

**T.C.
BOZOK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

Yüksek Lisans Tezi

**Al/TiO₂/p-Si SCHOTTKY DİYOTLARIN AKIM-VOLTAJ
(I-V) VE KAPASİTANS-VOLTAJ (C-V)
KARAKTERİSTİKLERİ**

Sefa Burak Kaya AYDIN

**Tez Danışmanı
Yrd. Doç. Dr. Hatice KANBUR ÇAVUŞ**

Yozgat 2013

**T.C.
BOZOK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

Yüksek Lisans Tezi

**Al/TiO₂/p-Si SCHOTTKY DİYOTLARIN AKIM-VOLTAJ
(I-V) VE KAPASİTANS-VOLTAJ (C-V)
KARAKTERİSTİKLERİ**

Sefa Burak Kaya AYDIN

**Tez Danışmanı
Yrd. Doç. Dr. Hatice KANBUR ÇAVUŞ**

**Bu çalışma, Bozok Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi
tarafından 2012FBE/T32 kodu ile desteklenmiştir.**

Yozgat 2013

T.C.
BOZOK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

TEZ ONAYI

Enstitümüzün Fizik Anabilim Dalı 70110511003 numaralı öğrencisi Sefa Burak Kaya AYDIN'nın hazırladığı “**Al/TiO₂/p-Si Schottky diyotlarının akım-voltaj (I-V) ve kapasitans-voltaj (C-V) karakteristikleri**” başlıklı YÜKSEK LİSANS tezi ile ilgili TEZ SAVUNMA SINAVI, Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliği uyarınca 29/07/2013 Pazartesi günü saat 14:00'te yapılmış, tezin onayına OY ÇOKLUĞU / OY BİRLİĞİYLE karar verilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Recep ŞAHİNGÖZ

Üye : Yrd. Doç. Dr. Hatice KANBUR ÇAVUŞ (Danışman)

Üye : Yrd. Doç. Dr. Muharrem KIRAK

ONAY:

Bu tezin kabulü, Enstitü Yönetim Kurulu'nun/...../20..... tarih ve sayılı kararı ile onaylanmıştır.

...../...../20.....

Doç. Dr. Hidayet ÇETİN
Enstitü Müdürü

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	iii
ABSTRACT	iv
TEŞEKKÜR	v
TABLolar LİSTESİ	vi
ŞEKİLLER LİSTESİ	vii
SİMGELER VE KISALTMALAR	x
1. GİRİŞ	1
2. TEORİK BİLGİLER	5
2.1. Metal-Yarıiletken (MY) Kontaklar	5
2.1.1. Metal p-tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontaklar	6
2.1.2. Metal p-tipi Yarıiletken Omik Kontaklar	8
2.2. Metal-Yalıtkan-Yarıiletken (MYY) Kontaklar	9
2.3. İdeal MY Y Yapısı	10
2.3.1. Yığılım	15
2.3.2. Tükenim	15
2.3.3. Tersinim	16
2.4. Gerçek MY Y Yapısı	17
2.4.1. Sabit Oksit ve Arayüzey Yükleri	18

	<u>Sayfa</u>
2.4.2. Hareketli İyonlar	19
2.4.3. İyonlaşmış Tuzaklar	20
2.4.4. Arayüzey Durumları	20
2.5. Schottky-Mott Teorisi	21
2.6. MY Kontaklarda Akım-İletim Mekanizmaları	24
2.6.1. Termiyonik Emisyon Teorisi (TE)	25
2.6.2. Difüzyon Teorisi	27
2.6.3. Termiyonik Emisyon-Difüzyon Teorisi (TED)	28
2.6.4. Engel Boyunca Tünelleme	29
2.6.5. Azınlık Taşıyıcı Enjeksiyonu	31
2.6.6. T_0 Etkili Akım İletimi	32
2.7. Schottky Diyotlarda Akım-Voltaj (I-V) Karakteristikleri	33
2.8. Schottky Diyotlarda Kapasitans-Voltaj (C-V) Karakteristikleri	34
3. DENEYSEL YÖNTEM	37
3.1. Kullanılan Malzemeler	37
3.1.1. Silisyum Kristali (Si)	37
3.1.2. Titanyum Dioksit (TiO_2)	39
3.1.2.1. TiO_2 'nin Uygulama Alanları	41
3.1.3. Alüminyum (Al)	42
3.2. MY Yapıların Hazırlanması	44
3.3. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri	47

	<u>Sayfa</u>
4. DENEYSEL İNCELEME	49
4.1. Akım-Voltaj (I-V) Karakteristikleri	49
4.2. Kapasitans-Voltaj (C-V) ve İletkenlik-Voltaj (G/w-V) Karakteristikleri	58
SONUÇ VE TARTIŞMA	65
KAYNAKLAR	69
ÖZGEÇMİŞ	75

Al/TiO₂/p-Si SCHOTTKY DİYOTLARIN AKIM-VOLTAJ (I-V) VE KAPASİTANS-VOLTAJ (C-V) KARAKTERİSTİKLERİ

Sefa Burak Kaya AYDIN

Bozok Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
Yüksek Lisans Tezi

2013; Sayfa: 75

Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. Hatice KANBUR ÇAVUŞ

ÖZET

Bu çalışmada, Al/TiO₂/p-Si Schottky diyotunun elektriksel özellikleri oda sıcaklığında araştırıldı. Diyotun düz ve ters beslem akım-voltaj (I-V) karakteristikleri Termiyonik Emisyon (TE) teorisi kullanılarak incelendi. İdealite faktörü (n), seri direnç (R_s), sıfır beslem engel yüksekliği (Φ_{Bo}) ve ara yüzey durum yoğunluğu (N_{ss}) değerleri gibi Al/TiO₂/p-Si Schottky diyotunun temel elektriksel parametreleri bulundu. Aynı zamanda n , Φ_{Bo} , R_s değerleri Cheung metodu kullanılarak da hesaplandı. Hem TE teoreminden hem de Cheung metodundan elde edilen elektriksel parametrelerin birbiri ile yakın uyum sergilediği gözlemlendi. N_{ss} enerji yoğunluğu dağılım profilleri diyotların idealite faktörü (n_v) ve etkin bariyer yüksekliğinin (Φ_e) voltaja bağlılığı göz önünde bulundurularak düz beslem I-V karakteristiklerinden elde edildi. Diyotun kapasitans-voltaj (C-V) ve iletkenlik-voltaj (G/w-V) karakteristikleri farklı frekanslarda incelendi (50-500 kHz). Ayrıca N_{ss} değerleri Hill-Coleman metodu kullanılarak hesaplandı. Sonuç olarak, R_s ve N_{ss} değerlerinin elektriksel parametreleri önemli ölçüde etkilediğini gözlemlendi.

Anahtar Kelimeler: TiO₂, Seri Direnç, Engel Yüksekliği, Arayüzey Durum Yoğunluğu, İdealite Faktörü

CURRENT-VOLTAGE (I-V) AND CAPACITANCE-VOLTAGE (C-V) CHARACTERISTICS OF Al/TiO₂/p-Si SCHOTTKY DIODES

Sefa Burak Kaya AYDIN

**Bozok University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics
Master of Science Thesis**

2013; Page: 75

Thesis Supervisor: Assist. Prof. Dr. Hatice KANBUR ÇAVUŞ

ABSTRACT

In this study, electrical analysis of Al/TiO₂/p-Si Schottky diode was investigated at room temperature. The forward and reverse bias current-voltage (I-V) characteristics of diode were studied by using Thermionic Emission (TE) theory. The main electrical parameters of the Al/TiO₂/p-Si Schottky diode such as ideality factor (n), zero bias barrier height (Φ_{B0}), series resistance (R_s), and interface state density (N_{ss}) values were found. Also, the values of n , Φ_{B0} and R_s were obtained by using the Cheung's method. It was shown that electrical parameters obtained from TE theory and Cheung's method exhibit close agreement with each other. The energy density distribution profiles of the N_{ss} were acquired from the forward bias I-V characteristics by taking into account the voltage dependence of the effective barrier height (Φ_e) and idealite factor (n_v) of devices. The capacitance voltage (C-V) and conductance-voltage (G/w-V) characteristics of diode were investigated in different frequencies (50-500 kHz). In addition, the values of N_{ss} were performed by using Hill-Coleman method. As a result, we have observed that the values of R_s and N_{ss} affected the electrical parameters quietly.

Keywords: TiO₂, Series Resistance, Barrier Height, Interface State Density, Ideality Factor

TEŞEKKÜR

Bozok Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'ne yüksek lisans tezi olarak sunulan bu çalışma, Bozok Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyelerinden Yrd. Doç. Dr. Hatice KANBUR ÇAVUŞ ve Hitit Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyelerinden Doç. Dr. Dilber Esra YILDIZ danışmanlığında yürütülmüŐtür. Çalışma boyunca desteğini esirgemeyen, tecrübe ve bilgilerinden yararlandığım değerli hocalarım Yrd. Doç. Dr. Hatice KANBUR ÇAVUŞ'a ve Doç. Dr. D. Esra YILDIZ'a teşekkürü bir borç bilirim.

Ayrıca hayatım boyunca desteklerini esirgemeyen aileme ve bu çalışma boyunca bana destek olan arkadaşım Derya DEDE'ye sonsuz teşekkür ederim.

Bu araştırma Bozok Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi ve Hitit Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi tarafından desteklenmiştir. Teşekkürü bir borç bilirim.

TABLULAR LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Tablo 3.1: Silisyumun Oda Sıcaklığındaki Bazı Özellikleri	38
Tablo 3.2: TiO ₂ 'nin Yapı Parametreleri	40
Tablo 3.3: TiO ₂ 'nin Bazı Temel Fiziksel Özellikleri	41
Tablo 3.4: Alüminyumun Oda Sıcaklığındaki Bazı Fiziksel Özellikleri	44
Tablo 4.1: Oda sıcaklığındaki Al/TiO ₂ /p-Si (MYY) Schottky Diyotunun I-V Karakteristiklerinden Elde Edilen Deneysel Parametreler	55
Tablo 4.2: Al/TiO ₂ /p-Si Yapısı İçin Oda Sıcaklığındaki Doğru Beslem I-V Grafiğinden Elde Edilen Bazı Temel Parametrelerin Gerilime Bağlı Değişimi	56
Tablo 4.3: Farklı Frekanslar İçin Al/TiO ₂ /p-Si Schottky Diyotunun C-V Karakteristiklerinden Elde Edilen Deneysel Parametreler	64

ŞEKİLLER LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Şekil 2.1: Metal p-Tipi Yarıiletken Doğrultucu (Schottky) Kontakın Enerji-Bant Diyagramı a) Kontakdan Önce, b) Kontakdan Sonra ve Termal Denge, c) $V \neq 0$ Durumunda	7
Şekil 2.2: Metal p-Tipi Yarıiletken Omik Kontakın Enerji Bant Diyagramı a) Kontakdan Önce, b) Kontakdan Sonra, c) $V > 0$ Durumunda ve $V < 0$ Durumunda	9
Şekil 2.3: MYY (Metal-Yalıtkan-Yarıiletken) Yapının Şematik Gösterimi ...	10
Şekil 2.4: $V=0$ 'da İdeal Bir MYY Yapının Enerji-Bant Diyagramı (a) p-Tipi Yarıiletken (b) n-Tipi Yarıiletken	10
Şekil 2.5: Metal-Yalıtkan-Yarıiletken (MY Y) Yapının Eşdeğer Devresi	13
Şekil 2.6: $V \neq 0$ Durumunda İdeal MYY Yapının Enerji-Bant Şeması a) Yığılım b) Tükenim c) Tersinim	14
Şekil 2.7: İdeal Bir MYY Yapının Devre Şeması a) Yığılım b) Tükenim c) Tersinim	17
Şekil 2.8: İdeal Olmayan MYY Yapısında Arayüzey Durumları ve Yüklerin Sınıflandırılması	18
Şekil 2.9: Kontak Yapılmadan Önce Metal ve Yarıiletkene Ait Enerji-Bant Diyagramları	21
Şekil 2.10: Kontak Yapımından Sonra Denge Durumunda Oluşan Enerji-Bant Diyagramı	22

Şekil 2.11:	Metal-Yarıiletken (MY) Kontaklarda Doğru Beslem Altındaki Akım İletim Mekanizmaları	25
Şekil 2.12:	Doğru Beslemde Termiyonik Alan Emisyonu (TAE) ve Alan Emisyonu (AE) Bant Diyagramı (ξ ' nin negatif olduğu çok katkılı yarıiletken için.)	30
Şekil 2.13:	Farklı Akım İletim Mekanizmalarını Gösteren $nkT/q-kT/q$ Grafiği	32
Şekil 3.1:	TiO ₂ ' nin Kristal Yapıları (a) Anatas (b) Brokit (c) Rutile	40
Şekil 3.2:	Omik Kontak Oluşturulurken Kullanılan Maske	46
Şekil 3.3:	Atomic Layer Deposition (ALD) Savannah S300 Sistemi	46
Şekil 3.4:	Doğrultucu Kontak Oluşturulurken Kullanılan Maske	47
Şekil 3.5:	Al/TiO ₂ /p-Si/Al (MYY) Diyotun Şematik Gösterimi	47
Şekil 3.6:	Keithley 4200 UCF Semiconductor Parameter Analyzer Cihazı	48
Şekil 4.1:	Oda Sıcaklığında Al/TiO ₂ /p-Si (MYY) Schottky Diyotunun Yarı-Logaritmik I-V Eğrisi	51
Şekil 4.2:	Al/TiO ₂ /p-Si (MYY) Schottky Diyotunun Cheung Fonksiyonu Eğrileri	53
Şekil 4.3:	Oda Sıcaklığında Al/TiO ₂ /P-Si Schottky Diyotunun Farklı Gerilim Değerlerine Karşı n Değerlerindeki Değişim	56
Şekil 4.4:	Oda Sıcaklığında Al/TiO ₂ /p-Si (MYY) Schottky Diyotunun Düz Beslem I-V Karakteristiklerinden Elde Edilen E _{ss} -E _V /N _{ss} Eğrisi	57

Şekil 4.5:	Al/TiO ₂ /p-Si Schottky Diyotunun Oda Sıcaklığında Farklı Frekanslar İçin (a) C-V ve (b) G/w-V Eğrileri	59
Şekil 4.6:	Al/TiO ₂ /p-Si Schottky Diyotunun Oda Sıcaklığında Farklı Gerilim Değerleri İçin Frekansa Bağlı (a) C-f ve (b) G/w-f Eğrileri	60
Şekil 4.7:	Al/TiO ₂ /p-Si Schottky Diyotunun Farklı Frekanslardaki R _s -V Eğrisi	62
Şekil 4.8:	Al/TiO ₂ /p-Si Schottky Diyotunun Farklı Gerilim Değerleri İçin Frekansa Bağlı R _s -f Eğrileri	63
Şekil 4.9:	Oda Sıcaklığındaki Al/TiO ₂ /p-Si Schottky Diyotunun Frekansın Bir Fonksiyonu Olarak Arayüzey Durum Yoğunluğunun Değişimi	64

SİMGELER VE KISALTMALAR

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

A	: Alan
Å	: Angström
Al	: Alüminyum
Si	: Silisyum
A*	: Richardson sabiti
A**	: Etkin Richardson sabiti
C_o	: İlave kapasitans
C	: Kapasitans
C_{ox}	: Yalıtkan tabakanın kapasitansı
C_{sc}	: Uzay yükü kapasitansı
C_m	: Ölçülen kapasitans değeri
E_a	: Aktivasyon enerjisi
E_v	: Değerlik (valans) bant kenarı enerjisi
E_c	: İletkenlik bant kenarı enerjisi
E_F	: Fermi enerjisi
E_g	: Yarıiletken yasak enerji aralığı
E_x	: Schottky bölgesindeki elektrik alanı
ε_o	: Boşluğun elektrik geçirgenliği
ε_i	: Yalıtkan tabakanın dielektrik sabiti
ε_s	: Yarıiletkenin dielektrik sabiti
Hz	: Frekans birimi (Hertz)
K	: Termodinamik sıcaklık (Kelvin)
k	: Boltzmann sabiti
m*	: Elektronun etkin kütlesi
m_o	: Serbest elektron kütlesi

N_D	: Verici yoğunluğu
N_A	: Alıcı yoğunluğu
N_C	: İletkenlik bandının etkin taşıyıcı yoğunluğu
N_V	: Değerlik bandının etkin taşıyıcı yoğunluğu
N_{ss}	: Arayüzey durum yoğunluğu
Q_{sc}	: Uzay yükü
q	: Elektrik yükü
R_s	: Seri direnç
T	: Mutlak sıcaklık
V_D	: Difüzyon potansiyeli
V_F	: Doğru beslem
V_R	: Ters beslem
V_y	: Yalıtkan üzerine düşen gerilim
V_{yi}	: Yarıiletken üzerine düşen gerilim
W_D	: Tüketim tabakasının kalınlığı
V_x	: Taşıyıcı hızı
V	: Gerilim
V_i	: Kontak potansiyel farkı
Φ_B	: Potansiyel engel yüksekliği
Φ_{B0}	: Sıfır beslem potansiyel engel yüksekliği
Φ_s	: Yarıiletkenin iş fonksiyonu
Φ_m	: Metalin iş fonksiyonu
Φ_e	: Etkin engel yüksekliği
Φ_{Bp}	: p-tipi yarıiletken için potansiyel engeli
Φ_e	: Etkin engel yüksekliği
$N(E)$: Bantlardaki durumların yoğunluğu
Ω	: Ohm
X_s	: Elektron yakınlığı
L	: Nötral bölge kalınlığı

D_p	: Yarıiletken bölgedeki deşiklerin difüzyon sabiti
ρ	: Öz direnç
δ	: Yalıtkan tabaka kalınlığı
J_0	: Akım yoğunluğu
Ψ_s	: Yüzey potansiyeli
n	: İdealite faktörü
$n(x)$: Elektron yoğunluğu
I_0	: Ters beslem doyma akımı
$f(E)$: Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu
E_{Fn}	: Quasi Fermi seviyesi
ϵ_{ox}	: Yalıtkan tabakanın dielektrik sabiti
H_2SO_4	: Sülfürik asit
HNO_3	: Nitrik asit
HF	: Hidroklorik asit
CH_3OH	: Metanol
H_2O_2	: Hidrojen peroksit
HCl	: Hidroklorik asit
SD	: Schottky diyot
$I-V$: Akım-voltaj
$C-V$: Kapasitans- voltaj
$G/w-V$: İletkenlik- voltaj
MY	: Metal-Yarıiletken
MYM	: Metal-Yalıtkan-Yarıiletken
TE	: Termiyonik Emisyon
TED	: Termiyonik Emisyon Difüzyon
TAE	: Termiyonik Alan Emisyonu
AE	: Alan Emisyonu
$a.c$: Alternatif akım
$d.c$: Doğru akım

- ALD** : Atomik tabaka biriktirme
SCLC : Uzay yükü sınırlandırılmış-iletkenlik

1. GİRİŞ

Yarıiletkenler ve metallerin kullanılmasıyla oluşturulan metal-yarıiletken (MY), metal-yalıtkan-yarıiletken (MYY) diyotlar günümüz elektronik devre elemanları teknolojisinde yaygın olarak kullanılmaktadır. Metal-yarıiletken arayüzeyinde bir potansiyel engeli olduğu fikri ilk kez Schottky tarafından ortaya konulduğu için bu kontaklara Schottky diyotlar denilmektedir [1-5]. Schottky diyotları, elektronik sanayinde mikrodalga karıştırıcı detektörleri, metal-yarıiletken alan etkili transistörler (MESFET), metal-yalıtkan-yarıiletken alan etkili transistörler (MISFET), yarıiletken detektörler, güneş pilleri, hızlı anahtar (switching) uygulamaları, varaktörler (kapasiteleri uygulanan gerilime göre değişen kondansatörler) gibi pek çok alanda kullanılmaktadır. Metal-yarıiletken eklemlerin böylesi geniş bir uygulama alanına sahip olması, bu elemanlar üzerindeki çalışmalarını önemli kılmaktadır. Bu nedenle, bu tip diyotların özelliklerini ayrıntılı bir şekilde belirlemek için çok sayıda çalışma yapılmıştır [1-16].

