

**YALITKAN TABAKALI Al/p-Si SCHOTTKY DİYOTLARDA
ELEKTRİKSEL KARAKTERİSTİKLERİN SICAKLIĞA BAĞLI
İNCELENMESİ**

Hatice KANBUR

**DOKTORA TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**KASIM 2008
ANKARA**

Hatice KANBUR tarafından hazırlanan Yalıtkan Tabakalı Al/p-Si Schottky Diyotlarda Elektriksel Karakteristiklerin Sıcaklığa Bağlı İncelenmesi adlı bu tezin Doktora tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Doç Dr. Şemsettin ALTINDAL
Tez Danışmanı, Fizik Anabilim Dalı

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

Prof. Dr. Tofig MAMMADOV	
Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi	
Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL	
Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi	
Doç. Dr. Selim ACAR	
Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi	
Doç Dr. İlbilge DÖKME	
Fen Bilgisi Anabilim Dalı, Ahi Evran Üniversitesi	
Doç. Dr. Recep ŞAHİNGÖZ	
Fizik Anabilim Dalı, Bozok Üniversitesi	

Tarih: 7/11/2008

Bu tez ile G.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Doktora derecesini onamıştır.

Prof. Dr. Nail ÜNSAL
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

TEZ BİLDİRİMİ

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

Hatice KANBUR

**YALITKAN TABAKALI Al/p-Si SCHOTTKY DİYOTLARDA
ELEKTRİKSEL KARAKTERİSTİKLERİN SICAKLIĞA BAĞLI
İNCELENMESİ
(Doktora Tezi)**

Hatice KANBUR

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
Kasım 2008**

ÖZET

Bu çalışmanın amacı, yalıtkan tabakası steril cam bir kutu içinde oda sıcaklığında uzun bir süre bekletilerek doğal olarak oluşturulmuş Al/p-Si Schottky diyotların (SD) temel elektriksel parametrelerinin elde edilmesidir. Bu diyotlar aynı şartlarda aynı Si çeyrek yaprak (wafer) üzerinde üretilmişlerdir. Öncelikle bu diyotların Schottky engel yüksekliği (Φ_B), idealite faktörü (n), arayüzey durum yoğunlukları (N_{ss}) ve seri direnci (R_s) gibi temel elektriksel parametreleri, deneysel akım-voltaj (I-V), kapasitans-voltaj (C-V) ve iletkenlik-voltaj (G/w-V) ölçümlerinden elde edilmiştir. Ayrıca etkin engel yüksekliğinin (Φ_e) voltaja bağımlılığı göz önüne alınarak, Al/p-Si SD' lar için N_{ss} ' lerin enerji dağılım profilleri oda sıcaklığındaki I-V verilerinden elde edildi. Hem doğru beslem I-V hem de ters beslem C^{-2} -V verilerinden elde edilen temel diyot parametreleri diyottan diyota değiştiği için bir Gaussian fonksiyonu ile fit edilmiştir. Ayrıca bu diyotlar arasından seçilen örnek bir Al/p-Si SD için I-V karakteristikleri 80-300 K sıcaklık aralığında incelenmiş ve diyotun akım iletim mekanizmaları hakkında bilgi edinilmiştir.

Deneyisel sonuçlar, metal-yarıiletken (MY) arasındaki yalıtkan tabakanın varlığının, arayüzey durumlarının, engel yüksekliklerindeki homojensizliklerin ve seri direncin yapının elektriksel karakteristikleri üzerinde önemli bir rol oynadığını göstermiştir.

Bilim Kodu : 510.10.20

Anahtar Kelimeler : Schottky diyotlar; Engel homojensizliği; Sıcaklığa bağlılık; Arayüzey durumları; Seri direnç; Yalıtkan tabaka

Sayfa Adedi : 124

Tez Yöneticisi : Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL

**THE INVESTIGATION OF TEMPERATURE DEPENDENCE OF
ELECTRICAL CHARACTERISTICS OF THE Al/p-Si SCHOTTKY DIODES
WITH INSULATOR LAYER
(Ph. D. Thesis)**

Hatice KANBUR

**GAZİ UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY
November 2008**

ABSTRACT

The study aims to obtain the main electrical parameters in Al/p-Si Schottky diodes (SDs) whose insulator layers were prepared by the front surface of the Si wafer was exposed to air in sterile glass box at prolonged time at room temperature. Firstly, the Schottky barrier height (Φ_B), ideality factor (n), interface state densities (N_{ss}) and series resistance (R_s) of these diodes have been obtained from their experimental current-voltage (I-V), capacitance-voltage (C-V) and conductance-voltage (G/w-V) measurements. In addition, the energy distribution of N_{ss} profiles for Al/p-Si SDs were determined from I-V data by taking the bias dependence of the effective barrier height (Φ_e) into account at room temperature. Distributions of main diode parameters obtained from the forward bias I-V and reverse bias C^{-2} -V datas have been fitted by a Gaussian function. In addition, I-V characteristics of selected the sample Al/p-Si Schottky diode was measured in the temperature range of 80-300 K and information was obtained on the current transport mechanism of the diode.

Experimental results show that a native insulator layer between metal and semiconductor, N_{ss} , barrier inhomogeneity and R_s play an important role in the main electrical parameters of Schottky diodes.

Science Code : 510.10.20

Key Words : Schottky diodes; Barrier inhomogeneities; Temperature dependent; Interface states; Series resistance; Insulator layer

Page Number : 124

Adviser : Assoc. Prof. Dr. Şemsettin ALTINDAL

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca her türlü konuda yardımlarını esirgemeyen,engin tecrübelerinden faydalandığım değerli tez danışman hocam Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL' a sonsuz teşekkürlerimi sunarım. Yine her türlü konuda yardımlarını esirgemeyen değerli hocam Doç. Dr. Recep Şahingöz' e sonsuz teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca değerli hocalarım Dr. Adem Tataroğlu ve Doç. Dr. Selim Acar' a teşekkür ederim.

Maddi ve manevi desteklerini benden hiçbir zaman esirgemeyen ailelerime ve arkadaşlarıma sonsuz teşekkürler.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	iv
ABSTRACT	vi
TEŞEKKÜR	viii
İÇİNDEKİLER	ix
ÇİZELGELERİN LİSTESİ	xii
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	xiii
SİMGELER VE KISALTMALAR	xvii
1. GİRİŞ	1
2. METAL-YARIİLETKEN KONTAKLARIN TEORİSİ	6
2.1. Doğrultucu ve Ohmik Kontaklar	6
2.2. Metal-Yarıiletken Kontaklarda Engel Oluşumu	6
2.2.1. İdeal metal-yarıiletken kontaklarda engel oluşumu	7
2.2.2. Schottky teorisinin düzeltilmesi	13
2.3. Metal-Yarıiletken Arayüzeylerin Sınıflandırılması	16
2.3.1. Yalıtkan arayüzey tabakalı metal-yarıiletken kontaklar	17
2.4. Schottky Etkisi	20
2.5. Metal-Yarıiletken (MY) Kontaklarda Akım-İletim Mekanizmaları	23
2.5.1. Termiyonik emisyon teorisi (TE)	25
2.5.2. Difüzyon teorisi	28
2.5.3. Termiyonik emisyon-difüzyon teorisi (TED)	30
2.5.4. Engel boyunca tünelleme	34

Sayfa

2.5.5. Tüketim bölgesinde taşıyıcı oluşması ve tekrar birleşmesi.....	36
2.5.6. Azınlık taşıyıcı enjeksiyonu	38
2.5.7. T_0 etkisi	38
2.6. Schottky Diyotlarda Doğru Beslem I-V Karakteristikleri	39
2.7. Schottky Diyotlarda C-V Karakteristikleri	41
2.8. MY Kontaklarda Engel Homojensizlikleri ve Potansiyel Değişim Modeli...	44
2.8.1. Gaussian engel dağılımı $P(\Phi_B)$	46
2.8.2. Akım ve kapasitans engelleri	48
2.8.3. Sıcaklığa bağlı potansiyel engel yüksekliği	49
2.8.4. Homojen olmayan Metal-Yalıtkan-Yarıiletken yapıların akım iletimini etkileyen bazı önemli parametreler	49
2.9. İdeal Metal-Yalıtkan-Yarıiletken Yapılar	50
3. DENEYSEL YÖNTEM	54
3.1. Kullanılan Malzemeler ve Temel Özellikleri.....	54
3.1.1. Silisyum kristalin temel özellikleri	54
3.1.2. Borun (B) temel özellikleri	57
3.1.3. Alüminyumun (Al) temel özellikleri.....	57
3.2. Metal-Yalıtkan-Yarıiletken Yapıların Hazırlanması.....	58
3.3. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri	61
4. DENEYSEL SONUÇLAR	64
4.1. Aynı Şartlarda Hazırlanan 33 Adet Al/p-Si Schottky Diyodun I-V karakteristiklerinin İncelenmesi	64
4.2. Al/p-Si Schottky Diyotların C-V ve G/w-V Karakteristikleri	72

	Sayfa
4.3. Sıcaklığa Bağlı I-V Karakteristikleri	77
4.4. Homojen Olmayan Engel Analizi	85
5. SONUÇ	92
KAYNAKLAR	98
ÖZGEÇMİŞ	104

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. İş fonksiyonlarına göre doğrultucu ve ohmik kontaklar	6
Çizelge 3.1. Silisyumun oda sıcaklığındaki bazı özellikleri	55
Çizelge 3.2. Silisyum dioksitin oda sıcaklığındaki bazı özellikleri	56
Çizelge 3.3. Borun oda sıcaklığındaki bazı fiziksel özellikleri.....	57
Çizelge 3.4. Alüminyumun oda sıcaklığındaki bazı fiziksel özellikleri	58
Çizelge 4.1. Seçilen altı adet Al/p-Si SD diyot için I_o , n , $\Phi_{Bo}(I-V)$, $\Phi_{Bf}(I-V)$, N_{ss} ve $\alpha\chi^{1/2}$ I-V karakteristikleri kullanılarak hesaplanan temel diyot parametreleri.....	71
Çizelge 4.2. Seçilen altı adet Al/p-Si diyot için N_A , V_D , E_F , $\Delta\Phi_B$, $\Phi_B(C-V)$, R_s , N_{ss} ve W_D C-V karakteristiklerinden hesaplanan temel diyot parametreleri.....	76
Çizelge 4.3. Al/SiO ₂ /p-Si Schottky diyotun sıcaklığa bağlı I-V karakteristiklerinden elde edilen temel diyot parametreleri.....	82

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Metal/n-tipi yarıiletken kontak için ($\Phi_m > \Phi_s$) elektron enerji bant diyagramı (a) Birbirinden ayrılmış nötral materyaller (b) kontak oluşturulduktan sonra termal denge durumu (E_{Fm} , E_{Fn} sırasıyla metal ve n-tipi yarıiletkenin Fermi enerji seviyeleridir)	8
Şekil 2.2. Farklı voltajlarda n-tipi ve p-tipi yarıiletkenler üzerine metal doğrultucu kontakların enerji band diyagramları (a) Termal denge (b) Doğru beslem (c) Ters beslem	11
Şekil 2.3. $\Phi_m < \Phi_s$ durumunda metal/n-tipi yarıiletken kontağın enerji band diyagramı (a) ayrı ayrı materyaller (b) Termal denge (c) Ters beslem (d) Doğru beslem	13
Şekil 2.4. Yüzey durumları ile birlikte n-tipi bir yarıiletkenin enerji bant diyagramı yüzeyde düz bant (b) bulk ile termel dengedeki yüzey (c) Metal yarıiletken kontak halinde.....	15
Şekil 2.5. Arayüzey tabakalı bir metal yarıiletken kontağın enerji bant diyagramı.....	18
Şekil 2.6. Bir metal yüzeyi ile vakum arasında enerji bant diyagramı	22
Şekil 2.7. Farklı beslemler altında metal/n-tipi yarıiletken kontaklar için Schottky etkisinin genel enerji band diyagramı	23
Şekil 2.8. Metal/n-tipi yarıiletken kontağın farklı akım iletim mekanizmalarının enerji band diyagramı.....	24
Şekil 2.9. Engel üzerinden elektronların termiyonik emisyonla geçişini gösteren enerji bant diyagramı	25
Şekil 2.10. Metal/n-tipi yarıiletken için Schottky etkisinin de dikkate alındığı enerji band diyagramı	33
Şekil 2.11. Metal/n-tipi yarıiletken Schotttk diyot için tünelleme akımı enerji band diyagramı a) doğru beslem altında b) ters belsem altında.....	35
Şekil 2.12. Bir Schottky kontağın iki boyutlu enerji band diyagramı.....	45

Şekil	Sayfa
Şekil 2.13. Homojen olmayan bir Schottky kontağın iki boyutlu enerji bant diyagramı.....	46
Şekil 2.14. Homojen olmayan bir Schottky kontak için ($P(\Phi_B)$) Gaussian dağılımı	48
Şekil 2.15. Metal/Yalıtkan/Yarıiletken (MYY) Yapısı.....	51
Şekil 2.16. Denge durumunda ideal bir YYS yapının enerji bant diyagramı a) n-tipi yarıiletken b) p-tipi yarıiletken.....	52
Şekil 2.17. Farklı voltajlar altında ideal bir YYS yapının enerji band diyagramı a) yığılma b) tüketim c) terslenim.....	53
Şekil 3.1. Omik kontak oluşturulurken kullanılan bakır maske.....	60
Şekil 3.2. Doğrultucu kontak oluşturulurken kullanılan bakır maske.....	61
Şekil 3.3. Al/SiO ₂ /p-Si/Al (YYS) diyotun şematik gösterimi.....	61
Şekil 3.4. Kapasitans-voltaj ve iletkenlik-voltaj ölçümleri için kullanılan düzenekler a) Keithley 220 programlanabilir sabit akım kaynağı, Keithley 614 elektro metre b) Hawlett Packard 4192A LF Empedaes Analiz meter c) Janes vpf-475 kriyostat d) Lake Shore model 321 sıcaklık kontrol sistemi.....	62
Şekil 4.1. Seçilen altı adet Al/p-Si Schottky diyot için oda sıcaklığında doğru ve ters beslem LnI-V eğrileri	66
Şekil 4.2. Seçilen altı adet Al/p-Si Schottky diyot için I-V karakteristiklerinden elde edilen arayüzey durumlarının enerji dağılım profili.....	72
Şekil 4.3. Seçilen altı adet Al/p-Si Schottky diyot için a) C-V b) G/w-V eğrileri	73
Şekil 4.4. Seçilen altı adet Al/p-Si Schottky diyot için R _s -V eğrileri.....	74
Şekil 4.5. Seçilen altı adet Al/p-Si Schottky diyot için C ⁻² -V eğrileri	77
Şekil 4.6. Al/SiO ₂ /p-Si (MYYS) diyotun farklı sıcaklıklarda yarılogaritmik I-V eğrileri.....	78

Şekil	Sayfa
Şekil 4.7. Al/SiO ₂ /p-Si (MYT) diyot için sıcaklığa bağlı doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen Φ_{B0} -T, Φ_{Bd} -T ve n-T eğrileri	80
Şekil 4.8. Al/SiO ₂ /p-Si Schottky diyot için n-1000/T eğrisi	81
Şekil 4.9. Al/SiO ₂ /p-Si Schottky diyotun farklı sıcaklıklarda doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen arayüzey durum yoğunluğu enerji dağılım profili	82
Şekil 4.10. Al/SiO ₂ /p-Si Schottky diyot için n-1000/T ve n-1000/nT eğrileri	83
Şekil 4.11. Al/p-Si Schottky diyot için R _s -T eğrileri	84
Şekil 4.12. Al/p-Si Schottky diyotlar (33 adet) için engel homojensizliği modeline göre engel yüksekliği-idealite faktörü eğrileri	86
Şekil 4.13. Al/SiO ₂ /p-Si için engel homojensizliği modeline göre sıcaklığa bağlı deneysel engel yüksekliği-idealite faktörü eğrileri	87
Şekil 4.14. Oda sıcaklığında Al/p-Si Schottky diyot için doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen Gaussian dağılımları (a) Schottky engel yüksekliği için Gaussian dağılımı (b) İdealite faktörü için Gaussian dağılımı (c) arayüzey durum yoğunluğu için Gaussian dağılımı	88
Şekil 4.15. (a-c) SEY, N _{ss} için ters beslem C ⁻² -V karakteristiklerinden R _s için doğru beslem C-V, G/w-V ölçümlerinden elde edilen istatistiksel dağılımlar (a) Schottky engel yüksekliği için Gaussian dağılımı (b) arayüzey durum yoğunluğu için Gaussian dağılımı (c) R _s için Gaussian dağılımı	90

SİMGELER VE KISALTMALAR

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

Simgeler	Açıklama
Φ_B	Schottky engel yüksekliği
n	İdealite faktörü
N_{ss}	Arayüzey durum yoğunluğu
R_s	Seri direnç
Φ_e	Etkin engel yüksekliği
Φ_{Bo}	Sıfır beslem engel yüksekliği
I_o	Ters beslem doyma akımı
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
Φ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
χ_e	Elektron yakınlığı
E_C	İletkenlik band kenarı
E_F	Fermi seviyesi
V_i	Kontak potansiyel farkı
V_F	Kontaga uygulanan doğru beslem gerilimi
V_R	Kontaga uygulanan ters beslem gerilimi
ϕ_o	Nötral seviye
$\phi_o(s)$	Yüzey durumların katkısı
$S^*(s)$	Arayüzey indeksi
ϵ_o	Boşluğun dielektrik sabiti
ϵ_i	Yalıtkan tabakanın dielektrik sabiti
δ	Yalıtkan tabaka kalınlığı
E_g	Yarıiletkenin yasak enerji aralığı
Q_{ox}	Oksit yükü

Simgeler	Açıklama
SiO_2	Silisyum oksit
Si	Silisyum
E	Elektrik alan
PE	Potansiyel enerji
$\Delta\Phi$	Schottky engel düşmesi
J_0	Akım yoğunluğu
m^*	Elektronun etkin kütlesi
A^*	Richardson sabitidir
A^{**}	Etkin Richardson sabitidir
$N(E)$	Bandlardaki durumların yoğunluğu
$f(E)$	Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu
W_D	Tüketim bölgesinin kalınlığı
V	Uygulanan gerilim
V_D	Diyot üzerine düşen gerilim
q	Elektrik yükü
$\text{\AA}$	Angström
χ_s	Yarıiletkenin elektron yakınlığı
τ	Arayüzey tuzaklarının ömrü
$n(x)$	Elektron yoğunluğu
μ	Elektronun mobilitesi
D_n	Elektron difüzyon sabiti
N_C	İletkenlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu
V_d	Difüzyon gerilimi
N_D	Verici yoğunluğu
V_r	Termiyonik rekombinasyon hızı
E_{Fn}	Quasi Fermi seviyesi
I_{rg}	Tüketim bölgesinde rekombinasyon akımı
n_i	Saf elektron yoğunluğu

Simgeler	Açıklama
D_p	Yarıiletken bölgedekideşiklerin difüzyon sabiti
L	Nötral bölge kalınlığı
σ_s	Standart sapma
Al	Alüminyum
B	Bor
χ	Etkin tünelleme faktörü

Kısaltmalar	Açıklama
SD	Schottky diyot
I-V	Akım-voltaj
C-V	Kapasitans- voltaj
G/w-V	İletkenlik- voltaj
MY	Metal-Yarıiletken
MYY	Metal-Yalıtkan-Yarıiletken
MOY	Metal-Oksit-Yarıiletken
SEY	Schottky Engel Yüksekliği
TE	Termiyonik Emisyon
TED	Termiyonik Emisyon Difüzyon
MESFET	Metal-yarıiletken alan etkili transistör
TAE	Termiyonik Alan Emisyonu
AE	Alan Emisyonu
ac	Alternatif akım
dc	Doğru akım

1. GİRİŞ

Yarıiletkenler ve metallerin kullanılmasıyla oluşturulan metal-yarıiletken (MY), metal-yalıtkan-yarıiletken (MYY) diyotlar ve metal-oksit-yarıiletken (MOY) kapasitörler yarıiletken teknolojisinin temelini oluşturmakta ve günümüz elektronik endüstrisinde yaygın olarak kullanılmaktadır. MY diyotların (kontakların) en önemli özelliklerinden biri Schottky engel yüksekliğidir (SEY) [1]. MY ve MYX diyotlarla ilgili çalışmalar, özellikle bu yapılarda engel oluşumunun ve akım iletim mekanizmalarının daha iyi anlaşılması için artan şekilde devam etmektedir.

MY kontakların tarihçesi 18. yüzyılın sonlarına kadar uzanır. MY kontaklar arasındaki elektriksel iletimin asimetric doğasının 1874’ te Braun tarafından keşfedildiği bilinmektedir [1]. Braun, toplam direncin uygulanan voltajın (gerilimin) polaritesine ve yüzey şartlarına bağımlılığına dikkat çekmiştir. 1904’ te pratik uygulamaları olan çeşitli formlardaki nokta kontak doğrultucular bulunmuştur. 1931’ de Wilson tarafından yarıiletkenlerin iletim teorisinin katıların band teorisine dayanarak formülize edildiği ve bu teorisinin metal-yarıiletken kontaklara uygulandığı bilinmektedir [2]. Doğrultma mekanizmasının anlaşılması üzerine ilk çalışmaların yine aynı dönemde Schottky, Störmer ve Waibel tarafından gerçekleştirildiği literatürde ifade edilmektedir [1-3]. 1938’ de Schottky, kimyasal bir tabaka olmaksızın sadece yarıiletken içindeki kararlı uzay yüklerinden oluşan bir potansiyel engeli önerdi [2]. Schottky’ nin geliştirdiği modelde yarıiletkende oluşan elektrik alan, Poisson denklemi ile uyumlu bir biçimde tüketim bölgesinden olan uzaklıkla lineer olarak artar, potansiyel ise ikinci dereceden azalır. Bu düşünceden oluşan model Schottky engeli olarak bilinir. Aynı tarihlerde Mott’ da teorik bir model tasarladı. Mott, yarıiletkenin metal komşuluğunda yüklü safsızlıklardan yoksun ince bir engele sahip olduğunu kabul etti. Bu tabakada elektrik alan sabit kalacak fakat potansiyel lineer olarak değişecektir. Mott’ a göre potansiyel engeli, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki farktan kaynaklanır. Engelin şeklinin belirlenmesinde uzay yükünün rolü hakkındaki benzer çalışmalar Davyday tarafından da gerçekleştirilmiştir [2, 3]. İkinci dünya savaşı esnasında mikrodalga

radarlarda silisyum ve germanyumun kullanılması ile metal-yarıiletken kontakların anlaşılmasında önemli bir adım atılmış oldu. Bu konudaki gelişmeler yarıiletken fiziğine büyük katkıda bulundu. Bu dönemdeki en önemli katkılardan biri 1942’ de Bethe tarafından elektriksel davranışı tam olarak tanımlayan termiyonik emisyon (TE) teorisidir [1-3]. Bu teoriye göre yarıiletkende akım, Mott ve Schottky’ nin savundukları gibi sürüklenme ve difüzyondan ziyade, elektronların metale emisyon süreci ile belirlenmektedir [3]. Crowell ve Sze, MY kontaklarda akım iletim mekanizmalarını açıklayan Schottky’ nin difüzyon teorisi ile Bethe’ nin TE teorisini, tek bir termiyonik emisyon difüzyon (TED) modelinde birleştirmişlerdir [4]. Bu çalışmalara ilaveten yüksek seri dirence sahip Schottky kontaklarda seri direnç (R_s), idealite faktörü (n) ve engel yüksekliği (Φ_B) gibi temel fiziksel parametrelerin tayininde yeni yöntemler geliştirilmiştir [5-27]. Özellikle sıcaklığa bağlı Schottky diyot karakteristikleri üzerindeki çalışmalar, akım iletim mekanizmalarını anlama ve aygıtları pratikte daha bilinçli kullanma açısından son derece önemlidir. Günümüzde elektronik endüstrisinde, metal-yarıiletken Schottky kontaklar çok önemli bir yere sahiptirler. Bu devre elemanlarından güneş pilleri, metal-yarıiletken alan etkili transistörler (MESFET), yarıiletken dedektörler genellikle hızlı anahtarlama uygulamaları ve mikro dalga karıştırıcı devre elemanları olarak faydalanılmaktadır [1-3].

Metal ile yarıiletken arasına doğal yada yapay olarak bir yalıtkan tabaka (SiO_2 , SnO_2 , Si_3N_4 vb.) oluşturulması MY diyotları MYY tipi diyotlara dönüştürür ve bu yalıtkan tabaka, hem metal ile yarıiletkeni birbirinden izole eder hem de yük geçişlerini düzenler. Genelde MY arayüzeyindeki yalıtkan tabakanın kalınlığı 100 Å’ dan büyük olursa MY ve MYY diyotlar MOY kapasitörlere dönüşürler. Eğer bu yalıtkan tabaka çok ince ise ($\sim 25\text{-}100$ Å), bu kontaklar MYY tipi kontaklar olarak adlandırılır ve bu yapıların elektriksel parametreleri genelde sıcaklığa bağlı akım-voltaj (I-V) ölçümleri ile kapasitans-voltaj (C-V) ölçümlerinden belirlenir. MOY kontaklarda kalın yalıtkan tabaka nedeniyle I-V ölçümleri kullanılamadığından, elektriksel parametreleri genelde sıcaklık ve frekansa bağlı C-V ve G/w-V ölçümlerinden hesaplanır. Metal-yarıiletken arasında bir yalıtkan tabakanın varlığı

Φ_B , n , R_s gibi temel diyot parametreleri üzerinde önemli bir etkiye sahiptir [6-25]. Yarıiletken yüzeylerin belli bir süre havaya maruz kaldıklarında kolaylıkla oksitlendiği iyi bilinir. MYY Schottky diyotlar için doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen SEY yarıiletkenle dengede olan arayüzey durumları ile kontrol edilir ve onlar metalle etkileşmez [4,16-27]. Bu yüzden ince bir oksit tabakadaki arayüzey durumları SEY, n ve diğer temel Schottky diyot parametreleri üzerinde önemli bir rol oynar.

Arayüzey yalıtkan tabakanın varlığının etkisi ve Schottky diyotların I-V, C-V karakteristiklerinden elde edilen arayüzey durumları birçok yazar tarafından çalışılmıştır [3, 4, 28-40]. Schottky diyotlardaki arayüzey tabakası ile ilgili ilk çalışmalar Crowley ve Sze [4] tarafından yapıldı. Crowley ve Sze farklı metaller için SEY analizini, metalin iş fonksiyonunu kullanarak gerçekleştirdiler. Card ve Rhoderick [38] arayüzey durum yoğunluğunun oksit-Si (yalıtkan/yarıiletken) arayüzeyinde yerleştiği kanısına vardılar ve doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörü üzerinde arayüzey durumlarının etkilerini incelediler. Tseng ve Wu [39] arayüzey oksit tabakanın varlığının ve arayüzey durumlarının Schottky diyotların davranışı üzerindeki etkilerini gözden geçirdiler ve doğru beslem I-V karakteristiklerinden yarıiletken bant aralığındaki arayüzey durumlarının yoğunluk dağılımını çıkardılar. Daha sonra Hanselaer ve diğerleri [40] Ti/SiO_x/p-Si Schottky diyotların doğru beslem I-V ve ters beslem C-V karakteristiklerini çalıştılar ve onların sonuçları beklenen TE teorisinden güçlü bir sapma sergiledi. Engel yüksekliği arayüzey atomik yapının ve MY arayüzeyindeki homojensizliğin (MY arayüzeyindeki homojensizlik poli kristaldeki her bir parçanın sınırı (tane sınırı), çoklu fazlar, kusurlar, farklı fazların bir karışımı sonucu olabilir) bir fonksiyonu olmalıdır sonucuna vardılar [26, 28]. Song' a göre engel homojensizliği; arayüzey oksit tabaka kompozisyonunun homojensizliğinin, arayüzey yüklerinin değişebilirliğinin ve arayüzey oksit tabakasının kalınlığının bir sonucu olarak meydana gelebilir [32].

Oda sıcaklığındaki deneysel sonuçlar tek başına MY veya MYY yapılarda iletim mekanizmaları ve potansiyel engel oluşumunun doğası hakkında yeterli bilgi vermez. Bu nedenle numunelerin I-V karakteristikleri geniş bir sıcaklık aralığında, sıcaklığın bir fonksiyonu olarak çalışıldı. I-V karakteristiklerinin sıcaklığa bağımlılığı iletim mekanizmalarının farklı boyutlarını anlamamıza izin verir. Genel olarak Schottky engel diyotların fiziksel parametrelerini elde etmek için termiyonik emisyon (TE) teorisi kullanılır. Ancak TE teorisine dayalı Schottky engel diyotların I-V karakteristiklerinin analizinde genellikle azalan sıcaklıkla engel yüksekliğinde normal olmayan bir azalma ve idealite faktöründe de normal olmayan artış gözlenir [27, 41, 42]. Düşük sıcaklıklarda MY ve MYY Schottky diyotların I-V karakteristiklerinin lineer olmayan davranışı engel yüksekliklerinin uzaysal dağılımına atfedilir [16, 17, 20-27, 30-33].

Bu çalışmada yalıtkan tabakası seteril bir cam kutuda iki yıl bekletilerek doğal olarak oluşturulmuş Al/p-Si Schottky diyotların oda sıcaklığında deneysel doğru beslem I-V ve ters beslem C-V karakteristikleri kullanılarak temel elektriksel parametrelerinin elde edilmesi hedeflenmiştir. Bu sonuçlardan yararlanılarak seçilen örnek bir diyodun sıcaklığa bağlı incelenmesi ve akım iletim mekanizmalarının tayin edilmesi amaçlanmıştır. Bu nedenle, deneysel akım-voltaj (I-V) ölçümlerinden; diyotların sıfır beslem Schottky engel yüksekliği (Φ_{B0}), idealite faktörü (n), arayüzey durum yoğunlukları (N_{ss}), doyma akımı (I_0) ile tünelleme faktörlerinin bulunması hedeflenmiştir. Yine kapasitance-voltaj (C-V) ve iletkenlik-voltaj (G/w-V) ölçümlerinden de Schottky engel yüksekliği (Φ_B), N_{ss} , kesme gerilimleri (V_0), difüzyon potansiyelleri (V_d), akseptör yoğunlukları (N_A), seri direnç (R_s), tüketim tabakası genişliği (W_D) ile fermi enerji seviyelerinin (E_F) bulunması hedeflenmiştir. Bu sonuçlar değerlendirilerek, diyotlar aynı şartlarda hazırlanmış olmasına rağmen oluşan farklılıkların nedenleri üzerinde durulmuş ve baskın akım iletim mekanizmaları tayin edilmiştir.

Bu çalışma beş bölümden oluşmaktadır. Birinci bölümde metal-yarıiletken Schottky diyotlarının tarihsel gelişimi, çalışmanın amacı ve kapsamı üzerinde duruldu. İkinci

bölümde bu yapıların teorisi, potansiyel engel oluşumu, akım-iletim mekanizmaları, MYY yapıların I-V ve C-V karakteristikleri ile potansiyel değişim modeli incelendi. Üçüncü bölümde çalışmamızda kullanılan malzemelerin özellikleri, numune hazırlama tekniği ve deneysel sistem hakkında bilgi verildi. Dördüncü bölümde deneysel veriler kullanılarak elde edilen hesaplamalar, çizelgeler ve şekiller verildi. Beşinci bölümde ise diyot sayısına göre I-V, C-V ve G/w-V ölçümleri ile sıcaklığa bağlı I-V ölçümlerinden elde edilen deneysel sonuçların genel bir değerlendirmesi, literatürle kıyaslamalı olarak yapıldı.

2. METAL -YARIİLETKEN KONTAKLARIN TEORİSİ

2.1. Doğrultucu ve Ohmik Kontaklar

Schottky diyotlar bir metal ile yarıiletkenin kontak edilmesiyle oluşturulur. Schottky diyotların fiziki çok basit görünmekle beraber gerçekte oldukça karmaşıktır. Metal-yarıiletken kontaklar, doğrultucu ve ohmik olmak üzere ikiye ayrılırlar [43]. Metal-yarıiletken kontaklarda iletkenliği sağlayan yük taşıyıcıları (deşikler ve elektronlar) bir yönden diğer yöne daha kolay iletiliyorsa bu tür kontağa doğrultucu kontak denir. Yani doğru beslem altında akım çok iyi iletilirken, ters beslem altında hemen hemen hiç iletilmemektedir. Ohmik kontaklarda ise taşıyıcılar her yönde kolay iletilir. Kontakın ohmik veya doğrultucu olmasını, metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonları belirler. Φ_m metalin, Φ_s yarıiletkenin iş fonksiyonları olmak üzere, metal-n tipi yarıiletken kontaklarda $\Phi_m > \Phi_s$ ise “doğrultucu kontak” ve $\Phi_m < \Phi_s$ olması durumunda ise “ohmik kontak” oluşur. Metal-p tipi yarıiletkenlerde ise durum bunun tersidir.

