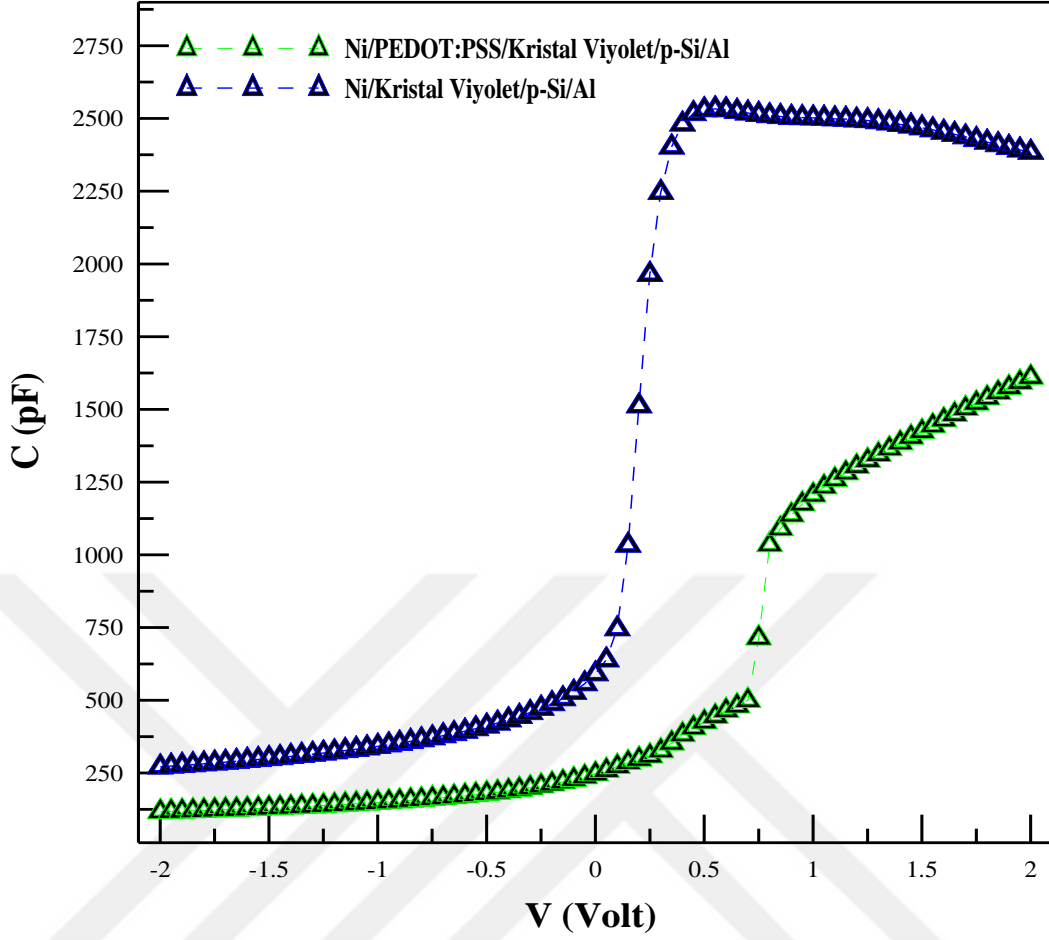
sıcaklığında farklı frekans değerlerinde (100 kHz, 200 kHz, 500 kHz, 1000 kHz, 2000 kHz ve 3000 kHz) C - V ölçümleri (-2 V ile +2 V aralığında) alındı. Metal-yarıiletken kontaklar bir kondansatör gibi davrandığından dolayı diyotların C - V ölçümlerinin alınması oldukça önemlidir. Diyotlarda Schottky kapasitesi metal-yarıiletkenlerde arayüzeyin oluşumuyla ilgili detaylı bilgiler vermektedir. Diyot ters beslem durumundayken kapasitesinin gerilime bağlı değişim karakteristiğinden, diyotun engel yüksekliği, taşıyıcı konsantrasyonu, difüzyon potansiyeli ve Fermi enerji seviyesi değerleri hesaplanır. Bu diyot parametrelerini belirlemek için aşağıda tanımladığımız eşitlikleri kullanırız. Schottky diyotlarda diyot kapasitesi;

$$C = A \left(\frac{\epsilon_s \epsilon_0 e N_a}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(V_d - \frac{kT}{e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.13)$$

ifadesi ile verilir.

Burada, ϵ_s , yarıiletkenin dielektrik sabiti (Si için $\epsilon_s=11,8$), $\epsilon_0=8,85 \times 10^{-14}$ F/cm olup, boşluğun dielektrik sabiti, e , elektronun yükü, V_d , difüzyon potansiyeli, $k= 8,625 \times 10^{-5}$ eV/K (Boltzmann sabiti), N_a p -Si için iyonize olmuş akseptör konsantrasyonu ve T , Kelvin cinsinden sıcaklıktır.

Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/ p -Si/Al ve Ni/Kristal Viyolet/ p -Si/Al diyotlarının oda sıcaklığında 200 kHz frekans değerindeki C - V grafiklerinin karşılaştırılması Şekil 4.19'da gösterilmiştir. Bu grafiklere bakıldığında; aynı ortamda üretilmiş Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/ p -Si/Al diyotunun kapasitesinin Ni/Kristal Viyolet/ p -Si/Al diyotunun kapasitesinden daha yüksek değerde olduğu görülmektedir. Buradan da anlaşılacağı üzere PEDOT:PSS malzemesi diyotun kapasitesini iyileştirerek artmasını sağlamıştır.

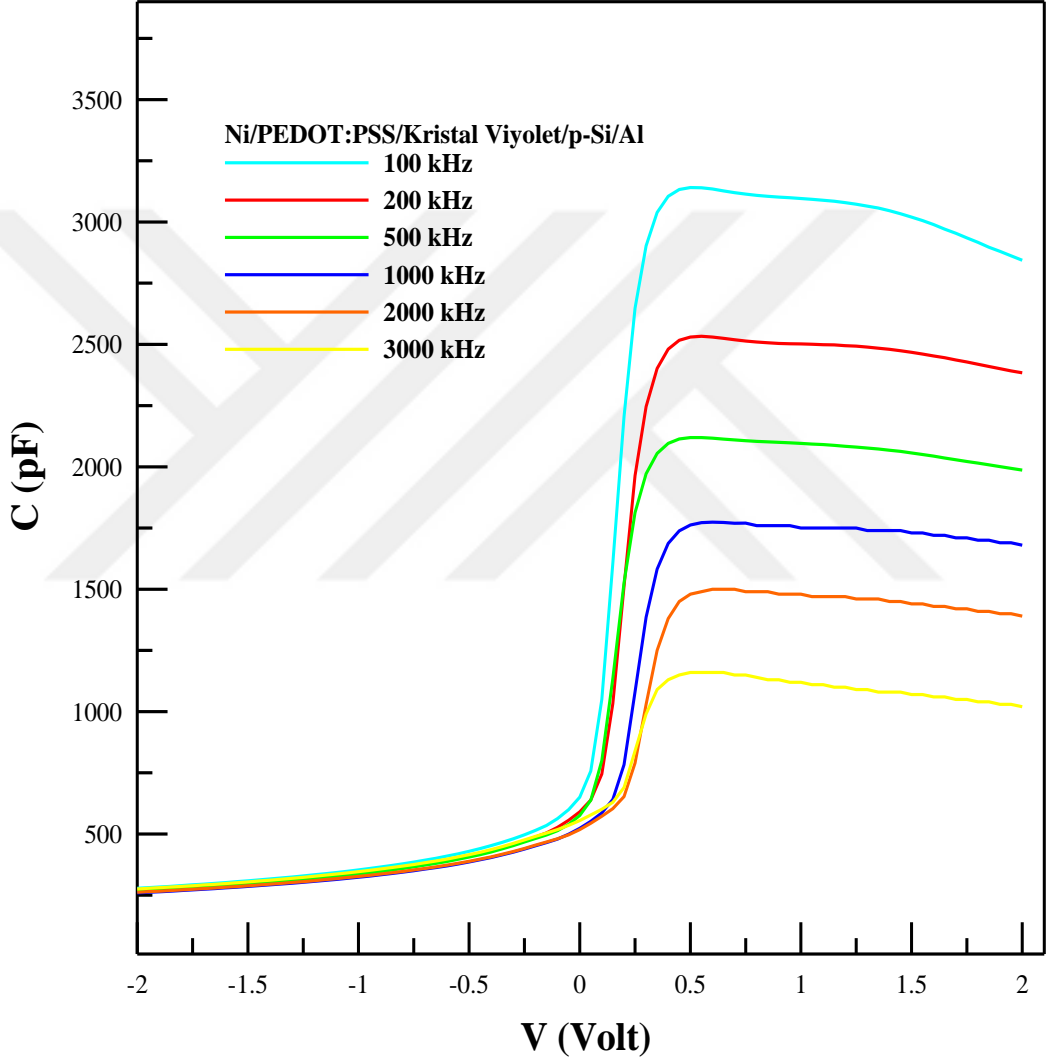


Şekil 4.19. Aynı ortamda hazırlanan Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al ve Ni/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotlarının oda sıcaklığında $f=200$ kHz frekans değerinde *C-V* grafikleri.