Metal-yarıiletken kontaklar hakkındaki ilk bilgilerin ortaya çıkışı 18. yüzyılın sonlarına kadar uzanmakta olup konu üzerinde esas sistemli çalışmalar yirminci yüzyılda yapılmıştır. Metal-yarıiletken kontaklardaki doğrultucu özellik ilk olarak 1874'te F.Braun tarafından gözlenmiştir [1-5]. İlk önceleri radyo detektörü olarak geliştirilen MY yapılar, daha sonra Schottky diyotları üzerine yapılan araştırma ve geliştirme çalışmalarıyla mikrodalga radarların elde edilmesini sağlamıştır. Kontakların doğrultucu özelliğine ilişkin fiziksel mekanizmalar ise 1930'lu yıllardan itibaren izah edilmeye başlanmıştır. 1931'de Wilson tarafından yarıiletkenlerin iletim teorisi katıların bant teorisine dayanarak formülize edilmiş ve bu teori metal-yarıiletken kontaklara uygulanmıştır [1-5]. 1938'de Schottky ve Mott tarafından arayüzeyde oluşan potansiyel engeli üzerine teoriler önerilmiştir. Mott'un teorisine göre; metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki farktan dolayı bir potansiyel engeli ortaya çıkmaktadır. Mott bu teoride arayüzeyde kirlilik atomlarının olmadığını ve elektrik alanının sabit olduğunu kabul etmiştir. Schottky ise; arayüzeyde sabit kirlilik atomlarının bulunduğunu ve elektrik alanının lineer olarak arttığını kabul etmiştir. Mott'a göre elektrostatik potansiyel metale olan uzaklıkla lineer olarak değişmekte, Schottky'e göre de elektrostatik potansiyel metal sınırına kadar Poisson

denklemleri ile uyumlu olarak kuadratik değişmektedir [1-5]. 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 [1-5]. Bu teoriye göre, elektronların engelden geçişi, metaldeki elektronların vakuma geçişi ile aynı tarzdadır. İlk bakışta elektron serbest yolunun engel bölgesi kalınlığından daha büyük olması gerektiği düşünülebilir. Ancak Bethe’nin detaylı araştırmaları serbest yolun, engel maksimum yüksekliğinden kT kadar aşağıda meydana gelen mesafeden büyük olması gerektiğini göstermiştir.

Schottky diyotlar üzerinde daha sonraki yıllarda birçok çalışmalar yapılmıştır. 1948 yılında Torrey ve Whitmer [17] frekans dönüştürücü ve düşük seviye mikrodalga dedektörü diyotu olarak kullanılan Schottky diyotunun ayrıntılı açıklamasını yapmışlardır. Nokta kontak olarak adlandırılan bu diyot, metal bir telin yarıiletken yüzeyine dokundurulmasıyla yapılmıştır. Fakat bu kontaklar çok fazla üretilmediği ve yükseltmesinin düşük olması nedeniyle güvenilir olmamışlardır. Ancak uzun süre mikrodalga ölçümlerinde kullanılmışlardır. Baird [18] 1964 yılında metal yarıiletken alan etkili transistörü olarak MY yapıların karakteristikleri sıcaklığın bir fonksiyonu olarak ölçülmüş ve sıcaklığın tayininde kullanmıştır. Crowell ve Sze [19] 1965 yılında, Schottky’nin difüzyon teorisi ve Bethe’nin termiyonik emisyon teorisini, tek bir Termiyonik-Emisyon-Difüzyon (TED) modelinde birleştirmişlerdir. Card ve Rhoderick [20] 1973 yılında, arayüzey oksit tabakalı Si-Al kontaklarda arayüzey hal yoğunluğunun belirlenmesi ve arayüzey hal yoğunluğunun doğru beslem akım-voltaj (I-V) karakteristiklerinin idealite faktörü üzerine etkilerini analiz etmişlerdir. 1978 yılında Rideout [21], metal- yarıiletken doğrultucuları detektör olarak kullanmıştır. Barret ve Vapaille [22] 1979 yılında, Si-metal diyotların doğru beslem admittans ölçümlerinden, arayüzey hallerinin yoğunluk dağılımını ve durulma zamanını belirlemişlerdir. 1981’de Sze [1], p-n eklemlerin yapımı için birçok metot geliştirdi. Willson [23] 1983 yılında, metal-yarıiletken diyotlar için, kuantum mekaniksel tünelleme teorisini geliştirmiş ve doğrultma teorisi için ters polariteyi açıklamıştır. Chandra ve Parsad [24], 1986 yılında, metal-yarıiletken alan etkili

transistörü bulmuştur. Sonraları metal-yarıiletken yapıların karakteristikleri, sıcaklığın fonksiyonu olarak ölçülmüş ve bu yapılar sıcaklığın tayininde kullanılmıştır. Bundan sonraki yıllardan günümüze kadar Schottky diyotlar üzerine yapılan çalışmalar artarak devam etmiştir [25-32].

MYY yapılar, metal ile yarıiletken tabakaların arasında yalıtkan bir tabakanın doğal ya da yapay bir oksidasyon yöntemi kullanılmasıyla elde edilir. Yani, metal ile yarıiletken arasında doğal ya da yapay olarak oluşturulan bir yalıtkan tabaka MY yapıyı MY Y yapıya dönüştürür. MY Y ve MY yapıların, idealite faktörü (n), bariyer yüksekliği (Φ_B), seri direnç (R_S) ve arayüzey durumları (N_{ss}) gibi elektriksel karakteristikleri üzerine birçok çalışma yapılmış olmasına rağmen halen tam anlamıyla açıklanamayan yönleri mevcuttur [33].

Schottky diyotların doğru ve verimli kullanılabilmesi, diyotun özelliklerinin iyi bilinmesine bağlıdır. Bu diyotların çalışma ve güvenilirliği kullanılan yarıiletkenin üretim parametrelerine, kullanılan metalin elektriksel özelliklerine, yalıtkan tabakanın oluşum sürecine, arayüzey durumlarının yarıiletken-yalıtkan enerji aralığındaki dağılımına ve alınan kontakların homojenliğine bağlıdır. Bütün bunlar yarıiletkenin ideal durumdan sapmasına yol açabilir ve hesaplamalarda göz önünde bulundurulması gereken önemli parametrelerdir. Metal olarak genelde altın (Au), alüminyum (Al) gibi yüksek saflıktaki metaller kullanılırken, yalıtkan olarak SiO_2 , SnO_2 , TiO_2 , $SrTiO_3$, Si_3N_4 , HfO_2 gibi malzemeler kullanılır. Bunlardan özellikle SiO_2 daha yaygın olarak kullanılır. Bunun sebebi, SiO_2 'nin doğada bol miktarda bulunması, silisyum üzerine doğal ve homojen büyümesi ve ideal örgü sürekliliğine yakın bir eklem oluşturmasıdır. Ayrıca SiO_2 birçok yüzey etkilerini azaltarak eklem karakteristiklerinin daha iyi kontrol edilmesini sağlar [1-3]. Ancak SiO_2 düşük dielektrik sabitine sahip olduğu için cihazda kaçak akıma neden olur. Kaçak akımları azaltmak ve yüzey pasivasyonunu sağlamak için son zamanlarda SiO_2 yerine daha yüksek dielektrik sabitine sahip SnO_2 , TiO_2 , Si_3N_4 , HfO_2 gibi yalıtkan malzemeler tercih edilmektedir. TiO_2 'nin sahip olduğu kimyasal, optiksel ve elektriksel özelliklerinden dolayı son zamanlarda yoğun bir şekilde çalışılmaktadır [33]. Bu yalıtkan SiO_2 ile karşılaştığında TiO_2 'nin en büyük avantajı yüksek dielektrik geçirgenliği ve yüzey durumlarının düşük yoğunluklu olmasıdır. TiO_2 elde etmek

için püskürtme, elektron-demet buharlaştırması, kimyasal buhar biriktirme, sol-jel yöntemi ve atomik tabaka biriktirme (ALD) gibi çeşitli üretim teknikleri vardır [33]. Bunlar arasından ALD tekniği, diğer biriktirme metotlarına nazaran geniş alt tabaka alanları üzerine oldukça düzgün kalınlık, düşük işlem sıcaklığı, daha az kirlilik ve son derece güvenli kalınlık kontrolü sağlaması nedeniyle daha kullanışlıdır. Bu teknik çok ince ve yüksek dielektrik sabitine sahip dielektrikler oluşturmak için kullanılır [34-38].

Bu çalışmada, p-tipi Si üzerine TiO₂ biriktirilerek oluşturulan Al/TiO₂/p-Si Schottky diyotunun elektriksel doğasının tam anlamıyla anlaşılabilmesi için I-V, C-V ve G/w-V karakteristiklerini incelendi. Arayüzey durumlarının enerji dağılım profili, oda sıcaklığındaki Al/TiO₂/p-Si Schottky diyotun idealite faktörü ve etkin bariyer yüksekliğinin besleme bağlı olduğu göz önüne alınarak düz beslem I-V karakteristiklerinden elde edildi. Ayrıca C-V ve G/w-V karakteristikleri 50 kHz-500 kHz frekans aralığında incelendi. Sonuç olarak, deneysel sonuçlar N_{ss} ve R_s'nin, Al/TiO₂/p-Si Schottky diyotunun I-V, C-V ve G/w-V karakteristikleri üzerine önemli bir etkiye sahip olduğunu gösterdi.

Bu çalışma beş bölümden oluşmaktadır. Birinci bölümde MY 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 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 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 ve sonuçlar tartışıldı.

2. TEORİK BİLGİLER

Schottky diyotların karakteristik parametrelerinin anlaşılabilmesi için yalıtkan ve yarıiletken kristallerin iletkenlik özelliklerinin detaylı olarak incelenmesi gerekir. Bu tür bir inceleme kristale uygun kontaklar alınarak Schottky diyot yapısının elde edilmesiyle mümkün olur. Yarıiletken kristal ile kontak yapılacak metal veya alaşımın olabildiğince düşük bir dirençle atomik boyutta temas etmeleri beklenir. Oluşturulan kontağın ideal olması kontak olarak kullanılan malzemelerin yüzeylerinin yeteri kadar temiz ve pürüzsüz olmasına bağlıdır.

2.1. Metal-Yarıiletken (MY) Kontaklar

Bir metal ile bir yarıiletken kontak haline getirildiğinde enerji-bant diyagramlarının farklı olmasından dolayı aralarında bir yük alışverişi meydana gelir. Bu olay denge durumuna ulaşıncaya kadar devam eder. Isıl denge meydana geldiğinde her iki malzemenin Fermi enerji seviyeleri aynı düzeydedir. Metal-yarıiletken kontak, iki malzemenin idealde sıfır dirençle temas etmesi olarak ele alınır [1-5,39-41].

Metal-yarıiletken kontağın türünün doğrultucu veya omik olması, seçilen metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları ile yarıiletkenin türüne (p veya n tipi) bağlıdır. Metalin iş fonksiyonu Φ_m ve yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s olmak üzere, metal/n-tipi yarıiletken kontaklar için $\Phi_s < \Phi_m$ olması halinde ise doğrultucu kontak ve $\Phi_s > \Phi_m$ olması halinde omik kontak oluşur. Metal/p-tipi yarıiletken kontaklarda ise $\Phi_s < \Phi_m$ olması halinde omik kontak ve $\Phi_s > \Phi_m$ olması halinde de doğrultucu kontak oluşur.

2.1.1. Metal p-tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontaklar

Şekil 2.1'de metal p-tipi yarıiletken doğrultucu kontakın enerji bant diyagramı kontak alınmadan önce (Şekil 2.1a), kontak alındıktan sonra ve termal denge durumunda (Şekil 2.1b) ve $V \neq 0$ durumları için (Şekil 2.1c) verildi. Öncelikle Şekil 2.1'de gösterilen bazı ifadeleri tanımlayalım; Vakum seviyesi: Bir metalin en dışındaki sıfır kinetik enerjili bir elektronun enerji seviyesi veya bir elektronu yüzeyden koparıp serbest hale gelmesi için ihtiyaç duyulan minimum enerji miktarıdır. Fermi enerjisi: İletkenlerde mutlak sıfır sıcaklığında ($T=0$ K), elektronlar tarafından taban durumundan itibaren işgal edilen en yüksekteki dolu seviyenin enerjisine denir. Yarıiletkenlerde ise iletkenlik ve valans bandındaki taşıyıcı sayısına ve sıcaklığa bağlı olarak, yasak enerji bölgesinde yer alan izafi seviye Fermi enerjisi olarak adlandırılır. p tipi yarıiletkenlerde Fermi enerjisi valans bandından itibaren ölçülürken, n tipi yarıiletkenlerde iletim bandından itibaren ölçülür. Metalin iş fonksiyonu (Φ_m): Bir elektronu Fermi enerji seviyesinden vakum seviyesine çıkarmak veya serbest hale getirmek için ihtiyaç duyulan minimum enerji miktarıdır. Yarıiletkenin iş fonksiyonu (Φ_s): Yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi ile vakum seviyesi arasındaki enerji farkıdır. Fermi enerjisi katılanan madde atomlarının yoğunluğu ile değiştiği için ϕ_s de değişen bir niceliktir. Elektron yakınlığı (χ): Vakum seviyesi ile iletkenlik bandı kenarı arasındaki bir elektronun enerji farkı olarak tanımlanır.

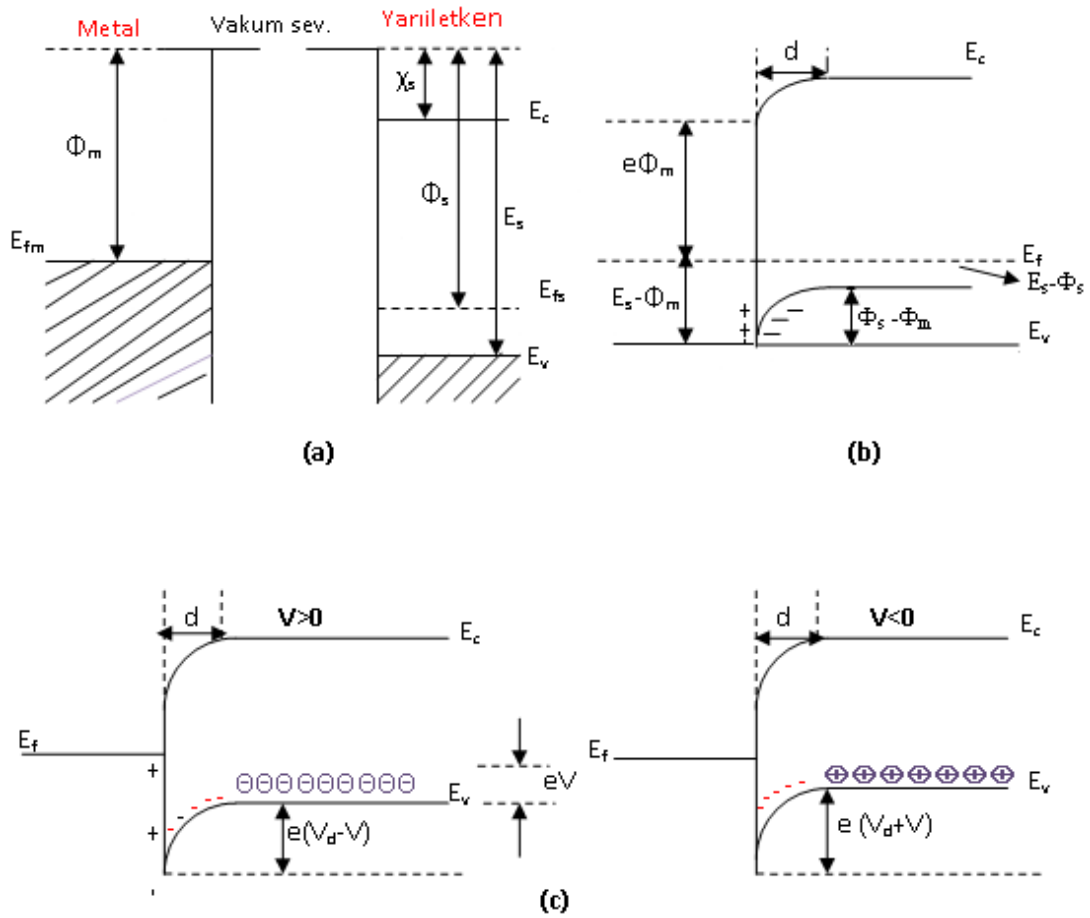
Yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s 'nin, metalin iş fonksiyonu Φ_m 'den büyük olduğu durumu ele alalım ($\Phi_s > \Phi_m$). Oda sıcaklığında akseptörlerin (alıcılar) hepsi iyonize olmuş olsun. Kontakta önce yarıiletkenin Fermi seviyesi, metalin Fermi seviyesinden $\Phi_s - \Phi_m$ kadar aşağıdadır (Şekil 2.1a). Kontakta sonra her iki maddenin Fermi seviyeleri aynı seviye gelinceye kadar metalden yarıiletkene doğru elektron akışı olur. Bunun sonucu olarak yarıiletkenin ön yüzeyi negatif olarak yüklenir (Şekil 2.1b). Bu negatif yük iyonize olmuş akseptörler tarafından oluşur ve bu yük d kalınlıklı bir uzay yükü tabakası boyunca yayılır. Yarıiletken bloktaki enerji seviyeleri $\Phi_s - \Phi_m$ kadar yükseldiğinden, yarıiletken tarafındaki holler için yüzey engeli;

$$eV_{dif} = \Phi_s - \Phi_m \quad (2.1)$$

kadardır. Burada V_{dif} , difüzyon potansiyelidir. Yarıiletken içerisindeki bu potansiyel, metalin yüzeyine göre alınır. Kontakın metal tarafındaki holler için engel yüksekliği;

$$e\Phi_{bn} = E_s - \Phi_m \quad (2.2)$$

ifadesi ile verilir.



Şekil 2.1. Metal p-tipi Yarıiletken Doğrultucu (Schottky) Kontakın Enerji-Bant Diyagramı a) Kontakın Önce, b) Kontakın Sonra ve Termal Denge, c) $V \neq 0$ Durumunda

Termal uyarılmadan dolayı, yarıiletkendeki bazı holler potansiyel engelini aşabilecek kadar enerji kazanarak, metalin içine geçebilirler. Aynı şekilde metalde termal olarak oluşan bazı hollerde engeli aşabilecek kadar enerji kazanarak, yarıiletkenin içine geçebilirler. Böylece kontakta engeli aşan holler eşit ancak zıt yönlü iki I_o akımı

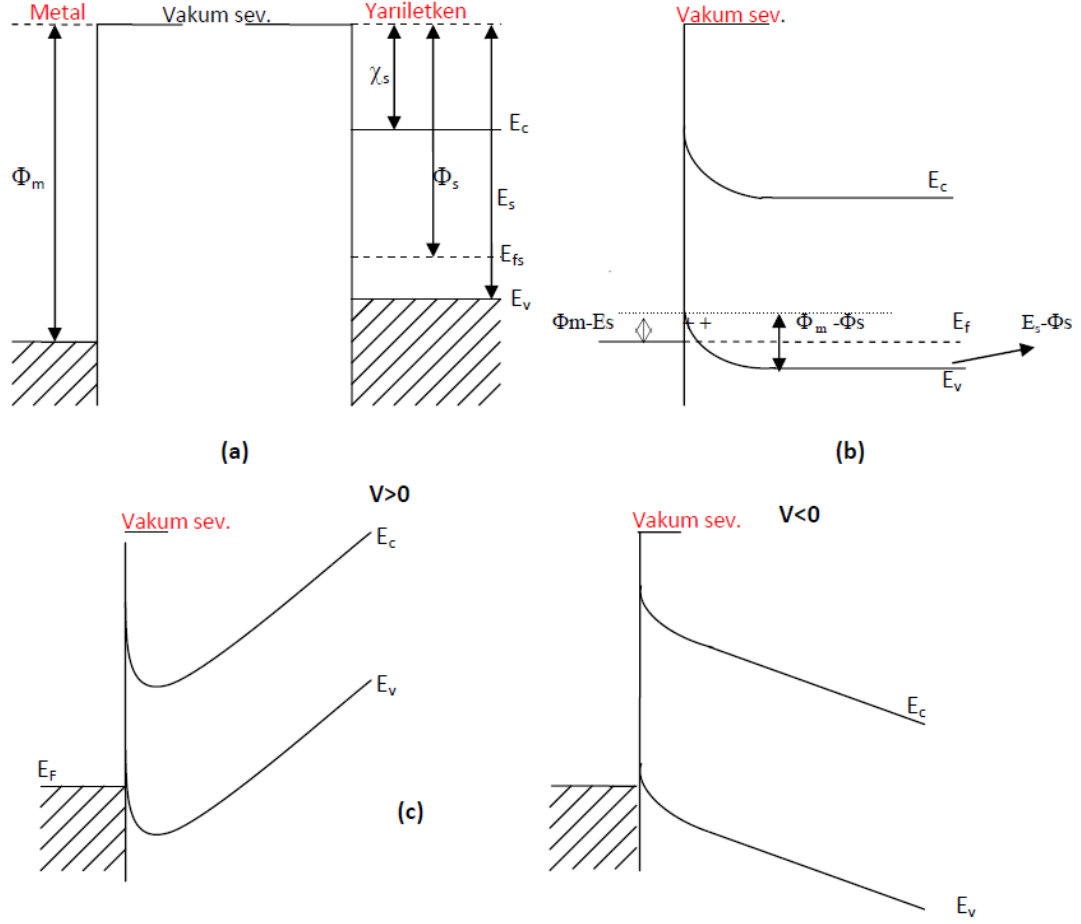
oluşturur. Bu durumda sistem termal dengededir ve net akım akısı sıfırdır. Yarıiletkene bir V gerilimi uygulanırsa (Şekil 2.1c), metalden yarıiletkene akan hol akımında değişiklik olmayacak ancak yarıiletkenden metale akan hol akımı, yarıiletkendeki enerji seviyeleri eV kadar düştüğü için $\exp(eV/kT)$ çarpanı kadar değişir. Sağdan sola doğru olan akım pozitif kabul edilirse bu durumda karakteristik akım;

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.3)$$

olacaktır. Burada I_0 doyma akımıdır [1,39].