Çizelge 2.1. İş fonksiyonlarına göre doğrultucu ve ohmik kontaklar

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

2.2. Metal -Yarıiletken Kontaklarda Engel Oluşumu

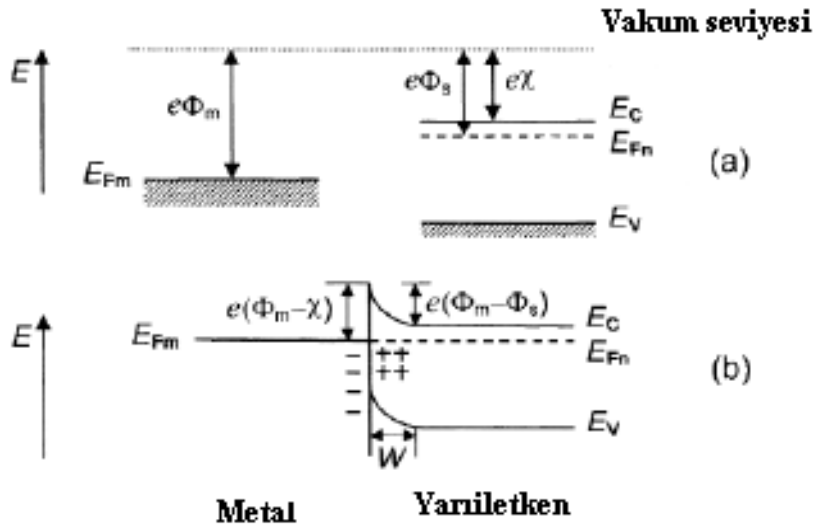
Metal ile bir yarıiletken kontak edildiğinde metal-yarıiletken arayüzeyinde bir potansiyel engeli oluşur. Metal-yarıiletken kontakların karakteristiklerini belirleyen birçok faktör olmasına karşın, bunlardan en önemlisi metal-yarıiletken arayüzeyinde oluşan potansiyel engelinin yapısıdır. Bu engel hem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

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

2.2.1. İdeal metal-yarıiletken kontaklarda engel oluşumu

Şekil 2.1 Metal/n-tipi yarıiletken kontak $\Phi_m > \Phi_s$ (doğrultucu kontak) için elektron enerji-band diyagramını göstermektedir [44]. Şekilde gösterilen vakum seviyesi, metalin tam dışındaki sıfır kinetik enerjili bir elektronun enerji seviyesi olup Şekil 2.1a' da referans olarak alınmıştır. Metalin iş fonksiyonu Φ_m , bir elektronu fermi enerji seviyesinden vakum seviyesine çıkarmak için gerekli olan minimum enerji miktarıdır. Φ_m iş fonksiyonu, kristal örgünün periyodik potansiyeli sebebiyle oluşan hacim katkısına ve yüzeyde oluşabilecek dipol tabakası nedeniyle oluşan yüzey katkısına sahiptir. Yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s ' de benzer şekilde tanımlanır ve değişken bir niceliktir. Çünkü yarıiletkenin fermi seviyesi katılanan verici veya alıcı atomların miktarına bağlı olarak değişir. Yarıiletkende katkı miktarına bağlı olmayan önemli diğer bir parametre ise χ_s ile gösterilen elektron yakınlığıdır ve iletkenlik bandının en üst seviyesindeki bir elektronu vakum seviyesine çıkarmak için gerekli olan enerji miktarıdır. Şekil 2.1a' da yarıiletken yüzey durumları içermediğinden yüzeyin band yapısı yarıiletken gövde (bulk) band yapısı ile aynıdır yani bandlarda bir bükülme yoktur. Şekil 2.1b, kontak yapıldıktan sonra dengeye ulaşmış durumun enerji-band diyagramını göstermektedir. Metal yarıiletkenle kontak edildiğinde, metaldeki elektronlardan daha yüksek enerjiye sahip olan yarıiletkenin iletkenlik

bandındaki elektronlar, yarıiletkenin fermi seviyesi metalin fermi seviyesine eşit olana kadar yarıiletkenden metale doğru akarlar. Bunun sonucunda yarıiletkenin sınıra yakın bölgesinde serbest elektron konsantrasyonu azaldığı için yarıiletkendeki fermi enerji seviyesi yasak enerji aralığının ortasına doğru kaymaya başlar. Böylelikle iletkenlik band kenarı E_C ile fermi seviyesi E_F arasındaki fark, azalan bu elektron konsantrasyonu ile artar ve termal dengede E_F tamamen sabit kaldığı için iletkenlik ve valans band kenarları Şekil 2.1b' deki gibi bükülürler [45].



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

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

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

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

ile verilir [1, 45]. $\Phi_s = \chi_s + \Phi_n$ ve $\Phi_m = qV_i + \Phi_s$ olduğundan,

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

elde edilir. Burada $\Phi_n = (E_c - E_F)$ olup, $q = e$ elektronik yüküdür. Eş. 2.1, birbirlerinden bağımsız olarak Schottky ve Mott tarafından ifade edilmiştir [45]. Potansiyel engelinin tam biçimi, uzay yük bölgesindeki yük dağılımından hesaplanabilir. Çoğu durumda potansiyel engeli kT/q 'dan büyüktür ve çok az sayıdaki elektron bu engeli atlamak için yeterli enerjiye sahiptir. Yarıiletkenin uzay yükü bölgesi hareketli yüklerden yoksun, yüksek dirençli yalıtkan bir tüketim bölgesi olmaya başlar.

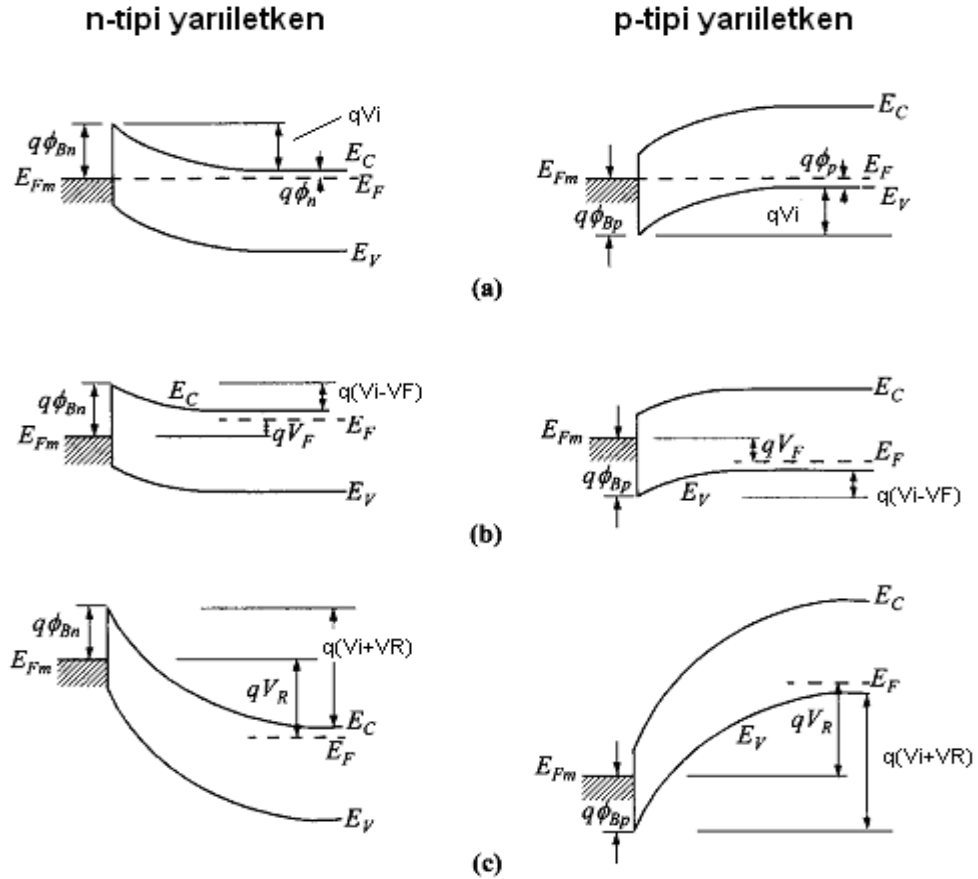
Termal denge halinde, yarıiletkenden metale geçen elektronlar metalden yarıiletkene geçen elektronlar ile dengelenir ve net bir akım oluşmaz. Yarıiletkenin tüketim bölgesi çok az hareketli taşıyıcı içerdiği için, bu bölgenin direnci metalin ve yarıiletkenin nötral kısmının direnci ile kıyaslandığında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

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

Şekil 2.2 farklı voltajlarda metal/n ve p-tipi yarıiletken kontakların enerji band diyagramlarını gösterir. Metal/n-tipi yarıiletken kontaklara, yarıiletken tarafı metale göre negatif ($V=V_F$) olacak şekilde gerilim uygulandığında, tüketim bölgesinin genişliği azalır ve Şekil 2.2b' de gösterildiği gibi termal dengedeki potansiyel engel yüksekliği, qV_i ' den $q(V_i-V_F)$ ' ye iner. Bu durumda yarıiletkenden metale geçecek elektronlar, azalmış bir engel ile karşılaşacaklar ve bunun sonucu olarak da yarıiletkenden metale doğru olan elektron akımı termal denge değerine göre artacaktır. Metalden yarıiletkene elektron akımı termal denge değerine göre değişmez. Çünkü metalde herhangi bir gerilim düşmesi oluşmaz ve potansiyel engel yüksekliği Φ_B uygulanan gerilimden etkilenmez. Sonuç olarak yarıiletken tarafı negatif metal tarafı pozitif olacak şekilde kontağa bir potansiyel uygulandığı zaman, yarıiletkenden metale doğru net bir akım vardır. Bu durumda eklemnin doğru ön gerilimlenmiş (doğru beslem) olduğu söylenir. Doğru beslem akımı, uygulanan V_F voltajı ile üstel olarak artar [1-3, 45]. Ters beslemde kontakın enerji band diyagramı Şekil 2.2c' de verilmektedir. Yarıiletken metale göre pozitif ($V = -V_R$) olacak şekilde bir gerilim uygulandığında ise tüketim bölgesindeki potansiyel engel yüksekliği qV_i ' den $q(V_i + V_R)$ ' ye artacaktır. Burada yarıiletkenden metale doğru elektron akımı termal denge durumuna göre azalır. Metalden yarıiletkene elektron akımı ise pratik olarak termal dengedeki akımın aynısı olur. Yarıiletkenden metale doğru olan akım doğru beslemdeki ile kıyaslandığında daha küçüktür. Böylece bu tartışmalar altında bahsedilen kontak tek yönde akım ileten doğrultucu kontak olur. Şekil 2.2b ve 2.2c' deki enerji-band diyagramları denge şartlarında değildir ve tek bir fermi enerji seviyesi yoktur. Elektronların gittiği bölgenin fermi enerji seviyesi, elektronların geldiği bölgenin fermi enerji seviyesinden daha yüksektir [45].

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

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



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

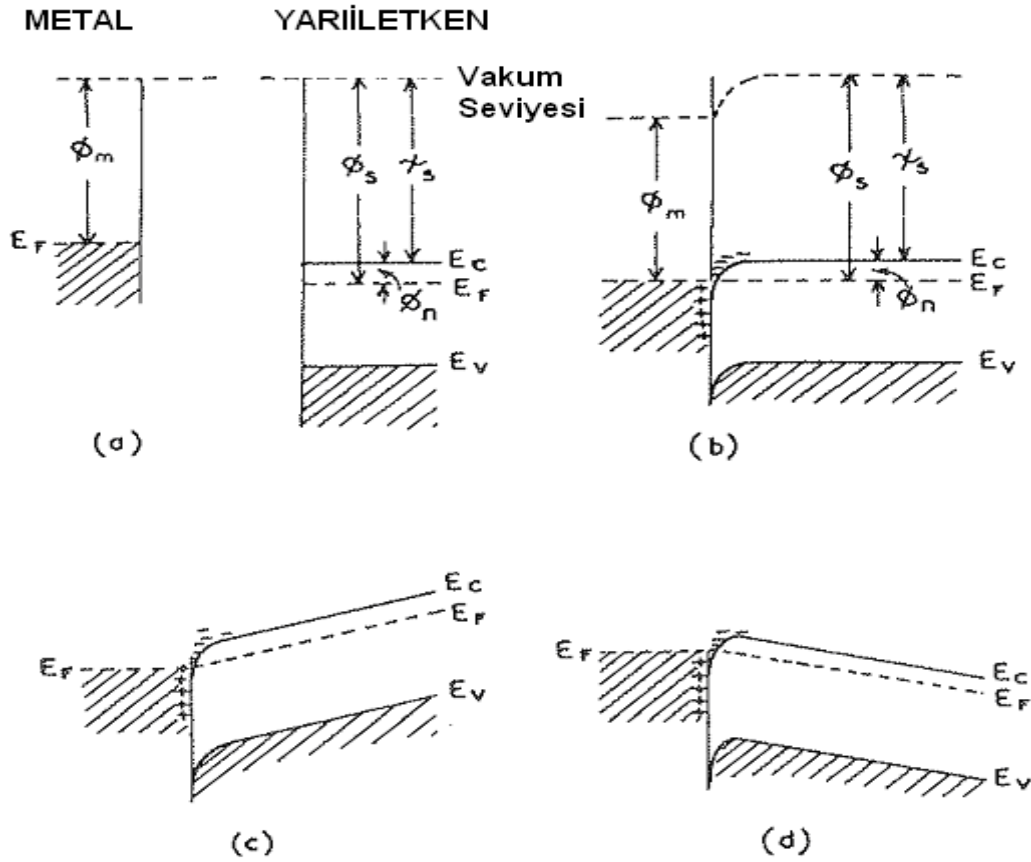
$$\Phi_B' = E_g + \chi_s - \Phi_m \quad (2.3)$$

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

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

elde edilir.

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



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

2.2.2. Schottky teorisinin düzeltilmesi

Pratikte metal yarıiletken kontaklar yukarıdaki teorik içerikten oldukça farklıdır. Özellikle Eş. 2.1' de engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonu ile lineer olarak arttığı görülmektedir. Engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonuna bağımlılığı genellikle sadece iyonik yarıiletkenlerde gözlenir. Birçok kovalent yarıiletkenlerde engel yüksekliği, metalin iş fonksiyonuna Eş. 2.1' de verilenden daha az duyarlıdır ve çoğu durumda hemen hemen metalin iş fonksiyonundan bağımsızdır. Engel yüksekliğinin kovalent bağlı yarıiletkenlerde metalin iş fonksiyonundan bağımsızlığının ilk defa Bardeen [45] tarafından açıklandığı bilinmektedir. Bardeen engel yüksekliğini belirlemede lokalize olmuş yüzey durumlarının önemine dikkat çekmiştir. Bir

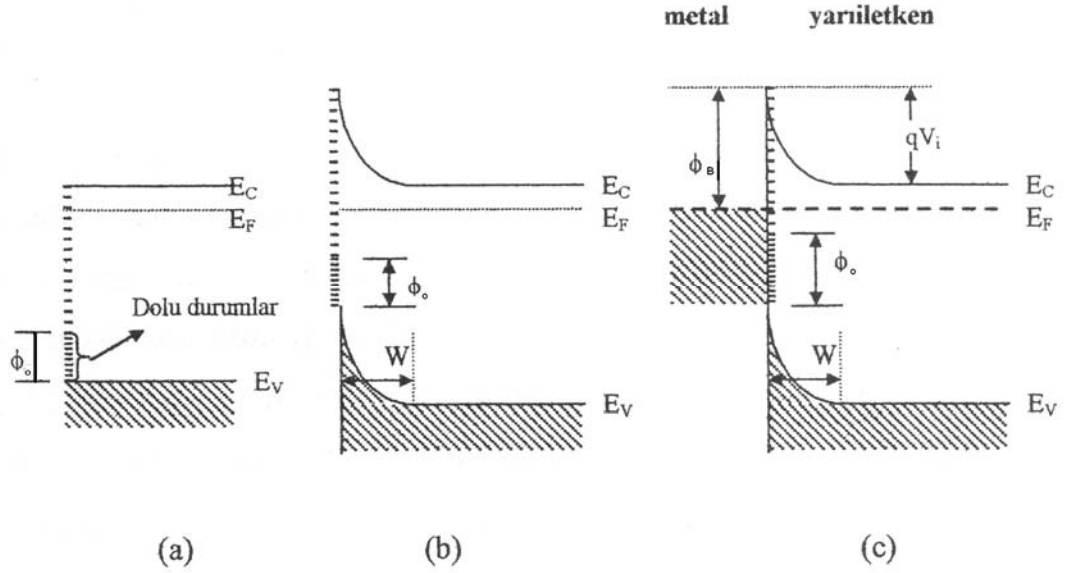
yarıiletken yüzeyinde, kristal örgü priyodikliği sona erer. Bir kovalent kristaldeki yüzey atomları sadece yarıiletken tarafında komşu atomlara sahiptirler. Vakum tarafında yüzey atomlarının kovalent bağlar oluşturabilecek komşuları yoktur. Bu yüzden yüzey atomlarının her biri sadece bir elektrona sahip olan ve diğer elektronları kayıp olan kırılmış bir kovalent bağa sahiptirler. Bu kırılmış kovalent bağlar dangling (asılı) bağlar olarak bilinir. Bu bağlar yasak enerji bandında enerji seviyeleri ile yarıiletken yüzeyinde lokalize enerji durumlarına yol açarlar. Bu yüzey durumları band boşluğunda genellikle sürekli bir şekilde dağılırlar ve bir nötral seviye (ϕ_0) tarafından karakterize edilirler. Bu nötral seviyenin pozisyonu, yarıiletkende bant bükülmesi yokken yasak enerji aralığındaki durumlar nötral seviyeye (yüzey elektrikselliğini nötr yapan) kadar elektronlar tarafından işgal edilirler. Nötral seviyenin altındaki durumlar donörlara benzerler çünkü onlar doluyken nütürdürler, boşken pozitifler. Nötral seviyenin üzerindeki durumlar açıkça akseptörler gibi davranırlar. Kovalent yarıiletkenlerin temiz yüzeylerinde yüzey durum yoğunluğu yüzey atom yoğunluğuna eşittir. Yabancı atomların adsorb (soğurulmuş) tabakaları tamamen kırılmış kovalent bağları tamamlayarak yüzey durum yoğunluğunu önemli ölçüde azaltırlar [45].

Yüzey durumları tüketim bölgesindeki yükü değıştirir ve bu engel yüksekliğini etkiler. Şekil 2.4a' da düz bant şartları altında n-tipi bir yarıiletkenin elektron enerji bant diyagramı görölmektedir. Bu durum dengesiz bir durumdur ve elektronlar yarıiletkenden nötral seviyenin üzerindeki durumları işgal eden yüzeydeki durumlara geçtiklerinde ve yüzeydeki fermi seviyesi bulkteki ile aynı seviyeye geldiğinde dengeye ulaşılır [45]. Yüzey böylece negatif yüklenir ve yüzeye yakın yarıiletken bölgesinde iyonize olmuş donörlerin bulunduğu bir tüketim tabakası oluşur. Bu dipol oluşumu nedeniyle yüzeyden yarıiletkene doğru bakan bir engel yüksekliği Şekil 4b' de göröldüğü gibi metal kontağın yokluğunda gözlenir. Bir metal yarıiletken ile kontak edilip dengeye ulaşıldığında yarıiletkenin fermi seviyesi metal ile yük alışverişi nedeniyle kontak potansiyeline eşit miktarda değışmelidir. Yarıiletken yüzeyindeki yüzey durum yoğunluğu çok büyük olursa, metal ve yüzey durumları arasındaki yük alışverişi geniş bir yer kaplar ve yarıiletkendeki uzay yükü hemen

hemen bundan etkilenmez. Sonuç olarak Şekil 4c' deki engel yüksekliği metal iş fonksiyonununun bağımsız olur ve aşağıdaki gibi verilir.

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

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



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

Mead [45] yarıiletkenlerin iki kategoriye ayrılabilirliğini önerdi. Si, Ge ve GaAs gibi kovalent bağlı yarıiletkenler bant boşluğunda geniş bir arayüzey durum yoğunluğuna sahiptirler ve bu yarıiletkenlerde engel yüksekliği arayüzey durumları tarafından zayıflatılır. İyonik yarıiletkenler bant boşluğunda az miktarda yüzey durumuna sahiptirler ve engel yüksekliği öncelikle metalin iş fonksiyonu ile yarıiletkenin elektron yakınlığı arasındaki fark tarafından belirlenir. Belirlenen iş fonksiyonu değerlerindeki geniş saçılma nedeniyle verilen bir metal için iş fonksiyonunun tam seçimi belirsiz olur. Aven ve Mead bu zorluğu aşmak için metalin iş fonksiyonu

yerine metalin elektronegatifliğini kullandılar ki metalin elektronegatifliği ile iş fonksiyonu arasındaki deneysel eşitlik [45], $\Phi_m = A\chi_m + B$ ile verilir. Çok sayıdaki temiz kristal yüzeyinden elde edilen deneysel veri analizlerinden Schottky engel yüksekliği aşağıdaki gibi verilir.

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

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

2.3. Metal -Yarıiletken Arayüzeylerin Sınıflandırılması

Metal ve metal olmayan malzemeler arasındaki arayüzeyler, atomik arayüzey konfigürasyon sonuçlarına göre dört geniş sınıfa ayrılabilir [45]. Bunlar sırayla: (1) Metal olmayan malzemeler bir yalıtkan veya yarıiletkendir ve metal onun yüzeyi üzerine physisorbed olur. (2) Metal olmayan malzeme yüksek bir dielektrik sabitine sahip Si gibi bir yarıiletkendir ve metalle zayıf bir kimyasal bağ yapar ama bulk bir yapı oluşturmak için onunla reaksiyona girmez. (3) Yüksek dielektrik sabitli yarıiletken metalle reaksiyona girer ve bir veya daha fazla kimyasal bileşen oluşturur. (4) Doğal oksitin ince bir filmi yüksek dielektrik sabitli bir yarıiletkenin yüzey hazırlanması boyunca oluşturulur ve bu durum metal ile yarıiletken arasında sıkı bir kantağa engel olur.

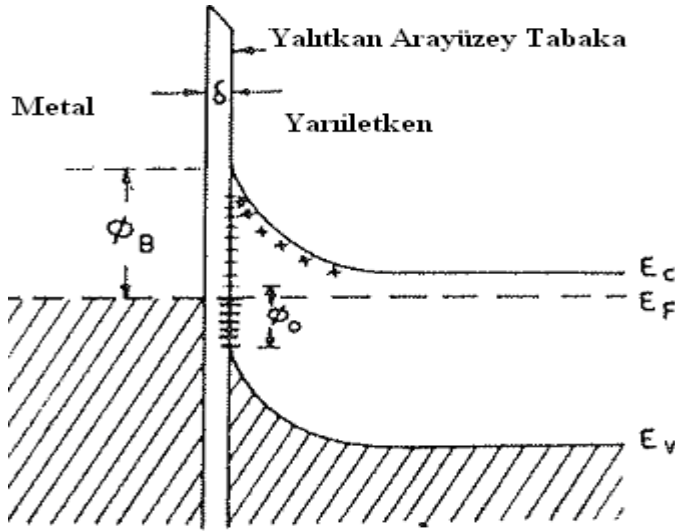
Birinci yaklaşım arayüzey ideal bir Schottky kontakttır ve burada engel yüksekliği değişimleri direk olarak Eş. 2.1' e göre metalin iş fonksiyonu ile ilişkilidir. İkinci yaklaşım Bardeen engelini oluşturur ve yüzey durumlarının yarıiletken içindeki

uzayda dağıldığı farzedilir. Burada bu bölge boyunca bir potansiyel düşmesine izin verilir. Bu tip temiz kontaklarda engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonuna zayıf bir bağlanma göstermesi beklenir. Üçüncü yaklaşım, metal ve yarıiletken arasında güçlü bir kimyasal bağlanma durumunu temsil eder ve engel yüksekliğinin arayüzeyde kimyasal yada metalurjik reaksiyonlarla ilişkili bazı niceliklere bağlı olmasını bekleriz. Dördüncü yaklaşımdaki kontak gerçek metal-yarıiletken cihazlarda en sık karşılaşılan kontak türlerindendir.

2.3.1. Yalıtkan arayüzey tabakalı metal -yarıiletken kontaklar

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

yalıtkan kombinasyonunun bir özelliği olarak arayüzey durumları dikkate alınabilir ve metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonlarına yüzey dipol katkılarından gelen değişimler ihmal edilebilir. Bu basitleştirmeler temiz kontaklar için düşünülemez.



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

Yüzey durumlarının ve arayüzey tabakasının varlığında metal yarıiletken kontakların genel bir analizinin ilk olarak Cowley ve Sze [1-4, 45] tarafından yapıldığı bilinmektedir. Rhoderick, onların iş fonksiyonlarını yeniden gözden geçirdi ve Φ_B için Cowley ve Sze' nin elde ettikleri eşitliklerin düz bant engel yüksekliğini verdiğini göstermiştir [1-4, 45]. Öyleki bu düz bant engel yüksekliği, Schottky engel kontakta yeterli derecede doğru ön beslem uygulandığında yarıiletkende voltaj düşmesinin sıfıra gittiğini gösterir. Bu şartlar altında tüketim bölgesindeki yük gözden kaybolur ve metal tarafındaki yük yarıiletken tarafındaki arayüzey durumlarındaki yükler tarafından dengelenir. Bu düz bant engel yüksekliği aşağıdaki gibi verilir [45].

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

c_1 aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$C_1 = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_i + q^2 \delta N_{ss}} \quad (2.7b)$$

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

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

Bir metal yarıiletken sistemde düz bant engel yükseklikleri toplamı $\Phi_B^o + \Phi_B^o = E_g$ dir. Burada ε_i , δ ve N_{ss} parametreleri her iki durumda aynı farzedilir. Bu eşitlik birçok yarıiletkenle yapılan deneysel çalışmalarla desteklenmektedir [45].

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

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

Oksit yükün etkisi engel yüksekliğinin Eş. 2.7a' da verilen ideal değerini değiştirir. Q_{ox} pozitif iken Eş. 2.9 Eş. 2.7a' dan daha düşük bir Φ_B^o değeri verir. Q_{ox} negatifken engel yüksekliği büyür. Oksit yükün varlığı Eş. 2.7a' daki c_2 ' yi değiştirir [45]. Si ve GaAs gibi oldukça yüksek arayüzey yoğunluğuna sahip yarıiletkenler üzerindeki Schottky kontaklar için eğer oksit tabaka $5 \times 10^{11} \text{ q/cm}^2$ den daha az yüke sahipse Eş. 2.9' daki en son terimin Φ_B^o a katkısı tüm pratik δ değerleri için nispeten küçük kalır.

Eş. 2.7a' daki düz bant engel yüksekliği Φ_B^0 yarıiletken içinde elektrik alan yoksa elde edilir. Genel olarak yarıiletken içinde elektrik alana sebep olan bir bant bükülmesi vardır ve bu engel yüksekliğini tüketim tabakası boyunca voltajın bir fonksiyonu olarak etkiler. Çünkü yarıiletkende sıfır beslemde elektrik alan vardır ve sıfır beslemde engel yüksekliği düz bant engel yüksekliğinden farklıdır.

Engel yüksekliğinin tüketim bölgesindeki elektrik alana bağlılığının birçok sebebi olabilir ama biz bunlardan iki tanesi üzerinde duracağız. Şekil 2.5' deki potansiyel engelini dikkate alırsak yarıiletkende elektrik alanın varlığı arayüzeydeki potansiyel düşmesini değiştirir. Böylece engel yüksekliğide değişir ve elektrik alanın engel yüksekliğini azalttığı görülür [45].

$$\Phi_B = \Phi_B^0 - \alpha |E_m| \quad (2.10a)$$

Burada E_m yarıiletken içindeki doğrudan elektrik alan yoğunluğudur ve α aşağıdaki gibi verilir.

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

İyi bir Schottky kontakta arayüzey yalıtkan tabaka kalınlığı δ , 20 Å' dan daha azdır ve Φ_B ile Φ_B^0 arasındaki fark tüm doğru beslemelerde ve küçük ters beslem durumlarında önemsizdir.

2.4. Schottky Etkisi

Engel yüksekliğini tüketim tabakasındaki elektrik alana bağlayan diğer bir etki imaj kuvvet engel alçalmasıdır. Bu olaya Schottky etkisi yada Schottky engel alçalması denilir. Schottky etkisi, bir elektrik alan uygulandığında yük taşıyıcı emisyonu için potansiyel enerjinin düşük olduğunda imaj kuvvet içermesidir. Bu etki arayüzey oksit tabakanın varlığına bağlı değildir ve genelde bir tabaka mevcut değilken meydana

gelir. İmaj kuvvet engel alçalması Şekil 2.6 üzerinde anlaşılabilir. İlk olarak metal-vakum sistemi düşünülür. Bir elektron metalden bir x uzaklığında ise, metal yüzeyinde bir pozitif yük indüklenecektir. Elektron ve indüklenmiş pozitif yük arasındaki çekim kuvveti elektrona x uzaklıkta yerleşmiş bir pozitif yük arasındaki kuvvete eşit olacaktır. Bu pozitif yük imaj yükü, aradaki çekim kuvveti de imaj kuvveti olarak tarif edilir. İmaj kuvveti aşağıdaki gibi verilir.