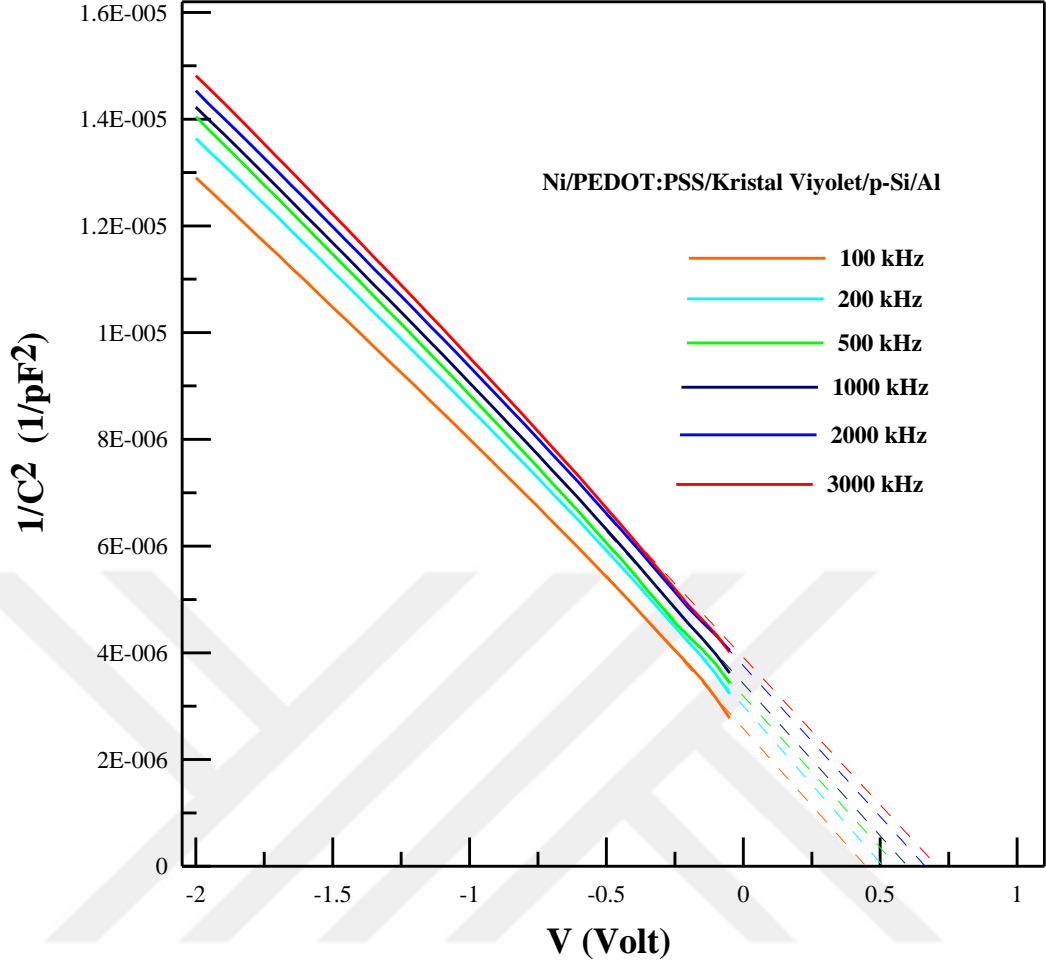
Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun oda sıcaklığında farklı frekans değerlerindeki *C-V* grafiği Şekil 4.20’de verilmiştir. Ayrıca Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun farklı frekans değerlerinde ters beslem *C-V* grafiklerinden elde edilen $1/C^2-V$ grafikleri Şekil 4.21’de verilmiştir.

Bu grafiklerden diyot ters beslem durumundayken düşük negatif voltaj bölgelerinde kapasitede kısmi artışların başladığı, doğru beslem bölgesinde ise bu artışın daha keskin bir hal aldığı görülmektedir. Ters beslem altında diyotun deplasyon bölgesi genişler. Dolayısıyla azalan gerilim değeriyle iyonize olmuş akseptör konsantrasyonu azalır ve diyotun kapasitesi artar. Eşitlik (4.14) incelendiğinde akseptör konsantrasyonu ile kapasitenin ters orantılı olduğu görülmektedir. Ayrıca Şekil 4.20 ve Şekil 4.21 incelendiğinde artan frekans değeri ile kapasite azalmaktadır. Uygulanan düşük frekanslarda kapasitedeki artışın

nedeni, alternatif akım sinyalini izleyebilen *p*-Si ile denge durumundaki arayüzey hallerinden kaynaklanan aşırı kapasitedir. Kısacası arayüzey halleri düşük frekanslarda alternatif akım sinyallerini takip ederken yüksek frekanslarda alternatif akım sinyallerini takip edemeyebilirler. Yüksek frekanslarda kapasitenin değeri sadece uzay yükü kapasitesidir (Korucu vd., 2013; Ashery vd., 2010; Evans-Freeman vd., 2011).



Şekil 4.20. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/*p*-Si/Al diyotunun oda sıcaklığında farklı frekans değerlerindeki C-V grafikleri.



Şekil 4.21. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun oda sıcaklığında farklı frekans değerlerindeki $1/C^2$ - V grafikleri

Eşitlik (4.13)'ü tekrardan düzenlersek;

$$C^{-2} = \frac{2(V_d+V)}{\epsilon_0 \epsilon_s e A^2 N_a} \quad (4.14)$$

ifadesini elde ederiz. Diyot ters beslem ters beslem altındayken $1/C^2$ - V grafiğine uygun lineer fit çizildiğinde $1/C^2=0$ değeri için difüzyon potansiyeli V 'ye eşit olur, yani $V_d=V$ olur. Eşitlik (4.14) kullanılarak farklı frekans değerleri için Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotuna ait difüzyon potansiyeli değerleri hesaplandı. Hesaplanan bu değerler Çizelge 4.6' da verilmiştir. Çizelgeden görüleceği üzere artan frekans değeriyle difüzyon potansiyeli değerleri de artmaktadır. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyonu için hesaplanan difüzyon potansiyeli (V_d) değerleri 100 kHz, 200 kHz, 500 kHz, 1000 kHz, 2000

kHz ve 3000 kHz frekans değerleri için sırasıyla 0,54 V, 0,58 V, 0,61 V, 0,66 V, 0,67 V ve 0,69 eV olarak hesaplanmıştır.

Eşitlik (4.14)'ün V 'ye göre türevi alındığında,

$$\frac{d(C^{-2})}{dV} = \frac{2}{\epsilon_s \epsilon_0 e A^2 N_a} \quad (4.15)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifadede N_a ifadesi yalnız bırakılırsa,

$$N_a = \frac{2}{\epsilon_s \epsilon_0 A^2 \frac{d(C^{-2})}{dV}} \quad (4.16)$$

denklemini elde edilir. Bu denklem kullanılarak diyotun (C^{-2} - V) grafiğinden farklı frekans değerleri için taşıyıcı konsantrasyonu değerleri hesaplandı. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/ p -Si/Al diyodu için hesaplanan N_a değerleri Çizelge 4.6' da verilmiştir. Bu değerler 100 kHz, 200 kHz, 500 kHz, 1000 kHz, 2000 kHz ve 3000 kHz frekans değerleri için sırasıyla $0,84 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $0,92 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $1,11 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $1,28 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $1,33 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ve $1,35 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ olarak hesaplanmıştır. Metal-yarıiletken kontak ısısal denge durumundayken p -tipi bir yarıiletkendeki taşıyıcı konsantrasyonu,

$$p_o = N_v \exp \left(\frac{E_f - E_v}{kT} \right) \quad (4.17)$$

eşitliği ile verilmektedir. Bu eşitlikteki, N_v , termal denge durumunda valans bandındaki hal yoğunluğudur. Si yarıiletkeni için bu değer $N_v=1,04 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 'tür. p -tipi bir yarıiletken de $N_A \gg p_i$ olduğu için $p_o \cong N_A$ olur. Bu eşitliklerdeki p_i , asal taşıyıcı konsantrasyonudur (Neamen, 1992). (4.17) ifadesini tekrardan düzenlediğimizde,

$$N_a = N_v \exp \left(\frac{E_f - E_v}{kT} \right) \quad (4.18)$$

eşitliği elde edilir. (4.18) eşitliğinin tabii logaritmasını alıp, iletkenlik bandı referans seviyesi olarak ($E_c=0$) kabul edilirse,

$$E_f = kT \ln \left(\frac{N_a}{N_v} \right) \quad (4.19)$$

Fermi enerji seviyesi eşitliğini elde ederiz. Eşitlik (4.19) kullanılarak Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/ p -Si/Al diyodu E_f değerleri farklı frekanslar için hesaplandı. Bu değerler Çizelge 4.6' dan da görüleceği üzere frekans değişimiyle

herhangi bir değişiklik göstermemiştir ve tüm frekans değerleri için E_f değeri 0,27 eV olarak hesaplanmıştır.