2.1.2. Metal p-tipi Yarıiletken Omik Kontaklar

Omik kontak, uygulanan gerilimin polaritesinden bağımsız olarak her iki yönde de akım akışına minimum direnç gösteren bir metal-yarıiletken eklemidir [39]. Metalin iş fonksiyonunun yarıiletkenin iş fonksiyonundan büyük olduğu ($\Phi_m > \Phi_s$) durumu inceleyelim. Metal ve yarıiletkenin kontakta önceki ve kontakta sonraki enerji bant diyagramı Şekil 2.2 (a ve b) de gösterilmiştir. Kontakta önce, (Şekil 2.2a), yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\Phi_m - \Phi_s$ kadar yukarıdadır. Kontakta sonra bir yük değişimi meydana gelecektir. Bunun neticesinde yarıiletkenden metale, yarıiletken tarafında hol bırakarak elektron geçişi olur. Fermi seviyeleri dengeye ulaştığında, yarıiletken tarafında pozitif yüzey yükü ve metal tarafında da negatif yüzey yükü yer alır. Bundan dolayı yarıiletkendeki Fermi seviyesi Şekil 2.2b'de görüldüğü gibi $\Phi_m - \Phi_s$ kadar aşağı düşer. Hol konsantrasyonunun artmasından dolayı, yarıiletken yüzeyi daha fazla p-tipi olur. Bir V voltajı uygulandığında, bu potansiyel farkı tüm yarıiletken bölge boyunca dağılır (Şekil 2.2c). $\Phi_s - \chi_s$ nispeten elektronlar zorlukla karşılaşmadan engeli geçebilirler. Doğru beslem durumunda, elektronlar, metalden yarıiletken içindeki boş durumlara kolayca hareket edebilirler. Bu yük hareketi, hollerin yarıiletkenden metale akışına karşılık gelir. Metal tarafına geçen holler yüksek elektron konsantrasyonundan dolayı hemen nötralle olurlar. Ters beslem durumunda, metalin iletkenlik bandında termal olarak oluşan holler de kolay bir şekilde yarıiletken tarafına geçebilirler. Böylece hem metalden yarıiletkene hem de yarıiletkenden metale doğru kolaylıkla akım geçebildiğinden bu tür kontaklar, omik kontaklar olarak bilinir [1,39].

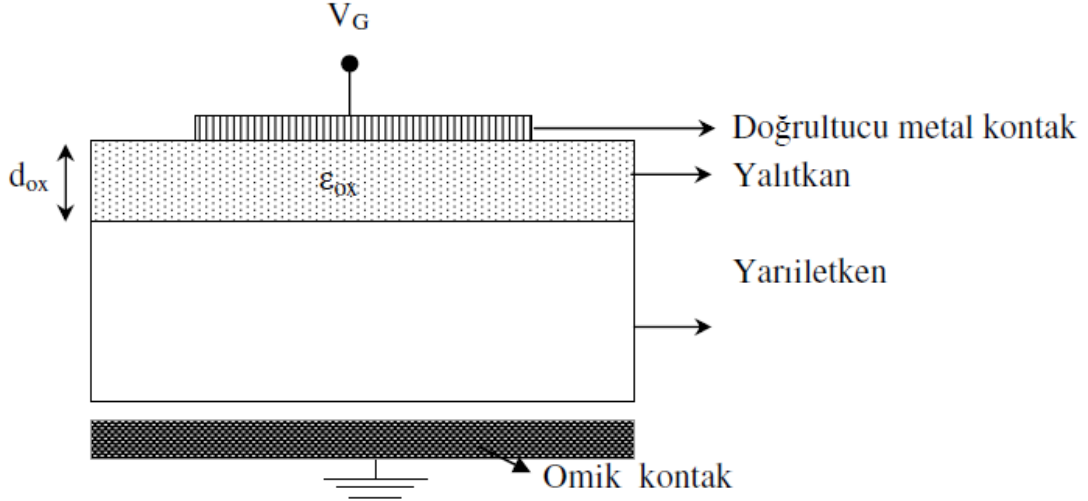


Şekil 2.2. Metal p-tipi Yarıiletken Omik Kontağın Enerji Bant Diyagramı a) Kонтaktan Önce, b) Kонтaktan Sonra, c) $V>0$ Durumunda ve $V<0$ Durumunda

2.2. Metal-Yalıtkan-Yarıiletken (MYY) Kонтaklar

Metal ile yarıiletken arasında yalıtkan bir tabaka ister doğal yolla oluşsun ister deneysel yöntemlerle oluşturulsun metal-yarıiletken (MY) yapısını metal-yalıtkan-yarıiletken (MYY) yapısına dönüştürür. Arada bir yalıtkan tabakanın varlığı metali yarıiletken sistemden ayırır ve böylece yarıiletkendeki ara yüzey durumları metaldeki elektron durumlarından izole edilmiş olur [1,39,42]. Bu durumda ara yüzey durumları yarıiletkenin Fermi seviyesi ile belirlenir. Şekil 2.3’de bir MYY yapısı şematik olarak gösterilmiştir. Burada d_{ox} yalıtkan oksit tabakanın kalınlığı ve V_G metal plakaya uygulanan gerilimdir. V_G gerilimi; metal plaka omik kontağa göre pozitif bir gerilim ile beslendiğinde pozitif, negatif bir gerilim ile beslendiğinde ise

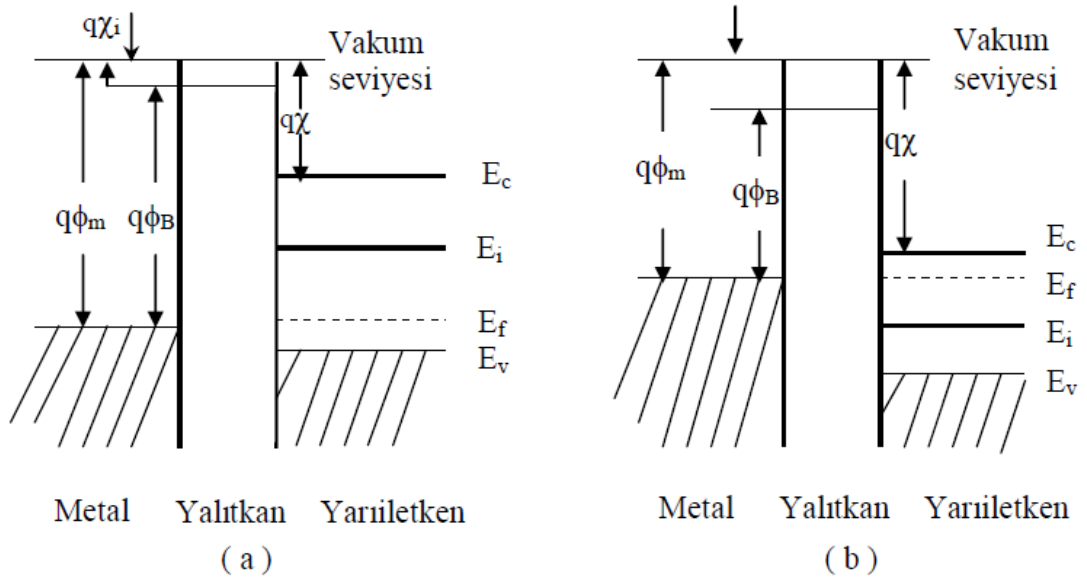
negatiftir. Bu yapının belirgin özellikleri, paralel levhalı kondansatörde olduğu gibi yalıtkan ve yalıtkan-yarıiletken arayüzey özellikleri tarafından belirlenmektedir [1,39,43].



Şekil 2.3. MYY Yapının Şematik Gösterimi

2.3. İdeal MYY yapısı

İdeal bir MYY yapının, voltaj uygulanmadan önceki ($V=0$) enerji-bant diyagramı Şekil 2.4'te p-tipi ve n-tipi yarıiletkenler için gösterilmiştir.



Şekil 2.4. $V=0$ 'da İdeal Bir MYY Yapının Enerji-Bant Diyagramı (a) p-tipi Yarıiletken (b) n-tipi Yarıiletken [1]

İdeal bir MYY yapıdaki özellikler aşağıdaki gibi tanımlanır [1,39,44];

- Sıfır beslem durumunda metalin iş fonksiyonu Φ_m ve yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s arasındaki fark sıfırdır. Yani $\Phi_{ms}=\Phi_m-\Phi_s=0$ 'dır ve n-tipi ile p-tipi yarıiletken için aşağıdaki gibi verilir;

$$\Phi_{ms} = \Phi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2q} + \Psi_{Bp} \right) = 0 \quad (\text{p-tipi}) \quad (2.4)$$

$$\Phi_{ms} = \Phi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2q} - \Psi_{Bn} \right) = 0 \quad (\text{n-tipi}) \quad (2.5)$$

Burada E_g yarıiletkenin yasak enerji aralığı, χ yarıiletkenin elektron yakınlığı ve Ψ_B , Fermi enerji seviyesi E_F ile saf enerji seviyesi E_i arasındaki enerji farkıdır.

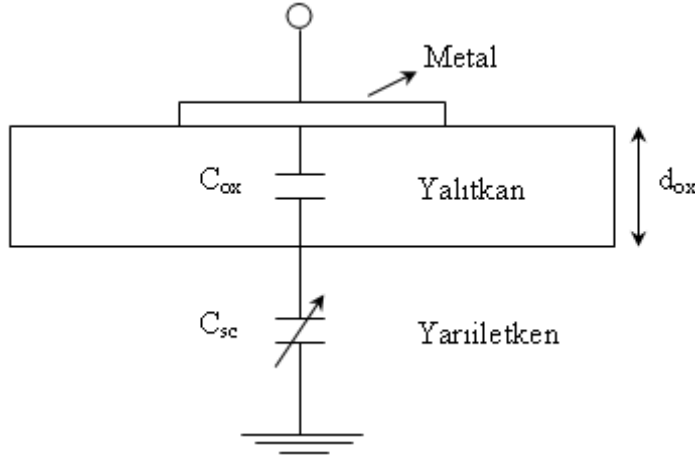
- Herhangi bir beslem şartı altında, yapıdaki yükler yalıtkan ile bitişik, metal yüzeyindekiler ile yarıiletkendekiler eşit miktarda fakat zıt yönlüdür.
- D.C. beslem şartları altında yalıtkana doğru taşıyıcı geçişi yoktur yani yalıtkanın özdirenci sonsuzdur.
- Yalıtkan bant aralığı o kadar büyüktür ki, yalıtkanın iletkenlik bandındaki yük taşıyıcı yoğunluğu ihmal edilebilecek kadar küçüktür.
- Yalıtkan içinde ve yalıtkan-yarıiletken arayüzeyinde tuzaklar, sabit ve hareketli iyonlar bulunmaz.

İdeal bir MYY yapıda metal kontağa gerilim uygulandığı zaman yarıiletkende yük kaymaları oluşur. Yarıiletkendeki serbest hareketli yük yoğunluğu uygulanan gerilime bağlı olup metaldekine göre daha azdır. Yarıiletken arayüzey bölgesinde bantların bükülmesine neden olan uzay yükleri (Q_{sc}) meydana gelir. Termal denge durumunda arayüzey bölgesindeki uzay yükü potansiyelin büyüklüğü ile belirlenir. Yarıiletkende yükler katkılama türüne göre çoğunluk ve azınlık taşıyıcılar olup, yarıiletkende metallere göre serbest olmayan yükler bulunduğu için uygulanan gerilime bağlı olarak yük, ya uzay yükü bölgesinde ya da arayüzey bölgesinde yığılmalara sebep olur. Uygulanan V_G geriliminin bir kısmı yarıiletken üzerine düşerken bir kısmı da yalıtkan arayüzey tabakası üzerine düşer. Böylece;

$$V_G = V_{ox} + \Psi_S \quad (2.6)$$

ifadesi yazılabilir. Bu eşitlikte V_{ox} yalıtkan üzerine düşen gerilim ve Ψ_S arayüzeydeki bant gerilimidir [39].

Metal ve yarıiletken tabaka arasındaki yalıtkan tabakadan dolayı metal ve yarıiletken arasında bir kapasitans oluşur. Bu kapasitans MYY kapasitansı olarak adlandırılır. Kondansatörlerin özelliklerini metal ile yarıiletken arasındaki yalıtkan tabaka ve yalıtkan-yarıiletken arayüzeyi belirler. Kapasitans arayüzeyin dielektrik sabitine bağlıdır. Şekil 2.5'te MYY kapasitansına karşılık gelen eşdeğer bir devre gösterilmiştir. Uygulanan gerilimde küçük diferansiyel değişimler mevcutsa MYY yapının kapasitansı C , yalıtkan tabakanın kapasitansı C_{ox} ve uzay yükü kapasitansı C_{sc} olarak gösterilebilir. Bunların eşdeğer kapasitansları bize MYY kapasitansını verecektir.



Şekil 2.5. Metal-Yalıtkan-Yarıiletken (MYY) Yapının Eşdeğer Devresi

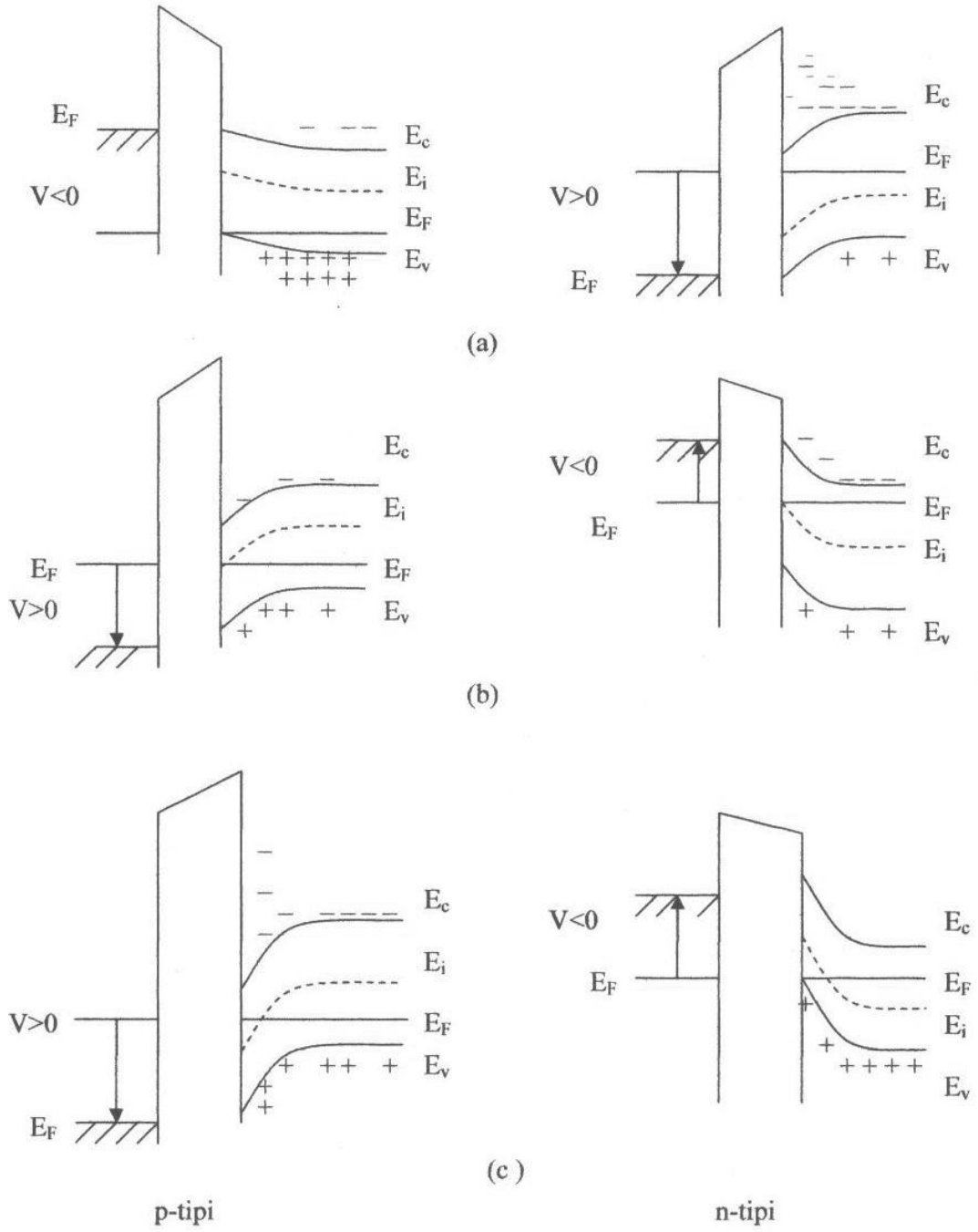
Şekil 2.5'te görüldüğü gibi MYY yapının eşdeğer kapasitansı, yüzey yük kapasitansı C_{sc} ile yalıtkan oksit kapasitansı C_{ox} 'in seri bağlanmasına eşdeğerdir.

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_{sc}} + \frac{1}{C_{ox}} \quad (2.7)$$

Yalıtkan oksit kapasitansı C_{ox} ;

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{d_{ox}} A_{ox} \quad (2.8)$$

olarak verilir. Burada, ϵ_{ox} ve d_{ox} sırası ile yalıtkan tabakanın dielektrik sabiti ve kalınlığıdır. Bu iki nicelik uygulanan gerilimden bağımsızdır ve uygulanan gerilimle değişmez. Böylece MYY yapının kapasitansındaki değişimi sadece uzay yükü kapasitansı (Q_{sc}) belirler. Uygulanan gerilime bağlı olarak MYY kapasitansında meydana gelen durumlar Şekil 2.6'da sol tarafta p-tipi yarıiletken için, sağ tarafta n-tipi yarıiletken için verilmiştir. Şekil 2.6'da gösterilen durumları p-tipi bir yarıiletken için tanımlayalım [1,39].



Şekil 2.6. $V \neq 0$ Durumunda İdeal MYY Yapının Enerji-Bant Şeması a) Yığılım b) Tükenim c) Tersinim [1]

2.3.1. Yığılım

P-tipi yarıiletkenli MYY yapılarda, metal negatif gerilime ($V_G < 0$) maruz bırakıldığında bu gerilimden dolayı oluşan elektrik alan yarıiletkenin çoğunluk yük taşıyıcısı olan holleri yarıiletken arayüzeyine doğru çeker. Yarıiletkendeki valans (değerlik) bandının tepesi yukarı doğru bükülür ve Fermi seviyesine yaklaşır (Şekil 2.6a). İdeal bir diyotta yük akışı olmadığında, Fermi enerji seviyesi yarıiletkende sabit kalır. Çünkü taşıyıcı yoğunluğu $E_F - E_V$ enerji farkına exponansiyel olarak bağlıdır. Bu bant bükülmesi çoğunluk taşıyıcıların (hol) yarıiletken yüzeyinin yakınında birikmesine sebep olur. Valans bandının yarıiletken arayüzeyinde Fermi seviyesine yaklaştığı iletim bandının da buna bağlı olarak yukarı büküldüğü duruma yığılma (accumulation) denir. Bu durumda arayüzeyde biriken yükün yüzey yükü olması nedeniyle $C_{sc} \rightarrow \infty$, dolayısıyla $C \rightarrow C_{ox}$ olur [5,39].