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

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

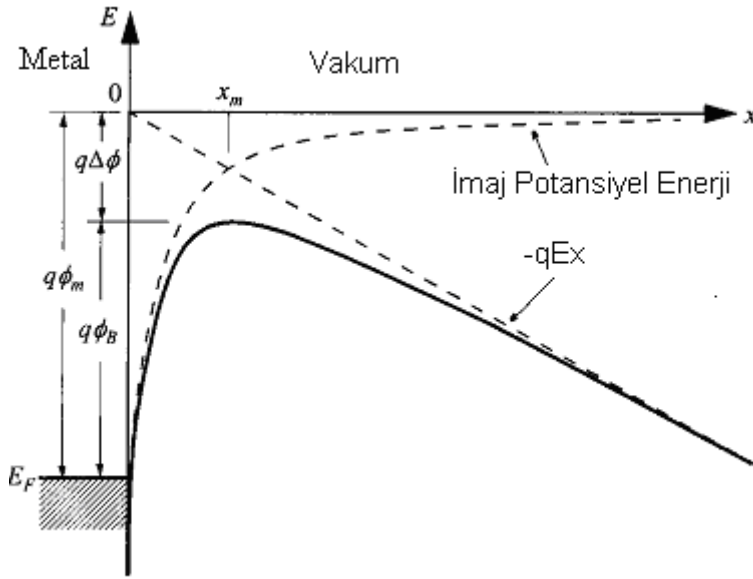
$$PE = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_o x} + qEx \quad (2.12)$$

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

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

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

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



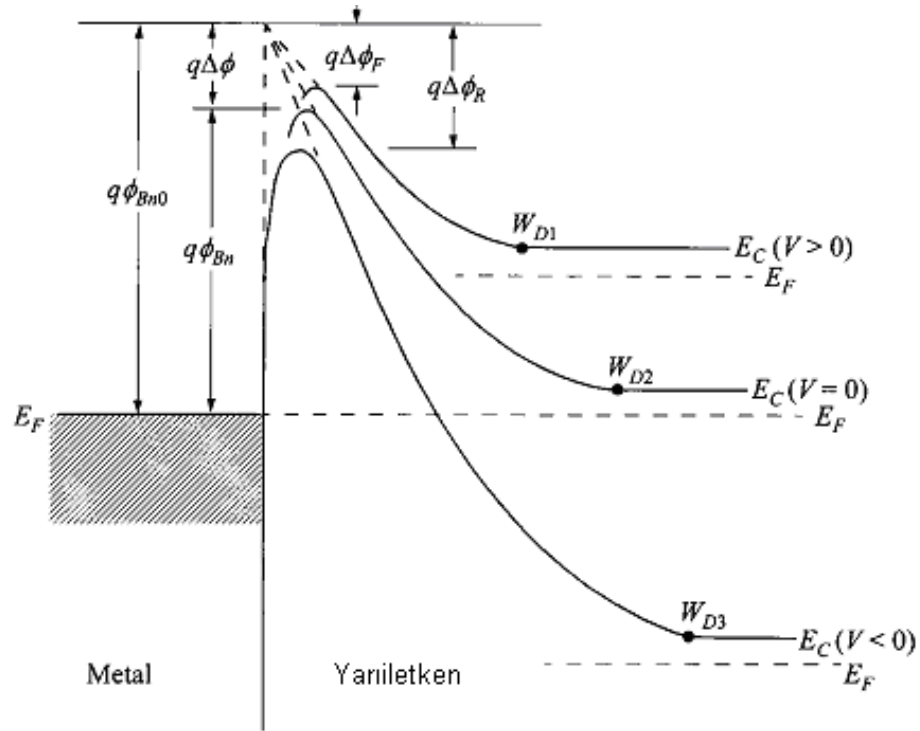
Şekil 2.6. Bir metal yüzeyi ile vakum arasında enerji bant diyagramı

Bu sonuçları metal yarıiletken kontaklara uygularsak elektrik alan arayüzeydeki max bir alanla ($E_{\max}$), boşluğun dielektrik sabiti ϵ_0 ise yarıiletkenin dielektrik sabiti ϵ_s ile yer değiştirmelidir. Böylece

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

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

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



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

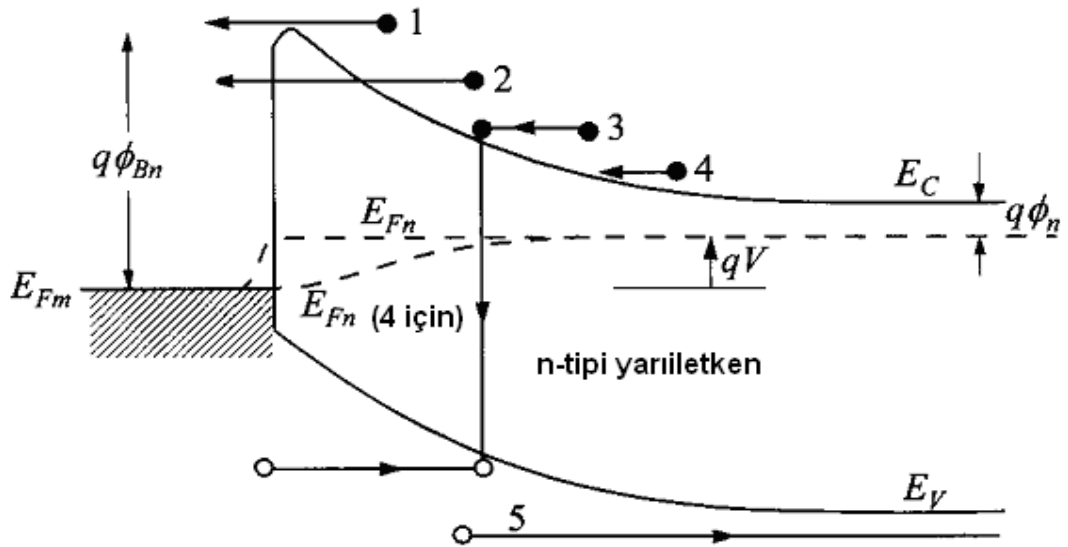
Engelin imaj kuvvet alçalması bir elektron tarafından alan üretilmesi ile sonuçlanır ve yarıiletken iletim band yakınındaki engel tepesinde elektron olmadığında engel alçalması olmayacaktır. Bu nedenle engel yüksekliği engele doğru elektron hareketi gerektirmeyen bir metodla ölçüldüğünde Φ_B 'nin gözlenen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

2.5. Metal-Yarıiletken (MY) Kontaklarda Akım-İletim Mekanizmaları

Metal-yarıiletken kontaklarda bir dış gerilim altında akım iletimi; arayüzey durumları, seri direnç, metal ile yarıiletken arasındaki oksit tabaka, gerilimin yönü, sıcaklık, yarıiletkenin tipi gibi faktörlerden oldukça etkilenir. Bu nedenle MY kontakların elektriksel karakteristiklerinin tam olarak anlaşılmasında, hangi durumda hangi akım-iletim mekanizmalarının etkili olduğunu belirlemek büyük önem taşımaktadır. MY ve MYY yapıli kontaklarda başlıca akım-iletim mekanizmaları [1-3, 45] aşağıdaki gibi sıralanabilir;

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

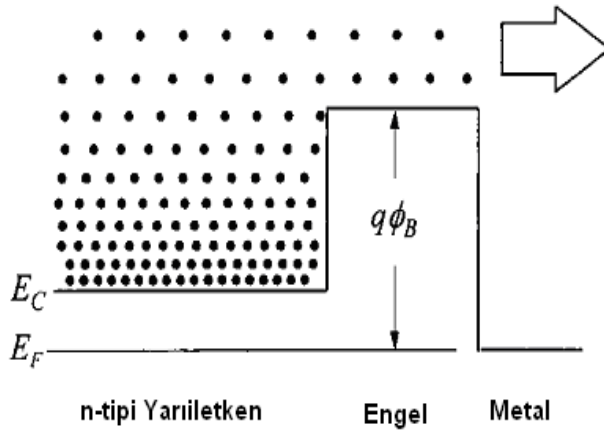
Şekil 2.8' de doğru beslem altında metal/n-tipi yarıiletkende akım iletim mekanizmaları gösterilmiştir. Burada, (1); potansiyel engelin tepesini aşan elektronların iletimi, (2); elektron için kuantum mekaniksel tünelleme, (3); Uzak yük bölgesinde birleşme (yüksek katkı yarıiletkenler ile çoğu ohmik kontaklar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



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

2.5.1. Termiyonik emisyon teorisi (TE)

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



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

Metal tarafı uygulanan gerilimden bağımsızdır ve termal enerjileri nedeniyle metal tarafındaki engeli aşan elektronların oluşturduğu akım yoğunluğu J_0 termiyonik akım yoğunluğudur. Termiyonik emisyon teorisinin varsayımları aşağıda sıralanmıştır [1-3, 45].

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

elde edilir. Burada A^* Richardson sabitidir ve

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

şeklinde ifade edilir. Metal yarıiletken doğru beslemde iken engel yüksekliği azalacağından akım yoğunluğu uygulanan voltajla exponansiyel olarak artacaktır.

Metalden yarıiletken giden elektronlar için engel yüksekliği uygulanan voltajla değişmediğinden akım uygulanan voltajdan bağımsızdır. Böylece Termal denge durumunda, yarıiletken metale ve metalden yarıiletken doğru olan akım yoğunlukları eşit olur ve toplam akım yoğunluğu ifadesi $J_n = J_{y \rightarrow m} + J_{m \rightarrow y}$ iki akım yoğunluğunun toplamı olur. Burada metalden yarıiletken toplam akım yoğunluğu $J_{m \rightarrow y}$

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

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

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

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

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

yazılabilir.

2.5.2. Difüzyon teorisi

Düşük mobiliteli yarıiletkenlerde akım iletimi için difüzyon teorisi uygulanabilir. Schottky tarafından ortaya konulan difüzyon teorisi aşağıda sıralanan varsayımlara dayanır [1-3].

- ❖ Potansiyel engelin yüksekliği kT/q enerjisinden çok büyüktür.

- ❖ Tüketim bölgesindeki elektronların çarpışma etkisi dikkate alınmıştır.
- ❖ $x = 0$ ve $x = W_D$ ' deki taşıyıcı konsantrasyonları termal denge değerlerine sahiptirler ve akımdan etkilenmezler.
- ❖ Yarıiletkendeki safsızlık konsantrasyonu dejenere olmamıştır (katkı atomlarının yoğunluğu sabittir).

Burada tüketim bölgesindeki akım, bölgesel alan ve yoğunluk farkına bağlı olduğundan akım yoğunluğu denklemi kullanılmalıdır. Bu denklemler metal/n- tipi yarıiletken Schottky kontaklar için

$$J_x = J_n = q \left[n(x) \mu E(x) + D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right] \quad (2.29)$$

$$= q D_n \left[\left(\frac{-qn(x)}{kT} \right) \frac{\partial V(x)}{\partial x} + \frac{\partial n}{\partial x} \right] \quad (2.30)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $n(x)$, μ , D_n $E(x)$ sırasıyla elektron yoğunluğu, elektronun mobilitesi, elektron difüzyon sabiti ve tüketim bölgesindeki elektrik alanıdır. Buradan difüzyon teorisine göre akım yoğunluğu ifadesi,

$$J = J_{SD} \left[\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.31)$$

elde edilir. Burada J_{SD} doyma akım yoğunluğudur ve

$$J_{SD} = \left(\frac{q^2 N_c D_n}{kT} \right) \left[\frac{q(V_d - V) 2N_D}{\epsilon_s} \right]^{1/2} \exp \left(\frac{-q\Phi_B}{kT} \right) \quad (2.32)$$

şeklinde ifade edilir. Burada N_C , V_d , N_D ve ϵ_s sırasıyla iletkenlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu, difüzyon gerilimi, verici yoğunluğu ve yarıiletkenin dielektrik geçirgenliğidir.

Difüzyon ve termiyonik emisyon teorisinden elde edilen akım yoğunluğu ifadeleri temelde birbirine benzerdir [1-3]. Ancak doyma akım yoğunlukları ele alındığında difüzyon teorisinden elde edilen doyma akım yoğunluğu voltaj bağımlıdır ve termiyonik emisyon teorisinden elde edilen doyma akım yoğunluğuna göre sıcaklığa daha az duyarlıdır.

2.5.3. Termiyonik emisyon-difüzyon teorisi (TED)

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

Bu teoremde taşıyıcı difüzyonunun, difüzyonun gerçekleştiği bölgedeki engelin şekline bağlı olması dolayısıyla Schottky etkisini de içeren bir elektron potansiyel enerjisi ($E_C(x)$) ele alınır. Burada engelin yeterince geniş olduğu bölge dikkate alınır ve metal yüzeyi ile $x=W_D$ arasındaki yük yoğunluğu aslında iyonize olmuş donorlardan oluşur. Şekil 2.10' da görüldüğü gibi metal ve bulk yarıiletken arasına bir voltaj uygulanması metale doğru bir elektron akışına sebep olur. Akım yoğunluğu x_m ve W_D arasındaki bölge boyunca

$$J = n\mu_n \frac{dE_{Fn}}{dx} \quad (2.33)$$

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

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_{Fn}}{kT}\right) \quad (2.34)$$

Burada x_m ve W_D arasındaki bölgenin izotermal ve elektron sıcaklığının örgü sıcaklığına eşit olduğu kabul edilir [1-3, 45]. Engelin x_m ve arayüzey ($x=0$) arasında kalan bölgesi elektronlar için kuyu işlevi görürse, potansiyel enerjinin maksimum olduğu x_m ’ de rekombinasyon hızına bağlı akım yoğunluğu tanımlanabilir.

$$J = q(n_m - n_o)v_R \quad (2.35)$$

Burada n_m akım akışı olduğunda x_m deki elektron yoğunluğudur ve

$$n_m = N_C \exp\left[\frac{E_{Fn}(x_m) - E_C(x_m)}{kT}\right] = N_C \exp\left[\frac{E_{Fn}(x_m) - q\Phi_{Bn}}{kT}\right] \quad (2.36)$$

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

$$n_o = N_C \exp\left[-\frac{q\Phi_{Bn}}{kT}\right] \quad (2.37)$$

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

$$E_{Fn}(W_D) = qV \quad (2.38)$$

elde edilir. Eş. 2.33 ve 2.34’ ten n yok edilir ve E_{Fn} için son eşitlik x_m ve W_D arasında integre edilirse

$$\exp\left[\frac{E_{Fn}(x_m)}{kT}\right] - \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) = \frac{-J}{\mu_n N_C kT} \int_{x_m}^{w_D} \exp\left(\frac{E_C}{kT}\right) dx \quad (2.39)$$

elde edilir. Eş. 2.35 ve 2.39 kullanılarak $E_{Fn}(x_m)$ çözülebilir.

$$\exp\left[\frac{E_{Fn}(x_m)}{kT}\right] = \frac{v_D \exp(qV/kT) + v_R}{v_D + v_R} \quad (2.40)$$

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

$$v_D \equiv D_n \exp\left(\frac{q\Phi_{Bn}}{kT}\right) / \int_{x_m}^{w_D} \exp\left[\frac{E_C}{kT}\right] dx \quad (2.41)$$

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

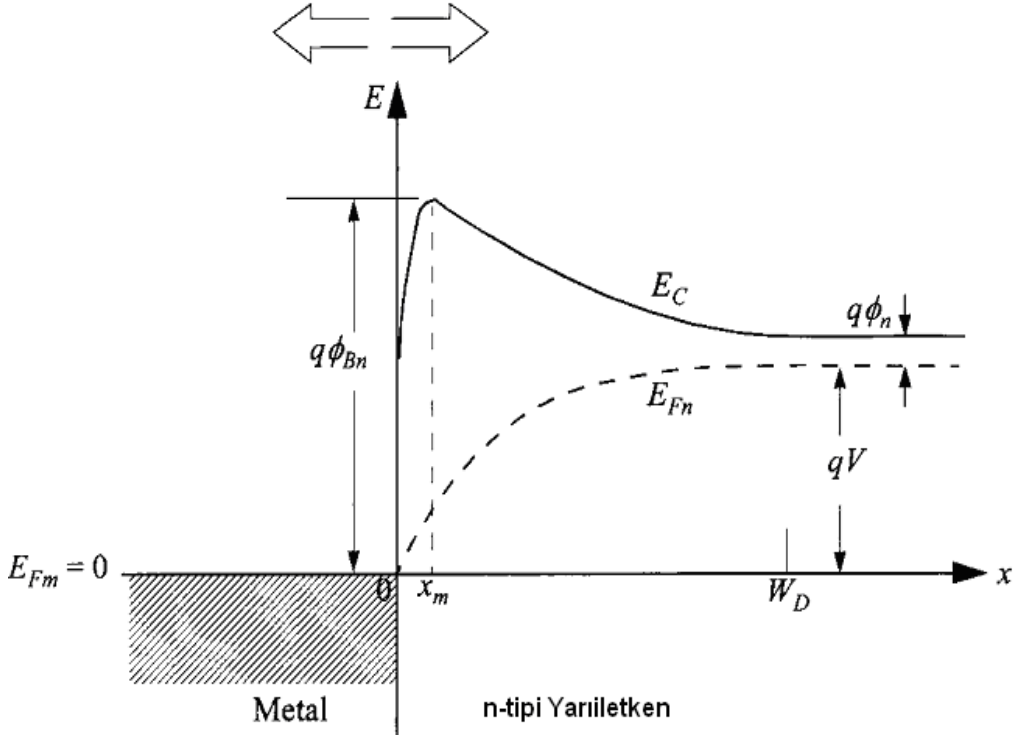
$$J_{TED} \equiv \frac{qN_C v_R}{1 + (v_R/v_D)} \exp\left(-\frac{q\Phi_{Bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.42)$$

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

$$v_R \equiv \int_0^\infty v_x \exp\left(-\frac{m^* v_x^2}{2kT}\right) dv_x / \int_{-\infty}^\infty \exp\left(-\frac{m^* v_x^2}{2kT}\right) dv_x = \sqrt{\frac{kT}{2m^* \pi}} = \frac{A^* T^2}{qN_C} \quad (2.43)$$

Burada A^* ($= 4\pi q m^* k^2/h^3$) Richarson sabitidir. Eş. 2.42' de $v_D \gg v_R$ iken ilk üstel terim baskın olur ve buna paralel olarak akım yoğunluğu değeri termiyonik emisyon

akım yoğunluğuna eşit olur. Yine $v_D \ll v_R$ iken difüzyon modeli geçerli olmaya başlar.



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

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

$$J = J_0 \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \quad (2.44)$$

ile verilir. Burada J_0 doyma akım yoğunluğudur ve

$$J_o = A^{**} T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.45)$$

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

$$A^{**} = A^* \exp\left(\frac{\beta}{kT}\right) \quad (2.46)$$

ile verilir.

2.5.4. Engel boyunca tünelleme

Metal yarıiletken kontaklarda taşıyıcıların engel içerisinden karşı tarafa geçmeleri kuantum mekaniksel tünelleme olarak bilinir. Engel içinden tünelleme yüksek katkılı yarıiletkenlerde veya çok düşük sıcaklıklarda etkili bir akım-iletim mekanizmasıdır. Çünkü yüksek katkılı yarıiletkenlerde veya çok düşük sıcaklıklarda engel genişliği azalır ve engelden daha düşük enerjili elektronların engel içerisinden tünelleme ihtimali artar. Tünelleme olayı, alan emisyonu (AE) ve termiyonik alan emisyonu (TAE) olmak üzere ikiye ayrılır. Aşırı katkılanmış ($N_d \geq 10^{18} \text{cm}^{-3}$) dejenere yarıiletken ve düşük sıcaklık durumunda doğru beslem yönündeki akım, yarıiletkendeki fermi enerjisine yakın olan elektronların tünellenmesiyle artar. Bu olay alan emisyonu olarak adlandırılır. Sıcaklık artırılırsa elektronlar daha yüksek enerjilere uyarılmış olurlar ve engel içinden tünelleme ihtimalleri artar. Böylece doğru beslem yönündeki akımda artmış olur. Bu durum termiyonik alan emisyonu (TAE) olarak bilinir. Tünelleme ihtimallerinin artması elektronların gördükleri engel genişliğinin azalmasından kaynaklanır. Bu mekanizmalar Şekil 2.11' de doğru ve ters beslem için ayrı ayrı gösterilmiştir.

Schottky engel boyunca tünelleme teorik olarak Radovani ve Stratton ile Crowell ve Rideout tarafından analiz edilmiştir [45]. Onların analizlerine göre doğru beslemdeki AE yalnızca dejenere yarıiletkenlerde meydana gelir ve çok küçük doğru beslemeler dışında tünellemenin varlığındaki I-V karakteristikleri aşağıdaki şekilde tanımlanır.

$$I = I_s \exp\left(\frac{qV}{E_o}\right) \quad (2.47)$$

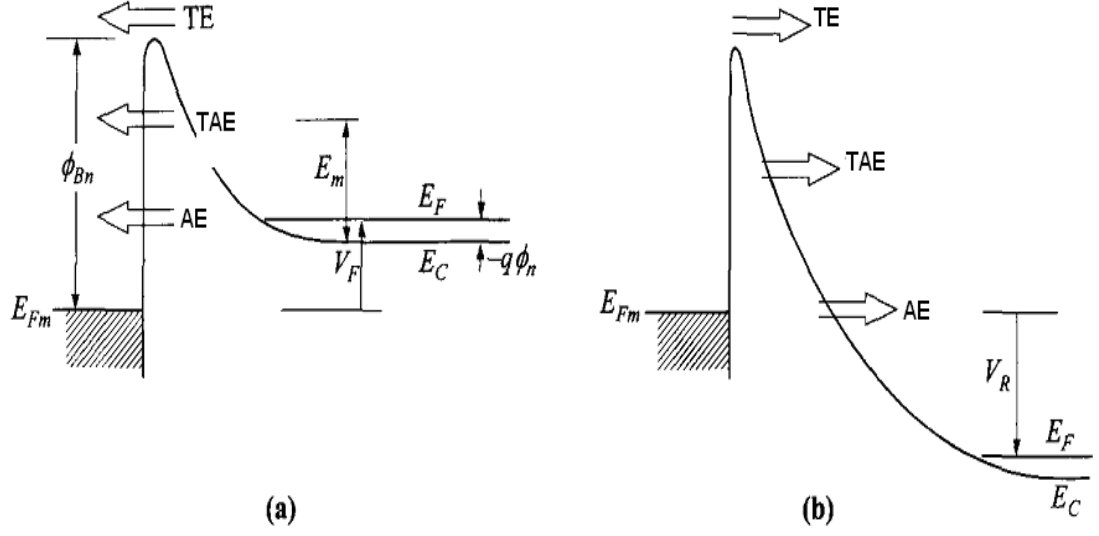
Burada E_o

$$E_o = E_{oo} \coth\left(\frac{E_{oo}}{kT}\right) \quad (2.48)$$

ve E_{oo}

$$E_{oo} = \frac{qh}{4\pi} \left(\frac{N_d}{m^* \epsilon_s}\right)^{1/2} \quad (2.49)$$

Burada m^* elektronun etkin kütlesi ve h Planck sabitidir. I_s engel yüksekliğinin, yarıiletken parametrelerinin ve sıcaklığın karmaşık bir fonksiyonudur ve voltaja zayıf bir şekilde bağlıdır. E_{oo} tünellemenin önemli bir parametresidir ve kT/E_{oo} , TE ve



Şekil 2.11. Metal/n-tipi yarıiletken Schotttk diyot için tünelleme akımı enerji band diyagramı a) doğru beslem altında b) ters beslem altında

tünellemenin bağıl önemlerinin bir ölçüsüdür. Düşük sıcaklıklarda E_{oo} , kT ile karşılaştırıldığında daha büyüktür ($E_o \approx E_{oo}$) ve $\ln I-V$ eğrisinin eğimi sıcaklıktan bağımsız bir sabittir. Bu durum AE için geçerlidir. Yüksek sıcaklıklarda ($E_{oo} \ll kT$) $E_o = kT$ alınır ve $\ln I-V$ eğrisinin eğimi TE uygun olarak q/kT olur. Sıcaklığın ara değerleri için eğim q/nkT olarak yazılabilir ve n

$$n = \frac{E_{oo}}{kT} \coth\left(\frac{E_{oo}}{kT}\right) \quad (2.50)$$

şeklinde verilir. Diyot akımına TAE katkısı $E_{oo} \approx kT$ için baskın olur. TAE 'da E_m enerjisi maksimum katkıya sahiptir ve

$$E_m = \frac{qV_d}{[\cosh(E_{oo}/kT)]^2} \quad (2.51)$$

ile verilir. Burada V_d toplam band bükülmesine karşılık gelen voltajdır ve E_m tüketim bölgesindeki iletim bandının kenarından ölçülür.

Radovani ve Stratton ile Crowell ve Rideout tünelleme üzerine çalışmalarında Schottky etkisini ve elektronların engel üzerinden kuantum mekaniksel yansımalarını ihmal etmişlerdir [45]. Ayrıca elektron dağılımları Boltzmann istatistiği kullanılarak tanımlanmıştır. Crowell ve Rideout tünelleme ile ilgili diğer çalışmalarında Schottky etkisi ve kuantum mekaniksel yansımaları da ele almışlardır. Bu etkiler dikkate alındığında akım yoğunluğunda kayda değer bir değişme olduğunu ancak n değerinin çok az değiştiğini gözlemlemişlerdir. Chang ve Sze' de her iki etkiyi de dikkate alarak yaptıkları analizlerinde benzer sonuçlar elde etmişlerdir [45].

2.5.5. Tüketim bölgesinde taşıyıcı oluşması ve tekrar birleşmesi

Schottky diyotların sıfır beslemde tüketim bölgesi termal dengededir ve bu bölgede elektron-deşik çifti oluşum oranı rekombinasyon (yeniden birleşme) oranıyla dengelenir. Elektron-deşik üretimi n_i^2 ' den ayrılır ve uygulanan voltajın polaritesine bağlı olarak net bir üretim veya taşıyıcıların net bir rekombinasyonu olacaktır [45]. Bir metal/n-tipi yarıiletken Schottky kontakta bir ters beslem voltajı uygulanırsa termal denge değerindekinden daha fazla elektron-deşik çifti tüketim bölgesinde üretilecektir. Yani kontak doğru beslendiğinde elektronlar nötr bulk yarıiletkendeki, deşikler ise metalden tüketim bölgesine enjekte olurlar. Bu fazla elektron-deşik çiftleri tüketim bölgesinde yeniden birleşerek doğru beslem rekombinasyon akımı oluştururlar. Bir yarıiletkendeki rekombinasyon merkezi, enerji seviyesi band boşluğu merkezi yakınında ise çok etkilidir. Bu orta boşluktaki derin tuzaklar boyunca rekombinasyon için tüketim bölgesinde akım I_{rg} aşağıdaki gibi verilir ve bu akım hem taşıyıcı üretimi hemde rekombinasyonu tarafından oluşturulur.

$$I_{rg} = I_{Ro} [\exp(qV / 2kT) - 1] \quad (2.52)$$

Burada I_{Ro} doyum akımıdır ve

$$I_{Ro} = \frac{qA n_i W}{2\tau_0} \quad (2.53)$$

ile verilir. Burada n_i saf elektron yoğunluğu, W_D tüketim tabakasının genişliği ve τ_o tüketim bölgesindeki azınlık taşıyıcı ömrüdür. Bu akım termiyonik emisyon akımına eklenir ve bazı durumlarda idealite faktörü n' nin birden büyük olmasına sebep olur. Dikkat edilmesi gereken önemli bir nokta, bu akımın kontak ters beslemde iken taşıyıcı üretimden, doğru beslemde iken ise rekombinasyondan kaynaklandığıdır.

Tüketim bölgesinde rekombinasyon akımının varlığı Yu ve Snow [45] tarafından ispatlandı. Onlar TE' den elde edilen akım ifadesi (Eş. 2.28) qV/kT ile exponansiyel olarak artarken rekombinasyon akımının (Eş. 2.52) $qV/2kT$ ile exponansiyel olarak arttığına dikkat çektiler. Bu durum rekombinasyon akımının yalnızca düşük doğru beslem değerlerinde etkili olabileceğini göstermektedir. Burada TE ve rekombinasyon akımının doyum akımları oranlanırsa

$$\frac{I_{Ro}}{I_o} = \frac{qn_i}{A^*T^2} \left(\frac{W}{2\tau_o} \right) \exp\left(\frac{\Phi_B}{kT} \right) \quad (2.54)$$

elde edilir. Eş. 2.54' den anlaşılacağı üzere rekombinasyon akımı yalnızca geniş engel yüksekliği, düşük sıcaklık ve düşük katkılı yarıiletkenlerde etkilidir.

2.5.6 Azınlık taşıyıcı enjeksiyonu

Bir metal/n-tipi yarıiletken Schottky diyotun engel yüksekliği, yarıiletkenin yasak enerji aralığının yarısından daha büyük olursa metalin yakınındaki yarıiletken bölge yüksek miktarda deşik konsantrasyonu içerir yani p-tipi olmaya başlar. Doğru beslemde bazı deşiklerin yarıiletkenin nötral bölgesine nüfuz edeceği düşünülür ve bu deşik enjeksiyonu olarak bilinir. Düzlem kontaklarda deşik enjeksiyonu deşik quasi fermi seviyesi metalin fermi seviyesi ile çakışıyorsa ve tüketim bölgesi boyunca düz kalıyorsa deşik akım yoğunluğu p-n eklem teorisi kullanılarak aşağıdaki gibi verilir [1-3, 45].

$$J_d = qD_p\rho_o / L[\exp(qV / kT) - 1] \quad (2.55)$$

Burada D_p yarıiletken bölgedekideşiklerin difüzyon sabiti, L nötral bölge kalınlığı (deşik düfüzyon mesafesinden daha küçüktür) ve $\rho_o = n_i^2 / N_D$ tüketim bölgesi kenarındakideşiklerin denge konsantrasyonudur.

2.5.7. T_o etkisi

İdealite faktörünün (n) birden büyük olması, Schottky etkisinden yada arayüzey durumlarından kaynaklanıyorsa n sıcaklıktan bağımsız olmalıdır. Eğer idealite faktörünün birden büyük değerleri TAE veya tüketim bölgesindeki rekombinasyon akımlarından kaynaklanıyorsa n sıcaklığa bağılı olmalıdır. Genelde Schottky diyotlarada n sıcaklığa bağılıdır. T_o etkili akım yoğunluğu

$$J = -A^{**} T^2 \exp\left[-\frac{q\Phi_B}{k(T + T_o)}\right] \left\{ \exp\left[\frac{qV}{k(T + T_o)} - 1\right] \right\} \quad (2.56)$$

ile verilir [45]. Burada T_o geniş bir sıcaklık aralığında voltaj ve sıcaklıktan bağımsız bir sabittir. İdealite faktörünün sıcaklığa bağımlılığı deneysel olarak $n=1+(T_o/T)$ şeklinde ifade edilir.

2.6. Schottky Diyotlarda Doğru Beslem I-V Karakteristikleri

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

$$I = I_o \left[\exp\left(\frac{qV_D}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.57)$$

şeklindeir. Burada V_D engel tabakası boyunca gerilim düşmesidir. Pratikte Schottky diyotların, doğru beslem I-V karakteristikleri ideal durumdan bazı sapmalar

gösterebilir. Yani saf termiyonik emisyon teorisinde boyutsuz olan idealite faktörü birden büyük olabilir. Bu nedenle Eş. (2.57)' deki akım yoğunluğu ifadesi,

$$I = I_o \left[\exp\left(\frac{qV_D}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.58)$$

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

$$I = AA_n^{**} T^2 \exp\left(\frac{q\Phi_{Bn}}{kT}\right) \exp\left[\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right] \quad (2.59)$$

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

MY ve MYT kontaktlarda elektriksel karakteristiklerin idealden sapma nedenlerinden biride seri direnç etkisidir. Son zamanlarda yüksek seri direnç ve idealite faktörüne sahip Schottky kontaktlarda; seri direnç (R_s), idealite faktörü (n) ve engel yüksekliği ($q\Phi_{Bn}$) gibi temel diyot parametrelerini tayin etmek amacıyla yeni yöntemler geliştirilmiştir [5-10]. Bunlardan ilki Norde tarafından, $n=1$ durumu için seri direnç ve engel yüksekliğinin, tanımlanan bir $F(V)$ fonksiyonu yardımıyla elde edilmesidir [5]. Bu yöntem, seri direnç ve engel yüksekliğinin, sıcaklıkla değişmediği durumlara uygulandığı için sadece bir sıcaklıkta I-V eğrisine ihtiyaç vardır. Daha sonra Sato ve Yasamura, Norde tarafından sunulan yöntemi geliştirerek, idealite faktörünün 1' den büyük olduğu ($1 < n < 2$) durumda n , R_s ve Φ_B değerlerinin hesaplanabileceğini gösterdiler [6]. Bu yöntem n , R_s ve Φ_B ' nin sıcaklık ile değiştiği durumlarda uygulanabileceğinden en az iki farklı sıcaklıktaki I-V eğrisine ihtiyaç vardır. Benzer yöntemler Aurbay ve McLean tarafından da geliştirilmiştir. K.E. Bohlin ise Norde fonksiyonunu daha da geliştirerek Schottky diyotun I-V ölçümünden elde edilen n değerinin $1 < n < \gamma$ (γ keyfi bir sayı) olması durumunda R_s ve Φ_B ' nin belirlenmesini

mümkün kılabilir Norde fonksiyonunun düzenlenmiş bir modelini ileri sürdü [7, 8]. Cheung; F(V) fonksiyonun minimumunu tanımlamada karşılaşılan dezavantajlar nedeniyle F(V)' nin minimum noktasının tanımlama işlevini katmayarak akım-voltaj karakteristiklerinden türetilen iki fonksiyonla ($dV/d\ln(I)$ -I, $H(I)$ -I) diyotun temel parametrelerinin (n , Φ_B , R_s) hesaplanabileceğini gösterdi [10]. Eş. 2.59' un logaritması alınıp gerekli düzenlemeler yapılırsa,

$$V = R_s I + n\Phi_{Bn} + \left(\frac{n}{\beta}\right) \ln\left(\frac{I}{AA_n^{**} T^2}\right) \quad (2.60)$$

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

$$\frac{dV}{d\ln I} = RI + \left(\frac{nkT}{q}\right) \quad (2.61)$$

elde edilir. $dV/d(\ln I)$ 'nin I' ya göre grafiği bir doğrudur. Doğrunun eğiminden R_s seri direnci, doğrunun $dV/d(\ln I)$ eksenini kestiği noktadan ise idealite faktörü (n) bulunabilir. Eş. 2.60' daki ($R_s I + n\Phi_{Bn}$) ifadesine $H(I)$ denilirse,

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{q}\right) \ln\left(\frac{I}{AA_n^{**} T^2}\right) \quad (2.62)$$

şeklinde yazılabilir. Eş. 2.61 ve Eş. 2.62 birlikte düşünülürse

$$H(I) = R_s I + n\Phi_{Bn} \quad (2.63)$$

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

2.7. Schottky Diyotlarda C-V Karakteristikleri

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

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = -\frac{q}{\epsilon_s} [N_D + p(x) - n(x)] \quad (2.64)$$

şeklinde ifade edilir [45]. Burada N_D donör konsantrasyonu, $n(x)$ ve $p(x)$ yarıiletkendeki herhangi bir x noktasında sırasıyla elektron ve deşik konsantrasyonlarıdır. Tüm donörlerin iyonize olduğu kabul edilir. Uzay yük bölgesi kenarında yarıiletkenin nötr bulk bölgesinde potansiyel sıfır alınarak

$$n(x) = n_o \exp[q\Phi(x)/kT] \quad (2.65)$$

$$p(x) = p_o \exp[-q\Phi(x)/kT] \quad (2.66)$$

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

$$0 < x < W \quad \frac{d^2 \Phi(x)}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon_s} N_D \quad (2.67)$$

$$x > W \quad 0 \quad (2.68)$$

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

$$E(x) = -\frac{d\Phi(x)}{dx} = E_m \left(1 - \frac{x}{W}\right) \quad (2.69)$$

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

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

şeklinde ifade edilir. Bu sınır şartları altında

$$\Phi(x) = -\frac{qN_D}{2\epsilon_s} W^2 \left(1 - \frac{x}{W}\right)^2 \quad (2.70)$$

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

$$V_D = (V_i - V) = -\frac{qN_D}{2\epsilon_s} W^2 \quad (2.71)$$

Burada V dışardan uygulanan voltajdır. Doğ ru beslem için $V=V_F$ ve ters beslem için $V=-V_R$ olur. Yukarıdaki eşitlikteki (-) iş areti potansiyelin $x=W$ ' daki değ erine uygun olarak $x=0$ ' da negatiftir. Yine yukarıdaki eşitlik kullanılarak tüketim tabakasının genişliğı

$$W_D = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_D} |V_i - V|} \quad (2.72)$$

elde edilir. Tüketim tabakası yaklaşımında elektron vedeşik konsantrasyonları donor konsantrasyonu ile karşılaştırılarak ihmal edilmiştir.