İdeal bir diyot için engel yüksekliği değeri;

$$\Phi_b = E_f + V_d \quad (4.20)$$

eşitliği ile hesaplanmaktadır. Fakat eğer diyot ideal değilse bu engel yüksekliği,

$$\Phi_b = \frac{V_d}{n} + E_f \quad (4.21)$$

eşitliği ile hesaplanır (Güzeldir vd., 2012; Çaldıran vd., 2013; Ateş vd., 2011). Eşitlik (4.21) kullanılarak elde edilen engel yüksekliği değerlerine düzeltilmiş engel yüksekliği denir. Bu eşitlik kullanılarak Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyodu için farklı frekans değerlerinde hesaplanan ortalama engel yüksekliği değerleri Çizelge 4.6'da verilmiştir. Sırasıyla 100 kHz, 200 kHz, 500 kHz, 1000 kHz, 2000 kHz ve 3000 kHz frekans değerleri için ortalama engel yüksekliği değerleri 0,75 eV, 0,77 eV, 0,82 eV, 0,88 eV, 0,93 eV ve 1,01 eV olarak hesaplandı.

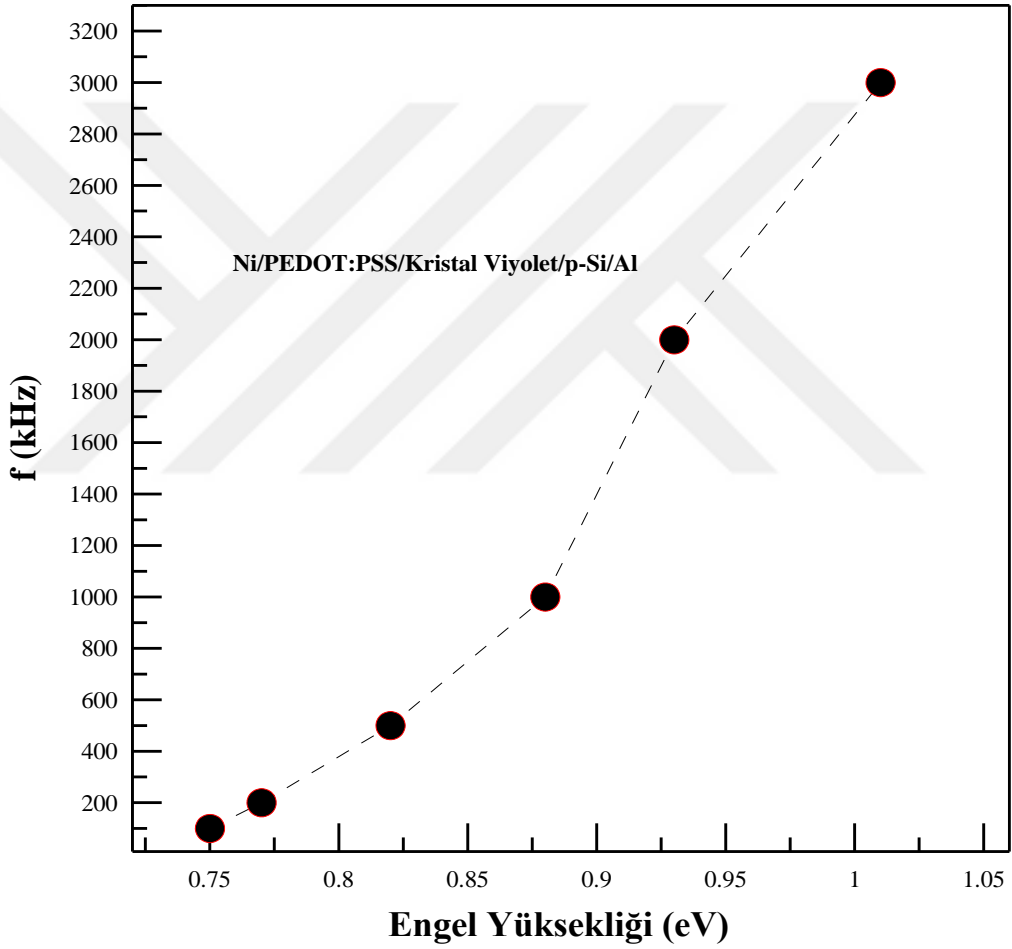
Çizelge 4.6. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun (I/C^2-V) grafiğinden hesaplanan diyot parametreleri.

Frekans (kHz)	$V_d(V)$	$N_a(cm^{-3}) \times 10^{13}$	$E_f(eV)$	$V_d + E_f (eV)$
100	0,54	0,84	0,27	0,75
200	0,58	0,92	0,27	0,77
500	0,61	1,11	0,27	0,82
1000	0,66	1,28	0,27	0,88
2000	0,67	1,33	0,27	0,93
3000	0,69	1,35	0,27	1,01

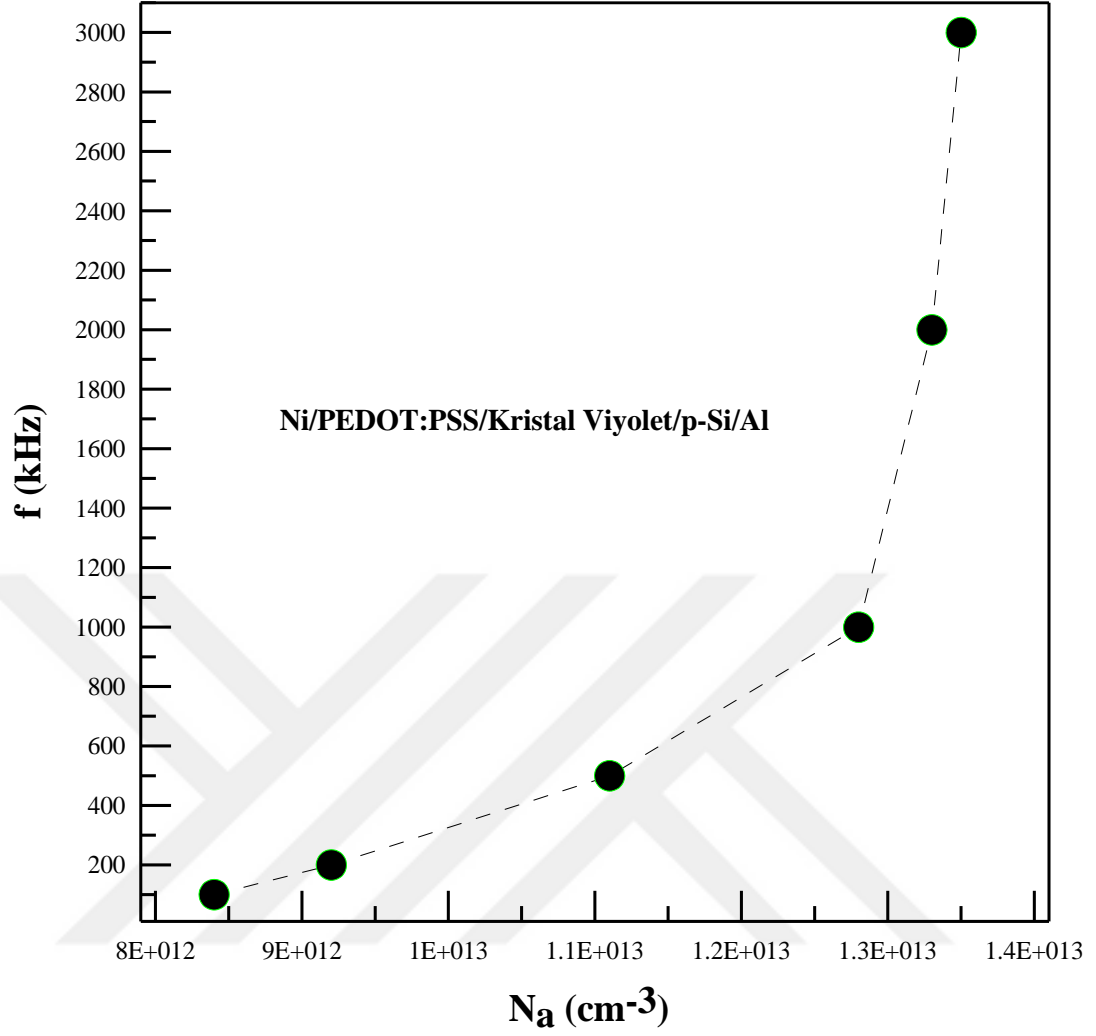
Şekil 4.22'de görüldüğü üzere frekans değerinin artmasıyla ortalama engel yüksekliği değeri de artmaktadır. Ayrıca diyotun $C-V$ grafiğinden hesaplanan ortalama engel yüksekliği değerleri $I-V$ grafiğinden hesaplanan engel yüksekliği değerlerinden daha büyük olduğu görünmektedir. Engel yüksekliği değerleri

arasındaki bu farkın sebebi potansiyel engelinin doğal yapısından ve $C-V$ ile $I-V$ ölçüm tekniklerinin birbirlerinden farklı olmasından kaynaklanmaktadır (Turut vd., 1995; Çaldıran vd., 2013; Karoui vd., 2008; Huang vd., 2013).