2.3.2. Tükenim

P-tipi yarıiletkenli MYY yapılarda metal plakaya küçük bir pozitif gerilim ($V_G > 0$) uygulandığı zaman yalıtkan içinde oluşan elektrik alandan dolayı yarıiletken arayüzeyindeki holler yüzeyden uzaklaşır. Bu durumda yarıiletken yüzeyindeki hol yoğunluğu, yarıiletkenin iç kısımlarındaki hol yoğunluğundan küçük olmaya başlar ve bantlar aşağı doğru bükülür. İletim bandının yarıiletken yüzeyine yakın bölgelerinde, elektronlar toplanmaya başlar. Yarıiletken yüzeyinde, uygulanan gerilimle değişen w genişliğinde bir bölgede, hollerin azaldığı bir tükenim bölgesi oluşur (Şekil 2.6b). Bu olaya tükenim (depletion) olayı denir. Bu durumda bantlar aşağı doğru bükülür ve çoğunluk yük taşıyıcısı holler arayüzey bölgesinde tükenirler. Uygulanan gerilim arttığında, tükenim tabakası yük dengesi için çok sayıda alıcı iyonları sağlamakla genişler. Tükenim yaygınlaştığı zaman, Silisyum gibi yarıiletken yüzey yükü tabakası, derin beslem tükenimi ve katkı yoğunluğu 0,1-10 μm civarında genişleyen iyonize olmuş katkılı iyonların bölgesini içerir. Tükenim durumunda uzay yükü yoğunluğu;

$$Q_{sc} = qwN_a^- = Q_a \quad (2.9)$$

eşitliğiyle verilir. Burada N_a^- ve Q_a sırasıyla iyonlaşmış alıcı yoğunluğu ve birim yüzeydeki alıcı yüküdür. Tükenim bölgesinin kalınlığı;

$$W_D = \varepsilon_s A_{ox} \left(\frac{1}{C} - \frac{1}{C_{ox}} \right) \quad (2.10)$$

eşitliğiyle verilir. Burada A_{ox} MYY doğrultucu kontağın alanı, ε_s yarıiletkenin dielektrik sabiti ve C_{ox} yalıtkan oksit kapasitansdır. Yüksek frekansta gerilim ani olarak değiştirilirse, azınlık taşıyıcıların tekrardan birleşme hızına bağlı olarak tersinim yükü daha geç birikir bu da C-V eğrisinin C_{min} 'un altına düşmesine sebep olur. Bu dengesiz bir durum olup derin tükenim olarak tanımlanır [5,39].

2.3.3. Tersinim

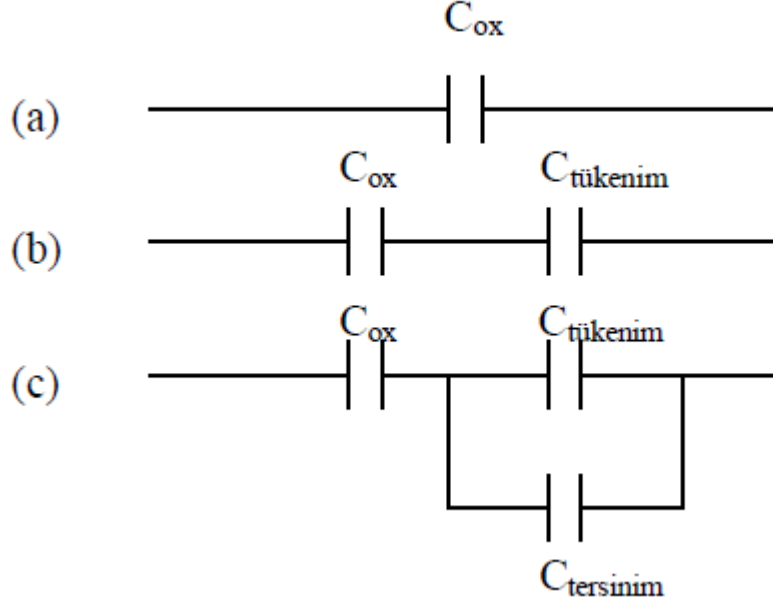
P-tipi yarıiletkenli MYY yapılarda metale çok daha büyük bir pozitif gerilim ($V_G \gg 0$) uygulandığı zaman bant bükülmesi daha da aşağıda olur ve yüzeyde saf durumdaki enerji seviyesi E_i , Fermi enerji seviyesi E_f 'nin aşağısında kalır (Şekil 2.6c). Bu durumda yarıiletken yüzeyinde azınlık taşıyıcılar olan elektronlar artmaya başlar ve bir noktadan sonra elektron yoğunluğu deşik yoğunluğundan büyük olur. Bu aşamadan sonra p-tipi yarıiletken yüzeyi artık n-tipi yarıiletken gibi davranır. Bu olay, yarıiletken yüzeyinin tersinimi (inversion) olarak adlandırılır. Bu durumda oluşan uzay yükü;

$$Q_{sc} = Q_n + Q_a \quad (2.11)$$

eşitliği ile verilir. Burada Q_n ve Q_a sırasıyla tersinim bölgesinde birim yüzeydeki elektronların yükü ve birim yüzeydeki alıcıların yüküdür. Bu bölgede MYY kapasitansını, elektron yoğunluğunun, uygulanan gerilimin a.c. sinyalini takip edebilme kabiliyeti belirler. Elektron yoğunluğu a.c. sinyalini küçük frekanslarda takip edebilmesiyle kapasitans artan gerilimle oksit kapasitansının değerine ulaşır. Ara frekanslarda elektron yoğunluğu a.c. sinyalini daha yavaş takip edebilir, dolayısıyla frekansın değerine bağlı olarak ara frekans eğrileri görülür. Yüksek frekanslarda ise elektron yoğunluğu a.c. sinyalini takip edemez ve kapasitans C_{min} 'da kalır. Eğer gerilim yüksek frekanslarda ani olarak değiştirilirse, azınlık taşıyıcıların yeniden birleşme (rekombinasyon) hızına bağlı olarak tersinim yükü daha geç birikir. Bu durum da eğrinin C_{min} 'un altında değerler almasına sebep olur [5,39].

İdeal bir durumda yükler yarıiletken ve yalıtkanaya yakın olan metal yüzeyinde bulunur. D.C. gerilim altında yalıtkan içinden hiçbir akım geçmez. İdeal bir MYY

yapıda yığılım, tükenim ve tersinim durumları için devre şeması Şekil 2.7'deki gibi verilmiştir.



Şekil 2.7. İdeal Bir MYY Yapının Devre Şeması a) Yığılım b) Tükenim c) Tersinim

2.4. Gerçek MYY Yapısı

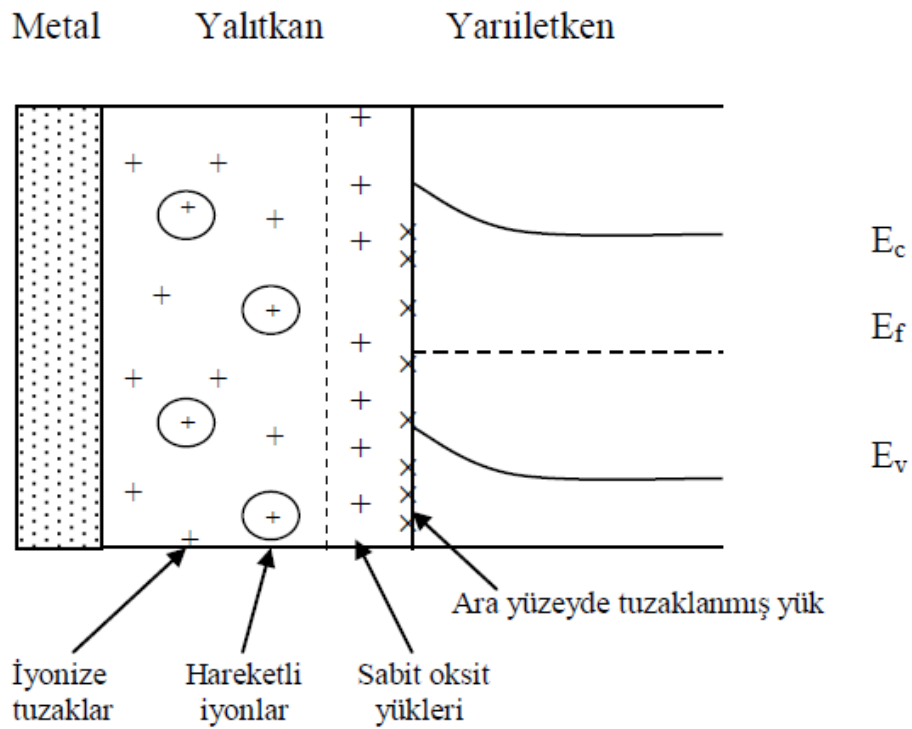
İdeal bir yalıtkanın kendi içerisinde ve yarıiletken ile birleşim yüzeyi arasında hiçbir boşluk yükü veya hareketli yük yoktur. Gerçek yapılarda yalıtkan ve yarıiletken arayüzeyi hiçbir zaman elektriksel olarak nötr değildir. Safsızlıklardan veya doymamış bağlardan kaynaklanan yalıtkan-yarıiletken arayüzeyindeki arayüzey durumları olarak adlandırılan tuzaklanmış yükler ve oksidasyon sırasında yönleme bağlı olarak birçok durum ortaya çıkar ve bu durumlar MYY yapısının ideal özelliklerinden sapmasına neden olur [45].

Gerçek bir MYY yapısında birçok durum mevcuttur. Bunları sırayla yazacak olursak;

- Yarıiletken yüzeyinde veya yakınında yerleşmiş olan ve uygulanan elektrik alan altında hareketsiz olan sabit yüzey yükleri.
- Yalıtkan içindeki hareketli iyonlar.

- Numunenin x-ışını radyasyonuna maruz kalmasıyla oluşabilen iyonize tuzaklar.
- Yalıtkan-yarıiletken arayüzeyinde yasak bant aralığı içinde enerji seviyeleri gibi tanımlanan arayüzey durumları.

Bu durumların sınıflandırılması Şekil 2.8’de gösterilmiştir [1,45].



Şekil 2.8. İdeal Olmayan MYY Yapısında Arayüzey Durumları ve Yüklerin Sınıflandırılması

2.4.1. Sabit Oksit ve Arayüzey Yükleri

Sabit oksit ve arayüzey yükleri yalıtkan içinde ve yalıtkan-yarıiletken arayüzeyinde bulunurlar. Sabit oksit yükleri sabittir ve Ψ_s 'nin geniş değişimine karşı değişmezler. Sabit oksit yükleri genellikle pozitifdir ve oksidasyona, tavlama şartlarına ve silisyumun yönelimine bağlıdır. Elektriksel ölçümlerde sabit oksit yükü, yalıtkan-yarıiletken arayüzeyinde tabaka halinde lokalize olmuş yükler gibi görülebilir. Yalıtkanla yarıiletkenin kristal yapılarının farklı olmasından dolayı oksidasyon esnasında yarıiletkenden yalıtkan tabakasına geçerken kaçınılmaz olan kristal

bozuklukları yerel yüklere neden olurlar. n-tipi ve p-tipi yarıiletkenlerin her ikisi için, ideal C-V eğrisine göre, uygulama geriliminin negatif değerlerine doğru C-V eğrisinin kaymasına pozitif sabit oksit yükleri ($+Q_f$), C-V eğrisinin ileri pozitif uygulama gerilimine doğru kaymasına da negatif sabit oksit yükleri ($-Q_f$) sebep olurlar [3,46].

Bu yüklerin başlıca özelliği, yalıtkan-yarıiletken yapısına uygulanan gerilimden yük durumlarının bağımsız olmasıdır. Yarıiletken ile bu yük merkezleri arasında yük değişimi olmaz. Yalıtkan oksidin büyüme hızı, oksitleyen gaz ve sıcaklık gibi büyüme koşulları yük yoğunluğuna etki eder [46]. Büyük pozitif uygulama gerilimleri için hareketli iyonlar oksit-yarıiletken arayüzeyine sürüklenirler. Büyük negatif uygulama gerilimleri için hareketli yük metal-yalıtkan arayüzeyine çekilir ve C-V eğrisini değiştirmez.

2.4.2. Hareketli İyonlar

Oksit yükünün bir başka türü hareketli iyonik yüküdür. Hareketli yükler, ya metal-yalıtkan arayüzeyinde ya da yarıiletken-yalıtkan arayüzeyinde bulunurlar. Bu yüke çoğunlukla sodyum veya potasyum gibi iyonize olmuş alkali metal atomları sebep olur. Böyle iyonlar nispeten düşük sıcaklıklarda yalıtkan içinde hareketli olduklarından sürüklenme olabilir. Hareketsiz oksit yükü, beslem sıcaklığı ile hareketli iyonik yükten ayırt edilebilir. Hareketli iyonik yük, metal-yalıtkan ve yarıiletken-yalıtkan arayüzeyi arasında ileri geri gidip gelebilir ve bunun neticesinde iyonik akım gözlenebilir. Hareketli iyonlar, kullanılan kimyasal maddelerin bu iyonları içinde bulundurması, mekanik parlatma esnasında çıplak elle temaslar, oksitleme fırını, kuartz tutucuların kirli olması ve oksitleme gazlarında bulunan safsızlıklar gibi nedenlerden dolayı oksit içinde yer alabilirler. Bu yükler uygulanan elektrik alan altında hareket ettiklerinden MYY yapının kararlılığını büyük ölçüde bozarlar.

2.4.3. İyonlaşmış Tuzaklar

Kimyasal yapı bozukluklarından ve radyasyondan kaynaklanan bu tuzaklar yalıtkan oksit içinde bulunurlar. Yarıiletken arayüzeyi ile yük alışverişi yaparak yalıtkan oksit ve yalıtkan-yarıiletken arayüzeyinde ilave bir yük oluştururlar. Bir oksit tabakasında iyonlaştırıcı radyasyon ile elektron-hol çiftleri meydana gelmişse bu elektron ve hollerin bir kısmı sonradan oksitte tuzaklanabilir. İyonlaşmış tuzaklar elektron yakalayarak yüksüz hale geçerler. Bu tuzaklar C-V eğrisine etki ederler.

Gerilimi negatif değerlerden pozitif değerlere doğru artırırken ölçülen kapasitans değerleri ile gerilimi pozitif değerlerden negatif değerlere doğru artırırken ölçülen kapasitans değerleri arasında farklılıklardan dolayı C-V eğrisinde *histeresis* etkisi gözlenir. C-V eğrisinin iki yönde ölçülen değerlerindeki kayma miktarı oksit içindeki tuzakların miktarını verir. Dolayısıyla histeresis yük yoğunluğu aşağıdaki ifadeyle verilir [3]:

$$\Delta Q_{His} = \frac{\Delta V_{HisFB} C_{ox}}{q} \quad (2.12)$$

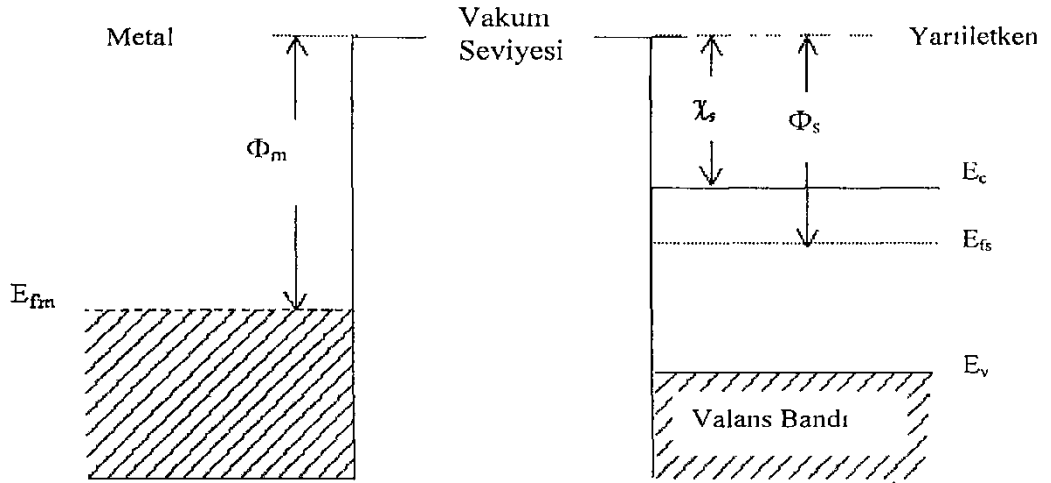
Burada ΔV_{HisFB} ifadesi düz banttaki kayma miktarı, C_{ox} yalıtkan oksit kapasitansı ve q elektron yüküdür.

2.4.4. Arayüzey Durumları

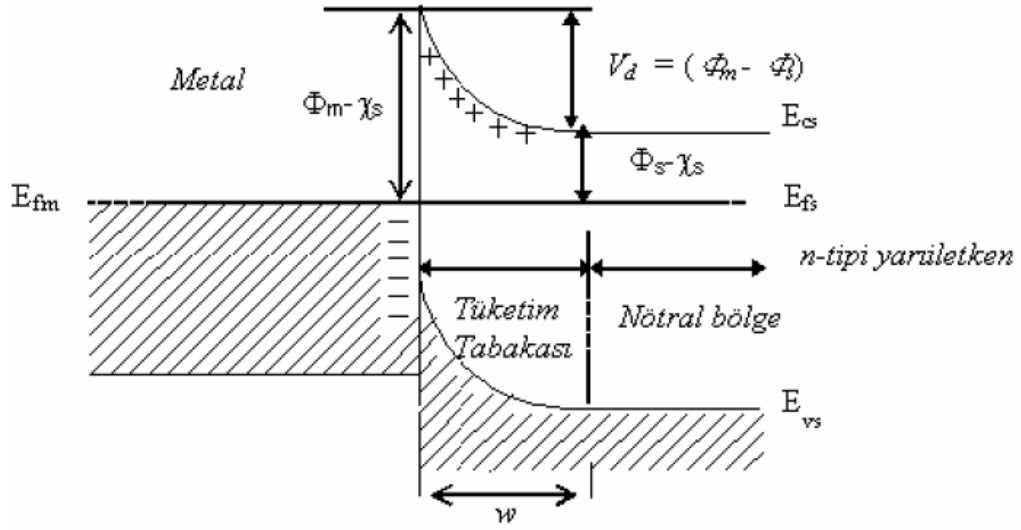
Arayüzey durumları, kısa bir zamanda yarıiletkenle yükleri değişebilen yalıtkan-yarıiletken arayüzeyinde yasak bant aralığı içindeki girilebilir enerji seviyeleridir. Bir arayüzey durumu verici veya alıcı tipinde olabilir. Alıcı, enerji seviyesi dolu ise negatif yüklü, boş ise yüksüzdür. Verici, enerji seviyesi dolu ise yüksüz, boş ise pozitif yüklüdür. Bir gerilim uygulandığı zaman, arayüzey tuzak seviyeleri, Fermi seviyesi geride sabit kalırken valans ve iletkenlik bantları ile aşağı ve yukarı hareket ederler. Arayüzey tuzaklarındaki yükün değişimi, arayüzey tuzakları iletkenlik bandı ve valans bandı ile yük alışverişi yapmasıyla oluşur. Bu yükün değişimi MYY kapasitansına katkıda bulunur ve ideal MYY eğrisini değiştirir. Arayüzey durumları genelde arayüzeye çok yakın bulunurlar. Arayüzey durumları uzay yükü kapasitansına paralel kapasitans ve seri direnç etkisinde bulunurlar [3].