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

$$C = A \left[\frac{\epsilon_s q N_D}{2(V_i + V_R - kT/q)} \right] \quad (2.73)$$

Bu eşitlikte diyodun bir yalıtkan tabakaya sahip olmadığı kabul edilir ve n-tipi yarıiletken düzgün bir katkı konsantrasyonuna sahiptir. Eş.2.73' e göre $1/C^2-V_R$ eğrisi lineerdir ve eğim $2/A^2\epsilon_s q N_D$, kesme voltajı $V_o=(V_i-kT/q)$ olur. Bu eğimden katkı konsantrasyonu elde edilir çünkü $qV_i=(\Phi_B-\Phi_n)$ aşağıdaki gibidir.

$$\Phi_B = (qV_o + \Phi_n + kT) \quad (2.74)$$

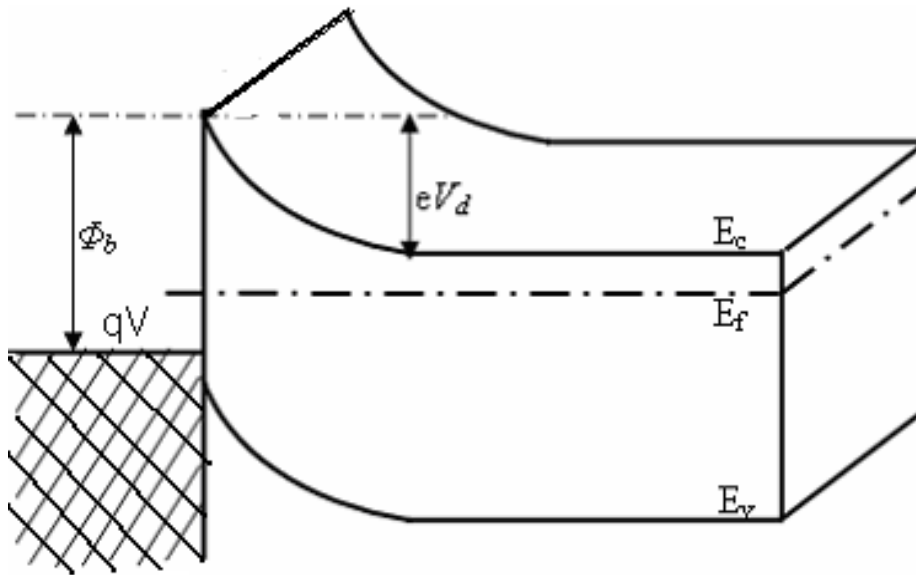
Buradaki kT faktörü çoğunluk taşıyıcı konsantrasyonundan gelen katkıdır ve Eş. 2.74 imaj kuvvet alçalması içermez.

2.8. MY Kontaklarda Engel Homojensizlikleri ve Potansiyel Değişim Modeli

Metal-yarıiletken kontaklarda idealden sapmalar ($n>1$) birkaç etkiye atfedilir. Bunlar metal-yarıiletken arasındaki ince oksit tabaka, yüksek katkılı yarıiletkenlerde tünelleme akımı, arayüzeydeki elektrik alanda imaj kuvvet alçalması ve uzay yük bölgesinde üretilme/rekombinasyon vb. olarak ifade edilebilir. Bu modeller Schottky kontaklar için sınır durumlarıdır (arayüzey tabaka, yüksek katkı, uzay yük bölgesinde tuzaklar) ve bu modellerde Şekil 2.12' de görüldüğü gibi metal yarıiletken arasında düz bir arayüzey varsayılır. Burada Metal yarıiletken arasında bir yalıtkan tabaka

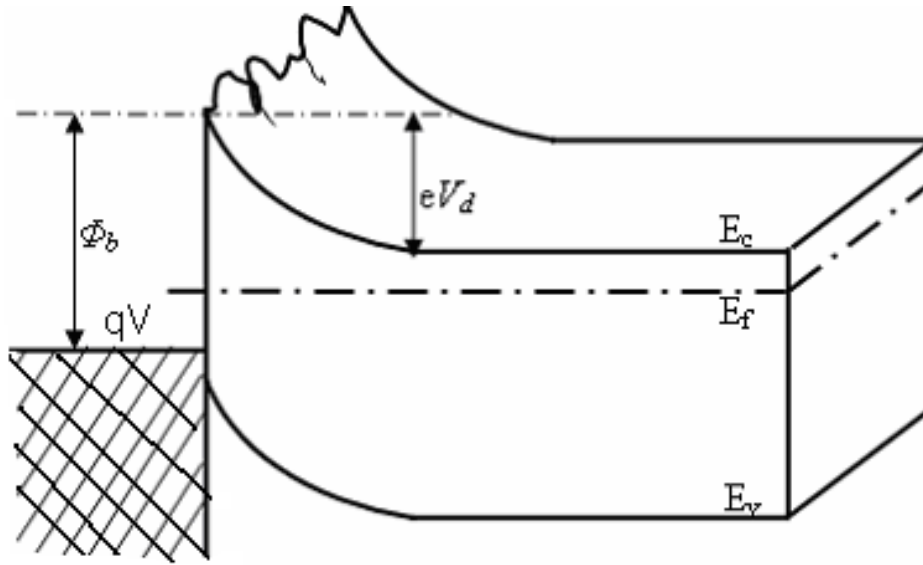
olmaksızın normal katkılanmış bir yarıiletkenin idealden sapma nedenleri tam olarak ifade edilmemiştir.

Metal-yarıiletken (MY) Schottky kontaklarda potansiyel engel yüksekliğinin (Φ_B), doğru belsem akım-voltaj (I-V) ve ters belsem kapasitans-voltaj (C-V) ölçümleri için farklı sonuçlar vermesi, engel yüksekliğinin sıcaklığa bağımlılığı ve $n>1$ olma nedenleri üzerine farklı bir açıklama Werner ve Güttler tarafından ortaya kondu [16, 23, 24]. Onlar Schottky kontaklar için geliştirdikleri modelde (potansiyel değişim modeli) metal yarıiletken arasındaki arayüzeyin tam olarak düz olmayıp pürüzlü olduğunu ifade ettiler. Şekil 2.13' te homojen olmayan bir Schottky kontakın iki boyutlu enerji band diyagramı görülmektedir. Bu modele göre band bükülmesi V_d ve Schottky engel yüksekliği Φ_B ' deki uzaysal değişimler I-V karakteristiklerinden ve C-V karakteristiklerinden elde edilen Schottky engel yüksekliklerinin farklı olmasına sebep olur. Schottky kontaklarda İdealite faktörü, bir voltaj uygulandığında uzaysal engel dağılımlarının deformasyona uğramasının bir sonucudur. Bu model Schottky diyotların gürültü özelliklerinin ve tane sınırlarının da uzaysal homojensizliklerle ilişkili olduğunu kanıtlar.



Şekil 2.12. Bir Schottky kontakın iki boyutlu enerji band diyagramı

Metaldeki potansiyel değişmelerin nedeni; atomik bozukluklar, pürüzler ve tane sınırlarından başka metalin kalınlığından dolayı arayüzeydeki pürüzlerden kaynaklanabilir. Genellikle farklı metal fazlardan dolayı arayüzey metalurjisindeki farklılıklar da etkin Schottky engelindeki yerel değişimlerin sebeplerinden biri olabilir. Yine arayüzey yakınlarındaki yarıiletken donör atomları arasındaki düzensiz uzaklıklardaki imaj kuvvetleri arayüzeydeki potansiyel dağılımını etkiler. Çünkü arayüzey yakınındaki donörler düzenli bir örgüden olmayıp düzensiz olarak dağılmışlardır [16, 23, 24].



Şekil 2.13. Homojen olmayan bir Schottky kontağın iki boyutlu enerji bant diyagramı

Potansiyel değişim modeli homojen olmayan Schottky diyotlar için daha önce yapılan çalışmalardan farklıdır [16, 23, 24]. Önceki çalışmalar, ya iki ayrı diyodun paralel bağlantılarına, uzaysal dağılımlara, homojen engellere dayanır ya da sayısal modelleme gerektirir. Potansiyel değişim modeli için bu sınırlamalar geçerli değildir. Bu model metal ve yarıiletken arayüzeyinde sürekli bir engel dağılımının bulunduğunu kabul eder. Metal-yarıiletken arayüzeyinde oluşan potansiyel engelinin uzaysal dağılımı Schottky diyotlarda iletim özelliklerini oldukça etkiler. Potansiyel değişim modeli Schottky diyotların iletim özelliklerini analiz etmek için tanımlanmıştır. Bu modelde sadece I-V ve C-V ölçümlerinden elde edilen engeller

arasında oluşan farklılıklar değil aynı zamanda idealite faktörlerinin $n>1$ olmasının anlamı ve onların sıcaklığa bağlılığı da açıklanır. Bu tanımlar analitiktir ve bilgisayar simülasyonu gerektirmez [16, 23, 24].

2. 8.1 Gaussian engel dağılımı $P(\Phi_B)$

Homojen olmayan Schottky diyotlarda engel yüksekliğinin uzaysal dağılımı temelde Gaussian dağılım fonksiyonları ile tanımlanır [46]. Schottky kontakların metal-yarıiletken band bükülmesinin (V_d) uzaysal dağılımı, (σ_s) standart sapmaya sahip bir Gaussian dağılım fonksiyonu $P(V_d)$ ile aşağıdaki şekilde verilir.

$$P(V_d) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} e^{-(\bar{V}_d - V_d)^2 / (2\sigma_s^2)} \quad (2.75)$$

Burada Schottky engeli

$$\Phi_B = V_d + E_F + U \quad (2.76)$$

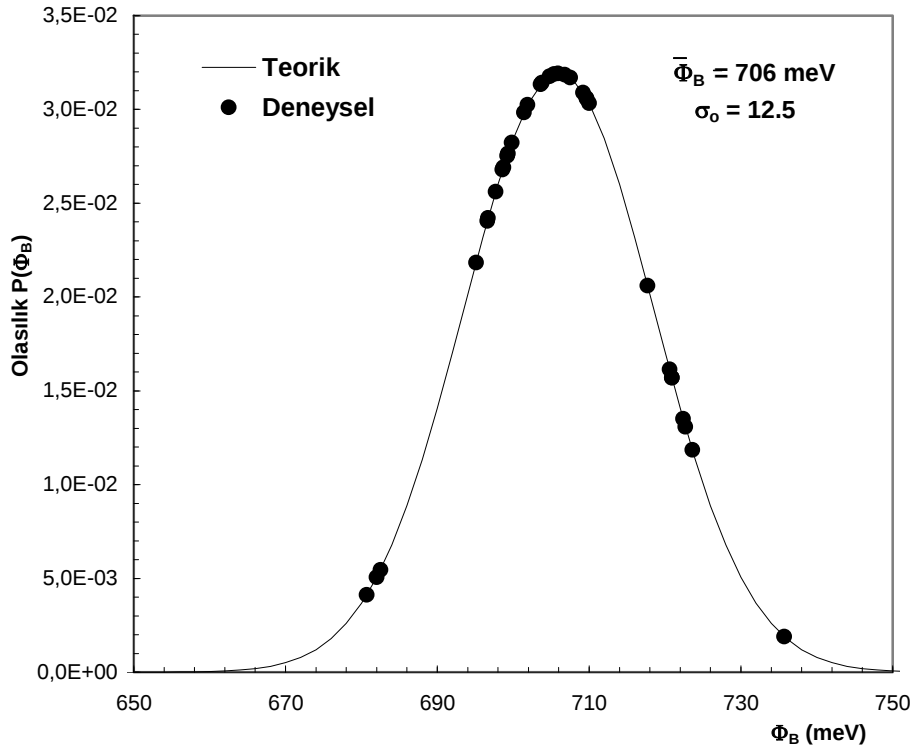
şeklinde ifade edilir ve Schottky engelinin ortalama değeri $\bar{\Phi}_B$ etrafındaki bir engel dağılımı ile arayüzey düzlemi arasındaki konuma bağlıdır.

$$P(\Phi_B) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} e^{-(\bar{\Phi} - \Phi_B)^2 / (2\sigma_s^2)} \quad (2.77)$$

Engel dağılımları normalize fonksiyonlardır ve

$$\int_{-\infty}^{\infty} P(V_d) dV_d = \int_{-\infty}^{\infty} P(\Phi_B) d\Phi_B = 1 \quad (2.78)$$

şeklinde ifade edilebilirler. Şekil 2.14’ te potansiyel engel dağılımına ($P(\Phi_B)$)’ ye bir örnektir. Bu dağılım fonksiyonları Şekil 2.13’ te gösterilen değişimler için kullanılır. Şekil 2.14 bu teze ait çalışmadan alınmış 33 adet Al/p-Si Schottky diyot içindir.



Şekil 2.14. Homojen olmayan bir Schottky kontak için ($P(\Phi_B)$) Gaussian dağılımı

2.8.2 Akım ve kapasitans engelleri

Uzaysal homojen MY Schottky kontaklar için akım yoğunluğu ifadesi genellikle TE teorisiyle tanımlanır [1-3]. Potansiyel değişim modeline göre, homojen olmayan MY Schottky kontaklarda akım yoğunluğunu tanımlamak içinde TE teorisi kullanılabilir ve engel yüksekliği [16, 24]

$$\Phi_B(I - V) = \bar{\Phi}_B - \frac{\sigma^2}{2kT/q} \quad (2.79)$$

şeklinde tanımlanabilir. Burada σ Gaussian dağılımının standart sapması ve $(\bar{\Phi}_B)$ engel yüksekliğinin ortalama değeridir ve C-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği, engel yüksekliğinin ortalama değerine eşittir [16, 24].

$$\Phi^C_B = \bar{\Phi}_B$$

Eş. 2.79' a göre I-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerleri, C-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinden daima küçüktür.

2.8.3. Sıcaklığa bağlı potansiyel engel yüksekliği

Potansiyel değişim modeline göre SEY' nin sıcaklığa bağlı değişimi için Eş. 2.81 kullanılır [24]. Her sıcaklık değeri için sıfır beslemde I-V eğrilerinin fit edilmesiyle bulunan I_0 doyma akımlarından hesaplanan potansiyel engel yüksekliği - $1/T$ grafiği lineer bir eğri verir. Bu eğrinin eğimi bize $q\sigma^2/2k$ verir ve bu değerden standart sapma σ_s elde edilir. Bu lineer eğrinin potansiyel engel yüksekliğini kestiği nokta ise bize ortalama potansiyel engel yüksekliğini $(\bar{\Phi}_B)$ verir. Standart sapmanın (σ_s) sıcaklığa bağlı ifadesi [24];

$$\sigma_s^2(T) = \sigma_s^2(T=0) + \alpha_\sigma T \quad (2.80)$$

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

$$\bar{\Phi}_B(T) = \bar{\Phi}_B(T=0) + \alpha_\Phi T \quad (2.81)$$

şeklinde yazılabilir. Burada α_Φ engel yüksekliği için negatif sıcaklık katsayısıdır.

2.8.4. Homojen olmayan Metal-Yalıtkan-Yarıiletken yapıların akım iletimini etkileyen bazı önemli parametreler

MY kontaklarda akım iletimi homojen olmayan SEY'lerinin varlığından büyük oranda etkilenir [26]. Düşük SEY bölgelerindeki potansiyel çıkıntılarındaki eyer noktaları (saddle point) elektron geçişlerinin tanımlanmasında çok önemlidir. İdealite faktörünün özellikle düşük sıcaklıklarda ideal durumdan ($n=1$) yüksek olması, yeteri kadar termal enerji kazanamayan elektronların düşük potansiyel engelleri üzerinden karşı tarafa geçmesine atfedilmektedir. Eğer katkı atomlarının sayısı az ise “eyer noktasındaki” potansiyel yüksek olduğundan düşük-SEY patikası daha fazla (pinched-off) daralır. Bunun aksine katkı atomları yeterince yüksek ise, düşük-SEY patikası artık daralmaz. Katkı atomlarının seviyesi azaldığında, tüketim tabakasının genişliği düşük-SEY patikasının yarıçapından çok daha geniş olur ve düşük-SEY patikası civarındaki potansiyel daha fazla daralır. Aksine katkı seviyesi artırılırsa tüketim tabakasının genişliği, düşük-SEY patika yarıçapı ile kıyaslandığında küçük olur ve potansiyel artık daralmaz. Bu sonuçlar göstermektedir ki SEY dalgalanmasının derecesi düşük katkılı yarıiletkenlerde her zaman önemli ölçüde azalır.

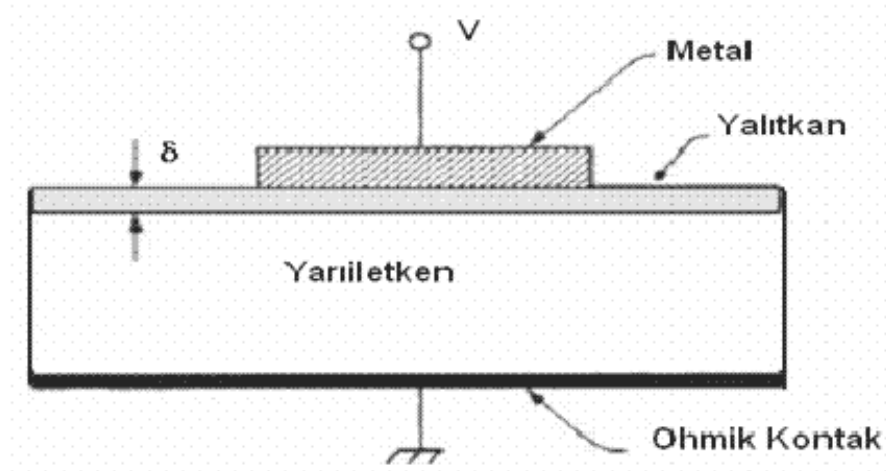
Aynı zamanda düşük-SEY patikası boyunca akım iletimi patikanın geometrisi ve boyutlarına, kristalin sıcaklığına, kontak üzerine düşen gerilime ve arayüzey SEY farkına da önemli ölçüde bağlıdır. Eyer noktasında potansiyelin büyüklüğündeki değişim uygulanan voltajla lineer olarak değişmemektedir. Ancak doğru ön gerilimdeki değişim ters ön gerilimden daha fazladır [26].

2.9. İdeal Metal-Yalıtkan-Yarıiletken Yapılar

MYY kontaklarda Şekil 2.15' te görüldüğü gibi metal-yarıiletken arasında δ kalınlıklı bir yalıtkan tabaka vardır. Bu yalıtkan tabaka kendiliğinden oluşabildiği gibi çeşitli yöntemlerle de oluşturulabilir. İdeal bir MYY kontağın voltaj uygulanmadan önceki enerji band diyagramı n-tipi ve p-tipi yarıiletkenler için Şekil

2.16' da verilmektedir. Metal-yarıiletken arasındaki yalıtkan tabakanın genişliği büyük olduğu için ideal bir dielektrik gibi davranır. İdeal bir MYY kapasitor aşağıdaki gibi tanımlanır [2]:

- ❖ Metal-yarıiletken arasındaki yalıtkan tabaka içerisinde ve yalıtkan/yarıiletken arayüzeyinde tuzaklar, sabit ve hareketli yükler bulunmaz. Yine yalıtkan/yarıiletken arayüzeyinde arayüzey durumları ve arayüzey yükleri bulunmaz.
- ❖ Yalnızca bir voltaj uygulandığında MYY kontakta yükler mevcuttur. Bu yükler yalıtkan ile bitişik metal yüzeyinde ve yarıiletken içerisindeki bulunurlar. Metal yüzeyindeki ve yarıiletkendeki yükler eşit miktarda ama zıt işaretlidirler.
- ❖ Herhangi bir dc gerilim altında yalıtkan içerisinde yük iletimi olmaz ve yalıtkanın özdirenci sonsuzdur.



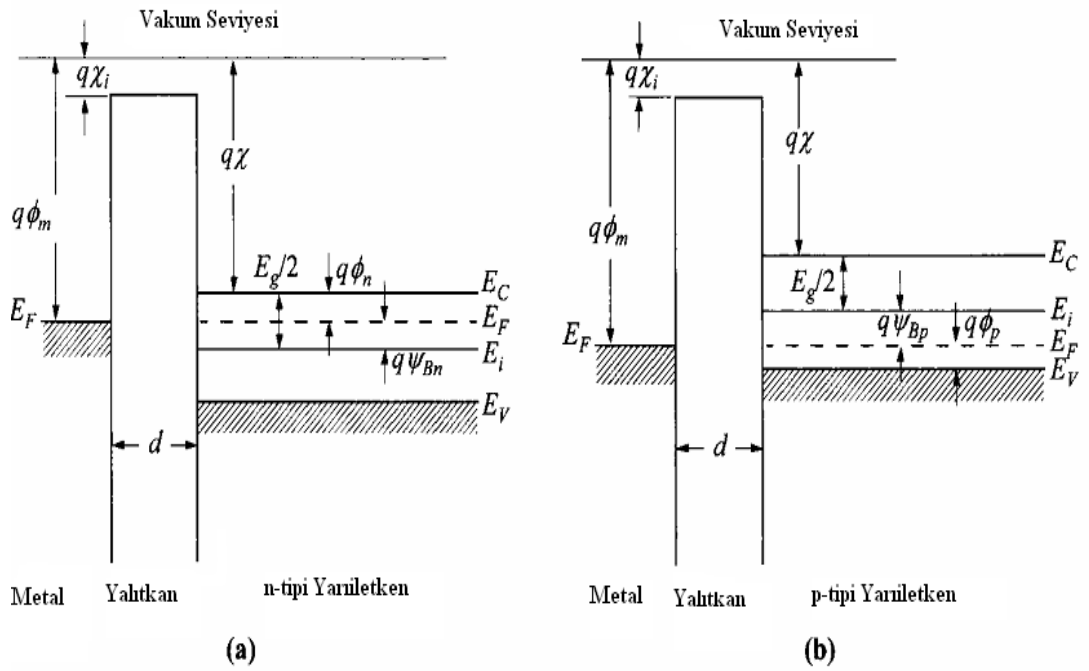
Şekil 2.15. Metal/Yalıtkan/Yarıiletken (MYY) Yapısı

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

$$\Phi_{ms} = \Phi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2q} - \Psi_{Bn} \right) = 0 \quad (\text{n-tipi yarıiletken}) \quad (2.82a)$$

$$\Phi_{ms} = \Phi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2q} + \Psi_{Bp} \right) = 0 \quad (\text{p-tipi yarıiletken}) \quad (2.82b)$$

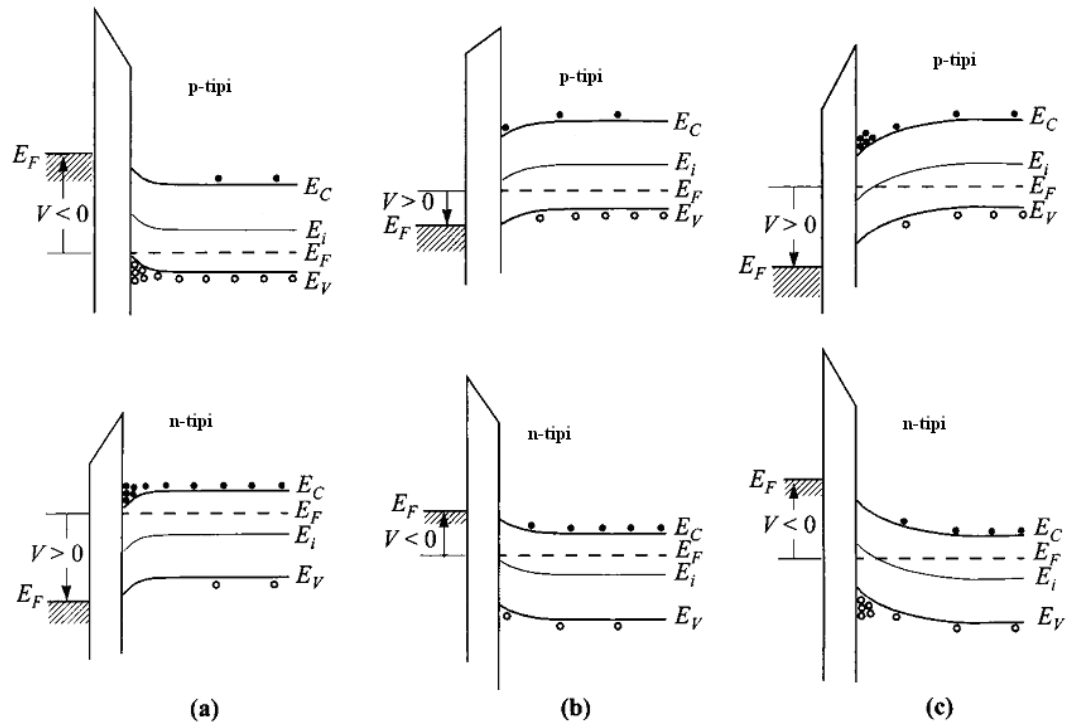
şeklinde ifade edilebilir. Burada Ψ_{Bn}, Ψ_{Bp} fermi potansiyelleridir. Yani burada sıfır beslem ve düz bant durumu mevcuttur.



Şekil 2.16. Denge durumunda ideal bir MYY yapının enerji bant diyagramı a) n-tipi yarıiletken b) p-tipi yarıiletken

İdeal bir MYY kapasitor negatif veya pozitif voltajlarla beslendiğinde yarıiletken yüzeyinde temelde üç durum oluşabilir. Bu durumlar Şekil 2.17' de üst tarafta p-tipi yarıiletken için, alt kısımda n-tipi yarıiletken için verilmiştir. Metal kısma negatif bir voltaj ($V < 0$) uygulandığında valans band kenarı E_V yüzey yakınlarında yukarı doğru bükülür ve fermi seviyesine daha yakın olur. İdeal bir MYY kapasitörde yapı içinde akım akışı olmaz böylece yarıiletkende fermi seviyesi sabit olur. Çünkü taşıyıcı yoğunluğu $E_F - E_V$ enerji farkına exponansiyel olarak bağlıdır. Bu band bükülmesi çoğunluk taşıyıcıların (deşiklerin) yarıiletken yüzeyinde birikmesine sebep olur. Bu yığılma (accumulation) durumudur. Küçük bir pozitif voltaj ($V > 0$) uygulandığında

bantlar aşağı doğru bükülür ve çoğunluk taşıyıcılar tükenir. Bu tüketim (depletion) durumudur. Daha büyük bir pozitif voltaj ($V \gg 0$) uygulandığında band bükülmesi daha da aşağıda olur böylece yüzeyde saf durumdaki enerji seviyesi E_i fermi enerji seviyesinin aşağısında olur. Bu durumda yüzeydeki elektron sayısı (azınlık taşıyıcılar) deşiklerden daha fazladır. Böylece yüzeyde durum tersine dönmüş olur ve bu terslenim (inversion) durumudur. Benzer durumlar n-tipi yarıiletken içinde açıklanabilir ancak bu durumda voltajın polaritesi değiştirilmelidir.



Şekil 2.17. Farklı voltajlar altında ideal bir MYY yapının enerji band diyagramı a) yığılma b) tüketim c) terslenim

3. DENEYSEL YÖNTEM

3.1. Kullanılan Malzemeler ve Temel Özellikleri

3.1.1. Silisyum kristalin temel özellikleri

Silisyumun (Si) ilk keşfi 1824 yılında Berzelius tarafından gerçekleştirilmiştir. Silisyum doğada silikat ve tuzları halinde bulunur. Yerkabuğunun yaklaşık %25,7' si Si elementinden oluşur. Oksijenden sonra bileşikleri halinde en fazla bulunan elementtir. Silisyumun iki tane allotropu vardır. Bunlardan birincisi saf kristal silisyumdur. Saydam olmayan koyu gri renkli, parlak, sert ve kırılkan olup örgü yapısı elmas yapıdadır. Diğeri ise amorf silisyumdur. Koyu kahve renkli olup tane büyüklüğü nedeni ile kristal silisyumdan ayırt edilebilir ve kolay reaksiyon verir. Silisyum dioksitin (SiO_2) elektrik arkında redüklenmesi ile elde edilen silisyum, saf olmaması nedeniyle silanli (SiH_4) bir bileşiğe dönüştürülür. Sıvı olan bu bileşik, kademeli distilasyon yöntemi ile ayrılır ve silisyumu içeren kısım kendi başına veya hidrojen atmosferinde ısıtılarak saf silisyuma ulaşılır. Bu yöntemlerle kimyasal saflığa getirilen silisyum yarıiletkeni henüz elektronik cihaz yapımı için yeterli saflığa ulaşmamıştır [47]. Bu nedenle fiziksel saflaştırma yöntemi kullanılır. Bölgesel eritme adı verilen yöntemde, bazı safsızlık maddelerinin sıvı haldeki yarıiletkende çok daha çabuk çözünmesi gerçeğinden faydalanılarak, yarıiletken istenmeyen safsızlık maddelerinden arındırılır. Böylece saflaştırılan yarıiletken henüz polikristal özelliğindedir. Bu aşamadan sonra yarıiletkenin tek kristal halinde büyütülerek içine istenilen özdirenci sağlayacak oranda safsızlık (katkı) maddelerinin katkılanması gerekir. Silisyum son yörüngesinde 4 elektron taşıyan (IVA grubu) bir elementtir. Silisyum, bor gibi III A grubu elementlerinden biri ile katkıldığında oluşan madde bir elektron eksikliği nedeniyle elektron alma eğilimindedir. Böylece p-tipi yarıiletken elde edilmiş olur ve bu yarıiletkende düşük yoğunluğu elektron yoğunluğundan fazladır. Benzer şekilde silisyuma fosfor gibi VA grubu elementlerinden biri katkılanırsa bir elektron fazlalığı nedeniyle oluşan madde elektron verme eğilimindedir ve bu tür yarıiletkene n-tipi yarıiletken adı verilir. Burada

elektron yoğunluğu deşik yoğunluğundan daha büyüktür. Saf bir silisyum kristalinin oda sıcaklığında (300 K) bazı temel fiziksel özellikleri Çizelge 3.1’ de verilmiştir.

Çizelge 3.1. Silisyumun oda sıcaklığındaki bazı özellikleri

Özellikler	Si
Atom yoğunluğu (Atom/cm ³)	5,0 x 10 ²²
Atom ağırlığı	28,09
Kırılma alanı (V/cm)	3x10 ⁵
Kristal yapısı	Elmas
Yoğunluğu (g/cm ³)	2,328
Dielektrik sabiti	11,9
İletkenlik bandındaki durumların yoğunluğu N _c (cm ⁻³)	2,8 x 10 ¹⁹
Valans bandındaki durumların yoğunluğu N _v (cm ⁻³)	1,04 x 10 ¹⁹
Saf taşıyıcı yoğunluğu n _i (cm ⁻³)	1,45 x 10 ¹⁰
Saf öz direnci (Ω.cm)	2,3x10 ⁵
Örgü sabiti(Å)	5,43095
Elektronların etkin kütlesi, m [*] /m ₀	m _l [*] =0,98, m _t [*] =0,19
Deşiklerin etkin kütlesi, m [*] /m ₀	m _{lh} [*] =0,16, m _{hh} [*] =0,49
Elektron yakınlığı, χ (eV)	4,05
Yasak enerji aralığı (eV)	1,12
Mobilitesi elektron – hole (cm ² /V.s)	1,450-500
Erime sıcaklığı (°C)	1414
Termal iletkenliği (W/cm.K)	1,56
Kaynama noktası (°C)	2900
Molar hacmi (ml/ mol)	12,06
Mineral Sertliği	6,5

Metal-yarıiletken sistemler yıllardır incelenmektedir. Bu incelemeler temelde Si ve GaAs tabanlı Schottky kontaklar üzerinde yapılmıştır. Özellikle Si elektronik cihazlarda kullanılan çok önemli bir malzemedir ve Si tabanlı Schottly kontaklar birçok cihazda ve entegre devrelerde kullanılmaktadır. Çalışmaımızda (MYY) Schottky diyotların oluşturulması için <100> yönelimine sahip, 8 Ω.cm öz dirençli ve 280 μm kalınlıklı, fabrikasyon olarak parlatılmış p-tipi (boron katkılı) tek kristal Si yapılar

kullanıldı. Silisyumun diğer yarıiletkenlere göre önemli avantajlarından bazıları aşağıdaki gibi sıralanabilir [45]:

- ❖ Yüzey passivasyonu kolaydır. Böylece yüzey rekombinasyon hızını azaltan kararlı bir oksit tabaka oluşur.
- ❖ Silisyumun sertliğinden dolayı geniş waferlar şeklinde hazırlanabilir.
- ❖ Silisyum termal olarak çok kararlıdır. Bu özellik difüzyon, oksidasyon ve tavlama gibi işlemlerde yüksek sıcaklıklarda çalışmaya izin verir.
- ❖ Doğada bol miktarda bulunduğu için maliyeti düşüktür.
- ❖ Silisyumun yasak enerji aralığının şekli ve boyutudur. Silisyum indirekt bant aralıklı bir yarıiletkendir ve yasak enerji değeri (1,12 eV) onun optoelektronik uygulamaları için limit değeridir.