Şekil 4.23’de görüldüğü frekans değerinin artmasıyla, N_a iyonize olmuş akseptör konsantrasyonu da artmıştır. Bu artışın sebebi diyottaki arayüzey hal yüklerinin diyotun kapasitesine katkıda bulunup bulunamamasıyla veya arayüzey hallerindeki yüklerin bir alternatif akım sinyalinin takip edip edememesiyle açıklanır (Yahia vd., 2011).



Şekil 4.22. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/ p -Si/Al diyotunun $C-V$ grafiğinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin uygulanan frekansla değişimi.



Şekil 4.23. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyotunun C-V grafiğinden elde edilen iyonize olmuş akseptör konsantrasyonu değerlerinin uygulanan frekansla değışimi.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Yapılan bu çalışmada [100] doğrultusunda büyütülmüş, 400 µm kalınlığında, 1-10 Ω-cm öz dirence sahip *p*-Si yarıiletken kristali kullanılmıştır. Bu kristalin kimyasal temizliği yapıldıktan sonra mat yüzeyine Al metali buharlaştırılarak *p*-Si/Al omik kontağı elde edilmiştir. Kristalin parlak yüzeyine Kristal Viyoleto malzemesi spin kaplama yöntemi ile kaplanarak Kristal Viyoleto/*p*-Si/Al yapıları elde edildi. Bu yapılardan bir tanesine ikinci arayüzey malzemesi olan PEDOT:PSS malzemesi spin kaplama metoduyla kaplandı. Son olarak elde edilen iki numune için arayüzey malzemelerinin üzerine saçtırma metoduyla Ni metali buharlaştırıldı. Sonuç olarak Ni/Kristal Viyoleto/*p*-Si/Al ve Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/*p*-Si/Al heteroeklemleri elde edildi. Bu heteroyapıların oda sıcaklığında *I-V* ve *C-V* ölçümleri alındı. Ayrıca Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/*p*-Si/Al diyotu için farklı sıcaklıklarda *I-V* ölçümleri alındı. Alınan bu *I-V* ve *C-V* ölçümlerinden temel diyot parametreleri hesaplandı. PEDOT:PSS malzemesinin diyot karakteristiği üzerindeki etkisi ve temel diyot parametrelerinin sıcaklıkla değişimi incelendi.

5.1. Diyotların *I-V* Ölçümlerinin Analizi

Aynı ortamda hazırlanmış Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/*p*-Si/Al ve Ni/Kristal Viyoleto/*p*-Si/Al diyotlarının oda sıcaklığındaki *I-V* karakteristiklerinin karşılaştırılması Şekil 4.3' de verilmiştir. Ayrıca bu diyotların *I-V* karakteristiğinden hesaplanan engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri Çizelge 4.1' de verilmiştir. Ni/Kristal Viyoleto/*p*-Si/Al diyotu için oda sıcaklığında idealite faktörü değeri 1,56 iken engel yüksekliği değeri 0,66 eV'tur. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/*p*-Si/Al diyotu için ise bu değerler sırasıyla $n=1,16$ ve $\Phi_b = 0,70$ eV'tur. Bir diyotun ideal diyot davranışı sergilemesi için $n=1$ olmalıdır ve iyi bir diyotta engel yüksekliği değerinin yüksek olması beklenir. Bu durumlar göz önünde bulundurulduğunda PEDOT:PSS malzemesinin diyot karakteristiğini iyileştirdiği görülmektedir. Bunun sebebi PEDOT:PSS malzemesinin elektriksel olarak iletken bir yapıya sahip olmasıyla açıklanabilir (Yun vd., 2021).

Oda sıcaklığının yanı sıra Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun 20'şer K'lık adımlarla 140 K ile 340 K sıcaklık değerleri arasında *I-V* ölçümleri alındı. Bu diyotun sıcaklığa bağlı *I-V* grafiği Şekil 4.4' te verilmiştir. Ayrıca bu diyotun sıcaklığa bağlı olarak Termiyonik Emisyon metoduyla hesaplanan engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri Çizelge 4.4' te verilmiştir. Bu çizelgeden görüleceği üzere diyota ait idealite faktörü değerleri 140 K - 340 K sıcaklık değeri arasında 1,16 ile 1,71 arasında değişmektedir. Benzer şekilde engel yüksekliği değerleri de artan sıcaklıkla 0,35 eV ile 0,73 eV arasında değişen değerler almıştır. Şekil 4.5' te idealite yüksekliği değerlerinin sıcaklık ile değişimi verilmiştir. Şekil 4.6'da ise engel yüksekliği değerlerinin sıcak ile değişimi verilmiştir. Bu şekiller incelendiğinde artan sıcaklık ile idealite faktörünün azaldığı ve engel yüksekliği değerinin arttığı görülmektedir. Bu durumun sebebi genel olarak ara yüzeyde oluşan ikincil mekanizmalara, arayüzey kusurlarına ve potansiyel engelin homojen olmayan yapısına atfedilir (Yüksel vd., 2013; Altan vd., 2020).

Cheung fonksiyonları kullanılarak Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun 140 K ile 300 K sıcaklık değeri aralığında engel yüksekliği, idealite faktörü ve seri direnç değerleri hesaplandı. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun Cheung fonksiyonlarından elde edilmiş $dV/d(\ln I)-I$ karakteristiklerinin sıcaklık ile değişim grafiği Şekil 4.7'de verilmiştir. Diyotun $H(I)-I$ karakteristiklerinin sıcaklık ile değişim grafiği ise Şekil 4.8'de verilmiştir. Ayrıca Cheung fonksiyonları kullanılarak hesaplanmış diyota ait idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri Çizelge 4.4'te verilmiştir. Çizelgeden görüleceği artan sıcaklıkla üzere idealite faktörü değerleri 3,04 ile 1,54 arasında, engel yüksekliği değerleri 0,27 ile 0,69 eV arasında değişmektedir. Ayrıca 140 K ile 340 K sıcaklık değeri aralığında diyotun $dV/d(\ln I)-I$ grafiğinden hesaplanan seri direnç değerleri 4351 Ω ile 614 Ω aralığında ve $H(I)-I$ grafiğinden hesaplanan seri direnç değerleri ise 4021 Ω ile 578 Ω aralığında değişmektedir.

Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun Cheung ve geleneksel metotlarıyla hesaplanan engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı olarak karşılaştırılması Şekil 4.9'da verilmiştir. Benzer şekilde bu iki metottan hesaplanan idealite faktörü değerlerinin karşılaştırılması Şekil 4.10' da verilmiştir.

Geleneksel ve Cheung metotla hesaplanan engel yüksekliği değerleri bir biriyle uyum içindedir. Engel yüksekliği değerleri artan sıcaklıkla artmaktadır. Fakat Cheung metodundan hesaplanan idealite faktörü değerleri geleneksel metottan hesaplanan değerlere göre kısmen daha büyüktür. Bu durum seri direnç etkisine ve arayüzey hallerine atfedilebilir (Singh ve Tripati, 2018; Orhan vd., 2021).

Ni/PEDOT:PSS/Kristal Vioilet/*p*-Si/Al diyotunun $dV/d(\ln I)$ - I eğrisinden ve $H(I)$ - I eğrisinden hesaplanan seri direnç değerlerinin sıcaklıkla değişimi Şekil 4.11'de gösterilmiştir. Şekilde görüldüğü üzere her iki eğriden hesaplanan seri direnç değerleri birbiriyle uyumludur. Ayrıca seri direnç değerleri artan sıcaklıkla azalmaktadır. Sıcaklık artışı ile seri direnç değerlerinin azalması; yükselen sıcaklık ile serbest taşıyıcı yoğunluğunun artmasına atfedilir (Mahato ve Pigdoller, 2018; Gupta vd., 2010).

Şekil 4.12 Ni/PEDOT:PSS/Kristal Vioilet/*p*-Si/Al diyotunun $[(1/n)-1]$ değerinin ve engel yüksekliğinin $1/2kT$ 'ye karşı değişim grafiklerini göstermektedir. Bu şekilde görüleceği üzere engel yüksekliği $1/2kT$ 'ye karşı değişim grafiğine fit çizildiğinde tek bir doğrusal çizgi yerine kontak arayüzeyinde iki farklı potansiyel engeli bölgesinin oluşumunu gösteren birbiriyle kesişen iki doğrusal çizgi yer almaktadır. Bu durum kontak arayüzeyinde engel yüksekliğinin çift Gauss dağılımı göstermesiyle açıklanır (Das vd., 2017).