2.5. Schottky-Mott Teorisi

Metal-yarıiletken kontak yapıldığında oluşacak engeli anlamak için, hem metalin hem de yarıiletkenin birbirlerinden ayrı ve elektriksel olarak nötr oldukları farz edilir. n -tipi yarıiletkenin iş fonksiyonunun metalin iş fonksiyonundan daha küçük olduğu durumdaki enerji band diyagramı Şekil 2.9'da gösterilmiştir. Bu durum pratikte yaygındır ve hiçbir yüzey halinin bulunmadığı farz edilir. Metal ve yarıiletken, bir iletkenle elektriksel olarak kontak edilirse, metaldeki elektronlardan daha yüksek enerjiye sahip olan yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar metale geçerler ve iki Fermi seviyesini aynı düzeyde olmaya zorlarlar. Böylece yeni denge durumu meydana gelir (Şekil 2.10). İki katının dış yüzeyi dışındaki hareketsiz elektronların enerjileri, artık aynı değildir ve metal-yarıiletken aralığında bir elektrik alan mevcuttur.



Şekil 2.9. Kontak Yapılmadan Önce Metal ve Yarıiletkene Ait Enerji-Bant Diyagramları



Şekil 2.10. Kontak Yapımından Sonra Denge Durumunda Oluşan Enerji-Bant Diyagramı

Metalden yarıiletkene geçen iletkenlik bandı elektronları arkalarında pozitif yüklü verici (donor) iyonları bırakırlar. Çünkü, donor konsantrasyonu metaldeki elektronların konsantrasyonundan çok daha küçüktür. Böylece yarıiletkenin metale bakan ön yüzeyine hareketli yükler azalır ve arayüzeyin yarıiletken tarafında pozitif yükler birikir. Aynı zamanda metal tarafında da yarıiletkenden metale geçen elektronlar ince bir negatif yük tabakası oluştururlar. Bu tabaka arayüzeyden Thomas-Fermi mesafesi ($\approx 0.5\text{\AA}$) kadar uzaklıktadır. Kompanse olmamış (dengelenmemiş) vericiler w kalınlıklı tüketim (deplasyon) bölgesini işgal ederler ve metal tarafındaki engel yüksekliği, yarıiletken tarafındaki engel yüksekliğinden farklıdır. Oluşan kontakın engel yüksekliği;

$$\Phi_B = \Phi_m - \chi_s \quad (2.13)$$

eşitliği ile verilir. Çoğu metal-yarıiletken kontakta ideal duruma, yarıiletkenin yüzeyinde genellikle $\sim 10\text{-}20\text{\AA}$ kalınlığında ince yalıtkan oksit tabakasının var olması nedeniyle asla ulaşılamaz. Böyle bir yalıtkan filme arayüzey tabakası denir. Bu nedenle pratik kontaklar arayüzey tabakası içerir. Oksit tabakasından dolayı elektronlara konulan engel oldukça incedir ve elektronlar bu engeli tünelleme ile kolayca geçebilirler. Oksit tabakasındaki potansiyel düşmesi o kadar küçük olur ki

Eş. (2.3) bu durumda da geçerliliğini koruyabilir. Bu eşitlik genellikle Schottky'ye atfedilmesine karşın, ilk defa Mott tarafından tam olarak ifade edildiğinden Mott sınırı olarak adlandırılmaktadır. Potansiyel engelin şekli tüketim bölgesindeki yüzey yükü dağılımlarına bağlıdır.

İlk olarak Schottky tarafından ortaya konulan modelde yarıiletkenin metal tarafının homojen olduğu farz edilmektedir [1-5,39,47]. Bu durumda dengelenmemiş vericiler (donörler) tüketim bölgesinde tek düze (uniform) uzay yüküne neden olurlar. Bu yüzden elektrik alan şiddeti, Gauss teoremi ile uyumlu olarak deplasyon bölgesinin kenarına olan mesafenin artışı ile lineer artış gösterir. Ortaya çıkan parabolik engel, Schottky engeli olarak adlandırılır.

Mott tarafından biraz farklı bir model ortaya konulmuştur [1,5,39,48]. Bu modelde ise, yarıiletkenin metalin hemen yakınında vericisiz (donorsüz) ince bir tabakaya sahip olduğunu kabul edilmiştir. Elektrik alan şiddetinin önce karesel olarak, sonra lineer olarak artan bir elektrostatik potansiyele sebep olacağını ve vericisiz (donorsüz) ince tabaka boyunca da sabit kalacağı ileri sürülmüştür. Böyle bir engel Mott engeli olarak bilinir. Bu durumla pratikte nadiren karşılaşılır.

Özetle Schottky-Mott teorisinde, yarıiletkendeki yüzey yükü sadece tüketim tabakasında konumlanmıştır ve nötrallik koşulu;

$$Q_m + Q_{sc} = 0 \quad (2.14)$$

eşitliği ile ifade edilmektedir. Burada Q_m birim alan başına metalin yükünü, Q_{sc} ise yüzey yük kapasitansını göstermektedir. Dielektrik sabiti ϵ_s olan yarıiletkenin birim hacim başına N_d verici miktarı ile p-tipi katkılı olduğu kabul edilirse uzay yükü;

$$Q_{sc} = -\sqrt{2 \epsilon_s N_d (V_d + eV)} \quad (2.15)$$

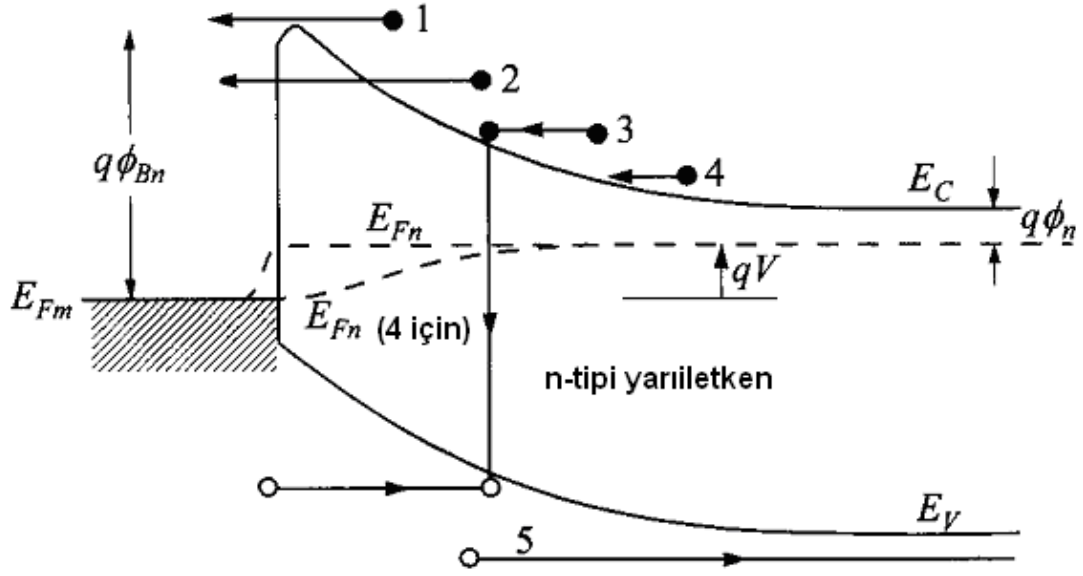
eşitliği ile verilir [3,49]. Burada V_d difüzyon potansiyel enerjisini, V uygulanan potansiyeli, N_d ise yarıiletkenin hacimsel kısmındaki verici yoğunluğunu göstermektedir. n-tipi katkılama için, alıcı (acceptor) konsantrasyonu dikkate alınmalıdır ve Eş. (2.15)'in sağ tarafındaki işaret pozitif yapılmalıdır.

2.6. MY Kontaklarda Akım -İletim Mekanizmaları

Metal-yarıiletken kontaklarda, bir dış gerilim altında akım-iletim mekanizmaların tayini önemlidir. Metal-yarıiletken (MY) ve metal-yalıtkan-yarıiletken (MYY) yapılarda akım iletimi genellikle çoğunluk taşıyıcıları ile gerçekleşir. Kontakta arayüzey durumları, seri direnç, metal ile yarıiletken arasındaki oksit tabaka, gerilimin yönü, sıcaklık, yarıiletkenin tipi gibi faktörlerin etkisi oldukça önemlidir. Bu nedenle MY ve MYY yapılarında akım iletim mekanizmaları farklılık gösterebilir. Bu yapılarda geçerli olabilecek başlıca akım iletim mekanizmaları şunlardır [1,3,5,50];

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

Şekil 2.11'de doğru beslem altında metal/n-tipi yarıiletken için akım iletim mekanizması gösterilmiştir. Burada, (1); potansiyel engelin tepesini aşan elektronların iletimi, (2); elektronların kuantum mekaniksel tünellemesi (ideal katkılanmış (Si, $N_D \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) Schottky diyotları için bir modeldir.), (3);Uzay yük bölgesinde birleşme (yüksek katkılı yarıiletkenler ile çoğu omik kontaklar için uygundur), (4) ve (5); sırasıyla elektron ve hollerin difüzyonunu ifade eder.



Şekil 2.11. Metal-Yarıiletken (MY) Kontaklarda Doğru Beslem Altındaki Akım İletim Mekanizmaları

2.6.1. Termiyonik Emisyon Teorisi (TE)

Metal-yarıiletken Schottky diyotlarda termiyonik emisyon teorisi, taşıyıcıların kazandıkları yeterli termal enerjileri nedeniyle potansiyel engelini aşarak yarıiletkenden metale veya metalden yarıiletkene geçmesidir. Sıcak bir yüzeyden termal enerjileri nedeniyle taşıyıcıların (elektron-holler) salınması olayı termiyonik emisyon olarak bilinir. Metal n-tipi yarıiletken yapılarda bu olay elektronlar, metal p-tipi yarıiletken yapılarda ise holler tarafından sağlanır. Metal tarafı uygulanan voltajdan bağımsızdır ve termal enerjileri nedeniyle metal tarafındaki engeli aşan elektronların oluşturduğu akım yoğunluğu J_0 termiyonik akım yoğunluğudur. Bethe'nin MY kontaklarda akımın çoğunluk taşıyıcıları tarafından iletildiğini kabul ederek kurduğu termiyonik emisyon varsayımları şunlardır [1,3,5,50]:

- Potansiyel engelinin yüksekliği, kT/q enerjisinden çok büyüktür
- Schottky bölgesinde taşıyıcı çarpışmaları yoktur. Yani taşıyıcıların ortalama serbest yolları Schottky bölgesinin kalınlığından daha fazladır.
- Görüntü (hayali) kuvvetlerin etkisi ihmal edilmekte ve engelin biçimi önemsiz olup akım engel yüksekliğine zayıfça bağlıdır.

Bu varsayımlar doğrultusunda yarıiletkenden metale doğru akı yoğunluğu $J_{s \rightarrow m}$, potansiyel engelini geçmeye yetecek kadar enerjiye sahip elektronların konsantrasyonu ve bunların hızları ile ifade edilir;

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

Burada v_x iletim yönündeki taşıyıcı hızı ve $E_f + q\Phi_B$ de metalden TE için gerekli olan minimum enerjidir. Küçük bir enerji aralığındaki elektron yoğunluğu d_n ,

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

eşitliği ile verilir. Eşitlikteki $N(E)$ bantlardaki durum yoğunluğu, $f(E)$ Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu, $qV_n = E_c - E_f$ ve m^* elektronun etkin kütesidir. Eş. (2.16)'dan hareketle metalden yarıiletkene geçen elektronlar için akım denklemi;

$$J_{s \rightarrow m} = \left\{ \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \right\} T^2 \exp \left\{ \frac{-qV_n}{kT} \right\} \exp \left\{ \frac{-m^* V_{ox}^2}{2kT} \right\} \quad (2.18)$$

şeklinde verilir. Eşitlikteki k Boltzmann sabiti, h Planck sabiti, T sıcaklık, V_{ox} engeli geçmek için gerekli eşik hız değeridir ve $\frac{1}{2} m^* V_{ox}^2 = q(V_d - V)$ ifadesi ile verilir.

Buradan;

$$J_{s \rightarrow m} = A^* T^2 \exp \left\{ \frac{-q\Phi_B}{kT} \right\} \exp \left\{ \frac{qV}{kT} \right\} \quad (2.19)$$

elde edilir. Burada A^* TE için Richardson sabitidir. Metalden yarıiletkene hareket eden elektronlar için engel yüksekliği aynı kaldığından yarıiletkenin akım yoğunluğu uygulanan gerilimden etkilenmez. Böylece termal denge durumunda, yarıiletkenden metale ve metalden yarıiletkene doğru olan akım yoğunlukları eşit olur ve toplam akım yoğunluğu iki akım yoğunluğunun toplamı olur ($J_n = J_{s \rightarrow m} + J_{s \rightarrow y}$). Buna göre metalden yarıiletkene toplam akım yoğunluğu;

$$J_{m \rightarrow s} = -A^* T^2 \exp \left\{ \frac{-q\Phi_B}{kT} \right\} \quad (2.20)$$

eşitliği ile verilir ve toplam akım yoğunluğu Eş. (2.19) ile Eş. (2.20)'nin toplanmasıyla;

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

ifadesi elde edilir. Burada, $J_0 = A^*T^2 \exp\left\{-\frac{q\Phi_{Bn}}{kT}\right\}$ ifadesi doyum akım yoğunluğudur [1-5].

2.6.2. Difüzyon Teorisi

Yoğunlukları farklı bölgeler arasında, yoğunluğun çok olduğu bölgeden az olduğu bölgeye doğru yük geçişleri olur. Gerçekleşen bu yük geçişlerine difüzyon denir. Düşük seviyedeki mobiliteye sahip yarıiletkenlerde akım iletimi için difüzyon teorisi uygulanabilir. Schottky tarafından tanımlanan Difüzyon teorisinin dayandığı kabulleri [1-5,51,52];

- Potansiyel engelin yüksekliği (Φ_{bn}) kT/q enerjisinden büyüktür ($q\Phi_{bn} \gg kT$).
- Tüketim bölgesindeki elektronların çarpışma etkisi ihmal edilemez.
- $x = 0$ ve $x = W_d$ 'deki taşıyıcı konsantrasyonları termal denge değerine sahiptirler ve akım akışından etkilenmezler.
- Yarıiletkendeki safsızlık konsantrasyonu dejenere olmamıştır. Yani yarıiletkenin katkı atomlarının yoğunluğu sabittir.

Bu teoriye göre akım yoğunlu ifadesi;

$$J_{y \rightarrow m} = J_0 \left[\exp\left\{\frac{qV}{kT}\right\} - 1 \right] \quad (2.22)$$

şeklinde ifade edilir. Difüzyon ve TE teorisinden elde edilen akım yoğunluğu ifadeleri temelde birbirine benzerdir [1,3,5]. Ancak doyma akım yoğunlukları ele alındığında Difüzyon teorisinden elde edilen doyma akım yoğunluğu gerilimle çok hızlı bir şekilde değişir ve TE teorisinden elde edilen doyma akım yoğunluğuna göre sıcaklığa daha az duyarlıdır.

2.6.3. Termiyonik Emisyon-Difüzyon Teorisi (TED)

Crowell ve Sze [5,19], TE ve difüzyon teorisini tek bir Termiyonik emisyon difüzyon teorisi (TED) modelinde birleştirmişlerdir. Bu teori metal-yarıiletken arayüzey kenarında tanımlanmış olan V_r rekombinasyon hızı üzerine kurulmuştur. Metal ile bulk (gövde) yarıiletken arasına bir voltaj uygulanması metale doğru bir elektron akışına neden olur. TED teorisi için akım yoğunluğu;

$$J_{ED} \equiv \frac{qN_c V_R}{1 + \left(\frac{V_R}{V_D}\right)} \exp\left\{-\frac{q\Phi_{Bn}}{kT}\right\} \left[\exp\left\{\frac{qV}{kT}\right\} - 1\right] \quad (2.23)$$

eşitliği ile verilir. Bu eşitlikteki V_D ifadesi Dawson integrali olarak ele alınabilir ve tüketim bölgesinde $V_D \approx \mu_n E_m$ değerine yaklaştırılabilir. Elektronlar metalden geri dönmüyor ve elektron dağılımı Maxwellian ise ($x \geq x_m$) akım yoğunluğu, $q n_0 V_R$ ile ilişkili olur. Böylece yarıiletken, termiyonik bir salıcı gibi davranır ve V_R termal hız;

$$v_R \equiv \int_0^\infty v_x \exp\left\{-\frac{m^* v_x^2}{2kT}\right\} dv_x / \int_0^\infty \exp\left\{-\frac{m^* v_x^2}{2kT}\right\} dv_x = \sqrt{\frac{kT}{2m^* \pi}} = \frac{A^* T^2}{q N_c} \quad (2.24)$$

şeklinindedir. Burada A^* Richardson sabitidir. TED teorisi için akım yoğunluğu denkleminde $v_D \gg v_R$ iken ilk üstel terim baskın olur ve buna bağlı olarak akım yoğunluğu değeri TE akım yoğunluğuna eşit olurken $v_D \ll v_R$ iken Difüzyon modeli geçerli olmaya başlar.

Birçok durumda taşıyıcıların bir kısmı optik fonon geri saçılmalarına bir kısmı da kuantum mekaniksel yansımalara uğradığından akım değeri azalır [5,19]. TED teorisine göre, elektronların MY arayüzeyinde optik fononlarla etkileşimsiz potansiyel engel üzerinden salınma olasılığı ve ortalama iletim katsayısı değeri göz önüne alınarak A^* Richardson sabiti yerine A^{**} etkin Richardson sabiti kullanılır. Buna göre en genel akım-gerilim ifadesi;

$$J = J_0 \left\{ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right\} \quad (2.25)$$

ile verilir. Burada J_0 doyma akım yoğunluğudur ve aşağıdaki eşitlikle ifade edilir;

$$J_0 = -A^{**} T^2 \exp\left[-\frac{q\Phi_B}{kT}\right] \quad (2.26)$$

A^{**} , etkin Richardson sabitidir ve β engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişim katsayısı olmak üzere;

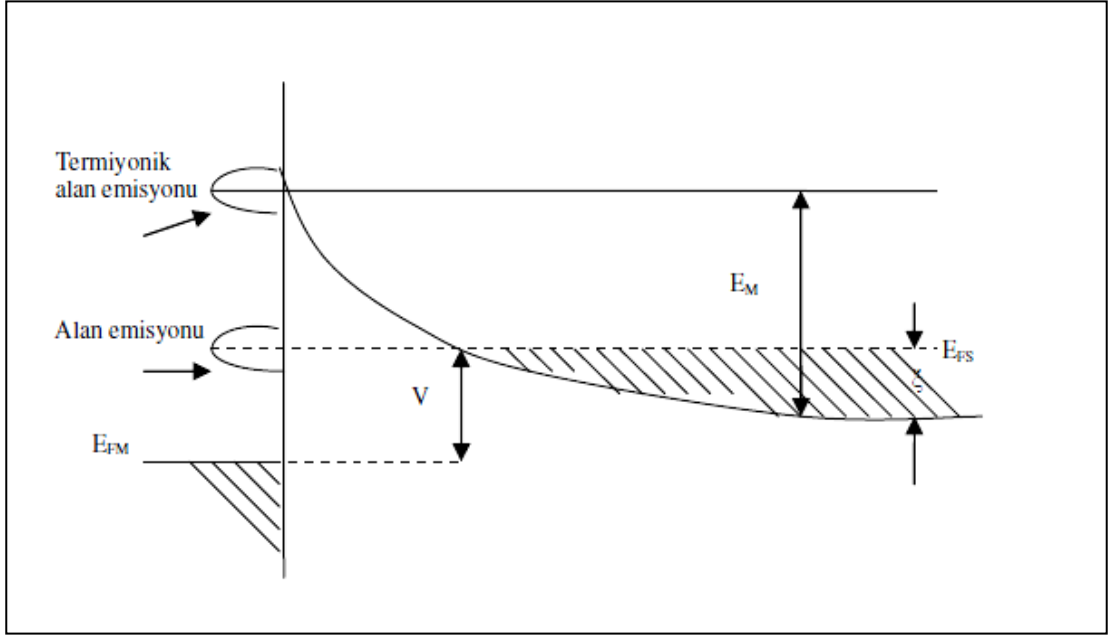
$$A^{**} = A^* \exp\left(\frac{\beta}{kT}\right) \quad (2.27)$$

eşitliği ile verilir.