Çalışmamızda SiO_2 tabaka, Si yaprağın ön yüzeyi steril cam bir kutu içinde oda sıcaklığında iki yıl havaya maruz bırakılarak elde edildi. Silisyum dioksitin oda sıcaklığındaki bazı özellikleri Çizelge 3.2’ de görülmektedir.

Çizelge 3.2. Silisyum dioksitin oda sıcaklığındaki bazı özellikleri

Özellikler	SiO_2
Yapı	Amorf
Yoğunluk (g/cm^3)	2,27
Dielektrik sabiti	3,9
Elektron yakınlığı χ (eV)	0,9
Yasak enerji aralığı E_g (eV)	9
Erime noktası ($^{\circ}\text{C}$)	≈ 1700
Moleküler ağırlığı	60,08
Özdirenci (Ωcm)	$10^{14}-10^{16}$
Termal iletkenliği (W/cm.K)	0,014

3.1.2. Borun (B) temel özellikleri

Bor, 1808 yılında Humphry Davy, Gay-Lussac ve L. J. Thenard tarafından ilk defa % 50 saflıkta izole edilmiştir. Saf bor üretimi ilk kez Amerikalı kimyacı W. Weintraub tarafından 1909 yılında gerçekleştirilmiştir. Bor elementinin en çok bulunduğu mineraller borax ve borasittir. Erime noktasının yüksek oluşundan saf elementel Bor' un eldesi çok zordur. Kristal yapıda bor, BCl_3 ' ün hidrojen ile indirgenmesi ile elde edilir. Amorf bor ise B_2O_3 ' ün magnezyum ile indirgenmesi ile elde edilir. KBF_4 ' ün elektrolizi ile çok saf B elde edilebilir. Borun oda sıcaklığındaki bazı fiziksel özellikleri Çizelge 3.3' te verilmiştir. Çalışmamızda Si, p-tipi yarıiletken elde etmek için bor katkılanmıştır.

Çizelge 3.3. Borun oda sıcaklığındaki bazı fiziksel özellikleri

Özellikler	B
Yapı	Amorf ve kristal
Yoğunluk (g/cm^3)	2,46 (Kristal) 1,73 (Amorf)
Erime noktası ($^{\circ}\text{C}$)	2076
Kaynama noktası ($^{\circ}\text{C}$)	3927
Termal iletkenliği (W/cm.K)	0,27
Mineral sertliği	9,3

3.1.3. Alüminyumun (Al) temel özellikleri

MY, MYY ve MOY yapılarda ohmik ve doğrultucu kontaklar için çok saf metaller kullanılır. Metaller, yüksek elektrik ve ısı iletkenliğine sahip elementlerdir. Çalışılan yarıiletkenin türüne göre alüminyum ve altın gibi uygun metaller seçilir. Çalışmamızda ohmik ve doğrultucu kontaklar için ($\sim 99,99\%$) saflıkta alüminyum kullanılmıştır.

Alüminyum 1827 yılında Wohler tarafından bulunmuştur. Alüminyum hafif bir metaldir ve doğada serbest halde bulunmaz, $\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ (boksit) mineralinden elde

edilir. Boksit içerisinde aynı zamanda Fe_2O_3 ve SiO_2 gibi safsızlar vardır. Boksit, NaOH ile reaksiyona sokularak, demir çökelek olarak, sodyum alüminat ve sodyum silikat ise çözeltide kalır. Bu çözeltiden CO_2 geçirilerek sodyum silikat çözeltide kalırken alüminyum, alüminyum oksit şeklinde çöker. Çökelek çözeltiden filtre edilerek ayrılır, yıkanır ve ısıtılarak saf alümina (Al_2O_3) elde edilir. Daha sonra elde edilen alüminanın elektrolizi sonucunda saf alüminyum elde edilir.

Çizelge 3.4. Alüminyumun oda sıcaklığındaki bazı fiziksel özellikleri

Özellikler	Al
Yoğunluk (g/cm^3)	2,7
Erime noktası ($^{\circ}\text{C}$)	≈ 660
Kaynama noktası ($^{\circ}\text{C}$)	2519
Termal iletkenliği (W/cm.K)	237
Mineral sertliği	2,75
Elektriksel iletkenliği ($\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$)	$3,77 \times 10^5$

Alüminyum kullanılarak oluşturulan Schottky kontaklarda alttaş sıcaklığı çok önemlidir. Çünkü alüminyum oksijenle çok çabuk reaksiyon verebilir. Bu nedenle metal çöktürme işlemi çok yüksek vakum altında gerçekleştirilmelidir.

3.2. Metal-Yalıtkan-Yarıiletken Yapıların Hazırlanması

$\text{Al/SiO}_2/\text{p-Si}$ (MYY) Schottky diyotların oluşturulması için $\langle 100 \rangle$ yönelimine sahip, $8 \Omega.\text{cm}$ öz dirençli ve $280 \mu\text{m}$ kalınlıklı, fabrikasyon olarak parlatılmış p-tipi (boron katkılı) tek kristal Si yapraklar kullanıldı. Yaklaşık 2" çaplı p-tipi Si yapraklar bir elmas kesici yardımıyla dört eşit parçaya (çeyrek yaprak) bölündü ve bir çeyrek yaprak içerisindeki 33 adet diyot incelendi. Doğrultucu ve ohmik kontaklardan iyi sonuç alabilmek için mekanik ve kimyasal temizlemenin çok iyi yapılması gerekir. Bu çalışmada kullanılan kristaller fabrikasyon olarak parlatılmış olduğundan mekanik temizleme yapılmadı sadece kimyasal temizleme yapıldı. Kimyasal temizleme aşamaları aşağıda sırasıyla verildi.

1. Temizleme sırasında özdirenci yaklaşık 18 M Ω .cm olan deiyonize su kullanıldı. Tüm kimyasal temizleme işlemleri ultrasonik banyo içinde gerçekleştirildi. Öncelikle kristalleri tutmak için kullanılan cımbız v.b araç ve kaplar fırında yaklaşık 100 °C ısıtılarak sterilize edildi. Daha sonra hidrojen peroksit (H₂O₂) ve aseton ile yaklaşık 5 dakika yıkanarak ardından da deiyonize su ile (5 dakika) iyice durulandı.
2. Si yapraklar Trichloroethylene, acetone ve metanol içinde 3 dakika ultrosonik olarak temizlendi ve ardından deiyonize suda 5 dakika yıkandı.
3. Eşit miktarda sülfirik asit (H₂SO₄), hidrojen peroksit (H₂O₂) çözeltilerinden oluşturulan karışımda ultrosonik olarak 3 dakika temizlendi. Deiyonize su içerisinde ultrosonik olarak 10 dakika yıkandı.
4. Hacim oranları sırasıyla verilen 6:1:35 HNO₃+HF+ H₂O ve % 20 HF karışımında 3 dakika ultrosonik olarak temizlendi sonra deiyonize suda yıkandı.
5. Ardından Si yapraklar yeteri kadar uzun bir süre deiyonize suda durulandı.

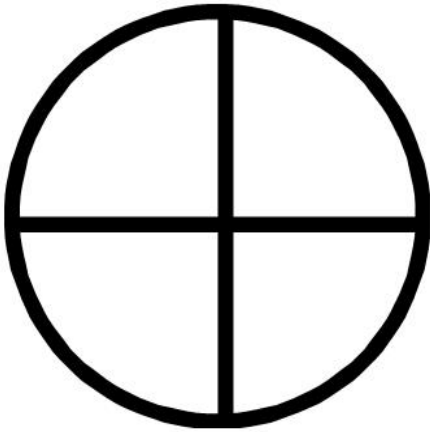
Kimyasal olarak temizlenmiş p-tipi silisyum kristal yüzeyde oksitlenme olasılığını önlemek için kuru azot (N₂) ile kurutulduktan sonra hemen vakum ortamına alındı.

Al/SiO₂/p-Si (MYY) diyotların yapımında alt ve üst kontakları almak için gerekli kalınlıktaki Alüminyum tabaka, yağ-vakum pompa sisteminde buharlaştırma yöntemiyle aşağıdaki adımlarda oluşturuldu:

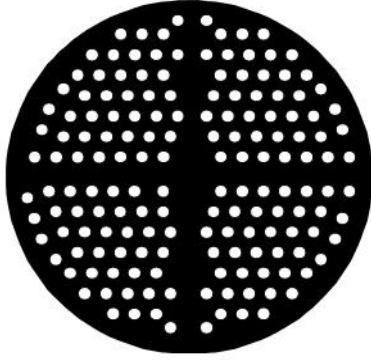
1. Öncelikle Ohmik kontağı oluşturmak için kimyasal olarak temizlenen yarıiletken mat yüzeyi aşağı gelecek şekilde maske üzerine yerleştirildi. Ohmik kontaklar için Şekil 3.1' de gösterilen maskeye benzer bir maske kullanıldı. Vakum sisteminde elde edilen 2x10⁻⁶ Torr basınç altında üzerinden akım geçirilen

tungsten flaman yardımı ile oldukça saf alüminyum ($\sim 99,99\%$) buharlaştırılarak Si yaprağın arka yüzeyine $\sim 2500 \text{ Å}$ Al tabaka oluşturuldu.

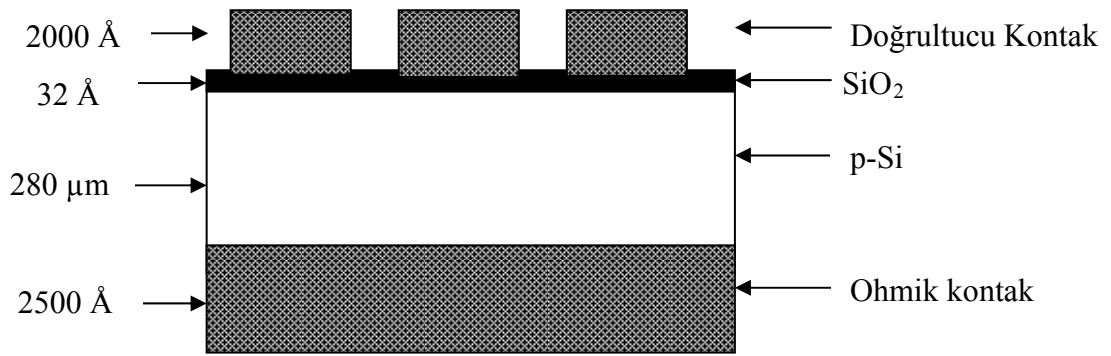
2. Buharlaştırma ile elde edilen bu arka kontağın, Si yaprağın üzerine çöktürülmesi ile ohmik kontak elde edildi. Bu işlem $550 \text{ }^{\circ}\text{C}$ sıcaklık içerisinde 60 dakika süreyle ortamdan $\sim 2\text{ litre/dakika}$ hızında kuru azot gazı (N_2) geçirilerek yapıldı.
3. Ohmik kontakten sonra Si yaprağın ön yüzeyi steril cam bir kutu içinde oda sıcaklığında iki yıl havaya maruz bırakıldı ve doğal oksit tabaka (SiO_2) oluştu. Bu oksit tabakanın kalınlığı numune hazırlandıktan sonra yüksek bir frekansta (1 MHz) C-V ölçümlerinden 32 Å olarak hesaplandı.
4. Gerekli elektriksel ölçümleri alabilmek için $\sim 2000 \text{ Å}$ kalınlığında, 1 mm çapında Al kontaklar Şekil 3.2' de görülen maske yardımıyla doğal oksit tabaka üzerine buharlaştırıldı. Böylece doğrultucu kontağın da oluşturulmasıyla $\text{Al/SiO}_2/\text{p-Si/Al}$ şeklinde MYY diyotlar elde edildi. Soğuması için bir süre bekletilen kristal vakum ortamından çıkartıldı.



Şekil 3.1. Omik kontak oluşturulurken kullanılan bakır maske



Şekil 3.2. Doğrultucu kontak oluşturulurken kullanılan bakır maske



Şekil 3.3. Al/SiO₂/p-Si/Al (MYY) diyotun şematik gösterimi

3.3. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri

Elektriksel karakteristikler için gerekli ölçümlerin tamamı Gazi Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Yarıiletken (Starlab) Laboratuvarında gerçekleştirildi. Akım-gerilim (I-V) ölçümlerinde Keithley 220 programlanabilir sabit akım kaynağı, Keithley 614 elektrometre (Şekil 3.4a) kullanıldı. Kapasitans-gerilim (C-V) ölçümlerinde ise Hawlett Packard 4192A LF Empedans Analiz metre (5 Hz – 13 MHz) (Şekil 3.4b) kullanıldı. Tüm bu ölçümler Hawlett Packard bilgisayarına takılan bir IEEE-488 ac/dc çevirici kart yardımıyla kumanda edilerek Janes vpf-475 kriyostat (Şekil 3.4c) içinde $\sim 10^{-3}$ Torr basıç altında gerçekleştirildi. Sıcaklık kontrolü ise bir Lake Shore model 321 sıcaklık kontrol sistemiyle (Şekil 3.4d) kontrol edildi.



(a)



(b)

Şekil 3.4. Kapasitans-voltaj ve iletkenlik-voltaj ölçümleri için kullanılan düzenekler
 a) Keithley 220 programlanabilir sabit akım kaynağı, Keithley 614 elektro
 metre b) Hawlett Packard 4192A LF Empedans Analiz metre c) Janes
 vpf-475 kriyostat d) Lake Shore model 321 sıcaklık kontrol sistemi



(c)



(d)

Şekil 3.4. (Devam) Kapasitans-voltaj ve iletkenlik-voltaj ölçümleri için kullanılan düzenekler a) Keithley 220 programlanabilir sabit akım kaynağı, Keithley 614 elektro metre b) Hawlett Packard 4192A LF Empedans Analiz metre c) Janes vpf-475 kriyostat d) Lake Shore model 321 sıcaklık kontrol sistemi

4. DENEYSEL SONUÇLAR

Bu çalışmada aynı şartlarda Si çeyrek yaprak (wafer) üzerinde üretilen doğal yalıtkan (SiO_2) arayüzey tabakalı 33 adet Al/p-Si Schottky diyot (SD) için temel elektriksel parametreler, deneysel I-V, C-V ve G/w-V ölçümlerinden elde edildi. C-V ve G/w-V ölçümleri, arayüzey durumlarının etkisini minimize etmek için yeterince yüksek frekansta (1 MHz) gerçekleştirildi. Diyotlar aynı şartlarda hazırlanmasına rağmen temel elektriksel diyot parametrelerinin diyottan diyoda değiştiği gözlemlendi. Bu nedenle hem doğru beslem I-V hem de ters beslem C^{-2} -V verilerinden elde edilen temel diyot parametrelerinin dağılımları bir Gaussian fonksiyonu ile fit edildi. Ayrıca seçilen bir örnek Al/p-Si SD için I-V karakteristikleri 80-300 K sıcaklık aralığında incelendi. Deneysel sonuçlar, yalıtkan tabakanın, N_{ss} , engel homojensizliğinin ve R_s 'nin varlığının metal-yarıiletken Schottky diyotların elektriksel karakteristiklerini önemli ölçüde etkilediğini göstermiştir.

4.1. Aynı Şartlarda Hazırlanan 33 Adet Al/p-Si Schottky Diyodun I-V

Karakteristiklerinin İncelenmesi

MYD diyotlarda akım-iletim mekanizmaları; yüzey hazırlama işlemleri, oksit tabakanın oluşturulması, metalden yarıiletken engel yüksekliği, yarıiletkenin safsızlık yoğunluğu, arayüzey durumların yoğunluğu, sıcaklık ve gerilim gibi pek çok parametreye bağlıdır [11, 48]. MYD yapıda akım iletimi, tek bir akım iletim mekanizmasının etkisinde olabildiği gibi birkaç akım iletim mekanizmasının etkisinde de olabilir. MYD kontakların elektriksel karakteristiklerinin tam olarak anlaşılmasında, hangi durumda hangi akım-iletim mekanizmalarının etkili olduğunu belirlemek büyük önem taşımaktadır [1-3].

Bu çalışmada öncelikle Al/ SiO_2 /p-Si Schottky diyodların oda sıcaklığında doğru beslem I-V karakteristikleri incelendi ve seçilen örnek altı adet diyot için I-V eğrileri Şekil 4.1' de verildi. İdeal bir Schottky diyotun doğru beslem I-V karakteristiği $V > 3kT/q$ sınırında azınlık taşıyıcı etkileri ihmal edilerek Bethe'nin termiyonik emisyon (TE) teorisine göre [10],

$$I = I_o \left[\exp \left(\frac{qV_D}{kT} \right) - 1 \right] \quad (4.1)$$

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

$$I_o = A^* A T^2 \exp \left(- \frac{q\Phi_B}{kT} \right) \quad (4.2)$$

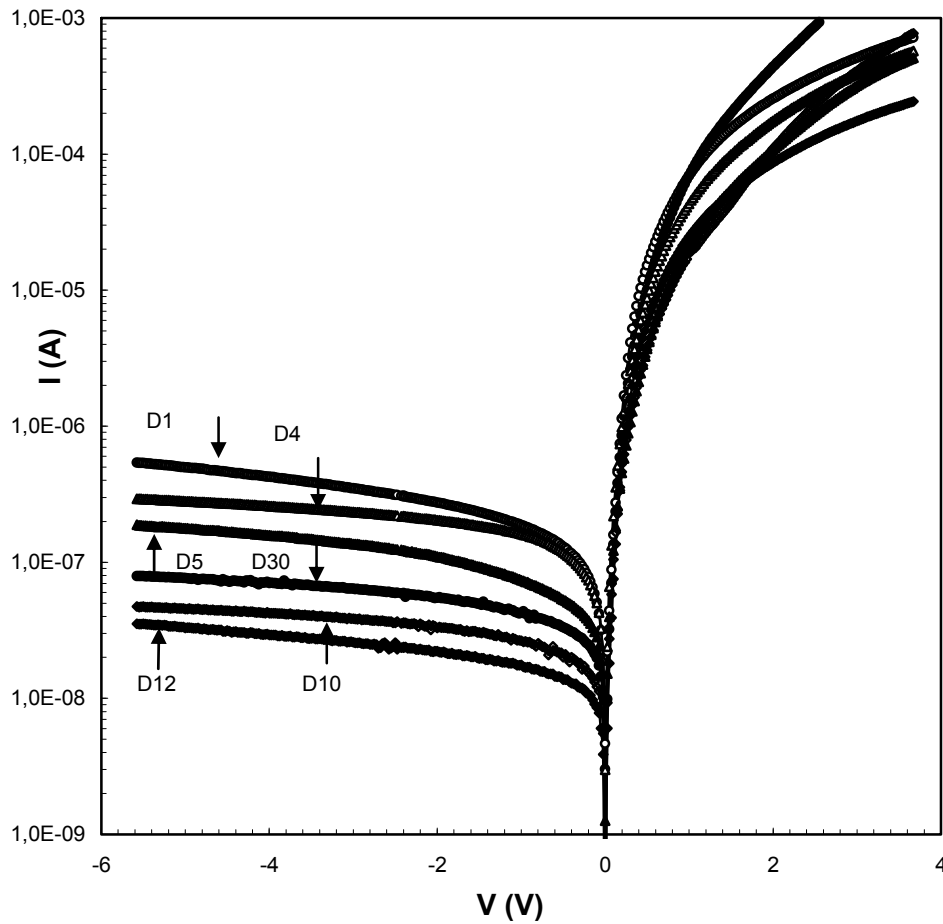
ile verilir. Burada A diyot alanı, A^* etkin Richardson sabiti olup değeri p-tipi Si için $32 \text{ A (cm}^{-2}\text{K}^{-2})$ ve Φ_B potansiyel engel yüksekliğidir. Uygulanan gerilim birkaç kT/q değerinden büyükse $\ln I$ - V grafiğinin bir doğru olması beklenir. Deneysel sonuçlarda doğrunun eğiminin q/kT değerinde olması beklenirken daha küçük değerler elde edilmiştir. Pratikte çoğu Schottky diyot ideal TE teorisinden sapmalar gösterir. Bu ideal olmayan diyot davranışları, idealite faktörü olarak adlandırılan boyutsuz bir n parametresi akım ifadesinde kullanılarak açıklanmıştır ve düzenlenmiş akım ifadesi [10],

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

şeklinde dir. Schottky diyotlarda engel yüksekliğinin tüketim bölgesinde oluşan elektrik alana ve dolayısıyla uygulanan gerilime bağlı olması bu düzeltmeyi gerektirmektedir [1, 49, 50]. Eğer engel yüksekliğinin gerilime bağlılığı sabitse, idealite faktöründe sabit olacaktır. İdealite faktörünün birden büyük olması, uygulanan gerilimin tamamının tüketim bölgesine düşmediğini ortaya koyar. Uygulanan gerilim; arayüzey tabakası, tüketim tabakası ve diyot direnci arasında paylaşılmaktadır.

Şekil 4.1' de de görüldüğü gibi çalıştığımız Al/p-Si Schottky diyotlar ($I_F(V)/I_R(V) > 1000$) iyi bir doğrultucu özelliğe sahiptirler. Termiyonik emisyon teorisinin

kullanılması ile ilgili tartışmalar sadece diyot doğru beslem I-V karakteristiğinin lineer gerilim bölgesi içindir. Şekil 4.1’ de de görüldüğü üzere deneysel yarılogaritmik doğru beslem I-V karakteristikleri ($50 \leq V \leq 600$ mV) orta beslem bölgelerinde lineerdir [51] ama yeterince yüksek voltajlarda $V \geq 600$ mV seri direnç etkisiyle lineerlikten oldukça uzaklaşmıştır. Yüksek doğru beslem değerlerinde I-V eğrilerindeki aşağı doğru bükülme seri dirençten kaynaklanmaktadır. Seri direnç R_s doğru beslem I-V eğrilerindeki lineer olmayan bölgelerde etkilidir ama arayüzey durumları N_{ss} hem terslenim hem de tüketim bölgesinde etkilidir ve bant boşluğundaki arayüzey durumlarının dağılım profilleri bölgeden bölgeye değişir [20].



Şekil 4.1. Seçilen altı adet Al/p-Si Schottky diyot için oda sıcaklığında doğru ve ters beslem LnI-V eğrileri

Doyma akımı I_o değerleri yarılogaritmik $\ln I$ -V eğrisinin lineer kısmının $\ln I$ eksenini kestiği noktadan elde edilir. Diyot alanı ve I_o değerleri kullanılarak sıfır beslem potansiyel engel yüksekliği değerleri (Φ_{Bo}) Eş. 4.2' den

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

hesaplanır. Hesaplamalar sonucunda elde edilen Φ_{Bo} değerleri diyottan diyoda farklılık göstermektedir ve değerler 0,62-0,72 eV arasında değişmektedir (Çizelge 4.1).

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

$$\ln I = \ln I_o + \frac{qV_D}{nkT} \quad (4.5)$$

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

$$n = \frac{q}{kT \tan \theta} \quad (4.6)$$

elde edilir. İdealite faktörünün hesaplanan değerleri 1,62-2,87 arasındadır. Pratikte $n=1$ olan ideal duruma literatürde hemen hemen hiç rastlanmamıştır. Çünkü uygulanan gerilim engel yüksekliğini bir miktar etkilemektedir. Bu etkinin sebebi ideale en yakın Schottky diyotlarda dahi metal-yarıiletken arayüzeyinde en az 5-20 Å kalınlığında ince bir oksit tabakanın doğal olarak oluşmasıdır. Engel yüksekliğinin

uygulanan gerilime bağıllığından kaynaklanan ideal durumdan sapma, $1/n = 1 - (\delta\Phi_B / \delta V)$ şeklinde ifade edilir. Uygulanan gerilimin bir kısmı diyot üzerine düşerken bir kısmı da oksit tabaka üzerine düşeceğinden, engel yüksekliği uygulanan gerilimin bir fonksiyonu olur.

Arayüzey yalıtkan tabakalı metal/yarıiletken Schottky diyotlarda uygulanan doğru beslem voltajı V ($V \geq 3kT/q$) ile akım I arasındaki ilişki ideal durumdan sapmalar ($n > 1$ ve $R_s > 0$) dikkate alınarak Eş. 4.7a' daki gibi düzenlenebilir [1-3, 38].

$$I = I_o \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{q(V - IR_s)}{kT}\right) \right] \quad (4.7a)$$

Schottky diyotlarda uygulanan gerilimin bir kısmı seri direnç üzerine düşeceği için diyot üzerine düşen gerilim $V_D = V - IR_s$ ve V uygulanan dış gerilimdir. Burada I_o tünelleme etkisi de dikkate alınarak aşağıdaki şekilde verilir.

$$I_o = AA^*T^2 \exp(-\alpha\chi^{0.5}\delta) \exp\left(-\frac{q\Phi_{Bo}}{kT}\right) \quad (4.7b)$$

Eş. 4.7b' deki Φ_{Bo} sıfır beslem engel yüksekliği, $\alpha = \left(\frac{4\pi}{h}\right)(2m^*)^{1/2}$ etkin tünelleme kütlelerine ve Planck sabitine bağlı bir sabittir [11, 14], χ ortalama tünelleme engeli, δ arayüzey yalıtkan tabaka kalınlığıdır (arayüzeydeki deşikler tünelleme vasıtasıyla hareket ederler). Arayüzey yalıtkan tabaka kalınlığı yüksek frekansta (1 MHz) C-V karakteristikleri kullanılarak $C_i = \epsilon_i \epsilon_o A / \delta$ eşitliğinden 32 Å olarak hesaplandı (C_i yalıtkan tabakanın kapasitansıdır). Burada $(-\alpha\chi^{0.5}\delta)$ terimi oksit tabaka boyunca geçiş katsayısı veya tünelleme faktörü olarak bilinir [20]. Eş. 4.7 sadece doğru beslem durumunda geçerlidir çünkü ters beslem akımı (elektronların metalden yarıiletken tünellenmesi nedeniyle) ihmal edilmiştir.

Arayüzey yalıtkan tabaka, yüzey yükleri ve benzer etkiler idealite faktörünü büyütür. Bu durumlarda deneysel I-V ölçümleri ideal durumlardan sapmalar gösterir. Böylece hesaplamalarda elektriksel parametrelerin doğruluğu ve güvenilirliği azalır. Bu hataları gidermek için doyma akım ifadesi de n terimini içermelidir. Deşiklerin tünellenme ihtimaliyeti her diyot için gözlemlenebilir (Eş. 4.7b ve Çizelge 4.1). Çalışmamızda $\alpha = 0,526 \text{ eV}^{-1/2} \text{ \AA}^{-1}$ ($m^* = 1,51 \times 10^{-12} \text{ eVs}^2 \text{ m}^{-2}$ ve $h = 4,135 \times 10^{-15} \text{ eVs}$) değeri kullanılarak ortalama tünelleme engel yüksekliği χ 0,508 eV olarak bulundu (Eş. 4.7b). Bu değer oldukça yüksektir ve arayüzey yalıtkan tabaka boyunca geçiş sadece tünelleme nedeniyledir.

$$\exp(-\alpha \chi^{0,5} \delta) = I_o [AA^* T^2 \exp(-q\Phi_{Bd} / nkT)]^{-1} \quad (4.8)$$

Tünelleme faktörü kullanılarak her bir diyot için düzeltilmiş engel yüksekliği Φ_{Bd} değerleri Eş. 4.8' den hesaplandı ve Çizelge 4.1' de verildi. Düzeltilmiş engel yüksekliği Φ_{Bd} temel bir parametredir ve sıfır beslem engel yüksekliğinden daima daha büyüktür. Bu idealite faktörünün oldukça yüksek değerleri ve SEY homojensizlikleri nedeniyledir.

Arayüzey durumları enerji dağılımı Şekil 4.1' deki doğru beslem I-V eğrilerindeki yığılım bölgesinden hesaplanabilir. Bu dağılım idealite faktörü ve SEY' nin voltaja bağımlılığı dikkate alınarak elde edilir. Etkin SEY Φ_e ' nin voltaja bağımlılığı idealite faktörü n içerir [11, 38].

$$d\Phi_e / dV = \beta = 1 - 1/n \quad (4.9)$$

β , Φ_e ' nin voltaj katsayısıdır ve hem engel yüksekliğinin hem de arayüzey durumlarının yarıiletken üzerindeki etkisi ile ilgili bir sabittir [38]. Φ_e aşağıdaki gibi verilir [15, 16].

$$\Phi_e = \Phi_{Bo} + \beta V = \Phi_{Bo} + \left(\frac{d\Phi_e}{dV} \right) V \quad (4.10)$$

MYD diyotun sahip olduğu yarıiletkenle dengedeki arayüzey durumları ve idealite faktörü n beklenenden daha büyük olur. Bu konuda Card ve Rhoderick [38] aşağıdaki eşitliği önerdiler.

$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d \ln I} = \frac{1}{(1 - d\Phi_e/dV)} \quad (4.11)$$

Eş. 4.7 sıklıkla I-V karakteristiklerini değerlendirmek için kullanılır. $d\Phi_e/dV$ değeri sabitse, idealite faktörü n de sabit olmalıdır ama Eş. 4.11 kullanılarak hesaplanan idealite faktörü değerleri deneysel sonuçlardan sapar. İdealite faktörünün birden büyük olması yalıtkan arayüzey tabakasının bir sonucu olduğundan idealite faktörü arayüzey parametrelerine de bağılı olmalıdır [38, 48, 50]. İdealite faktörünü oksit tabaka kalınlığı (δ) ve arayüzey durum yoğunluğuna bağlayan ifade, deneysel $\ln\{I/[1-\exp(-qV/kT)]\}$ -V eğrisinin eğiminden doğru beslemde elde edilebilir [38, 50].

$$n = 1 + \frac{\frac{\delta}{\epsilon_i} \left(\frac{\epsilon_s}{W_D} + qN_{sb} \right)}{1 + \frac{\delta}{\epsilon_i} q^2 N_{sa}} \quad (4.12)$$

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

$$W_D = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_A} V_o} \quad (4.13)$$

Burada V_o yüzey potansiyelidir [2].