Ni/PEDOT:PSS/Kristal Vioilet/*p*-Si/Al diyotunun engel yüksekliğinin $1/2kT$ 'ye karşı değişim grafiğinden yararlanılarak diyotun ortalama engel yüksekliği değerleri 140 K - 200 K için 0,56 eV ve 200 K - 340 K için 1,21 eV olarak hesaplanmıştır. Ayrıca diyotun standart sapma değerleri 140 K - 200 K için -0,005 V ve 200 K - 340 K için -0,027 V olarak hesaplanmıştır. Hesaplanan bu değerler incelendiğinde standart sapma değerleri diyotun ortalama engel yüksekliği değerleriyle kıyaslandığında oldukça küçüktür. Bu durum diyot arayüzeyindeki homojensizliklerin normal seviyelerde olduğunu ve engel yüksekliğindeki potansiyel dalgalanmaların düşük sıcaklıklarda diyotun I - V karakteristiğini etkilediğini bize gösterir (Doğan vd., 2009; Tecimer vd., 2013).

Ni/PEDOT:PSS/Kristal Vioilet/*p*-Si/Al diyotu için $[(1/n)-1]$ 'in $1/2kT$ 'ye karşı çizilen grafiğinden voltaj katsayıları 140 K-200 K için $\rho_2 = -0,008$; $\rho_3 = -0,07$ ve 200 K-340 K için $\rho_2 = -0,016$ V; $\rho_3 = 0,15$ olarak hesaplanmıştır.

Şekil 4.13' te Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyotunun idealite faktörü değerinin sıcaklıkla olan ilişkisi ($nT-T$) verilmiştir. Şekil incelendiğinde deneysel olarak hesaplanan nT değerlerin grafiği üzerine bir fit çizgisi çizdiğimizde, çizilen bu çizgi ideal diyot $n=1$ için çizilen lineer çizgiyle paralellik göstermemektedir. Yapılan hesaplamalar sonucunda bu durum diyotun $I-V$ karakteristiğinde 159,8 K sıcaklık değerinden sonra lineerlikten sapmalar başlamıştır. Meydana gelen bu sapmaların nedeni kontağın potansiyel engeli boyunca devam eden yanal homojensizliğe atfedilir (Zeghdar vd., 2020; Altındal vd., 2006).

Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyotunun modifiye edilmiş Richardson grafiği Şekil 4.14'te gösterilmiştir. $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $(1/T)$ 'ye karşı değişim eğrisine çizilen lineer fitin y-eksenini kestiği noktadan Richardson sabiti değeri elde edilir. Bu diyot için eşitlik (4.9)' dan Richardson sabitinin değeri $A^* = 4,05$ $A/K^2 \text{ cm}^2$ olarak hesaplandı. Hesaplanan bu değer literatürde ki Richardson sabiti (p-Si için $32 A/K^2 \text{ cm}^2$) değerine göre çok küçüktür. Bu farklılığın nedeni kontak arayüzeyinde meydana gelen farklı kalınlıklara sahip oksit tabakalarının varlığına ve bu tabakalar nedeniyle Schottky engeli boyunca yüksek ve düşük engellerin oluşmasına atfedilir (Ueda vd., 2013; Tecimer vd., 2013).

Diyotlarda seri direnç ve engel yüksekliği değerlerini hesaplamının bir diğer yolu ise Norde fonksiyonlarını kullanmaktır. Norde fonksiyonları kullanılarak Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyotunun sıcaklığa bağlı olarak seri direnç ve engel yüksekliği değerleri hesaplandı. Bu diyot için sıcaklığa bağlı olarak $F(V)$ 'nin V 'ye karşı değişim grafiği Şekil 4.15'de verilmiştir. Norde fonksiyonları kullanılarak hesaplanan engel yüksekliği ve seri direnç değerleri ise Çizelge 4.5 'de verilmiştir. Çizelgeden görüldüğü üzere 140 K-340 K sıcaklık değerleri arasında engel yüksekliği değeri 0,30 eV ile 0,75 eV arasında değişirken, seri direnç değerleri ise 2650 k Ω ile 58,1 k Ω arasında değişmektedir.

Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyoleto/p-Si/Al diyotunun Norde fonksiyonları kullanılarak hesaplanan engel yüksekliği değerlerinin sıcaklık ile değişimi grafikleri Şekil 4.16'da verilmiştir. Şekilde görüldüğü üzere artan sıcaklıkla engel yüksekliği değerleri de artmaktadır. Bu durumun nedeni sıcaklık arttıkça

elektronlar daha fazla enerjiye sahip olacak ve bu elektronlar yüksek engelleri aşmak için yeterli enerjiye sahip olacaktır (Deniz vd., 2018; Sürücü vd., 2019).

Benzer şekilde Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun Norde fonksiyonları kullanılarak hesaplanan seri direnç değerlerinin sıcaklık ile değişim grafiği Şekil 4.17'de verilmiştir. Şekil 4.17 incelendiğinde sıcaklık değerinin azalmasıyla seri direnç değerleri artmaktadır. Sıcaklık değerinin düşmesiyle seri direnç değerlerinin artışı, düşük sıcaklıklardaki serbest taşıyıcı konsantrasyonunun eksikliğine atfedilir (Çınar vd., 2014, Baltakesmez, 2019).

Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotu için T.E., Cheung ve Norde metotları kullanılarak hesaplanan engel yüksekliği değerlerinin karşılaştırılması Şekil 4.18'de verilmiştir. Şekil 4.18 incelendiğinde üç metottan da hesaplanmış engel değerleri birbirine oldukça yakın değerlere sahiptir ve sıcaklıkla değişimiyle uyumludur.

5.2. Diyotların *C-V* Ölçümlerinin Analizi

Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotu için oda sıcaklığında 100 kHz, 200 kHz, 500 kHz, 1000 kHz, 2000 kHz ve 3000 kHz frekans değerlerinde *C-V* (kapasite-voltaj) ölçümleri alındı. Diyotun *C-V* ölçümlerinden farklı frekans değerleri için engel yüksekliği, taşıyıcı konsantrasyonu, difüzyon potansiyeli ve Fermi enerji seviyesi değerleri hesaplandı.

Aynı laboratuvar şartlarında hazırlanmış Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al ve Ni/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotlarının 200 kHz frekans değerindeki *C-V* grafikleri Şekil 4.19'da verilmiştir. Diyotlara ait *C-V* grafikleri incelendiğinde Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun Ni/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotuna göre daha büyük bir kapasite değerine sahip olduğu görülmektedir. Bu durumda PEDOT:PSS malzemesinin diyodun kapasitesini arttırdığını söyleyebiliriz.

Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun oda sıcaklığında farklı frekans değerlerindeki düz ve ters beslem *C-V* grafiği Şekil 4.20'de verilmiştir. Ayrıca diyotun ters beslem *C-V* grafiğinden elde edilen $1/C^2-V$ grafiği Şekil 4.21'de verilmiştir. Şekiller incelendiğinde frekans değeri arttıkça kapasitenin azaldığı görülmektedir. Bu durum arayüzey hallerinin düşük frekanslarda

alternatif akım frekanslarını takip edebilirken yüksek frekanslarda alternatif akım frekanslarını takip edememesine atfedilir (Patel vd., 2020; Güçlü vd., 2019).

Diyotun I/C^2-V grafiğinden hesaplanan difüzyon potansiyeli değerleri Çizelge 4.6'da verilmiştir. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotu için V_d değerleri 100 kHz, 200 kHz, 500 kHz, 1000 kHz, 2000 kHz ve 3000 kHz frekans değerleri için sırasıyla 0,54 V, 0,58 V, 0,61 V, 0,66 V, 0,67 V ve 0,69 V olarak hesaplanmıştır.

Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotu için hesaplanan taşıyıcı konsantrasyonu değerleri Çizelge 4.6' da verilmiştir. Ayrıca Şekil 4.23' te taşıyıcı konsantrasyonunun frekansla değişim grafiği verilmiştir. Bu grafikten görüldüğü üzere artan frekansla N_a iyonize olmuş akseptör konsantrasyonu artmaktadır. Bu davranış literatürde belirtildiği gibi arayüzey hal yüklerinin diyot kapasitesine katkıda bulunup bulunmadığına veya arayüzey hallerindeki yüklerin bir alternatif akım sinyalini takip edebilmesiyle açıklanmıştır (Shah vd., 2010; Zeyrek vd., 2013).

Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotu için hesaplanan E_f değerleri sırasıyla Çizelge 4.6'da verilmiştir. Çizelgede ki değerlerin frekansa göre değişimi incelendiğinde Fermi enerji seviyesi (E_f) artan frekansla değişiklik göstermemiştir. Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotu için E_f değeri 0,27 eV olarak hesaplanmıştır.

Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun $C-V$ karakteristiğinden elde edilen ortalama engel yüksekliği değerleri sırasıyla Çizelge 4.6'da verilmiştir. Ayrıca ortalama engel yüksekliğinin frekansla değişim grafiği Şekil 4.22'de verilmiştir. Bu grafikten görüldüğü üzere artan frekans değeriyle ortalama engel yüksekliği değeri de artmaktadır. Schottky diyotlarda genel olarak $C-V$ grafiğinden hesaplanan ortalama engel yüksekliği değerleri $I-V$ grafiğinden hesaplanan engel yüksekliği değerlerine göre daha büyüktür. Bu farklılık engel yüksekliğinin doğal yapısından ve $C-V$ ile $I-V$ ölçüm tekniklerinin farklı teknikler olmasından kaynaklanmaktadır (Demirezen vd., 2012; Tataroğlu ve Altındal, 2006).

Sonuç olarak Ni/PEDOT:PSS/Kristal Viyolet/*p*-Si/Al diyotunun fabrikasyonunda kullanılan PEDOT:PSS malzemesi temel diyot parametrelerini

ciddi anlamda iyileştirmiştir. Diyotun sıcaklığa bağlı ölçümlerinde sıcaklık artışıyla idealite faktörü ve seri direnç değerleri azalmakta, engel yüksekliği değeri ise artmaktadır.

5.3. Öneriler

Bu çalışmada PEDOT:PSS malzemesi Scottky diyot uygulamalarında arayüzey malzemesi olarak kullanıldı ve diyot parametreleri üzerindeki etkisi araştırıldı. Daha sonraki çalışmalarda elde edilen numunun ışığa karşı duyarlılığı ve radyasyon ile diyot parametrelerinin değişimi incelenebilir.



KAYNAKLAR

- Altan, H., Özer, M., Ezgin, H. 2020. Investigation of electrical parameters of Au/P3HT:PCBM/ *n*-6H-SiC/Ag Schottky barrier diode with different current conduction models. **Superlattices and Microstructures**, 146: 106658.
- Altındal, Ş., Dökme, İ., Bülbül, M.M., Yalçın, N., Serin, T. 2006. The role of the interface insulator layer and interface states on the current-transport mechanism of Schottky diodes in wide temperature range. **Microelectronic Engineering**, 83: 499–505.
- Ashery, A., Farag, A.A.M., Mahani, R. 2010. Structural, electrical and magnetic characterizations of Ni/Cu/*p*-Si Schottky diodes prepared by liquid phase epitaxy. **Microelectronic Engineering**, 87: 2218-2224.
- Ateş, A., Güzeldir, B., Sağlam, M. 2011. ZnS thin film and Zn/ZnS/*n*-Si/Au-Sb sandwich structure grown with SILAR method and defining the characteristic parameters. **Materials Science in Semiconductor Processing**, 14: 28–36.
- Aydın, M.E., Yakuphanoglu, F., Öztürk, G. 2010. Modification of electrical properties of the Au/1,1'-dimethylferrocenecarboxylate/*n*-Si Schottky diode. **Synthetic Metals**, 160: 2186-2190.
- Aydoğan, Ş. 2003. Polimer/inorganik yarıiletken kontakların karakteristik parametrelerinin sıcaklığa bağlı *I-V* (Akım-Voltaj), *C-V* (Kapasite-Voltaj) ve *C-f* (Kapasite-frekans) ölçümlerinden tayin edilmesi. Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Aydoğan, Ş., İncekara, Ü., Türüt, A. 2010. Determination of contact parameters of Au/Carmine/*n*-Si Schottky device. **Thin Solid Films**, 518: 7156-7160.
- Aydoğan, Ş., İncekara, Ü., Türüt, A. 2011. The effects of 12 MeV electron irradiation on the electrical characteristics of the Au/Aniline blue/*p*-Si/Al device. **Microelectronics Reliability**, 51: 2216-2222.
- Aydoğan, Ş., Şerifoğlu, K., Türüt, A. 2011. The effect of electron irradiation on the electrical characteristics of the Aniline Blue/*n*-Si/Al device. **Solid State Sciences**, 13: 1369-1374.

- Baltakesmez, A. 2019. Improved barrier parameters and working stability of Au/*p*-GO/*n*-InP/Au–Ge Schottky barrier diode with GO interlayer showing resistive switching effect. **Vacuum**, 168: 108825.
- Blood, P., Orton, J. W. 1992. The Electrical Characterization of Semiconductors: Majority Carriers and Electron States. **Academic Press**, 734.
- Bobby, A., Verma, S., Asokan, K., Sarun, P.M., Antony, B.K. 2013. Phase transition induced double-Gaussian barrier height distribution in Schottky diode. **Physica B**, 431: 6-10.
- Bohlin, K.E. 1986. Generalized Norde Plot Including Determination of the Ideality Factor. **J. Appl. Phys.**, 60: 1223.
- Braun, K.F. 1874. On the current conduction in metal sulphides. **Physical Chemistry**, 153: 556.
- Cheung, S.K., Cheung, W.N. 1986. **Applied Physics Letters**, 49: 85.
- Coşkun, C., Biber, M., Efeoğlu, H. 2003. Temperature dependence of current-voltage characteristics of Sn/*p*-GaTe Schottky diodes. **Applied Surface Science**, 211: 360-366.
- Çaldıran, Z., Deniz, A.R., Aydoğan, Ş., Yeşildag, 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.
- Çaldıran, Z., Deniz, A.R., Coşkun, F.M., Aydoğan, Ş., Yeşildag, A., Ekinçi, D. 2014. *I–V–T* (current–voltage–temperature) characteristics of the Au/Anthraquinone/*p*-Si/Al junction device. **Journal of Alloys and Compounds**, 584: 652–657.
- Çaldıran, Z. 2020. Fabrication of Schottky barrier diodes with the lithium fluoride interface layer and electrical characterization in a wide temperature range. **Journal Alloys and Compounds**, 816: 152601.
- Çınar, K., Çaldıran, Z., Coşkun, C., Aydoğan, Ş. 2014. Electrochemical growth of GaTe onto the *p*-type Si substrate and the characterization of the Sn/GaTe Schottky diode as a function of temperature. **Thin Solid Films**, 550: 40-45.

- Das, M., Datta, J., Dey, A., Halder, S., Sil, S., Ray, P.P. 2017. Temperature dependent properties of Al/rGO-ZnCdS Schottky diode and analysis of barrier inhomogeneities by double Gaussian distribution. **Materials Letters**, 204: 184-187.
- Deniz, A.R. 2015. Au/Fe₃O₄/p-Si/Al ve Au/Fe₃O₄/n-Si/Al heteroyapılarının elektriksel özelliklerinin sıcaklığa bağlı olarak ölçülmesi. Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Deniz, A. R., Çaldıran, Z., Biber, M., İncekara, Ü., Aydoğan, Ş. 2018. Investigation of electrical properties of Ni/Crystal Violet (C25H30ClN3)/n-Si/Al diode as a function of temperature. **Journal of Alloys and Compounds**, 763: 622-628.
- Demir, G.E. 2021. Investigation on UV Photoresponsivity of main electrical properties of Au/CuO-PVA/n-Si MPS type Schottky Barrier Diodes (SBDs). **Physica B: Physics of Condensed Matter**, 604: 412723.
- Demirezen, S., Sönmez, Z., Aydemir, U., Altındal, Ş. 2012. Effect of series resistance and interface states on the *I-V*, *C-V* and *G/w-V* characteristics in Au/Bi-doped polyvinyl alcohol (PVA)/n-Si Schottky barrier diodes at room temperature. **Current Applied Physics**, 12: 266-272.
- Doğan, S., Duman, S., Gürbulak, B., Tüzemen, S., Morkoç, H. 2009. Temperature variation of current–voltage characteristics of Au/Ni/n-GaN Schottky diodes. **Physica E**, 41: 646–651.
- Duman, S., Gürbulak, B., Doğan, S., Bahtiyari Tekke, T. 2010. Electrical characterization of Ag/p-GaSe:Gd Schottky barrier diodes. **Physica B**, 42: 1958-1962.
- Erdogan, E., Yilmaz, M., Aydogan, S., Incekara, U., Kacus, H. 2021. Modification of barrier diode with cationic dye for high power applications. **Optic**, 232: 166598.
- Ertap, H., Kaçuş, H., Aydoğan, Ş., Karabulut, M. 2020. Analysis of temperature dependent electrical characteristics of Au/GaSe Schottky barrier diode improved by Ce-doping. **Sensors and Actuators A: Physical**, 315: 112264.