2.6.4. Engel Boyunca Tünelleme

MY kontaklarda taşıyıcılar TE mekanizması yanında, kuantum mekaniksel tünelleme ile engeli aşabilirler. Yüksek katkılı yarıiletkenlerde ya da çok düşük sıcaklıklarda engel genişliğinin azalmasından dolayı engelden daha düşük enerjili elektronları engel içerisinden tünelleme ile geçebilir. Bundan dolayı engel içerisinden tünelleme yüksek katkılı yarıiletkenlerde veya çok düşük sıcaklıklarda etkili bir akım-iletim mekanizmasıdır. Çok fazla katkılanmış ($N_d \geq 10^{18} \text{cm}^{-3}$) dejenere yarıiletken durumunda tünelleme doğru beslemde, düşük katkılı yarıiletkenlerde de ise tünelleme işlemi ters beslemde ortaya çıkar [53].

Aşırı katkılanmış yarıiletken ve düşük sıcaklık durumunda doğru beslem yönündeki akım, Fermi seviyesine yakın elektronların yarıiletkenden metale doğru tünellenmesiyle artar. Bu duruma alan emisyonu (AE) adı verilir. Yüksek sıcaklıklarda, elektronların büyük bir kısmı Fermi seviyesinin üstüne doğru yükselir ve daha düşük bir engel genişliği ile karşılaşırlar. Bu durum tünelleme ihtimalini artırır ve böylece doğru beslem yönündeki akım artmış olur. Bu olay Termiyonik alan emisyonu (TAE) olarak bilinir. Bu ifadeler Şekil 2.12’de gösterilmiştir.



Şekil 2.12. Doğru Beslemede Termiyonik Alan Emisyonu (TAE) ve Alan Emisyonu (AE) Bant Diyagramı (ξ ' nin negatif olduğu çok katkılı yarıiletken için)

Termiyonik alan emisyonu (TAE) durumunda, çok düşük doğru beslemler dışında tünellemenin varlığındaki I-V karakteristikleri [50];

$$I = I_s \exp\left(\frac{qV}{E_0}\right) \quad (2.28)$$

ile verilir. Burada I_s doyma akımı ve E_0 ,

$$E_0 = E_{00} \text{Coth}\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \quad (2.29)$$

olup E_{00} da,

$$E_{00} = \frac{qh}{4\pi} \left(\frac{N_d}{m^* \epsilon_s}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.30)$$

Burada N_d , m^* ve h sırasıyla, etkin taşıyıcı yoğunluğu, etkin elektron kütlesi ve Planck sabiti, ϵ_s ise yarıiletkenin dielektrik geçirgenliğidir. I_s gerilime zayıf bir şekilde bağlı olup engel yüksekliğinin, yarıiletken parametrelerinin ve sıcaklığının bir fonksiyonudur. E_{00} enerjisi tünelleme için önemli bir parametredir ve kT/E_{00} ,

TE'nin ve tünellemenin önemli bir ölçüsüdür. Düşük sıcaklıklarda E_{00} , kT 'e nazaran daha büyüktür ($E_0 \approx E_{00}$) ve $\ln I$ - V eğrisinin eğimi sıcaklıktan bağımsız ve sabittir. Bu durum AE demektir. Yüksek sıcaklıklarda ($E_{00} \ll kT$) $E_0 = kT$ olur ve $\ln I$ - V eğrisinin eğimi TE uygun olarak q/kT olur. Eğim, sıcaklığın ara değerleri için q/nkT olarak yazılabilir ve n ;

$$n = \frac{E_{00}}{kT} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \quad (2.31)$$

ifadesi ile verilir. TAE' nin diyot akımına katkısı $E_{00} \approx kT$ için baskın olur. TAE' nin katkısı maksimum olduğunda E_m enerjisi;

$$E_m = \frac{qV_d}{[\cos(E_{00}/kT)]^2} \quad (2.32)$$

ile verilir. Burada V_d toplam bant bükülmesine karşılık gelen gerilimdir. E_m tüketim bölgesi kenarında iletim bandının altından ölçülür. $N_A > 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ iken (300 K' de) TAE önem kazanır. Daha az katkılı yoğunluklarda TAE ihmal edilebilir.

2.6.5. Azınlık Taşıyıcı Enjeksiyonu

Bir metal/n-tipi yarıiletken Schottky diyotu yarıiletkenin yasak enerji aralığının yarısından daha büyük engel yüksekliğine sahipse, metalin yakınındaki yarıiletken bölge yüksek miktarda hol konsantrasyonu içerir ve p-tipi olmaya başlar. Doğru beslemde bazı hollerin yarıiletkenin nötral bölgesine nüfuz edeceği düşünülür ve bu hol enjeksiyonu olarak bilinir. Düzlem kontaklardadeşik quasi fermi seviyesi metalin fermi seviyesi ile çakışık durumdaysa ve tüketim bölgesi boyunca düz kalıyorsadeşik akım yoğunluğu p-n eklem teorisi kullanılarak [1,3,5,50].

$$J_d = \frac{qD_p\rho_0}{L[\exp(qV/kT)-1]} \quad (2.33)$$

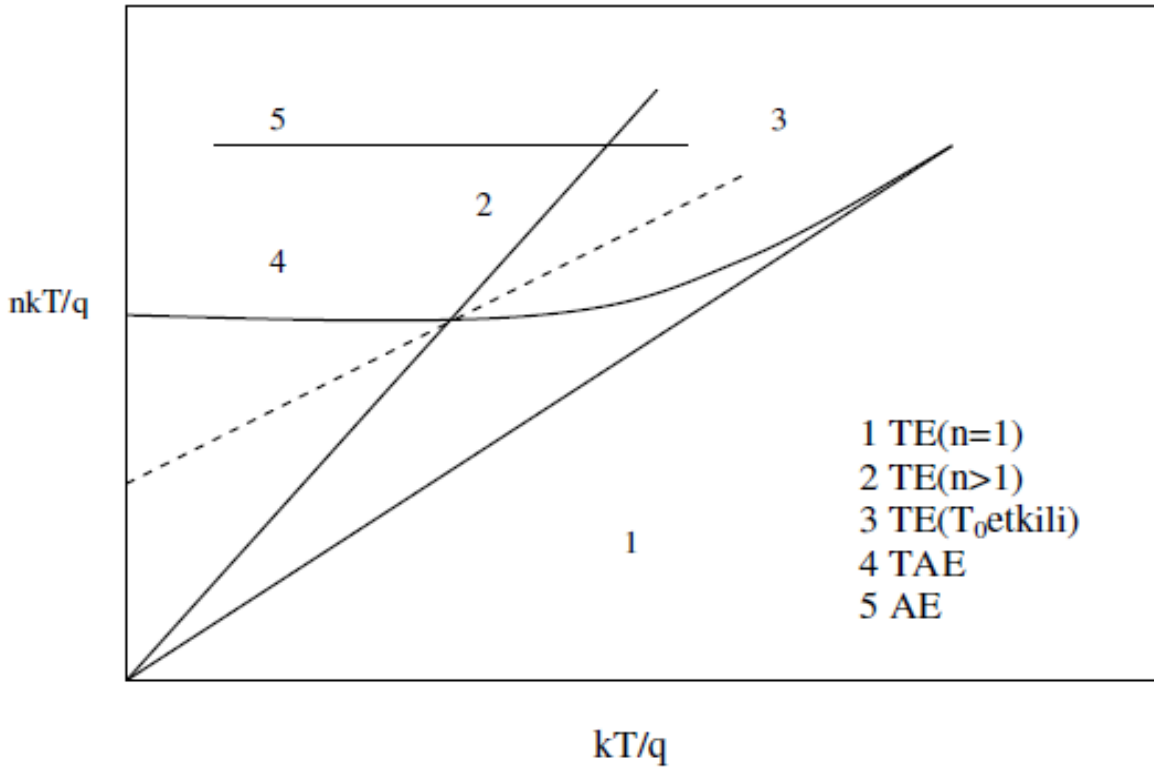
elde edilir. Burada, L nötral bölge kalınlığı, D_p yarıiletken bölgedekideşiklerin düfüzyon sabiti ve $\rho_0 = n_i^2/N_D$ tüketim bölge kenarındakideşiklerin denge konsantrasyonudur.

2.6.6. T_0 Etkili Akım İletimi

İdealite faktörünün (n) 1'den büyük olması Schottky etkisinden ya da arayüzey durumlarından kaynaklanıyorsa n sıcaklıktan bağımsız olmalıdır. Fakat n 'nin 1'den büyük olması, termiyonik alan emisyonundan veya tüketim bölgesindeki rekombinasyon akımlarından kaynaklanıyorsa, n sıcaklığa bağlıdır. T_0 etkili akım yoğunluğu [50,54];

$$J = -A^{**}T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_B}{k(T+T_0)}\right) \left\{ \exp\left(\frac{qV}{k(T+T_0)} - 1\right) \right\} \quad (2.34)$$

eşitliği ile verilir. Burada T_0 geniş bir sıcaklık aralığında gerilim ve sıcaklıktan bağımsız sabit bir parametredir. n 'nin sıcaklığa bağlılığı deneysel olarak $n = 1+(T_0/T)$ şeklinde ifade edilir. Voltajın bir fonksiyonu olarak değişik akım-iletim mekanizmaları Şekil 2.13'te görüldüğü gibi olabilir. 1, 2, 3 eğrileri, TE teorisinin baskın olduğu mekanizmaları belirtir. Bunlar sırasıyla $n = 1$, $n > 1$ ve T_0 etkili durumlarına karşılık gelir. 4 eğrisi TAE ve 5 eğrisi AE iletim mekanizmalarının etkin olduğu durumları gösterir.



Şekil 2.13. Farklı Akım İletim Mekanizmalarını Gösteren $nkT/q-kT/q$ Grafiği

2.7. Schottky Diyotlarda Akım-Voltaj (I-V) Karakteristikleri

Schottky diyotlarında doğru beslem gerilimi çok yüksek olmadıkça akım iletimi TE teorisine göre olur. Bu teoriye göre Schottky diyotlarda doğru beslem gerilimi için, akım-gerilim (I-V) ilişkisi [1,3,5];

$$I = I_0 \left\{ \exp \left(\frac{qV_D}{kT} \right) - 1 \right\} \quad (2.35)$$

eşitliği ile verilir. Burada I_0 doyma akım yoğunluğu olup V_D ise engel tabakası boyunca gerilim düşmesidir. Pratikte Schottky diyotların, doğru beslem I-V karakteristikleri ideal durumdan ($n=1$) bazı sapmalar gösterebilir ($n>1$). Yani saf TE teorisinde boyutsuz olan idealite faktörü birden büyük olabilir ve bu durumda Eş. (2.35)'teki akım yoğunluğu ifadesi [42];

$$I = I_0 \left\{ \exp \left(\frac{qV_D}{nkT} \right) - 1 \right\} \quad (2.36)$$

şeklini alır. Burada $\exp(qV/nkT) \gg 1$ durumu ele alınırsa diyota uygulanan gerilimin bir kısmı diyota bağlı seri direnç üzerine düşeceğinden IR_s ilavesiyle denklem tekrardan düzenlenip;

$$I = AA_n^{**} T^2 \exp \left(\frac{q\Phi_{Bn}}{kT} \right) \exp \left[\frac{q(V-IR_s)}{nkT} \right] \quad (2.37)$$

şeklinde yazılabilir. Eşitlikte V uygulanan dış gerilim ve $V_D = V - IR_s$ 'dir. Buna ilaveten son zamanlarda yüksek seri direnç ve idealite faktörüne sahip Schottky kontaklarda; seri direnç (R_s), idealite faktörü (n) ve engel yüksekliği ($q\Phi_{Bn}$) gibi bazı temel diyot parametrelerini tayin etmek amacıyla yeni yöntemler geliştirilmiştir [55,56]. Eş. (2.37)'nin logaritması alınıp gerekli düzenlemeler yapıldıktan sonra;

$$V = R_s I + n\Phi_{Bn} + \left(\frac{n}{\beta} \right) \ln \left(\frac{I}{AA_n^{**} T^2} \right) \quad (2.38)$$

eşitliği elde edilir. Burada $\beta=q/kT$, A diyotun etkin alanı ve R_s de diyotun seri direncidir. Bu son denklemin I 'ya göre diferansiyeli alınırsa;

$$\frac{dV}{d \ln I} = R_s I + \left(\frac{n}{\beta} \right) \quad (2.39)$$

eşitliği elde edilir. $dV/d(\ln I)$ 'nin I 'ya göre grafiği bir doğru olup, bu doğrunun eğiminden R_s seri direnci ve $dV/d(\ln I)$ eksenini kestiği noktadan da idealite faktörü bulunabilir.

$H(I) = R_s I + n\Phi_{Bn}$ eşitliği ile gösterilerek Eş. (2.38)'de yerine yazılırsa;

$$H(I) = V - \left(\frac{n}{\beta}\right) \ln\left(\frac{I}{AA_n^{**}T^2}\right) \quad (2.40)$$

eşitliği elde edilir. Bu denklemde de $H(I)$ 'nin I 'ya göre grafiği yine bir doğrudur ve bu doğrunun eğiminden R_s , doğrunun $H(I)$ eksenini kestiği noktadan ise $q\Phi_{Bn}$ engel yüksekliği bulunabilir.

2.8. Schottky Diyotlarda Kapasitans-Voltaj (C-V) Karakteristikleri

MY doğrultucu kontaklarda yük taşıyıcılarının (elektron ve hol) metal ve yarıiletken arasında yeniden dağılımı sonucunda, yarıiletkenin sınır bölgesinde elektronlardan (n-tipi yarıiletken için) veya hollerden (p-tipi yarıiletken için) arınma ve yüksek dirence sahip bir tüketim tabakası meydana gelir. Bu tüketim bölgesinin genişliği (W_D) uygulanan dış gerilim ile değişir. Bu tür metal-yarıiletken Schottky diyotun yapısı kondansatörün yapısına benzer ve ara bölgede bir kapasite meydana gelir.

Metal-tükenmiş bölge-yarıiletken sistemi, iki iyi iletkenin (metal ve yarıiletken) arasındaki yüksek dirençli tabakadan oluşmaktadır. Bu tabakanın direnci, yarıiletkenin gövde bölgesinin direncinden çok büyüktür. Ara bölgede sınır şartları kullanılmasıyla ve Poisson denkleminin çözülmesiyle engel yüksekliği ve kapasite bulunabilir. Doğrultucu bir MY kontakta kolaylık olması açısından akımın bir doğrultuda geçtiği varsayılarak potansiyel dağılımı;

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -\frac{q}{\epsilon_s} [N_D + p(x) - n(x)] \quad (2.41)$$

eşitliği ile verilir [50]. Burada N_D donör konsantrasyonudur. $n(x)$ ve $p(x)$ yarıiletkendeki herhangi bir x noktasındaki sırasıyla elektron ve hol konsantrasyonları olup, uzay yük bölgesi kenarında yarıiletkenin nötr gövde bölgesinde potansiyel sıfır kabul edilerek;

$$n(x) = n_0 \exp[q\Phi(x)/kT] \quad (2.42)$$

$$p(x) = p_0 \exp[-q\Phi(x)/kT] \quad (2.43)$$

eşitlikleri ile verilir. Burada n_0 yarıiletkenin nötral bölgesinde dengede olan elektron konsantrasyonu ve p_0 ise yarıiletkenin nötral bölgesinde dengede olan hol konsantrasyonudur.

Poisson denkleminin sınırlarındaki potansiyel dağılımı;

$$\frac{\partial^2 \Phi(x)}{\partial x^2} = -\frac{q}{\epsilon_s} N_D \quad \text{ise} \quad 0 < x < W \quad (2.44)$$

$$0 \quad \text{ise} \quad x > W \quad (2.45)$$

şeklindedir. Burada $x=W$ ve $\frac{d\Phi}{dx} = 0$ 'da başka bir sınır şartı olup bu şartlarda tüketim bölgesindeki elektrik alanı;

$$E(x) = -\frac{d\Phi(x)}{dx} = E_m \left(1 - \frac{x}{W}\right) \quad (2.46)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada $E_m = -\frac{qN_D}{\epsilon_s} W$ olup, $x=0$ 'daki maksimum elektrik alanıdır. Tüketim tabakasının genişliği;

$$V_D = (V_i - V) = -\frac{qN_D}{2\epsilon_s} W^2 \quad (2.47)$$

eşitliğinden,

$$W_D = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_D} |V_i - V|} \quad (2.48)$$

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

Uygulanan ters gerilimin bir fonksiyonu olarak diyot kapasitansı ölçülebilir. Ters gerilim altındaki bir diyota birkaç mV büyüklüğünde a.c sinyal uygulandığında tüketim bölgesinin kapasitansı;

$$C = A \left[\frac{\epsilon_s q N_D}{2(V_i + V_R - kT/q)} \right] \quad (2.49)$$

şekilde verilir. Burada A diyot alanıdır. Eş. (2.49)'da diyotun bir yalıtkan tabakaya sahip olmadığı kabul edilir ve n-tipi yarıiletken düzgün bir katkı konsantrasyonuna sahiptir. Bu eşitliğe göre $1/C^2$ 'nin V_R 'e göre grafiğinin eğrisi doğrusaldır ve eğim $2/A^2 \epsilon_s q N_D$, kesme voltajı $V_o = (V_i - kT/q)$ olur. Bu eğimden katkı konsantrasyonu elde edilebilir.

3. DENEYSEL YÖNTEM

Bu bölümde incelenen numunenin hazırlanması, kullanılan malzemelerin bazı özellikleri ve ölçüm düzenekleri anlatılacaktır.

3.1. Kullanılan Malzemeler

Bir diyotun özelliklerinin iyi anlaşılabilmesi, diyot yapımında kullanılan her bir malzemenin özelliklerinin bilinmesine bağlıdır. Bu nedenle Al/TiO₂/p-Si Schottky diyotun hazırlanmasında kullanılan malzemelerin bazı temel özellikleri üzerinde durulmasında fayda vardır.

3.1.1. Silisyum Kristali (Si)

Silisyumun (Si) ilk keşfi 1824 yılında Berzelius tarafından gerçekleştirilmiştir. Silisyum doğada silikat ve tuzları halinde bulunmakta olup yerkabuğunun yaklaşık %25,7'si oluşturur. Oksijenden sonra bileşikler halinde en fazla bulunan elementtir. Silisyumun iki tane allotropu (farklı geometrik şekildeki kristalleri) vardır. Bunlardan birincisi saf kristal silisyumdur. Saydam olmayan koyu gri renkli, parlak, sert, kırılımandır ve örgü yapısı elmas yapıdadır. Diğeri ise amorf silisyumdur. Koyu kahve renkli olup tane büyüklüğü nedeni ile kristal silisyumdan ayırt edilebilir ve kolay reaksiyon verir.

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 Schottky kontaklar birçok cihazda ve entegre devrelerde kullanılmaktadır. Silisyumun diğeryarıiletkenlere göre avantajlarından bazıları aşağıdaki gibi sıralanabilir [50]:

- ❖ Yüzey passivasyonu (oksitlenmeye karşı koruma işlemi) kolaydır. Böylece yüzey rekombinasyon hızını azaltan kararlı bir oksit tabaka oluşur.
- ❖ Silisyum serttir ve bu özellik sayesinde geniş waferlara izin verir ve kolaylıkla incelenebilir.

- ❖ Silisyum termal olarak çok karardır. 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 yarıiletkenidir ve yasak enerji değeri (1.12 eV) silisyumun optoelektronik uygulamaları için limit değerdir.

Saf bir silisyum kristalinin oda sıcaklığında (300 K) bazı temel fiziksel özellikleri Tablo 3.1’de verilmiştir. Silisyum dioksitin (SiO_2) elektrik arkında redüklenmesi ile elde edilen silisyum saf olmaması nedeniyle, silanlı (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 [57].