MYT tipi Schottky diyotlarda arayüzey durumları tamamıyla yarıiletkenin denetimindedir. Bu metal/yarıiletken arayüzeyinde yeterince yüksek ($>25\text{\AA}$) yalıtkan tabaka kalınlığı nedeniyledir [1]. Arayüzey durum yoğunluğu ifadesi Card ve Rhoderick tarafından elde edildi ve [1, 29] aşağıdaki şekilde verildi.

$$N_{ss} = \frac{1}{q} \left[\frac{\epsilon_i}{\delta} (n(V) - 1) - \frac{\epsilon_s}{W_D} \right] \quad (4.14)$$

Çizelge 4.1. Seçilen altı adet Al/p-Si SD için I_o , n , $\Phi_{Bo}(I-V)$, $\Phi_{Bd}(I-V)$, N_{ss} ve $\alpha\chi^{1/2}\delta$ I-V karakteristikleri kullanılarak hesaplanan temel diyot parametreleri

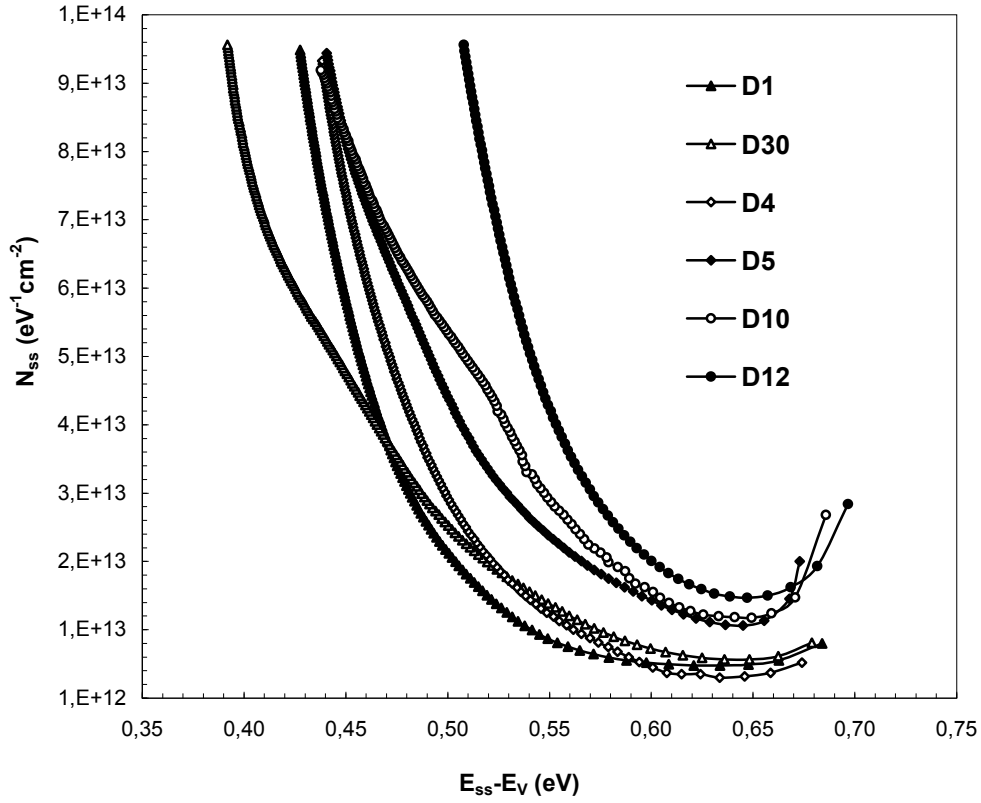
Diyot No	I_o (A)	n	Φ_{Bo} (I-V)(eV)	Φ_{Bd} (I-V)(eV)	N_{ss} ($\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$)	$\alpha\chi^{1/2}\delta$
1	$2,04 \times 10^{-8}$	1,88	0,70	1,02	$5,65 \times 10^{12}$	6,09
4	$1,19 \times 10^{-8}$	1,76	0,71	0,98	$4,85 \times 10^{12}$	6,11
5	$3,40 \times 10^{-8}$	2,18	0,69	1,15	$7,56 \times 10^{12}$	6,08
10	$2,00 \times 10^{-8}$	2,16	0,70	1,17	$8,78 \times 10^{12}$	6,11
12	$1,08 \times 10^{-8}$	1,98	0,72	1,10	$6,25 \times 10^{12}$	6,13
30	$2,08 \times 10^{-8}$	2,07	0,71	1,11	$6,81 \times 10^{12}$	6,19

Arayüzey durumlarının enerjisi p-tipi yarıiletkenler için E_{ss} ve yarıiletken yüzeyinin valans band kenarı tepesi ile [11, 20, 38, 52, 53]

$$E_{ss} - E_v = q(\Phi_e - V) \quad (4.15)$$

şeklinde verilir. Doğal yalıtkan tabakalı seçilmiş altı adet Al/p-Si Schottky diyot için arayüzey durum yoğunluğunun (N_{ss}) dağılım profili doğru beslem I-V ölçümlerinden enerjinin ($E_{ss}-E_v$) bir fonksiyonu olarak, engel yüksekliğinin (Φ_e) gerilime bağlı olduğu dikkate alınarak elde edildi ve Şekil 4.2' de gösterildi. Şekil 4.2' de görüldüğü gibi tüm diyotlar için N_{ss} , E_v bant boşluğunun ortasına doğru kaydıka

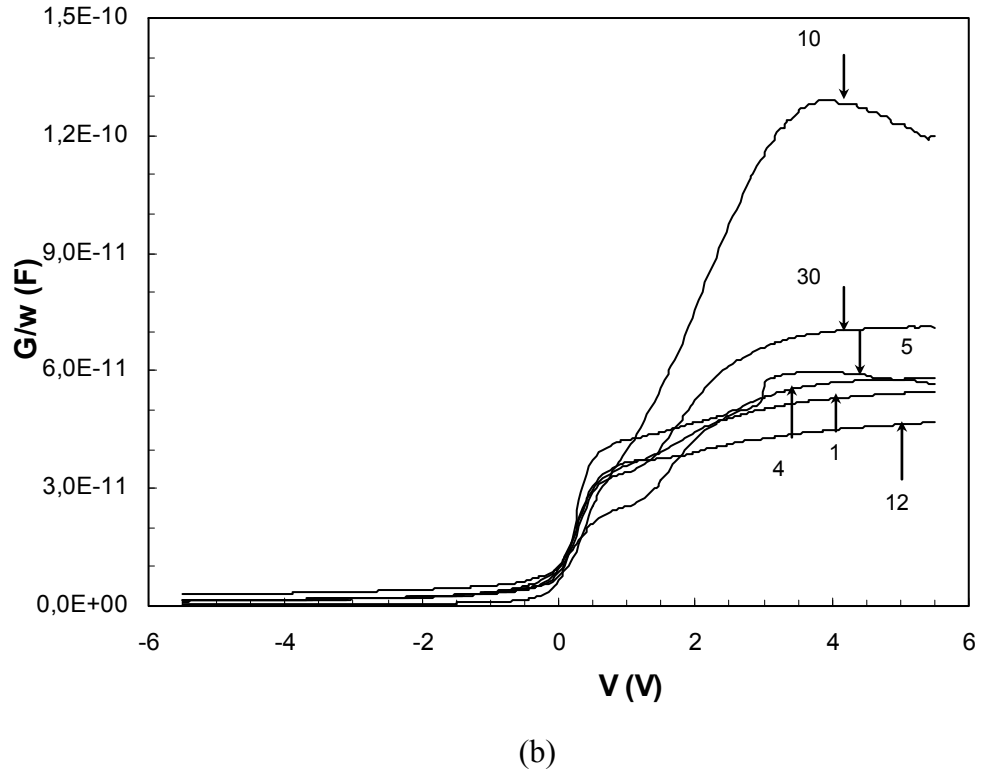
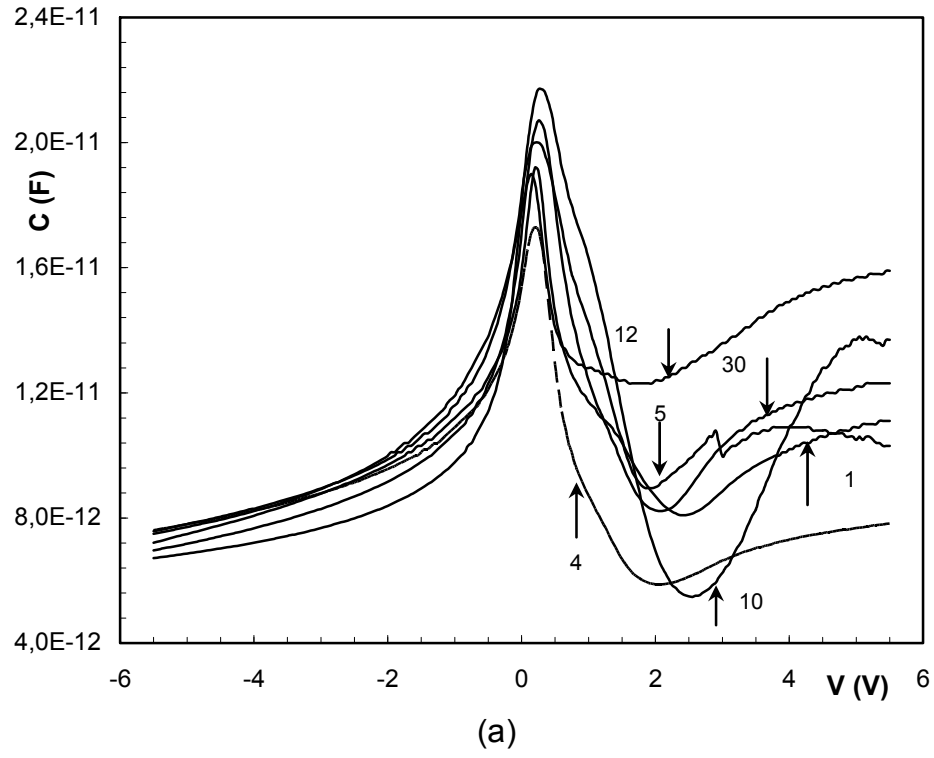
exponansiyel olarak küçük bir artışa sahiptir. Şekil 4.2' nin kıvrımı bulk yarıiletkenin yasak enerji aralığı yakınındaki arayüzey derin seviye yoğunluklarına atfedilir.



Şekil 4.2. Seçilen altı adet Al/p-Si Schottky diyot için I-V karakteristiklerinden elde edilen arayüzey durumlarının enerji dağılım profili

4.2. Al/p-Si Schottky Diyotların C-V ve G/w-V Karakteristikleri

Doğal yalıtkan tabakalı seçilmiş altı adet Al/p-Si Schottky diyot için oda sıcaklığında 1MHz' de (ölçümler çok yüksek frekanslarda ($f \geq 500$ kHz) alındığında arayüzey durumları a.c. sinyali takip edemez) alınan C-V ve G/w-V ölçümleri Şekil 4.3' te gösterilmiştir [2, 49]. Şekil 4.3a' da görüldüğü gibi her bir diyot için kapasitans değerleri sıfır beslemde pikler verirken iletkenlik değerleri hemen hemen artan voltajla artar (Şekil 4.3b). Şekil 4.3a' da görülen pikler bu bölgede arayüzey durumlarının lokalize olduğunu göstermektedir.



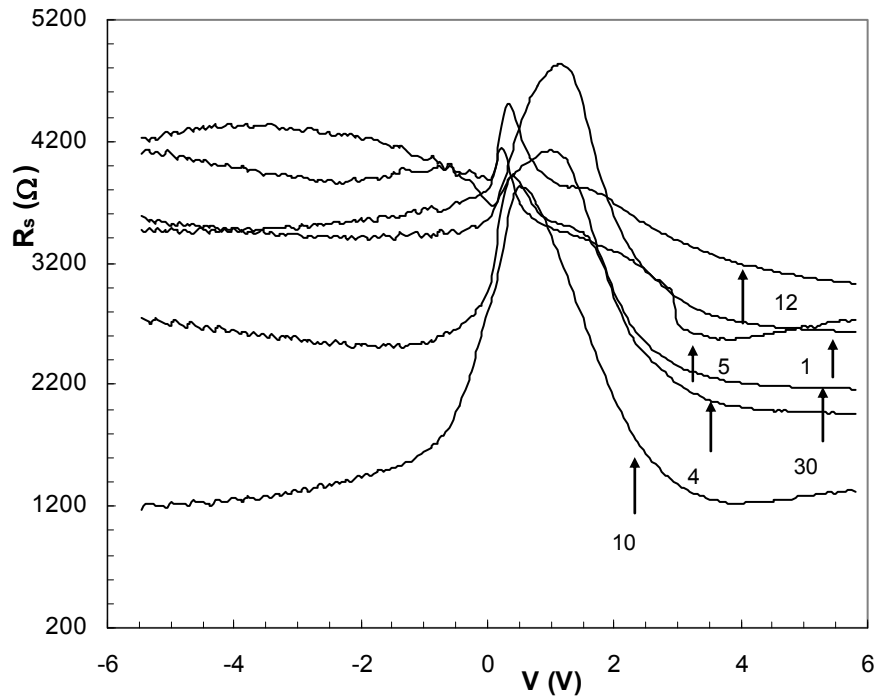
Şekil 4.3. Seçilen altı adet Al/p-Si Schottky diyot için a) C-V b) G/w-V eğrileri

R_s değerleri, 1MHz' de güçlü yığılım bölgesinden admitans tekniği kullanılarak hesaplandı [48].

$$Y_{ma} = G_{ma} + j\omega C_{ma} \quad (4.16)$$

$$R_s = \frac{G_{ma}}{G_{ma}^2 + (\omega C_{ma})^2} \quad (4.17)$$

Burada C_{ma} ve G_{ma} güçlü akümülayon (yığılım) bölgesindeki kapasitans ve iletkenlik değerleridir. Seri direnç ve MYY tipi Schottky diyotların arayüzey durumları kapasitans ve iletkenliğin voltaja bağımlılığının etkisindedir. Bu yüzden Eş. 4.17 kullanılarak 1MHZ' de seri direnç değerleri hesaplandı ve Şekil 4.4' te verildi. Şekil 4.4'te görüldüğü gibi seçilen her bir diyot için R_s değerleri arayüzey durumlarının yoğun olduğu sıfır beslem durumunda pikler verir [52-54].



Şekil 4.4. Seçilen altı adet Al/p-Si Schottky diyot için R_s -V eğrileri

Seçilen altı diyot için C^{-2} -V eğrileri 1MHz’ de elde edildi (Şekil 4.5). Şekil 4.5’ te görüldüğü gibi her bir diyot için C^{-2} -V eğrileri yeterince yüksek frekanslarda geniş bir voltaj aralığında lineer bir bölge verir (taşıyıcı yaşam zamanı oldukça büyüktür). Böylece arayüzey durumları a.c. sinyali takip edemezler [49, 52, 54]. C^{-2} -V karakteristikleri [1-3] aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$C^{-2} = \frac{2}{q\epsilon_s A^2 N_A} (V_o + V) \quad (4.18)$$

Burada A diyot alanıdır, ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabitidir. N_A akseptör taşıyıcı yoğunluğudur, V ters beslem voltajıdır. V_o değerleri C^{-2} -V eğrilerinin voltaj eksenine extrapolasyonundan, eksenini kestiği noktadan hesaplandı. Bu değerlerden yararlanılarak da V_D difüzyon potansiyeli elde edildi.

$$V_o = V_D - \frac{kT}{q} \quad (4.19)$$

Engel yüksekliği değerleri Şekil 4.5’ ten yararlanılarak elde edilebilir.

$$\Phi_B(C - V) = V_D + E_F - \Delta\Phi_B \quad (4.20)$$

Burada E_F bulk Fermi seviyesi ile valans band kenarı arasındaki enerji farkıdır. $\Delta\Phi_B$ imaj kuvveti engel düşmesidir [1, 2, 49] aşağıdaki gibi verilir.

$$\Delta\Phi_B = \left[\frac{qE_m}{4\pi\epsilon_s\epsilon_o} \right]^{1/2} \quad (4.21)$$

Burada E_m elektrik alanıdır ve aşağıdaki gibi verilir.

$$E_m = \left[\frac{2qN_A V_o}{\epsilon_s \epsilon_o} \right]^{1/2} \quad (4.22)$$

E_F enerjisi ise aşağıdaki eşitlikten hesaplandı.

$$E_F = \frac{kT}{q} \ln(N_V / N_A) \quad (4.23)$$

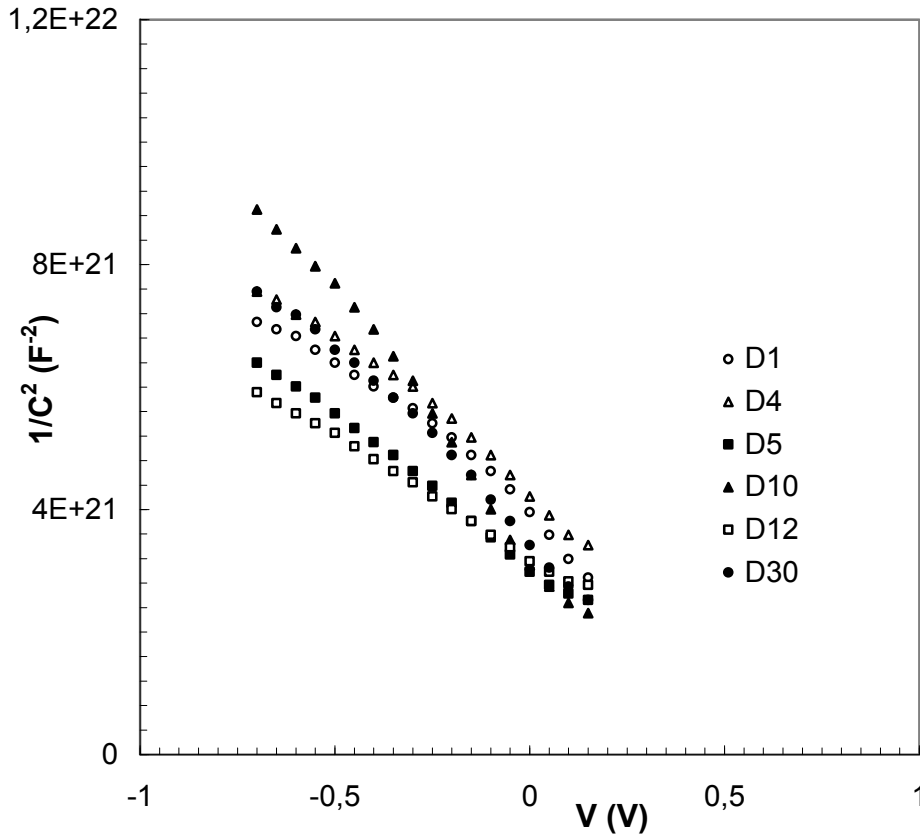
Burada N_V , Si için valans bandındaki etkin durum yoğunluğudur ve

$$N_V = 4,82 \times 10^{15} T^{3/2} (m_h^* / m_o)^{3/2} \text{ ve } (m_h^* / m_o) = 0,55 \quad (4.24)$$

şeklinde ifade edilir. Bu eşitlikte m_h^* deşiklerin etkin kütlesi ve m_o elektron kütlesidir. N_A , E_F , $\Delta\phi_B$, $\Phi_B(C-V)$, R_s , ve N_{ss} değerleri C^{-2} -V eğrilerinden belirlendi ve Çizelge 4.2' de sırasıyla verildi.

Çizelge 4.2. Seçilen altı adet Al/p-Si diyot için N_A , V_D , E_F , $\Delta\phi_B$, $\Phi_B(C-V)$, R_s , N_{ss} ve W_D C-V karakteristiklerinden hesaplanan temel diyot parametreleri.

Diyot No	N_A (cm ⁻³)	V_o (eV)	E_F (eV)	$\Delta\phi_B$ (meV)	Φ_B (eV)	R_s (Ω)	N_{ss} (eV ⁻¹ cm ⁻²)	W_D (cm)
1	$1,00 \times 10^{14}$	0,86	0,30	7,9	1,18	2540	$1,07 \times 10^{14}$	$3,35 \times 10^{-4}$
4	$7,68 \times 10^{13}$	0,70	0,31	7,0	1,03	2800	$1,42 \times 10^{14}$	$3,48 \times 10^{-4}$
5	$1,02 \times 10^{14}$	0,71	0,30	7,6	1,02	2770	$1,05 \times 10^{14}$	$3,00 \times 10^{-4}$
10	$6,63 \times 10^{13}$	0,57	0,31	6,4	0,89	1310	$1,65 \times 10^{14}$	$3,33 \times 10^{-4}$
12	$1,22 \times 10^{14}$	0,84	0,29	8,3	1,16	2950	$8,70 \times 10^{13}$	$3,00 \times 10^{-4}$
30	$1,34 \times 10^{14}$	0,87	0,29	6,9	1,16	623	$7,83 \times 10^{13}$	$1,90 \times 10^{-4}$



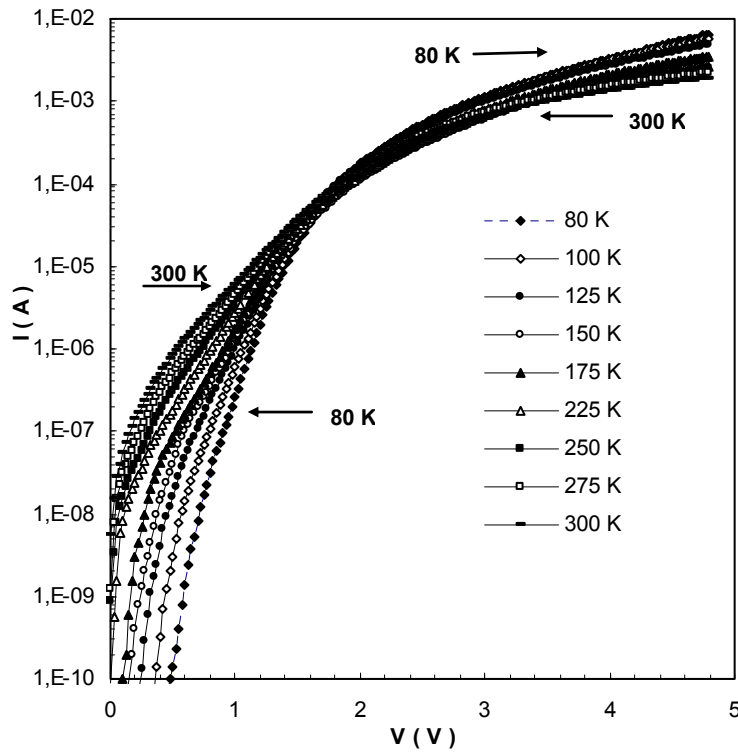
Şekil 4.5. Seçilen altı adet Al/p-Si Schottky diyot için C^{-2} -V eğrileri

4.3. Sıcaklığa Bağlı I -V Karakteristikleri

MYŞ Schottky diyotların sıcaklığa bağlı akım-iletim mekanizmaları ile ilgili çalışmalar opto-elektronik ve yüksek frekans uygulamalarında büyük önem taşır. Çünkü bu yapıların sadece oda sıcaklığında ölçülen I-V karakteristikleri bize akım-iletim mekanizmaları veya engel oluşumunun doğası hakkında yeterli bilgi veremeyebilir. Ancak sıcaklığa bağlı I-V karakteristikleri MYŞ Schottky diyotların farklı yönlerini anlamamız için yeterli bilgi verebilir.

Doğal yalıtkan tabakalı Al/p-Si Schottky diyotların I-V karakteristikleri 80-300 K sıcaklık aralığında incelendi. Burada sadece örnek bir Al/SiO₂/p-Si Schottky diyot üzerinde çalışıldı. 80-300 K sıcaklık aralığında Al/SiO₂/p-Si MYŞ Schottky diyotun yarı-logaritmik doğru beslem I-V eğrileri Şekil 4.6' a gösterilmiştir. Şekil 4.6' da görüldüğü gibi belli bir voltaja kadar ($V_F \approx 2 \text{ V}$) akım artan sıcaklıkla literatüre

uygun olarak artmakta $V_F \approx 2$ V değerinde ise $\ln(I)$ -V karakteristikleri her bir sıcaklık için sabit bir voltaj değerinde kesişmektedir. Yani belirli bir voltaj değerinde diyot boyunca akım sıcaklıktan bağımsızdır. Benzer sonuçlar Schottky diyotların doğru beslem I-V eğrilerinin simülasyonlarında da elde edilmiştir. Diyotta seri direncin varlığında akımın doyuma ulaşması nedeniyle bir bükülme meydana gelir ve bu kesişmenin gizlenmesinde önemli bir rol oynar [46, 55]. Chand [46] homojen engel yüksekliğine sahip Schottky diyotlar için doğru beslem I-V eğrilerindeki bu kesişimin sadece sıfır seri direnç ile anlaşılabilirliğini açıklamıştır. Üzerinde çalıştığımız SD diyot sıfırdan oldukça büyük bir seri dirence sahip olduğundan çalıştığımız diyotun homojen olmadığını I-V eğrilerindeki bu kesişim de ortaya koymaktadır. Burada akım ifadesi için tünelleme etkisi de göz önüne alınarak Eş. 4.7a kullanıldı. Şekil 4.6’ da görülen yüksek voltajlarda doğru beslem I-V grafiklerindeki bükülme R_s etkisinden kaynaklanmaktadır.



Şekil 4.6. Al/p-Si Schottky diyot için farklı sıcaklıklarda yarılogaritmik I-V eğrileri

Çizelge 4.3' de I_o , n ve Φ_{Bo} ' in sıcaklıkla değişimi verildi. Burada I_o değerleri yarı-logoritmik doğru beslem I-V eğrilerinin lineer bölgelerinin extrapolasyonundan sıfır beslemde ($V=0$) akım ekseninin kesim noktalarından elde edildi. Φ_{Bo} değerleri ise Eş. 4.4b' den n değerleri ise $\ln I$ -V eğrisinin lineer bölgesinin eğiminden hesaplandı. Çizelge 4.3' te görüldüğü gibi, I_o , n ve Φ_{Bo} ' in hesaplanan değerleri üzerinde sıcaklık oldukça etkilidir. Al/SiO₂/p-Si Schottky diyot için sırasıyla 80 K ve 300 K' deki deneysel I_o , n ve Φ_{Bo} değerleri $6,9 \times 10^{-15}$ A, 6,46 ve 0,28 eV (80 K) dan $1,3 \times 10^{-8}$ A, 3,40, ve 0,73 eV'a (300 K) değişir. İdealite faktörünün oldukça yüksek olması, arayüzey durumlarının özel bir dağılımına ve metal-yarıiletken arasındaki yalıtkan tabakanın varlığına atfedildi [38, 56-59].

Doğru beslem I-V karakteristiklerinden hesaplan Φ_{Bo} değerleri beklenmeyen bir davranış gösterir ve artan sıcaklıklarla artar. Şekil 4.7' de görüldüğü gibi, Φ_{Bo} ' in sıcaklığa bağımlılığı Schottky engel yüksekliğinin bilinen negatif sıcaklık katsayılarıyla karşılaştırıldığında tutarsız bir davranış gösterir. Φ_{Bo} değerleri azalan sıcaklıkla azalırken, idealite faktörünün 3,40-6,46 arasında arttığı görüldü. İdealite faktörlerinin yüksek değerleri akım iletim mekanizmasının TE teorisinden saptığını gösterir. Bu nedenle engel yüksekliği ters beslem doyma akım ifadesi (Eş. 4.8) düzenlenerek aşağıdaki gibi yeniden elde edilir.

$$\Phi_{Bd}(I - V) = n \frac{kT}{q} \left[\ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_o}\right) - a\chi^{1/2}\delta \right] \quad (4.25)$$

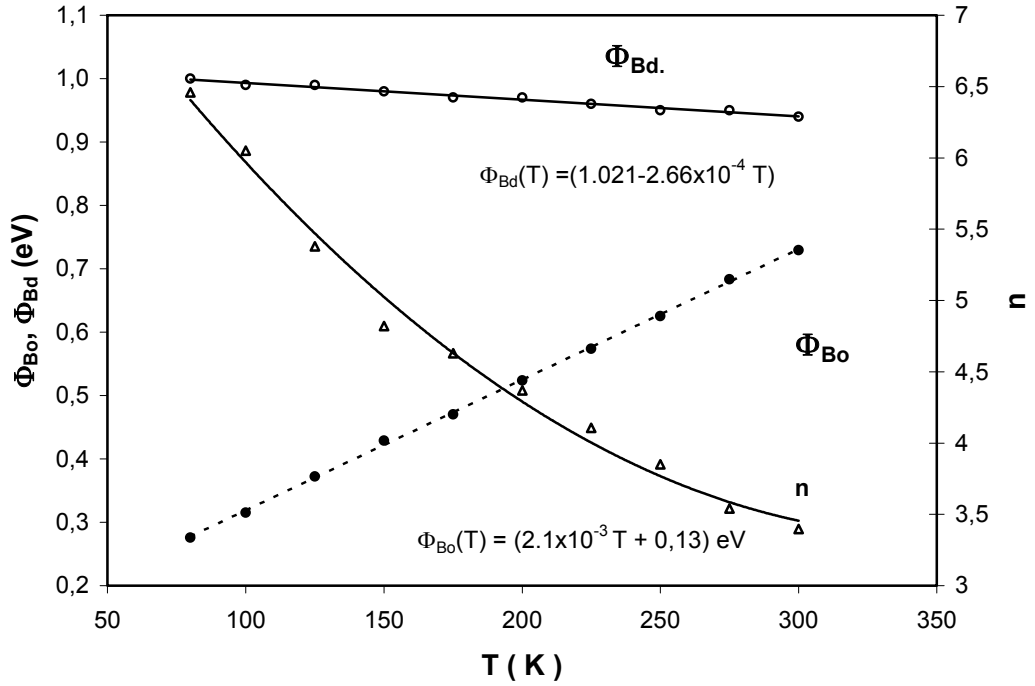
Sadece $V > 3kT/q$ durumunda Eş. 4.25 geçerlidir çünkü ters akımın katkısı ihmal edilmiştir. Sıcaklığa bağlı engel yüksekliği her bir sıcaklık için Eş. 4.25 kullanılarak incelendi ve Çizelge 4.3' de verildi. Burada Tünelleme faktörü 15,5 olarak hesaplanmıştır [65]. Aynı zaman da Şekil 4.7' de sıcaklığın bir fonksiyonu olarak engel yüksekliği değerleri gösterildi ve şekilde de görüldüğü gibi bu değerler sıcaklıkla hemen hemen lineer olarak değişirler ve aşağıdaki eşitlik yazılabilir.

$$\Phi_{Bd} = \Phi_{Bd}(0K) - \alpha T \quad (4.26)$$

Burada $\Phi_{Bd}(0K)$ sıfır K deki düzenlenmiş engel yüksekliği ve α ise engel yüksekliğinin negatif sıcaklık katsayısıdır ve Eş. 4.26 kullanılarak $\alpha = -2,66 \times 10^{-4}$ eV/K olarak bulundu. Ayrıca engel yüksekliği 1,021 eV olarak bulundu ve Si için 0 K deki yasak enerji aralığı ile karşılaştırıldı. Bu sonuçlar literatürle oldukça uyumludur [27, 64, 66-68]. Ayrıca engel yüksekliği Si için sıfır beslem yasak enerji aralığının büyüklüğüne yakındır.

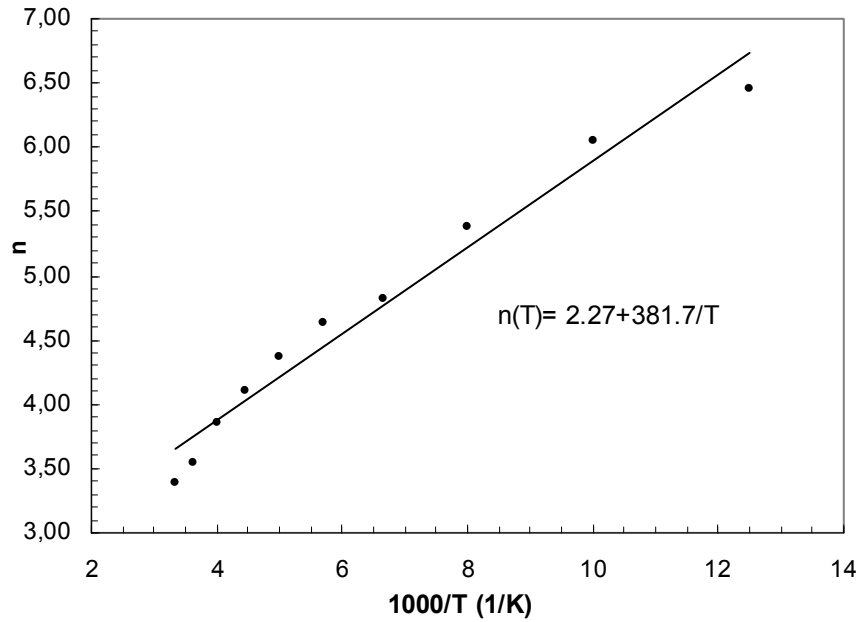
Şekil 4.8' de görüldüğü gibi, idealite faktörü sıcaklığın tersiyle hemen hemen lineer olarak değişir ve aşağıdaki şekilde ifade edilebilir [21].

$$n(T) = n_o + \frac{T_o}{T} \quad (4.27)$$



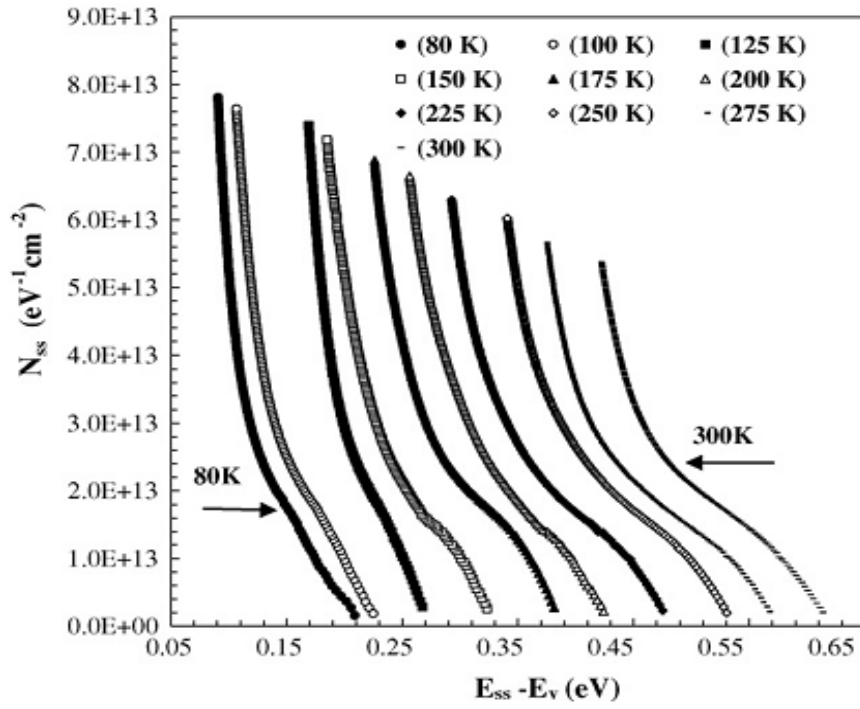
Şekil 4.7. Al/p-Si Schottky diyot için sıcaklığa bağlı doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen Φ_{Bo} -T, Φ_{Bd} -T ve n -T eğrileri

Burada n_0 ve T_0 sabitlerdir ve sırasıyla değerleri 2,27 ve 381,7 K dir. n' in sıcaklığa bağlı değerleri (6,46-3,40) termiyonik alan emisyonu tarafından kontrol edilen akım iletim mekanizmasına işaret eder [21, 28, 60-63]. Bu da diyotta metal-yarıiletken arayüzeyindeki yalıtkan tabakanın uzaysal dağılımı nedeniyle yüzey durumlarının etkilerinin daha baskın olduğunu ifade eder. Burada $n(V)$, R_s ' de kullanılarak $n(v)=q(V-IR_s)/kT \ln(I/I_0)$ şeklinde ifade edilir. Bu n değerlerinden yararlanılarak Çizelge 4.3' te verilen yarıiletkenle dengeli N_{ss} değerleri 80-300 K arasında $\delta = 32$ Å [1], $\epsilon_s=11,8\epsilon_0$, $\epsilon_i=4\epsilon_0$ [2] kullanılarak Eş. 4.14' ten hesaplandı. Çizelge 4.3' te görüldüğü gibi her sıcaklık için arayüzey durum yoğunluğu değerleri oldukça yüksektir ($10^{13} \text{eV}^{-1} \text{cm}^{-2}$ mertebesinde) ve artan sıcaklıkla azalır. Arayüzey durumlarına sıcaklığın etkisi yarıiletken-metal arayüzeyindeki termal yeniden yapılanması ve yeniden düzenlenme nedeniyledir.