- Evans-Freeman, J.H., El-Nahass, M.M., Farag, A.A.M., Elhaji, A. 2011. Current transport mechanisms and deep level transient spectroscopy of Au/*n*-Si Schottky barrier diodes. **Microelectronic Engineering**, 88: 3353–3359.
- Filali, W., Sengouga, N., Oussalah, S., Mari, R.H., Jameel, D., Saqri, N.A.A., Aziz, M., Taylor, D., Henini, M. 2017. Characterisation of temperature dependent parameters of multi-quantum well (MQW) Ti/Au/*n*-AlGaAs/*n*-GaAs/*n*-AlGaAs Schottky diodes. **Superlattices and Microstructures**, 11:1010-1021.
- Grundmann, M. 2006. The Physics of Semiconductors, **Springer Berlin Heidelberg 13nd**, 689.
- Gupta, R.K., Ghosh, K., Kahol, P.K. 2010. Temperature dependence of current–voltage characteristics of gold–strontium titanate thin film Schottky diode. **Physica E**, 42: 1509–1512.
- Güçlü, Ç.S., Özdemir, A.F., Karabulut, A., Kökce, A., Altındal, Ş. 2019. Investigation of temperature dependent negative capacitance in the forward bias *C-V* characteristics of (Au/Ti)/Al₂O₃/*n*-GaAs Schottky barrier diodes (SBDs). **Materials Science in Semiconductor Processing**, 89: 26-31.
- Güllü, Ö. 2008. Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Gülnahar, M. 2008. Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Güzel, T., Bilgili, A. K., Özer, M. 2018. Investigation of inhomogeneous barrier height for Au/*n*-type 6H-SiC Schottky diodes in a wide temperature range. **Superlattices and Microstructures**, 124: 30-40.
- Güzeldir, B., Sağlam, M., Ateş, A. 2012. Some electrical and structural properties of Cd/CdS/*n*-Si/Au-Sb sandwich structure. **Superlattices and Microstructures**, 52: 416–429.
- Hamri, D., Teffai, A., Djeghlouf, A., Saidane, A., Mesli, A. 2018. Temperature dependent transport characterization of iron on *n*-type(111) Si_{0.65}Ge_{0.35} Schottky diodes. **Journal Alloys and Compounds**, 763: 173-179.

- Henisch, H. K. 1989. *Semiconductor Contacts, An approach to ideas and models.* **Clarendon Press**, Oxford.
- Huang, W-C., Lin, T.C., Horng, C-T., Li, Y-H. 2013. The electrical characteristics of Ni/*n*-GaSb Schottky diode. **Materials Science in Semiconductor Processing**, 16: 418–423.
- Kaçuş, H., Deniz, A.R., Çaldıran, Z., Aydoğan, Ş., Yesildag, A., Ekinci, D. 2014. The analysis of the current-voltage characteristics of the high barrier Au/Anthracene/*n*-Si MIS devices at low temperatures. **Materials Chemistry and Physics**, 143: 545-551.
- Karataş Ş., 2003. Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi.
- Karataş, Ş., Yıldırım, N., Türüt, A. 2013. Electrical properties and interface state energy distributions of Cr/*n*-Si Schottky barrier diode. **Superlattices and Microstructures**, 64: 483–494.
- Karoui, M.B., Gharbi, R., Alzaied, N., Fathallah, M., Tresso, E., Scaltrito, L., Ferrero, S. 2008. Effect of defects on electrical properties of 4H-SiC Schottky diodes. **Materials Science and Engineering C**, 28: 799–804.
- Kaya, F.Ş., Ozer Ozguluer, T., Turgut, G., Bayrakceken Yurtcan, A. 2019. Electrical investigation of Al/PEDOT/C/*p*-Si structure. **Results in Physics**, 13: 102316.
- Kim, D.M., Kim, D.H., Lee, S.Y. 2007. Characterization and modelling of temperature-dependent barrier heights and ideality factors in GaAs Schottky diodes. **Solid-State Electronics**, 51(6): 865-869.
- Korkut, A. 2018. New serial resistance equations: Derivated from Cheungs' functions for the forward and reverse bias *I*. **Microelectronic Engineering**, 197: 45-52.
- Kumar, N., Chand, S. 2020. Effects of temperature, bias and frequency on the dielectric properties and electrical conductivity of Ni/SiO₂/*p*-Si/Al MIS Schottky diodes. **Journal of Alloys and Compounds**, 817: 153294.
- Korucu, D., Turut, A., Altındal, Ş. 2013. The origin of negative capacitance in Au/*n*-GaAs Schottky barrier diodes (SBDs) prepared by photolithography technique in the wide frequency range. **Current Applied Physics**, 13:1101-1108.

- Korucu, D., Turut, A., Efeoglu, H. 2013. Temperature dependent I - V characteristics of an Au/ n -GaAs Schottky diode analyzed using Tung's model. **Physica B**, 414: 35–41.
- Lee, S-Y., Jang, C-O., Hyung, J-H., Kim, T-H., Lee, S-K. 2008. High-temperature characteristics of GaN nano-Schottky diodes. **Physica E**, 40, 3092-3096.
- Li, S., Chen, L., Zhang, K., Wu, S., Shen, X., Zhao J. 2018. Doped the electropolymerized PEDOT for high performance and air stable Si/organic solar cells. **Organic Electronics**, 59: 1-6.
- Mahato, S., Puigdoller, J. 2018. Temperature dependent current-voltage characteristics of Au/ n -Si Schottkybarrier diodes and the effect of transition metal oxides as an interface layer. **Physica B: Physics of Condensed Matter**, 530: 327-335.
- Metin, Ö., Aydoğan, Ş., Meral, K. 2014. A new route for the synthesis of graphene oxide-Fe₃O₄ (GO-Fe₃O₄) nanocomposites and their Schottky diode applications. **Journal of Alloys and Compounds**, 585: 681-688.
- Mott, N.F. 1938. Note on the contact between a metal and an insulator or semiconductor. **Proc. Cambridge Philos. Soc.**, 34: 518.
- Neamen, D. A. 1992. Semiconductors Physics and Devices, **R. R. Donnelley & Sons Company**, Sydney.
- Norde, H. 1979. A modified forward I - V plot for Schottky diodes with high series resistance. **Journal of Applied Physics**, 7(50): 5052.
- Ocaya, R.O. 2014. A current–voltage–temperature method for fast extraction of schottky diode static parameters. **Measurement**, 49: 246-255.
- Ohdomari, I., Tu, K. N. 1980. Parallel Silicide Contacts., **J. Appl. Phys.** 51: 3735.
- Orhan, E.O., Efil, E., Bayram, O., Kaymak, N., Beberoğlu, H., Candemir, O., Pavlov, I., Ocak, S.B. 2021. 3D-graphene-laser patterned p -type silicon Schottky diode. **Materials Science in Semiconductor Processing**, 121:105454.

- Ortiz, D.N., Vedrine, J., Pinto, N.J., Naylor, C.H., Johnson, A.T.C. 2016. Monolayer WS₂ crossed with an electro-spun PEDOT-PSS nano ribbon: fabricating a Schottky diode. **Materials Science and Engineering B**, 214: 68-73.
- Osvald, J. 2009. Temperature dependence of barrier height parameters of inhomogeneous Schottky diodes. **Microelectronic Engineering**, 86: 117-120.
- Ozkartal, A., Ameen, R.H.H., Temirci, C., Turut, A. 2019. Electrical properties of Sn/Methyl Violet/*p*-Si/Al Schottky diodes. **Materials Today: Proceedings**, 18: 1811-1818.
- Parish, G., Kennedy, R.A., Umana-Membreno, G.A., Nener, B.D. 2008. Localised defect-induced Schottky barrier lowering in *n*-GaN Schottky diodes. **Solid-State Electronics**, 52: 171-174.
- Patel, A., Pathak, V.M., Solanki, G.K., Patel, K.D., Pataniye, P. 2020. The influence of antimony doping on *I-V*, *C-V-f* and *(G/w)-V-f* characteristics of indium/Sb_xW_{1-x}Se₂ (X=0, 0.1, 0.5) alloy Schottky diodes. **Superlattices and Microstructures**, 137: 106348.
- Peta, K.R., Park, B-G., Lee, S-T., Kim, M-D., Oh, J-E. 2012. Temperature-dependent electrical properties of (Pt/Au)/Ga-polarity GaN/Si(111) Schottky diode. **Microelectronic Engineering**, 93:100–104.
- Peta, K.R., Park, B-G., Lee, S-T., Kim, M-D., Oh, J-E., Kim, T-G., Reddy, V.R. 2013. Analysis of electrical properties and deep level defects in undoped GaN Schottky barrier diode. **Thin Solid Films**, 534: 603-608.
- Ravikumar, K., Agilan, S., Raja, M., Marnadu, R., Alshahrani, T., Shkir, M., Balaji, M. 2020. Investigation on microstructural and opto-electrical properties of Zr-doped SnO₂ thin films for Al/Zr:SnO₂/*p*-Si Schottky barrier diode application. **Physica B: Physics of Condensed Matter**, 599: 412452.
- Reddy, P.R.S., Janardhanam, H., Shim, K-H., Reddy, V.R., Lee, S-N., Park, S-J., Choi, S-J. 2020. Temperature – dependent Schotky barrier parameters of Ni/Au on the *n*-type (001) β -Ga₂O₃ Schottky barrier diode. **Vacuum**, 171: 109012.