Tablo 3.1. Silisyumun Oda Sıcaklığındaki Bazı Özellikleri

Özellikler	Si
Atom yoğunluğu (cm^3)	5.0×10^{22}
Atom ağırlığı	28.09
Kristal yapısı	Elmas
Yoğunluğu (g/cm^3)	2.328
Dielektrik sabiti	11.9
İletkenlik bandındaki durumların yoğunluğu N_c (cm^{-3})	2.8×10^{19}
Valans bandındaki durumların yoğunluğu N_v (cm^{-3})	1.04×10^{19}
Saf taşıyıcı yoğunluğu n_i (cm^{-3})	1.45×10^{10}
Saf öz direnci ($\Omega \cdot \text{cm}$)	2.3×10^3
Örgü sabiti (Å)	5.43095
Elektronların etkin kütlesi, m^*/m_o	$m_l^* = 0.98, m_t^* = 0.19$
Deşiklerin etkin kütlesi, m^*/m_o	$m_{lh}^* = 0.16, m_{hh}^* = 0.49$
Elektron yakınlığı, χ (eV)	4.05
Yasak enerji aralığı (eV)	1.12
Mobilitesi elektron – hole ($\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$)	1.450-500
Erime sıcaklığı ($^\circ\text{C}$)	1414
Termal iletkenliği	1.56
İş fonksiyonu (eV)	4.60-4.85

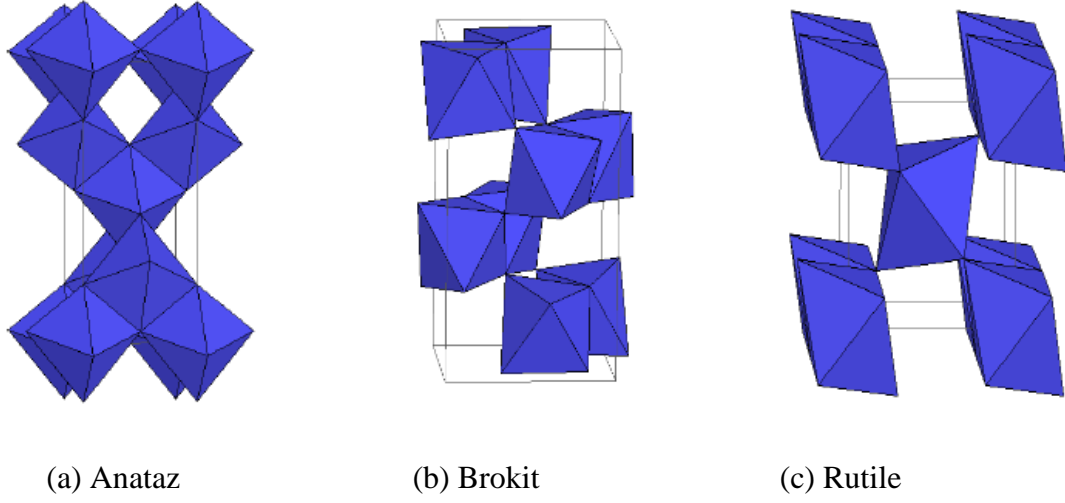
Bu yüzden fiziksel saflaştırma yöntemi kullanılır. Bölgesel eritme adı verilen yöntemle, bazı safsızlık maddelerinin sıvı haldeki yarıiletkende çok daha çabuk çözünmesi gerçeğinden faydalanılarak, yarıiletken istenmeyen safsızlık maddelerinden arındırılır. Böylece saflaştırılan yarıiletken henüz polikristal özelliğindedir. Bu aşamadan sonra yarıiletkenin tek kristal halinde büyütülerek içine istenilen özdirenci sağlayacak oranda safsızlık (katkı) maddelerinin katkılanması gerekir.

3.1.2. Titanyum Dioksit (TiO₂)

Son zamanlarda titanyum dioksit (TiO₂) sahip olduğu, yüksek dielektrik sabiti, yüksek ısı denge, geniş bant aralığı, yüksek kırılma indisi ve düşük kaçak akım yoğunluğu özellikleri nedeniyle önemi artmıştır [33].

Titanyum kimyada sembolü Ti olan sert, parlak ve gümüşümsü bir metaldir. 1790 yılında İngiltere’ de amatör jeolog ve papaz olan William Gregor tarafından titanın oksidi keşfedildi. 1795 yılında Alman kimyacı Martin H. Klaproth başka bir maddeden Gregor’un keşfettiği maddeyi buldu ve bu oksidin metaline titan ismini verdi.

TiO₂ anataz, rutil ve brokit olmak üzere üç tür kristal yapıda bulunmaktadır (Şekil 3.1). Anatazın ve rutilin kristal yapısı tetragonal, brokitin kristal yapısı ise ortorombiktir. Titanyum dioksitin kristal yapısının enerji seviyeleri farklıdır. Rutil için bu enerji-bant aralığı 3.0 eV iken anataz için 3.2 eV’tur. Bu enerji seviyelerine karşılık gelen ışığın dalga boyu miktarları ise 420 nm ve 385 nm’dir Anataz düşük sıcaklıklarda kararlı olan bir faz yapısı olup, yüksek sıcaklıklarda brokit fazına dönüşmektedir. Anataz yapıdan rutil yapısına dönüşüm sıcaklığı yaklaşık 600 °C’dir. Brokit ise yüksek sıcaklıklarda kararlı olan bir faz değildir ve yaklaşık 1040 °C de rutil fazına dönüşür. Rutilin ergime sıcaklığı 1858 °C’dir ve yüksek sıcaklıklarda oldukça kararlıdır [58-61].



Şekil 3.1. TiO₂'nin Kristal Yapıları

Anataz ve rutile yapı birim hücre başına sırasıyla 12 ve 6 atom içerir. İki yapının komşu atomlar arasındaki uzaklıkları farklıdır. Anatazda, Ti-Ti mesafeleri rutile göre daha fazladır ve anatazdaki Ti-O mesafeleri, rutile göre daha kısadır. Bu farklılıklar, anataz ve rutilin kütle yoğunluklarına ve bant yapılarına yansımaktadır. Kristal parametreleri, Ti-O ve O-Ti-O arasındaki açılar anataz, brokit, rutile için Tablo 3.2'de verilmiştir [62].

Tablo 3.2. TiO₂'nin Yapı Parametreleri

TiO ₂	Anatas	Rutile	Brokite
Kristal yapısı	Tetragonal	Tetragonal	Ortorombik
Örgü sabitleri (Å ⁰)	a=4.5936 c=2.9587	a=3.784 c=9.515	a=9.184 b=5.447 c=5.145
Molekül/Birim hücre	2	4	8
Hacim/Molekül (Å ⁰)	31.2160	34.061	32.172
Yoğunluk (g/cm ³)	4.13	3.79	3.99
Ti-O bağ uzunluğu (Å ⁰)	1.949(4 tane) 1.980(2 tane)	1.937(4 tane) 1.965(2 tane)	1.87-2.04
O-Ti-O bağ açısı	81.2 ⁰ -90.0 ⁰	77.7 ⁰ -92.6 ⁰	77.0 ⁰ -105 ⁰

Titanyum dioksit' in bazı temel fiziksel özellikleri aşağıdaki tabloda verilmiştir.

Tablo 3.3. TiO₂'nin Bazı Temel Fiziksel Özellikleri

Özellikler	TiO ₂
Yoğunluk (g/cm ³)	4
Fornül ağırlığı	79.88
Erime noktası (°C)	1830
Dielektrik sabiti (1 Mhz)	85
Gözeneklilik	% 0
pH	5.0-10.0
Özgül ağırlık (gr/cm ³) (20 °C)	3.5-4.2
Kırılma Katsayısı (MPa)	140
Sıkıştırma Gücü (MPa)	680
Dielektrik Şiddeti (kV mm ⁻¹)	4
Özdirenci (Ωcm) (25 °C)	10 ¹²
Özdirenci (Ωcm) (700 °C)	2.5x10 ⁴
Termal iletkenliği (WmK ⁻¹) (25°C)	11.7
Isıl Genleşme (RT-1000 °C)	9x10 ⁻⁶

3.1.2.1. TiO₂'nin Uygulama Alanları

TiO₂ ince filmler; üstün optik, elektrik ve kimyasal özelliklerinden dolayı birçok uygulama alanına sahiptir [63,64].

TiO₂, görünür spektral bölgede optik uygulamalar için yüksek kırılma indisli malzemelerle geniş ölçüde kullanılır. Bir başka avantajı da TiO₂ tabakalarındaki absorpsiyon ve saçılma kayıplarının az olmasıdır. Tabakaların optik özellikleri, üretim teknikleri ve koşullarına bağlıdır. TiO₂ çok yüksek erime sıcaklığına sahip olması nedeniyle optik kaplama malzemesi olarak kullanılır. Bu şekildeki kaplamalar birçok optik uygulamalarda ve optik devrelerde yaygın olarak kullanılır. Ayrıca bu tür kaplamalar sıcaklığa duyarlı optik uygulamalar için de iyi bir alternatif olabilir.

TiO₂' nin sıcaklığa duyarlı optik devrelerde kaplama malzemesi olarak kullanılmasının birçok avantajı vardır:

- 1- Yüksek sıcaklıklara dayanma kapasitesi,
- 2- Görünür ve yakın görünür bölgede düşük soğurma,
- 3- Dikkate değer termo-optik etkisi,
- 4- Yüksek ve belirli bir kırılma indisine sahip olması (626 nm'de $n \approx 2$) [65].

TiO₂ geniş bir alanda beyaz bir pigment olarak kullanılmaktadır. TiO₂ çok beyaz ve kırılma indisi çok yüksektir. Yüksek kırılma özelliği opaklığı belirlemektedir. TiO₂'nin yüksek kırılma indisi sayesinde beyaz ışık geçirmez kaplamalar elde edilebilmektedir. Parlak beyaz rengi ile opaklaşma sağlayan TiO₂; cam, porselen, kozmetik, güneş perdeleri, kağıt, ilaç, boya, gıda, plastik, fiber vb gibi alanlarda geniş bir uygulama alanına sahiptir. Uygulama alanlarındaki önemli avantajlarından biri de UV ışığı altında rengini değiştirmeye karşı dirençli olmasıdır. TiO₂ pigment özelliğinin yanı sıra oksijen sensörleri, biyosensörler, implant malzemeler, medikal alanlar ve antimikrobiyal kaplamalarda da geniş bir uygulama alanı bulunmaktadır. TiO₂ fotokatalizör olarak kullanılmasının yanı sıra su ve havanın temizlenmesinde de büyük bir öneme sahiptir. Ayrıca bakteri, virüs gibi mikro organizmaları yok etmede, su içindeki hidrojeni ayırmada da kullanılmaktadır. TiO₂, ZnO₂, Fe₂O₃, CdS, ZnS gibi fotokatalizörler, üzerine düşürülen ışıkla kendisini çevreleyen organik ve inorganik bileşiklerin kimyasal tepkimeler sonucu parçalanmasında katalizör olarak görev yaparlar [66].

3.1.3. Alüminyum (Al)

Alüminyum, 1827 yılında Wohler tarafından bulunmuştur. Yumuşak ve hafif bir metal olup gümüşümsü renktedir ve bu renk, havaya maruz kaldığında üzerinde oluşan ince oksit tabakasından ileri gelir. Atom numarası 13'tür. Simgesi Al'dir. Doğada serbest halde bulunmaz. Genellikle Al₂O₃·2H₂O (boksit) cevheri halinde bulunur ve oksidasyona karşı üstün direnci ile tanınır. Bu direncin temelinde pasivasyon özelliği yatar. Boksit, NaOH ile reaksiyona sokularak, demir çökelek olarak, sodyum alüminat ve sodyum silikat ise çözeltide kalır. Bu çözeltiden CO₂ 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.

Alüminyum, zehirleyici ve manyetik değildir, kıvılcım çıkarmaz. Saf alüminyumun çekme dayanımı yaklaşık 49 Mega Paskal (MPa) iken alaşımlandırıldığında bu değer 700 MPa'a çıkar. Yoğunluğu, çeliğin veya bakırın yaklaşık üçte biri kadardır. Kolaylıkla dövülebilir, makinede işlenebilir ve dökülebilir. Çok üstün korozyon özelliklerine sahip olması, üzerinde oluşan oksit tabakasının koruyucu olmasındandır. Elektrik iletkenliği %64,94 IACS'dir (saf Al, 2 °C'de).

Endüstrinin pek çok kolunda milyonlarca farklı ürünün yapımında kullanılmakta olup dünya ekonomisi içinde çok önemli bir yeri vardır. Alüminyumdan üretilmiş yapısal bileşenler uzay ve havacılık sanayii için vazgeçilmezdir. Hafiflik ve yüksek dayanım özellikleri gerektiren taşımacılık ve inşaat sanayiinde geniş kullanım alanı bulur.

Alüminyum kolay soğuyup ısıyı emen bir metal olması nedeniyle soğutma sanayinde geniş bir yer bulur. Bakırdan daha ucuz olması ve daha çok bulunması, işlenmesinin kolay olması ve yumuşak olması nedeniyle birçok sektörde kullanılan bir metaldir.

Alüminyum genel manada soğutucu yapımında, spot ışıklarda, mutfak gereçleri yapımında, hafiflik esas olan araçların yapımında (uçak, bisiklet otomobil motorları, motosikletler vb.) kullanılır. Bunun yanında sanayide önemli bir madde olan alüminyum günlük hayatta her zaman karşımıza çıkan bir metaldir.

Alüminyum ilk keşfedildiği yıllarda cevherinden ayrıştırılması çok zor olan bir metaldi. Alüminyum rafine edilmesi en zor metallere biridir. Bunun nedeni çok hızlı oksitlenmesi, oluşan bu oksit tabakasının çok kararlı oluşu ve demirdeki pasın aksine yüzeyden sıyrılmayıdır. Alüminyumun oda sıcaklığındaki bazı fiziksel özellikleri Tablo 3.4'de verimiştir.

Tablo 3.4. Alüminyumun Oda Sıcaklığındaki Bazı Fiziksel Özellikleri

Özellikler	Al
Yoğunluk (g/cm ³)	2.7
Erime noktası (°C)	≈660
Kaynama noktası (°C)	2519
Termal iletkenliği (W/cm.K)	237
Mineral sertliği	2.75
Elektriksel iletkenliği (Ω ⁻¹ cm ⁻¹)	3.77x10 ⁵
İş Fonksiyonu (eV)	4.08

Alüminyumun oksijenle çok çabuk reaksiyona girmesi nedeniyle, alüminyum kullanılarak oluşturulan Schottky kontaklarda alttaş sıcaklığı çok önemlidir. Bu nedenle metal çöktürme işlemi çok yüksek vakum altında gerçekleştirilmelidir.

3.2. MYY Yapıların Hazırlanması

Al/TiO₂/p-Si (MY) Schottky diyotların oluşturulması için <111> yönelimine sahip, 5-10 Ω.cm öz dirençli ve 300 µm kalınlıklı, fabrikasyon olarak parlatılmış p-tipi (boron katkılı) tek kristal Si yapraklar kullanıldı. Doğrultucu ve omik kontaklardan iyi sonuç alabilmek için Si yaprakların mekanik ve kimyasal temizlemesinin çok iyi yapılması gerekir. Bu çalışmada kullanılan kristaller fabrikasyon olarak parlatılmış olduğundan mekanik temizleme yapılmayıp sadece kimyasal temizleme yapıldı. Kimyasal temizleme aşamaları aşağıda sırasıyla verildi.

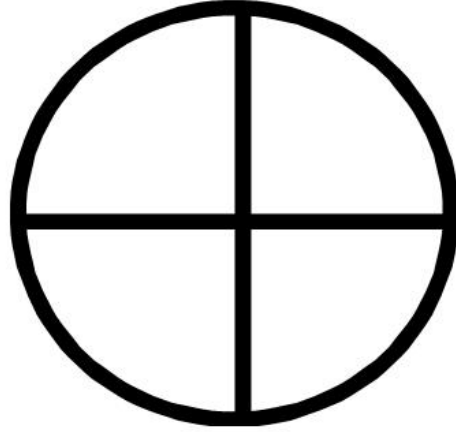
1. Temizleme sırasında öz direnci yaklaşık 18 MΩ.cm olan deiyonize su kullanıldı. Tüm kimyasal temizleme işlemleri ultrasonik banyo içinde gerçekleştirildi. Öncelikle kristalleri tutmak için kullanılan araç ve kaplar fırında yaklaşık 100 °C ısıtılarak sterilize edildi. Daha sonra hidrojen peroksit (H₂O₂) ve aseton ile ardından da deiyonize su ile iyice durulandı. Kristal önce deiyonize su içerisinde ultrasonik olarak yeterince uzun süre (10 dk) yıkandı.
2. Si yapraklar sırasıyla trikoetilen, aseton ve metanol içinde 3 dakika ultrasonik olarak temizlendi ve ardından deiyonize suda 5 dakika yıkandı.

3. Eşit miktarda hazırlanmış sülfirik asit (H_2SO_4), hidrojen peroksit (H_2O_2) çözeltilerinden oluşturulan karışımda ultrasonik olarak 3 dakika temizlendi.
4. Daha sonra deiyonize su içerisinde ultrasonik olarak 10 dakika yıkandı.
5. Hacim oranları sırasıyla verilen 6:1:35 $HNO_3+HF+ H_2O$ ve % 20 HF karışımında 3 dakika ultrasonik olarak temizlendi ardından deiyonize suda yıkandı.
6. Sonra Si yapraklar yeteri kadar uzun bir süre deiyonize suda durulandı.

Kimyasal olarak temizlenmiş p-tipi silisyum kristal yüzeyde oksitlenme olasılığını önlemek için kuru azot (N_2) ile kurutulduktan sonra hemen vakum ortamına alındı. Öncelikle Omik kontağı oluşturmak için kimyasal olarak temizlenen yarıiletken mat yüzeyi aşağı gelecek şekilde çelik maske üzerine yerleştirildi. Omik kontaklar için Şekil 3.2’de gösterilen maskeye benzer bir maske kullanıldı. Vakum sisteminde elde edilen yaklaşık 10^{-6} Torr basınç altında üzerinden akım geçirilen tungsten flaman yardımı ile oldukça saf alüminyum (~ 99.999%) buharlaştırılarak Si yaprağın arka yüzeyine ~ 2000 Å kalınlığında Al tabaka oluşturuldu. Buharlaştırma ile elde edilen bu arka kontağın, Si yaprağın üzerine çöktürülmesi işlemi 400 °C sıcaklıkta tavlama fırınında gerçekleştirildi ve omik kontak elde edildi.

Omik kontakten sonra Si yaprağın ön yüzeyine atomic layer deposition (ALD) tekniği ile 25 Å kalınlığında TiO_2 oksit tabaka yüksek vakum ALD Savannah S300 sistemi kullanılarak oluşturuldu (Şekil 3.3) [34-38]. Bu oksit tabakanın kalınlığı UCF Stylus Profilometer and Atomic Force Microscopy (AFM) ile kontrol edildi.

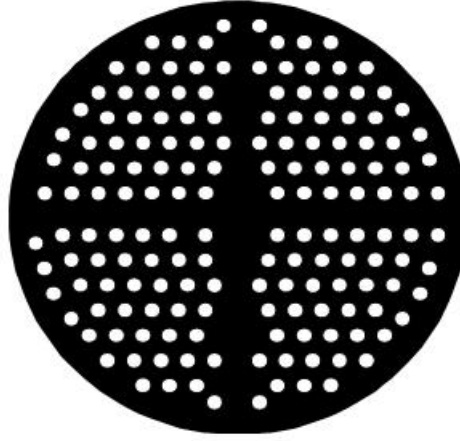
Yalıtkan tabakanın oluşturulmasından sonra gerekli elektriksel ölçümleri alabilmek için ~ 2000 Å kalınlığında, 2 mm çapında Al kontaklar Şekil 3.4’te görülen maske yardımıyla TiO_2 üzerine buharlaştırıldı. Böylece doğrultucu kontağın da oluşturulmasıyla Al/ TiO_2 /p-Si şeklinde MYY diyotlar (Şekil 3.5) elde edildi ve kristal vakum ortamından çıkartıldı.