Şekil 4.8. Al/p-Si Schottky diyot için n -1000/T eğrisi

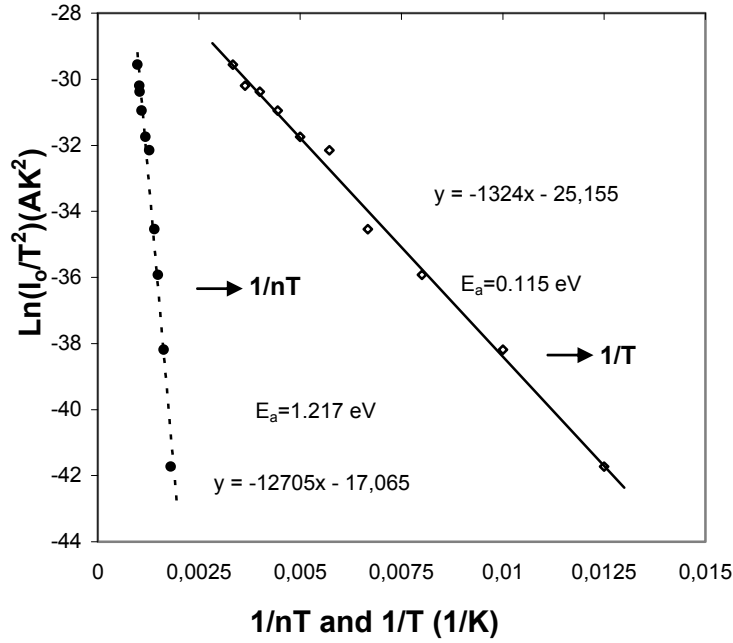
Arayüzey durumlarının enerjisi p-tipi yarıiletkenler için E_{ss} ve yarıiletken yüzeyinin valans band kenarı tepesi ile Eş. 4.15' ten elde edildi. Şekil 4.9' da görüldüğü gibi arayüzey durum yoğunluğu yarıiletkenin valans bandına doğru artar.



Şekil 4.9. Al/p-Si Schottky diyot için farklı sıcaklıklarda doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen arayüzey durum yoğunluğu enerji dağılım profili.

Çizelge 4.3. Al/p-Si Schottky diyot için sıcaklığa bağlı I-V karakteristiklerinden elde edilen temel diyot parametreleri

T (K)	I_o (A)	n	Φ_{Bo} (eV)	Φ_{Bd} (eV)	R_s (dV/dLnI)(Ω)	R_s (H(I))(Ω)	$N_{ss} \times 10^{13}$ ($eV^{-1}cm^{-2}$)
80	6,90E-15	6,46	0,28	1,00	247	399	3,58
100	3,49E-13	6,05	0,31	0,99	231	317	3,32
125	3,92E-12	5,38	0,37	0,99	280	410	2,88
150	2,25E-11	4,82	0,43	0,98	271	542	2,51
175	1,69E-10	4,63	0,47	0,97	443	623	2,38
200	6,57E-10	4,37	0,52	0,97	580	803	2,21
225	1,84E-09	4,11	0,57	0,96	727	871	2,04
250	3,98E-09	3,85	0,63	0,95	891	982	1,87
275	5,84E-09	3,54	0,68	0,95	1078	1172	1,67
300	1,30E-08	3,40	0,73	0,94	1310	1399	1,57



Şekil 4.10. Al/p-Si Schottky diyot için $n-1000/T$ ve $n-1000/nT$ eğrileri

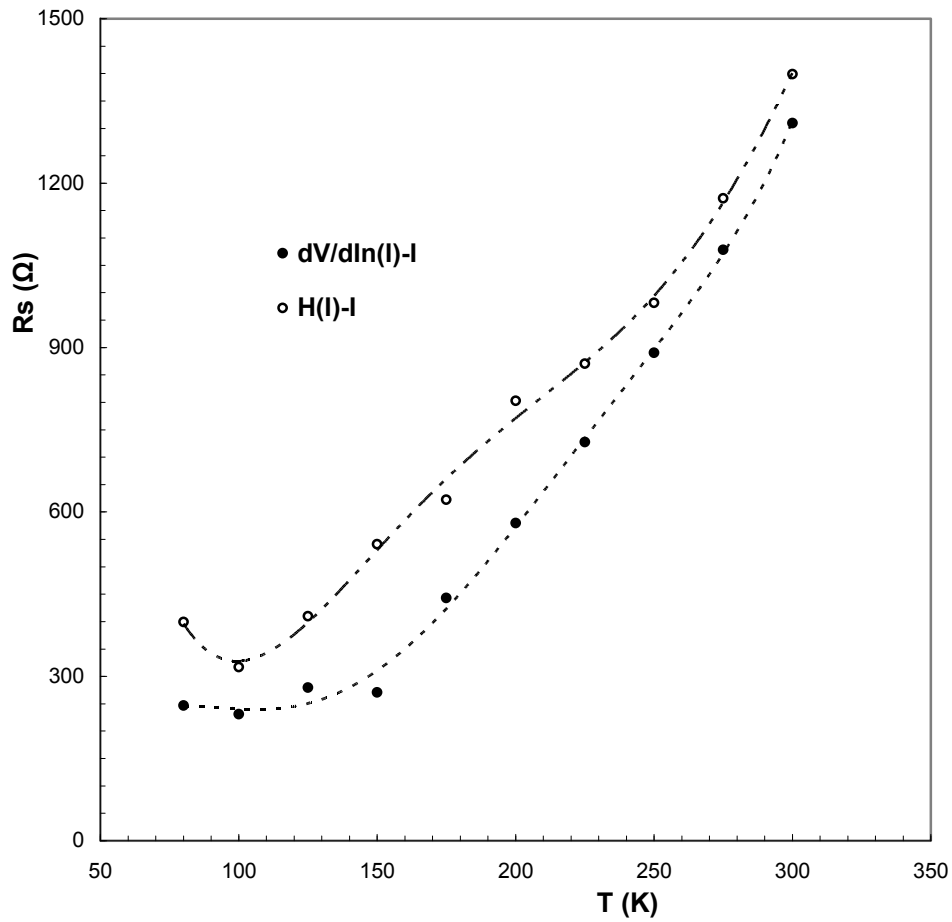
Şekil 4.10 Al/p-Si Schottky diyot için $\ln(I_o/T^2)-1000/T$ ve $1000/nT$ Richardson eğrilerini göstermektedir. Şekil 4.10’ daki eğrilerin ikisi de sıcaklıkla lineer olarak değişirler ama $\ln(I_o/T^2)-1000/nT$ eğrisi $\ln(I_o/T^2)-1000/T$ eğrisinden daha lineerdir. $\ln(I_o/T^2)-1/T$ grafiğinin bu davranışı engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa bağımlılığıyla açıklanabilir [11, 56, 64]. Bu doğrunun $\ln(I_o/T^2)$ eksenini kestiği noktadan tünelleme faktörü, doğrunun eğiminden ise aktivasyon enerjisi (E_a) bulunabilir. $\ln(I_o/T^2)-1000/nT$ eğrisinin eğiminden aktivasyon enerjisi 1,217 eV olarak bulundu ve bu değer Si’ un yasak enerji aralığına yakındır.

Sıcaklığa bağlı R_s değerleri Cheung metodu kullanılarak doğru beslem I-V verilerinden elde edildi [10, 57, 69]. Eş. 4.1’ den yararlanılarak

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = n \frac{kT}{q} + R_s I \quad (4.28)$$

$$H(I) = V - n \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) = n\Phi_B + R_s I \quad (4.29)$$

yazılabilir. Burada Φ_B değerleri doğru beslem I-V eğrilerindeki aşağı doğru bükülmüş bölgeden hesaplanan engel yüksekliği değerleridir. Eş. 4.24 ve 4.25' den hesaplanan R_s -T eğrileri Şekil 4.11' de verilmiştir. Şekil 4.11' de görüldüğü gibi seri direnç artan sıcaklıkla artar çünkü yüksek sıcaklık bölgelerinde taşıyıcı donması olmadığı düşünülür ama 125 K altındaki sıcaklıklarda taşıyıcı donmaları olabilir [70]. Benzer sonuçlar doğru beslem I-V eğrileri için simülasyon çalışmalarında da gözlenmiştir [70, 71].

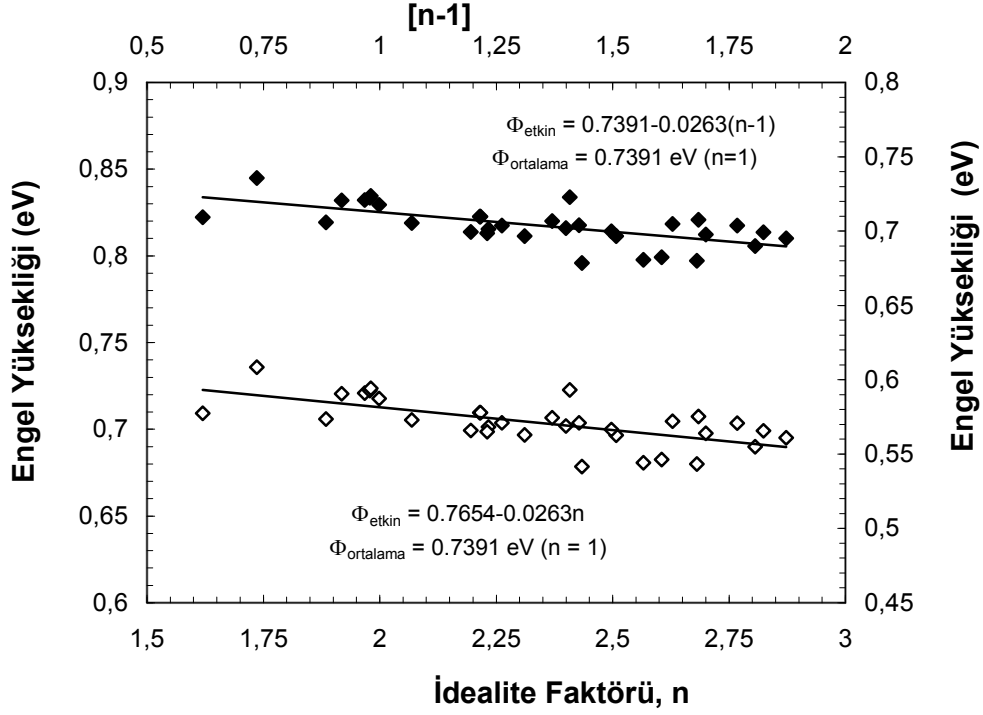


Şekil 4.11. Al/p-Si Schottky diyot için Cheung metoduyla elde edilen R_s -T eğrileri

4.4. Homojen Olmayan Engel Analizi

Schottky kontakların temel fiziksel özellikleri genelde homojen bir engel kabul edilerek açıklanabilir. Ancak son 20 yıldır homojen olmayan Schottky kontaklar oldukça yoğun bir şekilde incelenmektedir. Engel homojensizlikleri deneysel ve teorik birçok çalışmada incelenmiştir [43]. Bu çalışmalarda homojensizlik kavramı ile çözülebilen temel problemlerden biri I-V ve C-V karakteristiklerinden elde edilen engel yükseklikleri arasındaki farktır. Bu çalışmalar akım iletiminde beklenmeyen birçok davranışın Schottky diyotların sabit olmayan engel yükseklikleri ile ilişkili olabileceğini göstermiştir. Diğer bir problem ise engel yüksekliğinin sıcaklığa bağımlılığıdır. Deneysel olarak gözlenen engel yüksekliği azalan sıcaklıkla azalırken idealite faktörünün artması, termiyonik emisyon teorisi tarafından desteklenmez [43]. Bu davranışta homojen olmayan engel yüksekliği ile açıklanabilir.

Deneysel verilerimizden elde ettiğimiz n değerlerinin birden büyük olması düşük Schottky engel yüksekliği patikalarının geniş bir dağılımına ve metal-yarıiletken arasındaki doğal yalıtkan tabakaya (SiO_2) atfedildi. Şekil 4.12’ de görüldüğü gibi deneysel SEY’ leri ve idealite faktörü arasında lineer bir ilişki vardır. İdealite faktörü artarken SEY’ leri azalır. Bu sonuç Schottky diyotlardaki engel yüksekliği homojensizliklerine atfedilir. Benzer sonuçlar literatürde de rapor edilmiştir [26, 30, 31]. İdealite faktörü ve engel yüksekliğinin davranışları homojen olmayan bir engel yüksekliği dağılımındaki eyer noktası (saddle-point) potansiyelinin voltaja bağımlılığı ile açıklanabilir [26, 30]. Küçük boyutlu patikalardaki (patches) eyer noktası potansiyelleri etrafındaki engel yüksekliklerinden daha düşüktür. Patikaların bu özellikleri yanal homojensizliğe sahip Schottky kontaklarda akım iletimini önemli ölçüde etkiler [33]. Arayüzey yalıtkan tabaka kompozisyonundaki homojensizlik, arayüzey yüklerinin değişebilirliği ve arayüzey yalıtkan tabaka kalınlığı engel homojensizliklerine sebep olabilir [32]. Tung [30] SEY’ lerindeki homojensizlikler nedeniyle SEY ve idealite faktörü arasındaki ilişkiyi gösterdi.



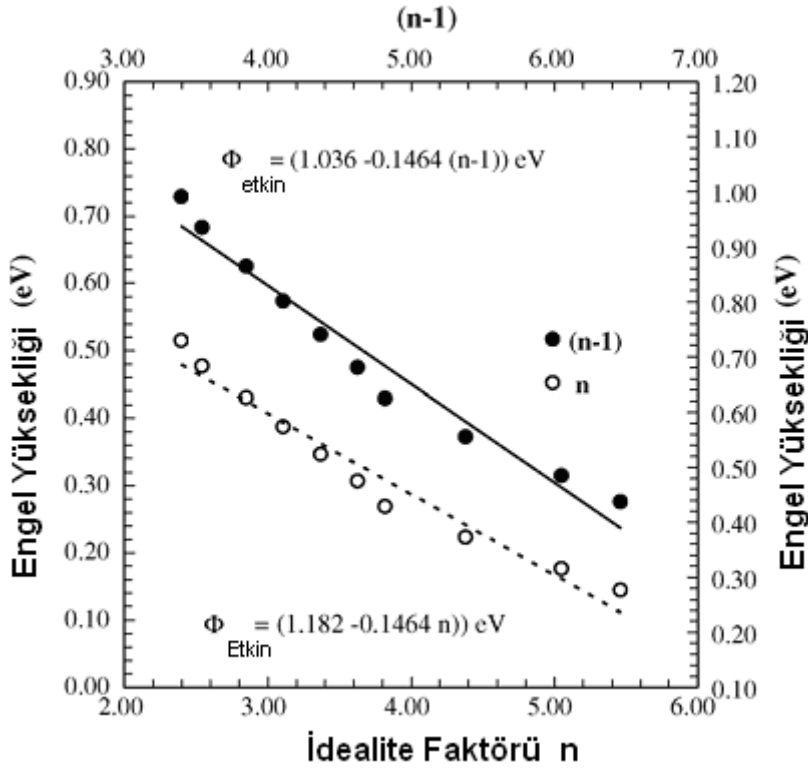
Şekil 4.12. Al/p-Si Schottky diyotlar (33 adet) için engel homojensizliği modeline göre engel yüksekliği-idealite faktörü eğrileri

$$\Phi_B = \Phi_{Bo} - \frac{3}{2}(n-1)V_{bb} \quad (4.30)$$

Burada V_{bb} toplam bant bükülmesidir. Burada SEY değerleri, Eş. 4.30' a göre $n=1$ extrapolasyonu ile MY kontakların SEY istatistiksel ortalamasıdır ve bu sistemler homojen olmayan SEY sahip sistemlerdir [30, 33]. Böylece Şekil 4.12' den Al/SiO₂/p-Si MYY diyotlar için engel yüksekliği ortalama değerleri yaklaşık 0,739 eV' dur.

Şekil 4.13 Al/SiO₂/p-Si Schottky diyot için, sıcaklığa bağlı Φ_{Bo} -n ve (n-1) eğrilerini gösterir. Sıcaklığa bağlı idealite faktörü ve SEY arasında lineer bir ilişki vardır (Şekil 4.13). SEY ve idealite faktörünün bu davranışı literatürde Schottky diyotların arayüzeylerinde yanal bir homojensizliğin varlığıyla açıklanmıştır [33, 42, 56, 62,

63]. SEY yerel değişimlerinin varlığında Şekil 4.13' ten engel yüksekliğinin ortalama değerleri 1,036 eV elde edilmiştir.

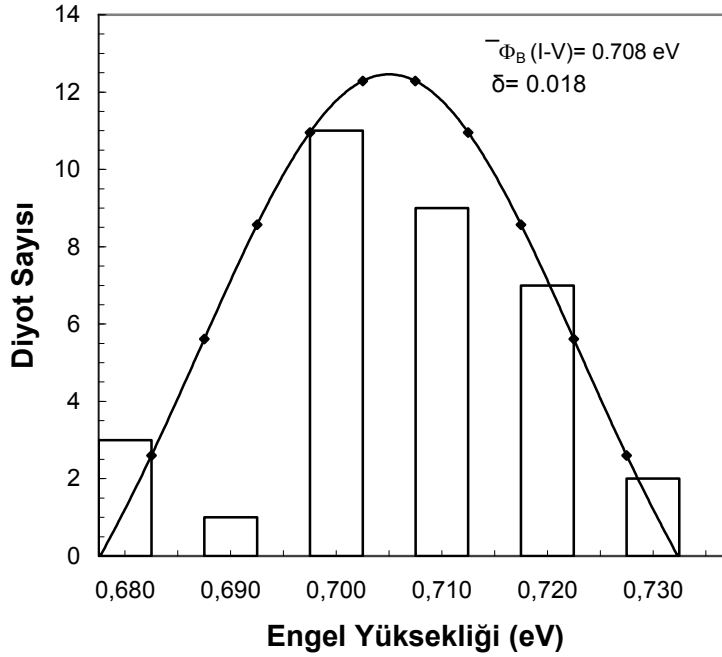


Şekil 4.13. Al/p-Si Schottky diyot için engel homojensizliği modeline göre sıcaklığa bağlı deneysel engel yüksekliği-idealite faktörü eğrileri

Çalışmamızda 33 adet Al/p-Si Schottky diyot için SEY' leri hem düzenlenmiş doyma akımı ifadesinden hemde C^{-2} -V eğrilerinden yararlanılarak elde edilerek Çizelge 4.1 ve Çizelge 4.2' de verildi. Deneysel sonuçlar I-V ve C-V karakteristiklerinden elde edilen temel diyot parametrelerinin numuneler özdeş şartlarda aynı çeyrek Si wafer üzerine hazırlanmış olmalarına rağmen diyottan diyoda farklı olduğunu gösterdi. Bu durumda pratikte ortalama değerler alınarak SEY' nin deneysel dağılımları bir Gaussian fonksiyonu ile fit edilir [17, 35, 56, 57]. SEY ihtimaliyeti $P(\Phi_B)$ aşağıdaki gibi formalize edilir.

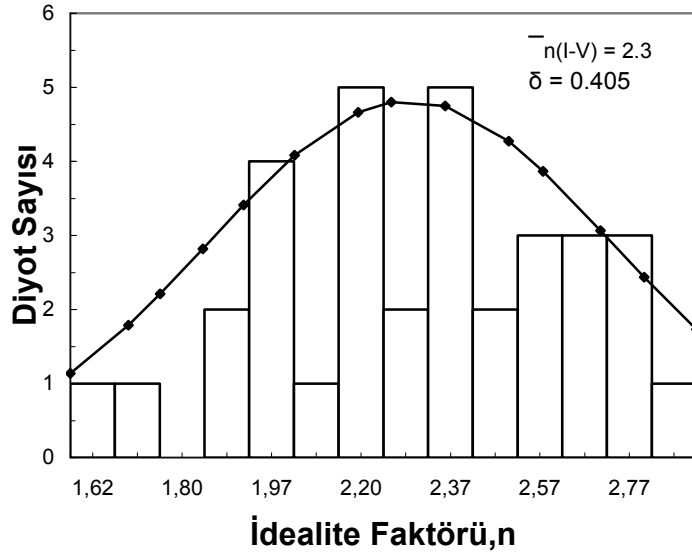
$$P(\Phi_B) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\Phi_B - \bar{\Phi})^2}{2\sigma^2}\right)$$

Burada $\bar{\Phi}$ SEY ortalama değeridir, σ engel yüksekliğinin standart sapması ve $\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}$ normalizasyon sabitidir. Şekil 4.14 (a-c) 33 adet diyot için I-V ölçümlerinden elde edilen SEY, idealite faktörü ve N_{ss} ' in istatistiksel dağılımlarını gösterir. Burada SEY 0,708 eV, idealite faktörü 2,3 ve N_{ss} $8 \times 10^{12} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ dir. Şekil 4.15 (a-c) ise SEY, N_{ss} için ters beslem C^{-2} -V karakteristiklerinden R_s için doğru beslem C-V, G/w-V ölçümlerinden elde edilen istatistiksel dağılımları gösterir. Burada SEY ortalama değerinin 0,810 eV, N_{ss} değerinin $1,3 \times 10^{14} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ve R_s değerinin 2700Ω olduğunu gösterir. I-V ve C-V karakteristiklerinden elde edilen ortalama SEY değerleri arasındaki fark (102 meV) imaj kuvvet alçalması değerinden (7,352 meV) daha büyüktür. Buda engel homojensizliklerinin etkisini doğrulamaktadır.

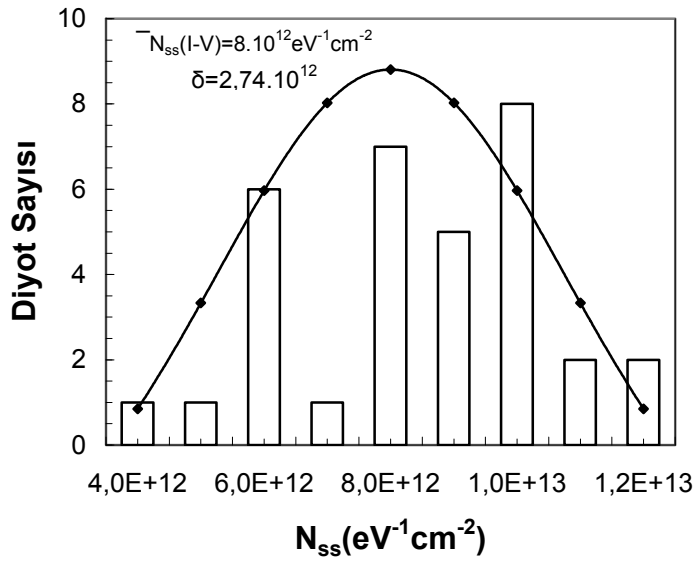


(a)

Şekil 4.14. Oda sıcaklığında Al/p-Si Schottky diyot için doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen Gaussian dağılımları (a) Schottky engel yüksekliği için Gaussian dağılımı (b) İdealite faktörü için Gaussian dağılımı (c) arayüzey durum yoğunluğu için Gaussian dağılımı

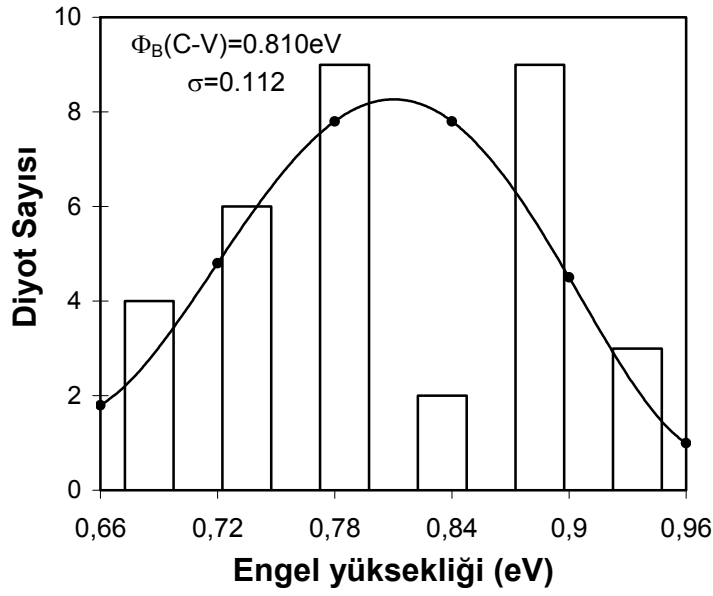


(b)

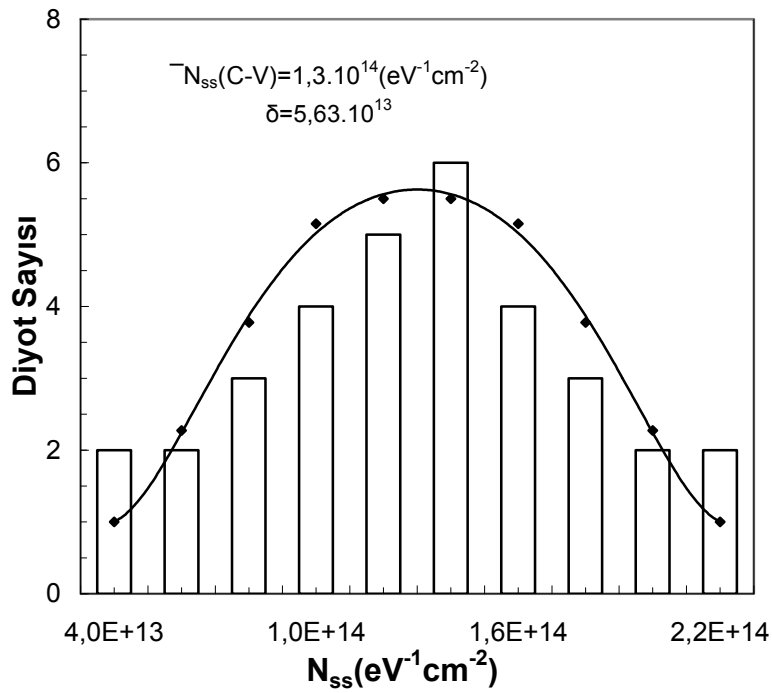


(c)

Şekil 4.14. (Devam) Oda sıcaklığında Al/p-Si Schottky diyot için doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen Gaussian dağılımları (a) Schottky engel yüksekliği için Gaussian dağılımı (b) İdealite faktörü için Gaussian dağılımı (c) arayüzey durum yoğunluğu için Gaussian dağılımı

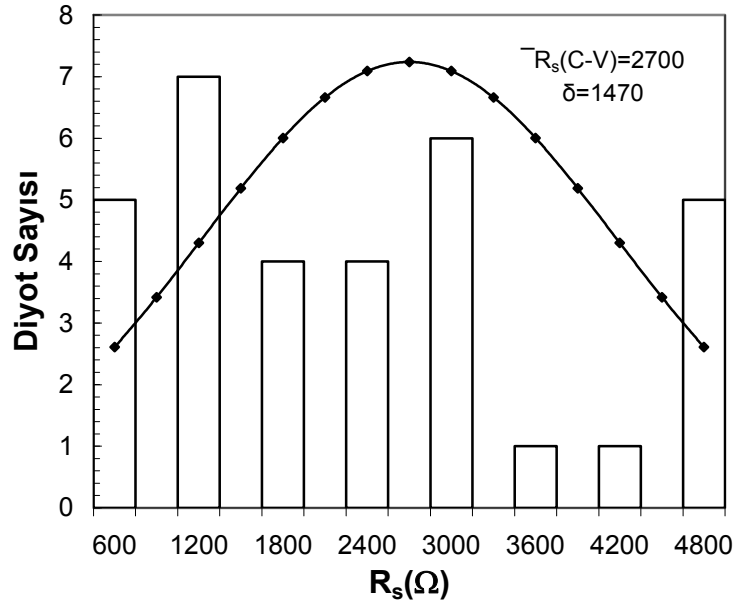


(a)



(b)

Şekil 4.15. (a-c) SEY, N_{ss} için ters beslem C^{-2} -V karakteristiklerinden R_s için doğru beslem C-V, G/w -V ölçümlerinden elde edilen istatistiksel dağılımlar (a) Schottky engel yüksekliği için Gaussian dağılımı (b) arayüzey durum yoğunluğu için Gaussian dağılımı (c) R_s için Gaussian dağılımı



(c)

Şekil 4.15. (Devam) (a-c) SEY, N_{ss} için ters beslem C^2 -V karakteristiklerinden R_s için doğru beslem C-V, G/w -V ölçümlerinden elde edilen istatistiksel dağılımlar (a) Schottky engel yüksekliği için Gaussian dağılımı (b) arayüzey durum yoğunluğu için Gaussian dağılımı (c) R_s için Gaussian dağılımı

5. TARTIŞMA VE SONUÇLAR

Bu çalışmada yalıtkan tabakası setiril bir cam kutuda uzun bir süre bekletilerek doğal olarak oluşturulmuş Al/p-Si Schottky diyetlerin deneysel I-V, C-V ve G/w-V karakteristikleri kullanarak temel elektriksel parametrelerinin elde edilmesi ve baskın akım iletim mekanizmalarının belirlenmesi amaçlanmıştır. Al/p-Si Schottky diyetlerin doğru beslem I-V ölçümlerinden ters doyma akımı (I_o), idealite faktörü (n), metal ile yarıiletken arasında oluşan sıfır beslem engel yüksekliği (Φ_{Bo}), diyetun seri direnci (R_s) ve arayüzey durumlarının dağılım profili (etkin engel yüksekliği ile idealite faktörünün voltaja bağlı değişimlerinden faydalanılarak) elde edildi. Yine C-V ve G/w-V ölçümlerinden de Schottky engel yüksekliği (Φ_B), N_{ss} , kesme gerilimleri (V_o), difüzyon potansiyelleri (V_d), akseptör yoğunlukları (N_A), R_s , tüketim tabakası genişliği (W_D) ile fermi enerji seviyeleri (E_F) elde edildi. Bu temel parametreler hem 33 adet diyet için oda sıcaklığında elde edilip karşılaştırıldı hemde bunlar arasından seçilen bir örnek diyetun I-V ölçümleri 80-300 K sıcaklığında incelenerek akım iletim mekanizmaları tartışıldı.

Öncelikle Al/SiO₂/p-Si Schottky diyetlerin oda sıcaklığında doğru beslem I-V karakteristikleri incelendi. Şekil 4.1' de de görüldüğü gibi çalıştığımız Al/p-Si Schottky diyetler için doğrultma oranı ($I_F(V)/I_R(V)$) 10^3 - 10^4 arasındadır. Schottky diyetlerin doğru beslem I-V eğrileri düşük beslem ($V < 0,1$ Volt), orta beslem ($\sim 0,1$ - $0,6$ Volt) ve yüksek beslem ($V > 0,6$ Volt) olmak üzere üç farklı bölgeye sahiptirler. Çalışmamızda temel elektriksel parametrelerin hesaplanmasında orta belsem bölgesi kullanıldı çünkü bu bölge oldukça lineer bir bölgedir ve bu bölgede temel elektriksel parametrelerin belirlenmesi daha kolaydır. Ayrıca bu bölgede seri direncin etkisini ihmal edilebiliriz. Bu lineer bölgenin eğiminden hesaplanan n değerlerinin (Çizelge 4.1) birden oldukça büyük olması (1,62-2,87) arayüzey durumları ve yalıtkan arayüzey (SiO₂) tabakanın varlığından kaynaklanmaktadır. İdealite faktörlerinin bu değerleri Al ve Si arayüzeyinde oluşan doğal oksit tabakasının 20 Å' dan daha büyük bir değer alacağını göstermektedir. Nitekim incelenen diyetler için kuvvetli yığılım bölgesindeki kapasitans ölçümlerinden elde edilen oksit tabaka kalınlığı ~ 32 Å

olarak elde edilmiştir. Uygulanan gerilimin bir kısmının yalıtkan tabaka üzerine düşmesi sonucu diyot üzerine düşen gerilimde bir azalma olur. Bu durum I-V karakteristiklerinin ideal durumdan uzaklaşmasına neden olmuştur. Yüksek doğru beslem değerlerinde I-V eğrilerindeki aşağı doğru bükülme, seri direncin büyüklüğünden kaynaklanmaktadır. Al/p-Si Schottky diyotların deneysel I-V karakteristiklerindeki idealden sapmayı açıklayabilmek için, tünelleme etkisini de dikkate aldık. Bu nedenle termiyonik emisyon teorisine ait doyma akımı I_0 ifadesi, n ve $-\alpha\chi^{1/2}\delta$ ifadeleri kullanılarak modifiye edildi. Böylece engel yüksekliği değerleri düzenlenmiş I_0 değerlerinden yararlanılarak hesaplandı. Elde edilen düzenlenmiş engel yüksekliği Φ_{Bd} değerlerinin literatüre uygun olduğu gözlemlendi (Çizelge 4.1). Yani I-V karakteristikleri kullanılarak elde edilen düzenlenmiş engel yüksekliği Φ_{Bd} değerleri ile C-V karakteristiklerinden elde edilen değerler birbiri ile uyum içindedir (Çizelge 4.1 ve Çizelge 4.2). Ayrıca Doğal yalıtkan tabakalı seçilmiş altı adet Al/p-Si Schottky diyot için arayüzey durum yoğunluğunun (N_{ss}) dağılım profili doğru beslem I-V ölçümlerinden enerjinin ($E_{ss}-E_v$) bir fonksiyonu olarak, engel yüksekliğinin (Φ_e) gerilime bağlı olduğu dikkate alınarak elde edildi (Şekil 4.2). Arayüzey durum yoğunluklarının mertebesi her bir diyot için $10^{12}\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ civarındadır ve literatürle uyumludur. Tüm diyotlar için N_{ss} değerleri yasak enerji aralığının ortasından E_v bandına doğru exponansiyel olarak artmaktadır. Bunun nedeni p-tipi bir yarıiletkenle akseptör tipi katkıların yoğunlukta olması ve bunların sığ seviyeler oluşturmasıdır. Şekil 4.2' nin kıvrımı bulk yarıiletkenin yasak enerji aralığı yakınındaki arayüzey derin seviye (donor tipi) yoğunluklarına atfedildi.