- Reddy, V.R. 2014. Electrical properties and conduction mechanism of an organic-modified Au/NiPc/*n*-InP Schottky barrier diode. **Applied Physics A**, 116: 1379-1387.
- Rhoderick, E.H., Williams, R.H. 1988. Metal semiconductor contacts. **2nd ed. Oxford University Press.**
- Sağlam, M., Güzeldir, B., Ateş, A., Buğur, 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: 370-376.
- Sah, C., Noyce, R. N., Shockley, W. 1957. **Proc. IRE.**, 45: 1228.
- Sahingoz, R., Kanbur, H., Voigt, M., Soykan, C. 2008. The determination of interface states and series resistance profile of Al/polymer/PEDOT-PSS/ITO heterojunction diode by *I-V* and *C-V* methods. **Synthetic Metals**, 158: 727-731.
- Sahingoz, R., Soykan, C., Yakuphanoglu, F., Voigt, M., Çetin, H. 2005. The determination of the conduction mechanism and extraction of diode parameters of ITO/PEDOT/POLYMER/Al heterojunction diode. **Optical Materials**, 28: 962-965.
- Sato, K., Yasamura, Y. 1985. Study of Forward *I-V* Plot for Schottky Diodes with Series Resistance. **J. Appl. Phys.**, 58(3): 3655.
- Sevgili, Ö., Orak, İ. 2021. The investigation of current condition mechanism of Al/Y₂O₃/*p*-Si Schottky barrier diodes in wide range temperature and illuminate. **Microelectronics Reliability**, 117: 114040.
- Schottky, W. 1938. The development of silicon crystal rectifiers for microwave radar receivers. **Z. Phys**, 113: 367-414.
- Shah, M., Sayyad, M.H., Karimov, K.S., Maroof-Tahir, M. 2010. Investigation of the electrical properties of a surface-type Al/NiPc/Ag Schottky diode using *I-V* and *C-V* characteristics. **Physica B.**, 405, 1188-1192.
- Shen, Y., Feng, Q., Zhang, K., Hu, Z., Yan, G., Cai, Y., Mu, W., Jia, Z., Zhang, C., Zhou, H., Zhang, J., Lian, X., Lai, Z., Hao, Y. 2019. The investigation of temperature dependent electrical characteristics of Au/Ni/ β -(InGa)₂O₃ Schottky diode. **Superlattices and Microstructures**, 133: 106179.

- Shing, B.K., Tripathi, S. 2018. Performance analysis of Schottky diodes based on Bi doped p -ZnO thin films. **Superlattices and Microstructures**, 120: 288-297.
- Shockley, W., Read, W. T. 1950. Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons. **Phys. Rev.**, 87: 835.
- Sullivan, J.P., Tuna, R.T., Pinto, M.R., Graham, W.R. 1991. Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study. **Journal Applied Physics**, 70(7): 403-740.
- Sürücü, Ö.B., Güllü, H.H., Terlemezoğlu, M., Yıldız, D.E., Parlak, M. 2019. Determination of current transport characteristics in Au-Cu/CuO/ n -Si Schottky diodes. **Physica B: Condensed Matter**, 570: 246-253.
- Sze, S. M. 1981. Physics of Semiconductor Devices, **Second Edition, John Wiley and Sons.**
- Tataroğlu, A., Altındal, Ş. 2006. Characterization of current–voltage (I – V) and capacitance–voltage–frequency (C – V – f) features of Al/SiO₂/ p -Si (MIS) Schottky diodes. **Microelectronic Engineering**, 83: 582–588.
- Tecimer, H., Türüt, A., Uslu, H., Altındal, Ş., Uslu, İ. 2013. Temperature dependent current-transport mechanism in Au/(Zn-doped) PVA/ n -GaAs Schottky barrier diodes (SBDs). **Sensors and Actuators A: Physica**, 199: 194-201.
- Tung, R.T., 1992. Electron transport at metal-semiconductor interfaces. **General Theory Physical Review B**, 45: 13509.
- Tung, R.T. 1991. Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers. **Applied Physich Letter**, 83: 2821–2823.
- Tung, R.T. 2001. Recent advences in Schottky barrier concepts. **Materials Science and Engineering R**, 35: 1-138.
- Turut, A., Saglam, M., Efeoglu, H., Yalcın, N., Yıldırım, M., Abay, B. 1995. Interpreting the nonideal reverse bias C - V characteristics and importance of the dependence of Schottky barrier height on applied voltage. **Physica B**, 205: 41-50.

- Ueda, K., Kawamoto, K., Soumiya, T., Asona, H. 2013. High-temperature characteristics of Ag and Ni/diamond Schottky diodes. **Diamond & Related Materials**, 38: 41-44.
- Wang, Z., Zhu, M., Chen, X., Yan, Q., Zhang, J. 2013. Defect-assisted tunneling current-transport mechanism for Schottky diodes of Pt thin film on *p*-SiNWs tips. **Microelectronic Engineering**, 103: 36–41.
- Werner, J.H., Gütter, H.H. 1991. Barrier inhomogeneties at Schottky contacts. **Journal Applied Physich**, 69(3): 1522-1532.
- Yahia, I.S., Farag, A.A.M., Yakuphanoglu, F., Farooq, W.A. 2011. Temperature dependence of electronic parameters of organic Schottky diodebased on fluorescein sodium salt. **Synthetic Metals**, 161: 881-887.
- Yasuhiko, S. 2000. Organic materials for electronic and optoelectronic devices, **J. Mater. Chem.**, 10: 1.
- Yılmaz, D., Bayrakceken Yurtcan, A., Öznülüer Özer, T., Memioğlu, F. 2021. Albedo Parameters and Effective Atomic Numaber of PEDOT/Carbon Black Composites. **Radiation Physics and Chemistry**, 182: 109378.
- Yu. A. Y. C., Snow, E. H. 1968. Surface Effects on Metal-Silicon Contacts. **J. Appl. Phys.** 39: 3008.
- Yu, H., Aziz, H. 2021. The negative effect of toluene on poly (3,4-ethylenedioxythiophene)-poly (styrenesulfonate) (PEDOT:PSS) hole injection layer and its role in reducing the stability of solution-coated organic light-emitting devices. **Synthetic Metals**, 273: 116704.
- Yu-Long, J., Guo-Ping, R. U., Fang, L. U., Xin-Ping, Q. U., Bing-Zong, L. I., Wei, L. I., Ai-Zhen, L. I. 2002. Schottky Barrier Height Inhomogeneity of Ti/*n*-GaAs Contact Studied by the *I-V-T* Technique. **Chin. Phys. Lett.**, 19(4): 553-556.
- Yun, D-J., Jung, J., Kim, K-H., Ra, H., Kim, J-H., Choi, B.S., Jang, J., Seol, M., Jeong, Y.J. 2021. Simultaneous increases in electrical conductivity and work function of ionic liquid treated PEDOT:PSS: In-depth investigation and thermoelectric application. **Applied Surface Science**, 553: 149584.

- Yüksel, Ö.F., Tuğluoğlu, N., Çalışkan, F., Yıldırım, M. 2016. Temperature dependence of current-voltage characteristics of Al/rubrene/*n*-GaAs (100) Schottky barrier diodes. **Materials Today: Proceedings**, 3: 1271-1276.
- Yüksel, Ö.F., Tuğluoğlu, N., Şafak, H., Nalçacıgil, Z., Kuş, M., Karadeniz, S. 2013. Analysis of temperature dependent electrical properties of Au/perylene-diimide/*n*-Si Schottky diodes. **Thin Solid Films**, 534: 614-620.
- Zeghdar, K., Bencherif, H., Dehimi, L., Pezzimenti, F., DellaCorte, F.G. 2020. Simulation and analysis of the forward bias current–voltage–temperature characteristics of W/4H-SiC Schottky barrier diodes for temperature-sensing applications. **Solid State Electronics Letters**, 2: 49-54.
- Zeyrek, S., Acaroğlu, E., Altınndal, Ş., Birdoğan, S., Bülbül, M.M. 2010. The effect of series resistance and interface states on the frequency dependent *C-V* and *G/w-V* characteristics of Al/perylene/*p*-Si MPS type Schottky barrier diodes. **Current Applied Physics**, 13:1225-1230.
- Ziel, A. 1968. Solid-state physical electronics. **Prentice-Hall, Inc.**, 7: 136-144.

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı : Ali İmran TAŞ

Doğum Yeri ve Tarihi :

EĞİTİM DURUMU

Lisans Öğrenimi : Fizik

Yüksek Lisans Öğrenimi : Hakkari Üniversitesi/Fizik Anabilim Dalı

Yabancı Diller : İngilizce

BİLİMSEL FAALİYETLERİ

A) Bildiriler

- 2011 – 2021 yılları arasında dersanelerde fizik derslerini vermekteyim.

- 23.11.2019 - 27.11.2019 tarihleri arasında Harran Üniversitesinde Bilimsel Araştırmalarda X Işınları Analiz Teknikleri adlı çalışmalardan Tübitak, Karacadağ, Gap, Bixsat destekli sertifika edindim.

İLETİŞİM

E-Posta Adresi :

Tarih :02/05/2021