Doğal yalıtkan tabakalı 33 adet Al/p-Si Schottky diyot için oda sıcaklığında C-V ve G/w-V karakteristikleri incelendi (Şekil 4.3). Ölçümler, çok yüksek frekanslarda ($f \geq 500$ kHz) arayüzey durumları a.c. sinyali takip edemeyeceğinden 1MHz' de alındı. Böylece elde edilen temel fiziksel parametrelere N_{ss} 'lerden dolayı gelebilecek katkı minimize edildi. Her bir diyot için kapasitans değerleri Şekil 4.3' te görüldüğü gibi sıfır beslemde pikler verirken iletkenlik değerleri hemen hemen artan voltajla artmaktadır. C-V eğrilerinde doğru beslemde gözlenen pikler bu bölgede (a.c. sinyallerini takip edebilen) arayüzey durumlarının özel bir dağılıma sahip olduklarını

göstermektedir. R_s değerleri 1MHz’ deki güçlü yığılım bölgesinden, admitans tekniği kullanılarak hesaplandı. MYY tipi Schottky diyotların arayüzey durumları ile seri direnci, kapasitans ve iletkenliğin voltaja bağımlılığının etkisindedir. R_s değerleri arayüzey durumlarının yoğun olduğu sıfır beslem durumunda pikler vermektedir. R_s değerleri 623-4900 Ω arasında değişmektedir ve değerler yalıtkan arayüzey tabakasız bir yapıya göre oldukça yüksektir. Seri direncin (malzemelerin her birinin dirençleri ile kontak dirençleri toplamı) oldukça yüksek olması yarıiletken ve metalin dirençleri oldukça küçük olacağından büyük katkının yalıtkan tabakadan geldiğini göstermektedir. Ayrıca seri direncin diyotlar aynı şartlarda hazırlanmış olmalarına rağmen oldukça geniş bir aralıkta değişmesi doğal oksit tabakanın homojen olarak dağılmadığını göstermektedir. Seçilen altı adet diyot için C^2 -V eğrileri 1MHz’ de elde edildi (Şekil 4.5). Her bir diyot için C^2 -V eğrileri geniş bir voltaj aralığında lineer bir bölge vermektedir (taşıyıcı yaşam zamanı oldukça büyüktür). Bu lineer bölgeden yararlanılarak elde edilen parametreler Çizelge 4.2’ de verilmiştir.

Deneysel sonuçlar I-V ve C-V karakteristiklerinden elde edilen temel diyot parametrelerinin numuneler özdeş şartlarda aynı çeyrek Si wafer üzerine hazırlanmış olmalarına rağmen diyottan diyoda farklı olduğunu gösterdi. Ayrıca I-V karakteristiklerinden ve C-V karakteristiklerinden elde edilen Schottky engel yükseklikleri arasında da farklılıklar gözlemlendi. Bu farklılık metal yarıiletken arasındaki arayüzeyin tam olarak düz olmayıp pürüzlü olduğunu göstermektedir. Yani metal-yarıiletken arayüzeyinde oluşan engel yüksekliği homojensizlikleri aynı şartlarda hazırlanan Schottky diyotların elektriksel karakteristiklerinde farklılıklara sebep olmaktadır. Ayrıca Si/SiO₂ arayüzeyinde lokalize olmuş arayüzey durumları da bu farklılıklara yol açabilir. Bu sonuçlar göstermiştir ki yalıtkan tabaka ve engel yüksekliğinin homojenliği son derece önemlidir. Ayrıca N_{ss} ’lerin metal-yarıiletken arayüzeyinde ve yasak enerji aralığındaki dağılım profili de son derece önemlidir. Bu durumda pratikte ortalama değerler alınarak temel fiziksel parametrelerin deneysel dağılımları bir Gaussian fonksiyonu ile fit edilir. I-V ölçümlerinden 33 adet diyot için elde edilen SEY, idealite faktörü ve N_{ss} ’ in istatistiksel dağılımları Şekil 4.14 (a-c)’ de verilmiştir. Deneysel analizlere göre ortalama değerler sırasıyla SEY 0,708

eV, idealite faktörü 2,3 ve $N_{ss} \ 8 \times 10^{12} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, dir. Şekil 4.15 (a-c) ise SEY, N_{ss} için ters beslem C^2 -V karakteristiklerinden ve R_s için doğru beslem C-V, G/w-V ölçümlerinden elde edilen istatistiksel dağılımları gösterir. Deneysel analizlere göre ortalama değerleri SEY için 0,810 eV, N_{ss} için $1,3 \times 10^{14} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ve R_s için 2700 Ω olarak hesaplandı. I-V ve C-V karakteristiklerinden elde edilen ortalama SEY değerleri arasındaki fark (102 meV) imaj kuvvet alçalması değerinden (7,352 meV) daha büyüktür ve engel homojensizliklerinin etkisini doğrulamaktadır.

Al/p-Si Schottky diyotlar için etkin SEY ve idealite faktörleri arasında lineer bir ilişki vardır. İdealite faktörü artarken SEY'leri azalır. Bu sonuç Schottky diyotlardaki engel yüksekliği homojensizliklerine atfedilir. Benzer sonuçlar literatürde de rapor edilmiştir. İdealite faktörü ve engel yüksekliğinin davranışları homojen olmayan bir engel yüksekliği dağılımındaki eyer noktası (saddle-point) potansiyelinin voltaja bağımlılığı ile açıklanabilir. Küçük boyutlu patikalardaki (patches) eyer noktası potansiyelleri etrafındaki engel yüksekliklerinden daha düşüktür. Patikaların bu özelliklerinin yanal homojensizliğe sahip Schottky kontaklarda akım iletimini önemli ölçüde etkilediği sonuçlarımızda görülmektedir (Çizelge 4.1 ve Çizelge 4.2).

Al/SiO₂/p-Si MYY Schottky diyotun 80-300 K sıcaklık aralığında yarı-logaritmik doğru beslem I-V eğrileri Şekil 4.6' da gösterilmiştir. Şekil 4.6' da görüldüğü gibi belli bir voltaja kadar ($V_F \approx 2 \text{ V}$) akım artan sıcaklıkla literatüre uygun olarak artmakta $V_F \approx 2 \text{ V}$ değerinde ise $\ln(I)$ -V karakteristikleri her bir sıcaklık için sabit bir voltaj değerinde kesişmektedir. Yani belirli bir voltaj değerinde diyot boyunca akım sıcaklıktan bağımsızdır. Diyotta seri direncin varlığında akımın doyuma ulaşması nedeniyle bir bükülme meydana gelir ve bu kesişmenin gizlenmesinde önemli bir rol oynar. Literatürde homojen engel yüksekliğine sahip Schottky diyotlar için doğru beslem I-V eğrilerindeki bu kesişimin sadece sıfır seri direnç ile anlaşılabilceği açıklanmıştır. Ancak üzerinde çalıştığımız SD diyot sıfırdan oldukça büyük bir seri dirence sahip olmasına rağmen bu kesişmeler gözlenmiştir. Bu durum düşük sıcaklıklarda serbest taşıyıcıların yokluğuna atfedildi.

Sıcaklığa bağlı doğru beslem I-V karakteristiklerinden hesaplanan Φ_{B0} değerleri beklenmeyen bir davranış göstermekte ve artan sıcaklıkla artmaktadır. Bu durum yasak enerji aralığının ve SEY'lerinin negatif sıcaklık katsayısı ile çelişkilidir. Bu davranışı açıklayabilmek için I_0 ifadesinde hem idealite faktörü n hemde tünelleme parametresi $\alpha\chi^{1/2}\delta$ kullanılarak hesaplamalar modifiye edildi. Buna $n-1/T$ ve $\ln(I_0/T^2)-1/nT$ grafiklerinin lineerliği sonucunda karar verildi. Böylece sıcaklığa bağlı düzeltilmiş etkin engel yüksekliği $\Phi_{Bd}(I-V)$ negatif sıcaklık katsayısına ($\alpha = -2,66 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$) sahiptir ve bu Si bant genişliğinin negatif sıcaklık katsayıları ($\alpha = -4,73 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$) ile iyi bir uyum sergiler. I-V karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörü değerlerinin azalan sıcaklıkla 3,40-6,46 arasında arttığı görüldü. İdealite faktörlerinin yüksek değerleri akım iletim mekanizmasının termiyonik emisyon teorisinden saptığını gösterir ve termiyonik alan emisyonu tarafından kontrol edilen akım iletim mekanizmasına işaret eder. Bu davranış diyotta metal-yarıiletken arayüzeyindeki yalıtkan tabakanın uzaysal dağılımı nedeniyle yüzey durumlarının etkilerinin daha baskın olduğunu ifade eder. Arayüzey durum yoğunluklarının sıcaklığa bağlı enerji dağılım profilleri Φ_e ve n 'e bağımlılık göz önüne alınarak doğru beslem I-V ölçümlerinden hesaplandı. Arayüzey durumlarına sıcaklığın etkisi, yarıiletken yüzeyindeki atomların yeniden yapılanmasına atfedildi.

Şekil 4.10' da görüldüğü gibi $\ln(I_0/T^2)-1000/nT$ eğrisi $\ln(I_0/T^2)-1000/T$ eğrisinden daha lineerdir. $\ln(I_0/T^2)-1000/nT$ eğrisinin eğiminden aktivasyon enerjisi 1,217 eV olarak bulundu ve bu değer Si' un yasak enerji aralığına yakındır. $\ln(I_0/T^2)-1000/T$ eğrisinden hesaplanan aktivasyon enerjisi ise 0,115 eV olarak bulundu ve bu değer yasak enerji aralığından oldukça küçüktür. Bu idealite faktörünün yalıtkan tabakadan dolayı $n=1$ ' den oldukça büyük olmasına ve N_{ss} 'lerin metal-yarıiletken arayüzeyi ile yasak enerji aralığındaki özel bir dağılımına atfedildi. Sıcaklığa bağlı seri direnç değerleri ise Cheung metodu kullanılarak kesişimden sonraki I-V eğrisinin bükülme kısmından hesaplandığı için artan sıcaklıkla artmaktadır. Bu durum yüksek sıcaklık bölgelerinde taşıyıcı donmasının olmadığını (freeze out) ancak 125 K altındaki sıcaklıklarda taşıyıcı donmalarının olabileceğini göstermektedir.

Sonuç olarak hazırlanan MYY diyotların I-V, C-V ve G/w-V karakteristiklerinin arayüzey durumları ve yalıtkan arayüzey tabakanın varlığından oldukça etkilendiği görülmüştür. Bunun yanında homojen olmayan Schottky kontaklardaki metal yarıiletken arasındaki arayüzeyin tam olarak düz olmayıp pürüzlü olması yani engel yüksekliğinin homojen olmaması temel diyot parametrelerini önemli ölçüde etkilemektedir. Ayrıca sadece oda sıcaklığında veya sadece hazırlanan bir tek diyotun elektriksel karakteristiklerinin incelenmesi bize diyotun akım iletim mekanizması ve performansı hakkında detaylı bir bilgi veremez. Oysa farklı diyotlar ve farklı sıcaklıklarda I-V ve C-V karakteristiklerinin incelenmesi bize hem diyodun performansı hemde akım-iletim mekanizmaları hakkında detaylı bilgi verir. Bu nedenle, hem farklı diyotlar ve farklı sıcaklıklarda çalışılması yine Schottky diyotların temel elektriksel parametreleri belirlenirken sonuçların doğruluğu ve güvenilirliği için hesaplamalarda arayüzey durumları, seri direnç ve engel homojensizliklerinin mutlaka dikkate alınması son derece önemlidir.

KAYNAKLAR

1. Rhoderick, E. H. and Williams, R. H., "Surfaces, Interfaces, and Schottky Barriers", Metal-Semiconductor Contacts 2nd ed., **Clarendon Press**, Oxford, 1-47 (1988).
2. Sze, S. M., and Kwok K. Ng, "Metal-Semiconductor Contacts", Physics of Semiconductor Devices, 3rd ed., **John Wiley & Sons**, New York, 245-300 (2007).
3. Sze, S. M., "Metal-Semiconductor Contacts", Physics of Semiconductor Devices 2nd ed.", **John Wiley & Sons**, New York, 250-270 (1981).
4. Crowell, C.R., Sze, S.M., "Current Transport in Metal-Semiconductor Barriers", **Solid State Electron.**, 9: 1035 (1966).
5. Chattopadhyay, P., Daw, A. N., "Effect of surface states on the barrier height in a MIS diode in the presence of inversion", **INT. J. Electronics.**, 58(5): 775 (1985).
6. Sato, K. and Yasamura, Y., "Study of forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance", **J. Appl. Phys.**, 58(9): 3655 (1985).
7. Szatkowski, J., Sieranski, K., "Interface Effects on Mg-Zn₃P₂ Schottky Diodes", **Solid-State Electronics**, 31 (2): 257 (1988).
8. Nicollian, E. H., Goetzberger, A., Lopez, A.D., "Expedient method of obtaining interface state properties from MIS conductance measurements", **Solid-State Electronics**, 12: 937 (1969).
9. Yu, A. Y. C., Mead, C. A., "Characteristics of Aluminum-Silicon Schottky barrier diode", **Solid-State Electronics**, 13: 97 (1970).
10. Cheung, S. K. and Cheung, N. W., "Extraction of schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics", **Appl. Phys. Lett.**, 49(2): 85 (1986)
11. Sing, A., Reinhart, K.C., Anderson, W.A., "Temperature dependence of the electrical characteristics of Yb/p-InP tunnel metal-insulator-semiconductor junctions", **J. Appl. Phys.**, 68(7): 3475 (1990).
12. Cattopadyay, P., Daw, A.N., "On the current transport mechanism in a metal-insulator-semiconductor (MIS) diyote" **Solid State Electronics**, 29(5): 555 (1986).
13. Depas, M., Van Meirhaegh, R.L., Laflere, W.H., and Cardon, F., "Electrical characteristics of Al/SiO₂/n-Si tunnel diodes with an oxide layer grown by rapid thermal oxidation", **Solid-State Electron.**, 37: 433 (1994).

14. Altındal, Ş., Karadeniz, S., Tuğluoğlu, N. and Tataroğlu, A., "The role of interface states and series resistance on the I - V and C - V characteristics in Al/SnO₂/p-Si Schottky diodes", ***Solid State. Electron.***, 47(10): 1847 (2003).
15. Aydın, M. E., Akkılıç, K., Kılıçoğlu, T., "Relationship between barrier heights and ideality factors of H-terminated Pb/p-Si contacts with and without the interfacial oxide layer", ***Appl. Surface Sci.***, 225(1-4): 318 (2004).
16. Werner, J. H. and Güttler, H. H., "Transport Properties of Inhomogeneous Schottky Contacts", ***Physica Scripta.***, T39: 258 (1991).
17. Sağlam, M., Cimilli, F. E., Türüt, A., "Experimental determination of the laterally homogeneous barrier height of Au/n-Si Schottky barrier diodes", ***Physica B***, 348: 397 (2004).
18. Fonash S.J., "A reevaluation of the meaning of capacitance plots for Schottky-barrier-type diodes", ***J. Appl. Phys.***, 54: 1966 (1983).
19. Tseng, H. H., Wu, C.Y., "A simple technique for measuring the interface-state density of the Schottky barrier diodes using the current-voltage characteristics", ***J. Appl. Phys.***, 61: 299 (1987).
20. Hudait, M. K., Krupanidhi, S. B., "Interface states density distribution in Au/n-GaAs Schottky diodes on n-Ge and n-GaAs substrates", ***Mater. Sci. Eng. B.***, 87: 141 (2001).
21. Hudait, M. K., Venkateswarlu, P. and Krupanidhi, S. B., "Electrical transport characteristics of Au/n-GaAs Schottky diodes on n-Ge at low temperatures", ***Solid-State Electron.***, 45: 133 (2001).
22. Maeda, K., "Defect causing nonideality in nearly ideal Au/Si Schottky barrier", ***Appl. Surface Sci.***, 159-160: 154 (2000).
23. Güttler, H. H. and Werner, J. H., "Influence of barrier inhomogeneities on noise at Schottky contacts", ***Appl. Phys. Lett.***, 56(12): 1113 (1990).
24. Werner, J. H. and Güttler, H. H., "Barrier inhomogeneities at Schottky contacts", ***J. Appl. Phys.***, 69(3): 1522 (1991).
25. Aboelfotoh, M. O., "On Schottky barrier inhomogeneities at silicide/silicon interfaces", ***J. Appl. Phys.***, 69(5): 3351 (1991).
26. Sullivan, J.P., Tung, R. T., Pinto, M. R., Graham, W. R., "Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study", ***J. Appl. Phys.***, 70(12): 7403 (1991).

27. Karataş, Ş., Altındal, Ş., Türüt, A., Özmen, A., “Temperature dependence of characteristic parameters of the H-terminated Sn/p-Si(1 0 0) Schottky contacts”, **Appl. Surf. Sci.**, 217: 250 (2003).
28. Abay, B., Çankaya, G., Güder, H. S., Efeoğlu, H., and Yoğurtçu, Y. K., “Barrier characteristics of Cd/p-GaTe Schottky diodes based on *I-V-T* measurements”, **Semicond. Sci. Technol.**, 18: 75 (2003).
29. Nicolian, E.H., Goetzberger, A., “MOS conductance technique for measuring surface state parameters”, **Appl. Phys. Lett.**, 7: 216 (1965).
30. Tung, R.T., “Recent advances in Schottky barrier concepts” **Mater. Sci. Eng. R.**, 35: 138 (2001).
31. Akkılıç, K., Kılıçoğlu, T., Türüt, A., “Linear correlation between barrier heights and ideality factors of Sn/n-Si schottky diodes with and without the interfacial native oxide layer”, **Physica B**, 337: 388 (2003).
32. Song, Y.P., Van Meirhaeghe, R.L., Laflere, W.H., Cordon, F., “On the difference in apparent barrier height as obtained from capacitance-voltage and current-voltage-temperature measurements on Al/p-InP Schottky barriers”, **Solid-State Electron.**, 29(1): 633 (1986) .
33. Mönch, W., “Barrier heights of real Schottky contacts explained by metal-induced gap states and lateral inhomogeneities”, **J. Vac. Sci. Technol. B.**, 17: 1867 (1999).
34. Altındal, Ş., Kanbur, H., Yücedağ, İ., Tataroğlu, A., “On the energy distribution of interface states and their relaxation time and capture cross section profiles in Al/SiO₂/p-Si (MIS) Schottky diodes”, **Microelectronic Engineering**, 85: 1495 (2008).
35. Nuhluoğlu, Ç., Aydoğan, Ş., and Türüt, A., “The barrier height inhomogeneity in identically prepared Pb/p-type Si Schottky barrier diodes”, **Semicond. Sci. Technol.**, 18: 642 (2003).
36. Forment, S., Van Meirhaeghe, R.L., De Vrieze, A., Strubbe, K., and Gomes, W.P., “A comparative study of electrochemically formed and vacuum-deposited n-GaAs/Au Schottky barriers using ballistic electron emission microscopy (BEEM)”, **Semicond. Sci. Technol.**, 16: 975 (2001).
37. Detavernier, C., Van Meirhaeghe, R. L., Donaton, R., and Maex, K., “Ballistic electron emission microscopy study of barrier height inhomogeneities introduced in Au/n-Si Schottky contacts by a HF pretreatment”, **J. Appl. Phys.**, 84: 3226 (1998).

38. Card, H. C., Rhoderick, E. H., "Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effects in silicon Schottky diodes", **J.Phys. D.**, 4: 1589 (1971).
39. Tseng, H. H., and Wu, C. Y., "A simple interfacial-layer model for the nonideal *I-V* and *C-V* characteristics of the Schottky-barrier diode", **Solid State Electron.**, 30: 383 (1987).
40. Hanselaer, P.L., Laflere, W.H., Van Meirhaeghe, R.L., Cardon, F., "Current-voltage characteristic of Ti-pSi metal-oxide-semiconductor diodes", **J. Appl. Phys.**, 56: 2309 (1984).
41. Chand, S., Kumar, J., "Evidence for the double distribution of barrier heights in Pd₂Si/n-Si Schottky diodes from *I - V - T* measurements", **Semicond. Sci. Technol.**, 11: 1203 (1996).
42. Chand, S., Kumar, J., "Electron transport and barrier inhomogeneities in palladium silicide Schottky diodes", **Appl. Phys. A.**, 65: 497 (1997).
43. Miller S. T., "Electrical Properties of Inhomogeneous Schottky Diodes", New Developments in Semiconductor Research, **Nova Science Publishers**, New York, 113-138 (2005).
44. Yacobi, B. G., "Applications of Semiconductors", Semiconductor Materials An Introduction to Basic Principles, **Kluwer Academic Publishers**, New York, Boston, Dordrecht, London, Moscow, 116-117 (2003).
45. Sharma, B.L., "Physics of Schottky Barrier Junctions", Metal-Semiconductor Contacts Schottky Barrier Junctions and Their applications, **Plenum Press**, New York and London, 1-56 (1984).
46. Chand, S., " On the intersecting behaviour of current-voltage characteristics of inhomogeneous Schottky diodes at low temperatures", **Semicond. Sci. Technol.**, 19: 82-86 (2003).
47. Shuer, M., " Physics of Semiconductor Devices 2nd ed", **Prentice-Hall, Int.Inc.**, New Jersey, 194-225 (1990).
48. Özdemir, S. and Altındal Ş., "Temperature dependent electrical Characteristics of Al-SiO_x-p-Si solar cells", **Solar Energy Materials and Solar Cells**, 32:115-127 (1994).
49. Nicollian, E. H., Brews, J. R. "Experimental evidence for interface trap properties", MOS (Metal-Oxide-Semiconductor) Physics and Technology", **John Wiley and Sons**, New York, 285-318 (1982)

50. Saxena, A. N., "Forward Current-Voltage Characteristics of Schottky Barrier on n-Type Silicon", **Surface Science**, 13: 151-171 (1969)
51. Singh, A., "Characterisation of Interface States at Ni/nCdF₂ Schottky Barrier Type Diodes and the Effect of CdF₂ Surface Preparation", **Solid State Electron.**, 28 (3): 223-232 (1985)
52. Altındal, Ş., Tataroglu, A., Dökme, İ., "Density of interface states, excess capacitance and series resistance in the metal-insulator-semiconductor (MIS) solar cells", **Solar Energy Mater. Solar Cells**, 85: 345 (2005).
53. Maeda, K., "Energy level broadening of defects causing nonideality in nearly ideal Si Schottky barriers", **Appl.Surf.Sci.**, 237: 165 (2004).
54. Tataroglu, A., Altındal, Ş., "Characterization of current-voltage (*I-V*) and capacitance-voltage-frequency (*C-V-f*) features of Al/SiO₂/p-Si (MIS) Schottky diodes", **Microelectron.Eng.**, 83: 582 (2006).
55. Dökme İ., Altındal Ş., "On the intersecting behaviour of experimental forward bias current-voltage (*I-V*) characteristics of Al/SiO₂/p-Si (MIS) Schottky diodes at low temperatures", **Semicond. Sci. Technol.**, 21:1053 (2006).
56. Altındal, Ş., Karadeniz, S., Tuğluoğlu, N., and Tataroğlu, A., "The role of interface states and series resistance on the *I-V* and *C-V* characteristics in Al/SnO₂/p-Si Schottky diodes", **Solid State. Electron.**, 47(10): 1847 (2003).
57. Yasuda, T., Kimura, K., Miwa, S., Kuo, L. H., Ohtake, A., Jin, C. G., Tanaka, K., and Yao, T., "Reflectance-difference studies of interface-formation and initial-growth processes in ZnSe/GaAs(001) heteroepitaxy", **J. Vac. Sci. Technol. B** 15(4): 1221 (1997).
58. Schmitsdorf, R. F., Monch, W., "Influence of the interface structure on the barrier height of homogeneous Pb/n-Si (111) Schottky contacts" **Eur. Phys. J. B**, 7: 457 (1999).
59. Zeyrek, S., Altındal, Ş., Yüzer, H., Bülbül, M. M., "Current transport mechanism in Al/Si₃N₄/p-Si (MIS) Schottky barrier diodes at low temperatures", **Appl. Surf. Sci.**, 252: 2999 (2006).
60. Kang, W. P., Davidson, J. L., Gurbuz, Y., Kerns, D.V., "Temperature dependence and effect of series resistance on the electrical characteristics of a polycrystalline diamond metal-insulator- semiconductor diode", **J.Appl. Phys.**, 78: 1101 (1995).
61. Cowley, A. M., Sze, S.M., "Surface States and Barrier Height of Metal-Semiconductor Systems", **J. Apply. Phys.**, 36: 3212 (1965).

62. Gümüş, A., Türüt, A., and Yalçın, N., "Temperature dependent barrier characteristics of CrNiCo alloy Schottky contacts on *n*-type molecular-beam epitaxy GaAs", *J. Appl. Phys.*, 91: 245 (2002).
63. Kanbur, H., Altındal, Ş., Tataroğlu, A., "The effect of interface states, excess capacitance and series resistance in the Al/SiO₂/p-Si Schottky diodes", *Appl. Surf. Sci.*, 252: 1732 (2005).
64. Cova, P. And Singh, A., "Temperature dependence of I-V and C-V characteristics of Ni/n-CdF sub(2) Schottky barrier type diodes", *Solid-state Electron.*, 33(1): 11 (1990).
65. Ng, K.K., Card, H.C., "Asymmetry in the SiO₂ tunneling barriers to electrons and holes", *J. Appl. Phys.*, 51: 2153 (1980).
66. Varma, S., Rao, K. V., Kar, S., "Electrical characteristics of silicon-tin oxide heterojunctions prepared by chemical vapor deposition" *J. Appl. Phys.*, 56: 2812 (1984).
67. Türüt, A., Yalçın, N., Sağlam, M., "Parameter extraction from non-ideal C-V characteristics of a Schottky diode with and without interfacial layer", *Solid state Electron.*, 35: 835 (1992).
68. Aboelfotoh, M. O., Tu, K.N., "Schottky-barrier heights of Ti and TiSi₂ on *n*-type and *p*-type Si(100)" *Phys. Rev. B*, 34: 2311 (1986).
69. Werner, J. H., Güttler H. H., "Temperature dependent of Schottky barrier heights on silicon", *J. Appl. Phys.*, 73 (3): 1315 (1993).
70. Horvath, Zs., Adam. M., Pinter. I., Cvíkl. B., Korosak. D., Mrdjen. T., Tuyen. V. V., Makar. Zs., Dusco. Cs., Barsony. I., "Anomalous temperature dependence of series resistance in Ag\Si and Al\Si Schottky junctions", *Vacuum*, 50: 417 (1998).
71. Osvald, J., Horvath. Zs., "Theoretical study of the temperature dependence of electrical characteristics of Schottky diodes with an inverse near-surface layer", *Applied Surface Science*, 234: 349 (2004).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : KANBUR, Hatice
 Uyuğu : T.C.
 Doğum tarihi ve yeri : 13.10.1980 - BOLU
 Medeni hali : Bekar
 e-mail : haticekanbur@gmail.com

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Yüksek lisans	Gazi Üniversitesi - Fizik	2005
Lisans	Erciyes Üniversitesi – Fizik	2003

Yabancı Dil

İngilizce

Yayınlar

A. Teze Ait Yayınlar

- Altındal, Ş., Kanbur, H., Yıldız, D.E., Parlak, M., “Current conduction mechanism in Al/p-Si Schottky barrier diodes with native insulator layer at low temperatures”, *Applied Surface Science*, 253: 5056-5061 (2007).
- Altındal, Ş., Kanbur, H., Tataroğlu, A., Bülbül, M., “The barrier height distribution in identically prepared Al/p-Si Schottky diodes with the native interfacial insulator layer (SiO₂)”, *Physica B*, 399: 146-154 (2007).

B. Diğer Yayınlar

- Kanbur, H., Altındal, Ş., Tataroğlu, A. “The effect of interface states, excess capacitance and series resistance in the Al/p-Si Schottky diodes”, *Applied surface science*, 252: 1732-1738 (2005).

4. Altındal, Ş., Kanbur, H., Yücedağ, İ., Tataroğlu, A., “On the interface state density and relaxation time profiles in Al/SiO₂/p-Si (MIS) Schottky diodes”, *Microelectronic Eng.*, 85: 1495-1501 (2008).
5. Yıldız, D.E., Altındal, Ş., Kanbur, H., “The Gaussian distribution of inhomogeneous barrier heights in Au/CdTe Schottky barrier diodes in wide temperature range”, *Journal of Applied Physics*, 103: 124502 (2008).
6. Şahingöz, R., Kanbur, H., Voigt, M., Soykan, C., “The determination of interface states and series resistance profile of ITO/PEDOT-PSS/Polymer/Al heterojunction diode by I-V and C-V methods”, *Synthetic Metals*, 158: 727-731 (2008).
7. Şahingöz, R., Kanbur, H., “Temperature dependent interface states and series resistance of Al/Polymer/PEDOT-PSS/ITO heterojunction structures”, *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, Vol. **, No. **, 2008, P. (kabul edildi).
8. Mamadov, T.S., Kanbur, H., Şafak, Y., Altındal, Ş., Acar, S., Akhmedzade, N. D., “Frequency and Temperature Dependent Interface States and Series Resistance of Au/Cdte Schottky Diodes”, *Fizika CILD XIII No:4* (2007)
9. Kanbur, H., Acar, S., Altındal, Ş., Özçelik, S., Mamadov, T., “Gaussian Distribution of Inhomogeneous Barrier Height in Au/In_{0.25}Ga_{0.75}As/GaAs Structures”, *24th International Physics Congress, Balkan Physics Letters, Special Issue*, Boğaziçi University Press, P: 529-533 (2007).
10. Şahingöz, R., Altındal, Ş., Kanbur, H., “Temperature Dependent Dielectric Properties of Nanoscale Polymeric Thin Film”, *4. Nanobilim ve Nanoteknoloji (NanoTRIV) konferansı* (2008) (sözlü bildirisi).
11. Kanbur, H., Tataroğlu, A., Altındal, Ş., “Aynı şartlarda hazırlanan ve doğal olarak oksitlenmiş arayüzey yalıtkan tabakaya (SiO₂) sahip Al/p-Si Schottky diyotlarının engel yüksekliğinin homojensizliği”, *XI Yoğun Madde Fiziği Ankara toplantısı*, Gazi Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü, sayfa 65, (2004)
12. Kanbur, H., Tataroğlu, A., Altındal, Ş., “Al/SiO₂/p- Si Schottky engel diyotlarındaki engel yüksekliğinin homojensizliği”, *XI Yoğun madde fiziği Ankara toplantısı*, Gazi Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü sayfa 38, (2004)
13. Kanbur, H., Tataroğlu, A., Altındal, Ş., “Al/SiO_x/p-Si Schottky diyotlarda arayüzey durumlarının seri dirence ve ilave kapasitansa etkisi”, *XI Yoğun madde fiziği Ankara toplantısı*, Gazi Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü sayfa 66, (2004)

Hobiler

Kitap okumak, müzik dinlemek, sinema, tiyatro.

Teknik Beceri ve Yetenekler

İşletim Sistemleri Microsoft (Windows 2000, Windows XP, Windows 2003 Server)

Office Programları (Word, Excel, Powerpoint,...)

Programlama (Fortran)