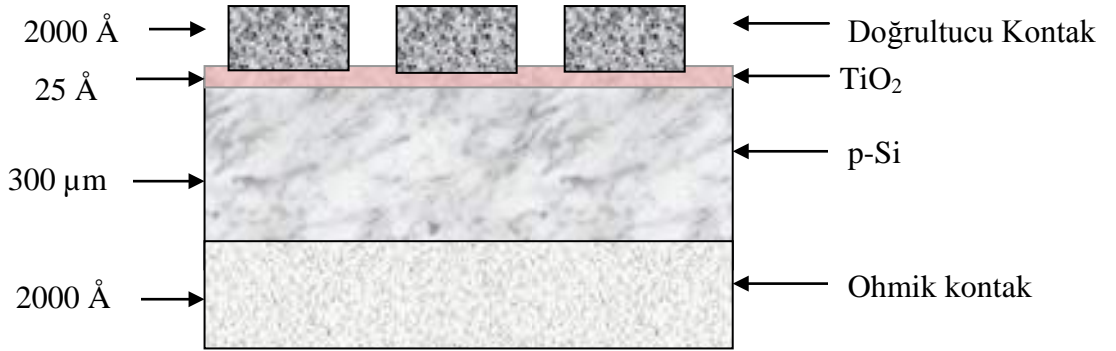
Şekil 3.2. Omik Kontak Oluşturulurken Kullanılan Maske



Şekil 3.3. Atomic Layer Deposition (ALD) Savannah S300 Sistemi



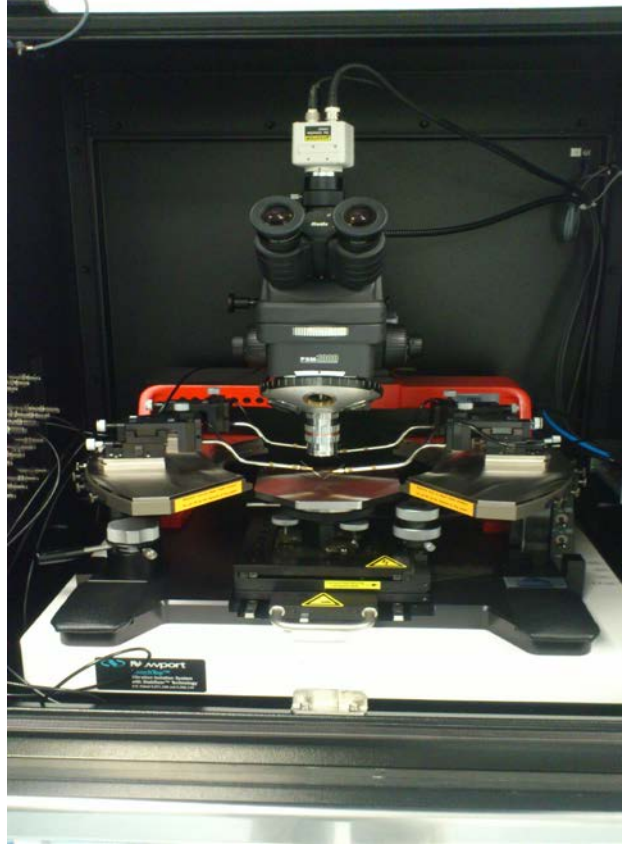
Şekil 3.4. Doğrultucu Kontak Oluşturulurken Kullanılan Maske



Şekil 3.5. Al/TiO₂/p-Si (MYY) Diyotun Şematik Gösterimi

3.3. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri

Elektriksel karakteristikler için gerekli ölçümlerin tamamı Ulusal Nanoteknoloji Araştırma merkezi (UNAM) Laboratuvarında gerçekleştirildi. Diyot oluşturulduktan sonra akım-gerilim (I-V), kapasitans-gerilim (C-V) ve iletkenlik-gerilim (G/w-V) ölçümleri Keithley 4200 UCF Semiconductor Parameter Analyzer kullanılarak alındı (Şekil 3.6).



Şekil 3.6. Keithley 4200 UCF Semiconductor Parameter Analyzer Cihazı

4. DENEYSEL İNCELEME

Hazırlanan Al/TiO₂/p-Si Schottky diyotun bazı temel elektriksel parametreleri akım-voltaj (I-V), kapasitans-voltaj (C-V) ve iletkenlik-voltaj (G/ω-V) ölçümleri kullanılarak incelendi. Öncelikle oda sıcaklığında düz beslem I-V ölçümlerinden yapının doyma akımı (I_o), idealite faktörü (n), potansiyel engel yüksekliği (Φ_B(I-V)) ve arayüzey durumlarının (N_{ss}) dağılım profili etkin potansiyel engel yüksekliği (Φ_e) dikkate alınarak hesaplandı. Daha sonra C-V ve G/ω-V ölçümleri hem doğru hem de ters beslem altında (-10 V ile + 10V), farklı frekanslarda (50 kHz - 500 kHz) ve oda sıcaklığında gerçekleştirildi. C-V ve G/ω-V ölçümlerinden yararlanılarak Al/TiO₂/p-Si Schottky diyotunun seri direnci (R_s) ve arayüzey durumlarının (N_{ss}) yoğunluğu hesaplandı.

4.1. Akım-Voltaj (I-V) Karakteristikleri

Metal-yarıiletken (MY) arasında yapay ya da doğal olarak oluşturulmuş yalıtkan/oksit tabaka metal-yarıiletken yapıyı metal-yalıtkan-yarıiletken (MYY) yapıya dönüştürür. Yalıtkan tabakanın kalınlığı artıka I-V karakteristiklerinden elde edilen yapısal parametreler arayüzey tabakası ve arayüzey durumlarından büyük ölçüde etkilenir. MY ve MY Y Schottky diyotlar entegre aygıt teknolojisinde büyük bir öneme sahiptir. Bu diyotlardaki akım-iletim mekanizması yarıiletkenin üretim parametreleri, kullanılan metalin ve yarıiletkenin türü, metal-yarıiletken arayüzeyindeki yalıtkan tabaka, uygulanan sıcaklık, frekans ve voltaj gibi pek çok faktöre bağlıdır. Bu diyotlarda yük geçişlerini açıklamak için termiyonik emisyon (TE), rekombinasyon- jenerasyon, tünelleme, Poole-Frenkel ve uzay yükü sınırlandırılmış-iletkenlik (SCLC) mekanizmaları gibi çeşitli modeller vardır ve genellikle bunlardan bir tanesi baskın olabilir. Ancak belirli özel durumlarda iki veya daha fazla akım-iletim mekanizması birlikte kullanılabilir. Bu çalışmada, yapılan hesaplamalar sonucunda termiyonik emisyon mekanizmasının baskın olduğu görüldü.

Al/TiO₂/p-Si Schottky diyotun I-V karakteristikleri oda sıcaklığında incelendi. Şekil 4.1'de görüldüğü gibi Al/TiO₂/p-Si malzeme doğrultucu özellik sergilemektedir. Schottky kontaklarının doğru beslem I-V karakteristiklerinde, uygulanan beslem voltajı ($V \geq 3kT/q$) ve akım arasındaki ilişki Termiyonik emisyon (TE) teoremine göre aşağıdaki gibi verilir [1,2,16]:

$$I = I_o \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{q(V - IR_s)}{kT}\right) \right] \quad (4.1.a)$$

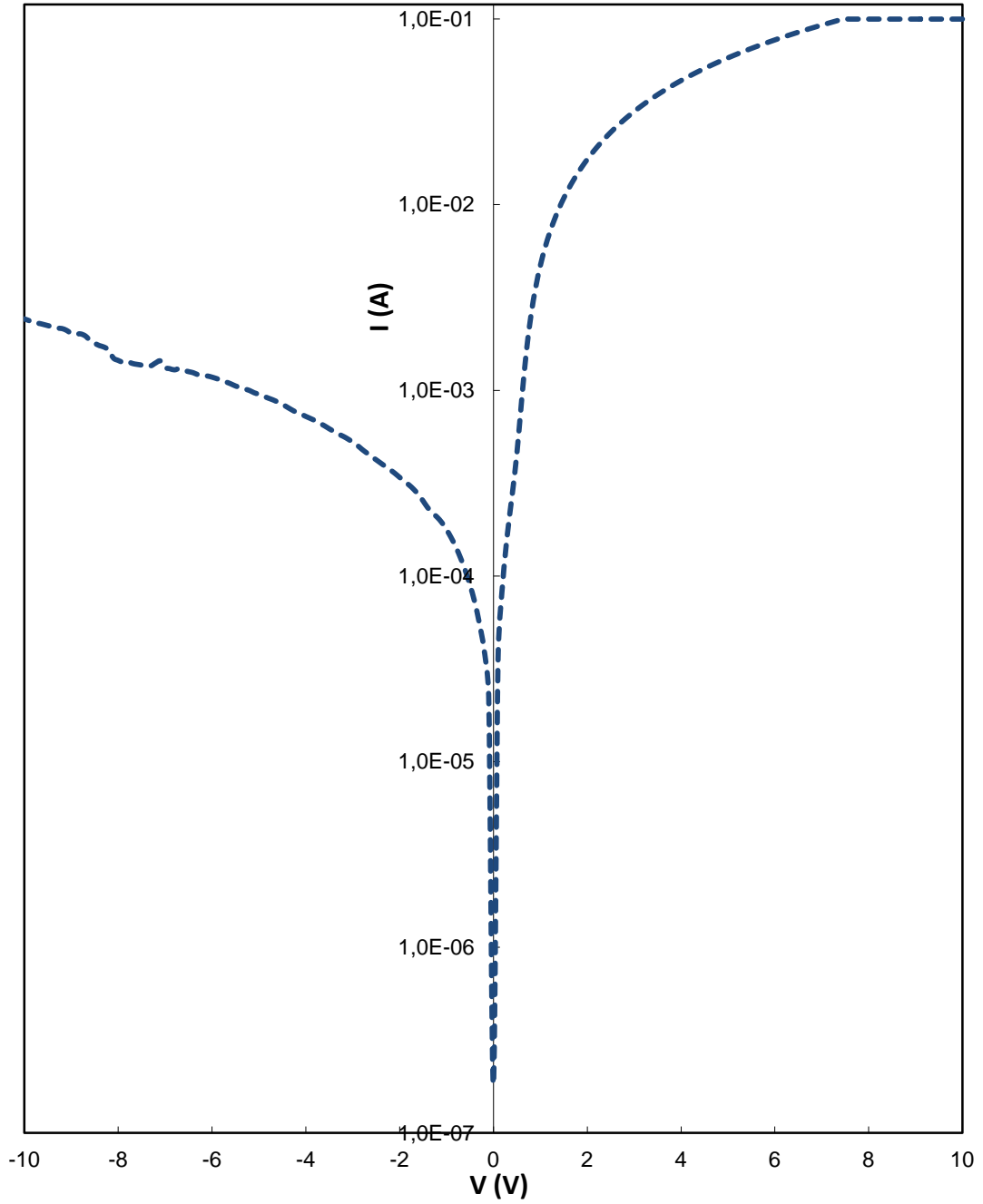
Burada q elektron yükü, V uygulanan voltaj, R_s seri direnç, n idealite faktörü, k Boltzmann sabiti ve T Kelvin biriminde sıcaklıktır. I_o doyum akımıdır ve

$$I_o = A^* A T^2 \exp(-q\phi_{Bo} / kT) \quad (4.1.b)$$

eşitliği ile verilir. Burada A doğrultucu kontak alanı, A^* etkin Richardson sabiti olup değeri p-tipi Si için $32 \text{ \AA}^2 (\text{cm}^2\text{K}^{-2})$ ve ϕ_{Bo} de potansiyel engel yüksekliğidir [1,2]. Doyum akımı (I_o) değeri (sıfır beslemdeki akım) düz beslem yarı logaritmik $\ln(I)$ - V eğrisinin lineer kısmının akım eksenini kestiği noktadan bulundu. IR_s terimi diyotun seri direncine karşı voltaj alçalmasıdır.

İdealite faktörünün (n) değeri $\ln(I)$ - V eğrisinin lineer bölgesinin eğiminden elde edildi. Eş. (4.1.a)'dan yararlanılarak n değeri aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$n = \frac{q}{kT} \left(\frac{d(V - IR_s)}{d(\ln(I))} \right) \quad (4.2)$$



Şekil 4.1. Oda Sıcaklığında Al/TiO₂/p-Si (MYY) Schottky Diyotun Yarı-Logaritmik I-V Eğrisi

İdealite faktörü ve potansiyel engel yüksekliği değerleri sırasıyla 2.96 ve 0.66 eV olarak hesaplandı. İdealite faktörü değerinin idealden sapması metal ve yarıiletken arasındaki TiO₂ yalıtkan tabakasına ve arayüzey durumlarının özel dağılımlarına atfedildi [69,72]. Pratikte ideal bir durum için $n=1$ dir. Ancak uygulanan gerilimin engel yüksekliğini bir miktar etkilemesinden dolayı bu duruma literatürde hemen

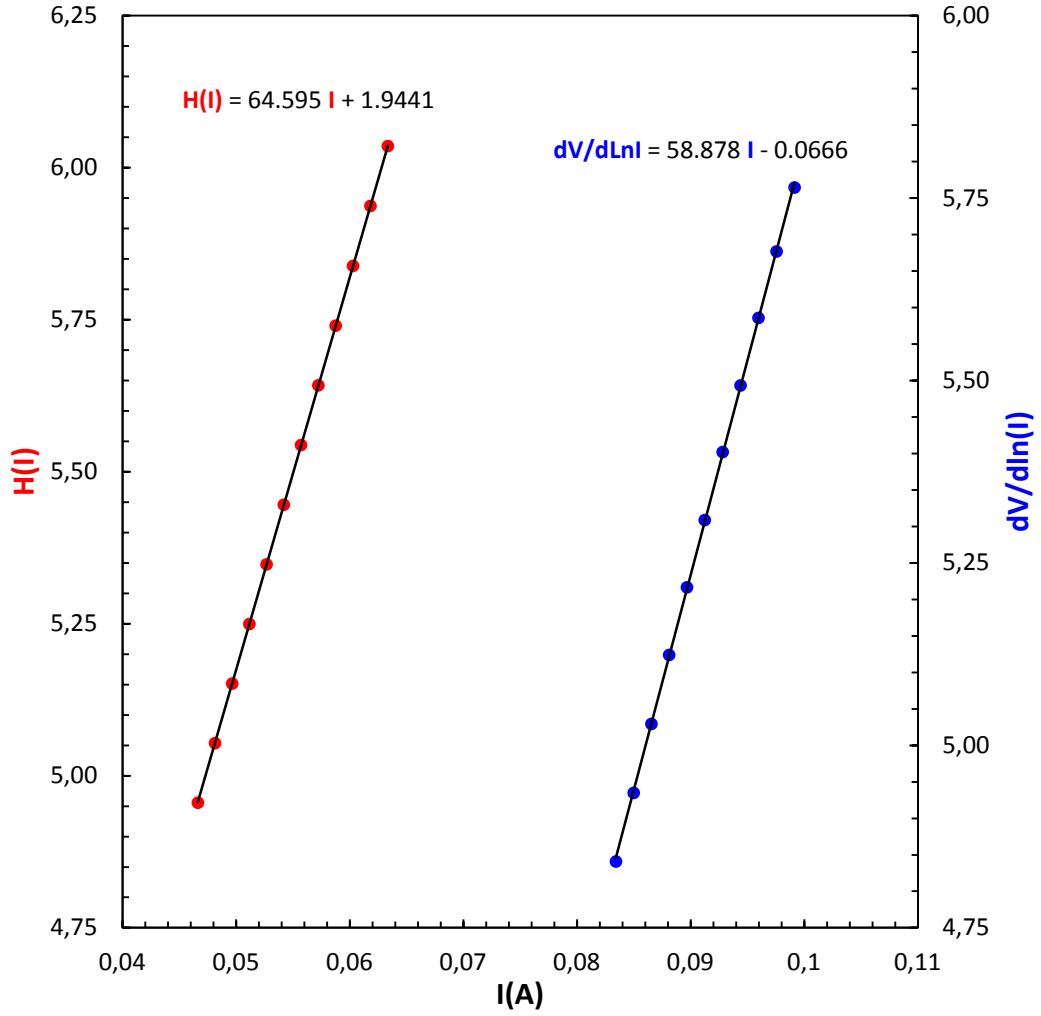
hemen hiç rastlanmamıştır. Bu etkinin sebebi ideale en yakın Schottky diyotlarda dahi metal-yarıiletken arayüzeyinde en az 5-20 Å kalınlığında ince bir oksit tabakanın doğal olarak oluşmasıdır. Engel yüksekliğinin uygulanan gerilime bağlılığından kaynaklanan ideal durumdan sapması, $1/n=1-(\delta\Phi_B / \delta V)$ şeklinde ifade edilir. Uygulanan gerilimin bir kısmı diyot üzerine bir kısmı da oksit tabaka üzerine düşeceğinden, engel yüksekliği uygulanan gerilimin bir fonksiyonu olur.

I-V eğrilerinde yeterince yüksek beslem voltajlarında aşağı doğru bükülme, arayüzey durumlarının varlığından ve R_s etkisinden kaynaklanır [33,70]. Bu nedenle n , Φ_{B0} ve R_s yüksek voltajlarda Cheung ve Cheung metodundan hesaplandı ve Termiyonik Emisyondan elde edilen parametreler ile karşılaştırıldı. Eş. (4.1.a) dan, Cheung fonksiyonları aşağıdaki gibi yazılabilir.

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

$$H(I) = V - n \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I}{AA^* T^2} \right) = n\Phi_B + R_s I \quad (4.4)$$

Burada Φ_B doğru beslem I-V karakteristiklerindeki yüksek voltaj bölgelerinden elde edilmiş bariyer yüksekliğidir. Şekil 4.2’de oda sıcaklığında Al/TiO₂/p-Si Schottky diyotu için deneysel $dV/d(\ln I)$ -I ve $H(I)$ -I eğrileri görülmektedir. Şekil 4.2’de gösterildiği gibi Eş. (4.3) ve Eş. (4.4) doğru beslem I-V karakteristiklerinde aşağı büküm bölgesinin değeri için lineer bir bölge vermelidir. Bu nedenle, $dV/d(\ln I)$ -I eğrisinin eğimi R_s ’yi ve y eksenini kestiği nokta ise nkT/q ’yi verecektir. Eş. (4.4)’den hesaplanan bu n değerleri kullanılarak $H(I)$ fonksiyonları türetildi ($H(I)$ -I eğriside lineer bir eğridir). $H(I)$ -I eğrisinin eğimi R_s ’nin hesaplanması için ikinci bir metot sunar. Kesim noktalarından da Φ_B değeri elde edilir. Tablo 4.1’de görüldüğü gibi Termiyonik emisyon (TE) ve Cheung metodundan elde edilmiş Φ_B ve n değerleri birbiri ile uyum içindedir.



Şekil 4.2. Al/TiO₂/p-Si (MYY) Schottky Diyotun Cheung Fonksiyonu Eğrileri

Arayüzey durumlarının enerji dağılım profili idealite faktörü ve bariyer yüksekliğinin voltaja bağlılığı göz önünde bulundurularak belirlenebilir. Voltaja bağlı idealite faktörü $n(V)$ Eş. (4.1.a) yardımıyla aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$n = \frac{qV}{kT \ln(I/I_0)} \quad (4.5)$$

Etkin bariyer yüksekliğinin voltaja bağlılığı Φ_e ise aşağıdaki gibi verilir [71]:

$$d\Phi_e / dV = \beta = 1 - 1/n \quad (4.6)$$

Burada β , Φ_e 'nin voltaj katsayısıdır ve etkin bariyer yüksekliği aşağıdaki şekilde hesaplanabilir [72]:

$$\Phi_e = \Phi_{bo} + \beta V = \Phi_{bo} + \left(\frac{d\Phi_e}{dV} \right) V \quad (4.7)$$

Yarıiletken ile dengedeki arayüzey durumlarına sahip Schottky diyot için idealite faktörü 1'den daha büyük olur ve Card and Rhoderick tarafından önerildiği gibi [72]:

$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d \ln I} = \frac{1}{(1 - d\Phi_{bo}/dV)} \quad (4.8)$$

eşitliği ile verilir. Eş. (4.1.a) I-V karakteristiklerini değerlendirmede sıklıkla kullanılır. Fakat bariyer yüksekliği üzerine uygulanan voltajın etkilerini içermez. Şayet $d\Phi_e/dV$ sabitse, Eş. (4.8)'den elde edilen idealite faktörü (n) deneysel sonuçlardan sapar. İdealite faktörü n sabit olmalıdır. İdealite faktörü n doğru beslem bölgesindeki $\ln\{I/[1-\exp(-qV/kT)]\}$ -V eğrisinin eğiminden deneysel olarak bulunabilir. Ayrıca idealite faktörü için aşağıdaki gibi ifade elde edilir:

$$n = 1 + \frac{\frac{\delta}{\epsilon_i} \left(\frac{\epsilon_s}{W} + qN_{sb} \right)}{1 + \frac{\delta}{\epsilon_i} q^2 N_{sa}} \quad (4.9)$$

Burada N_{sb} ve N_{sa} sırasıyla metal ve yarıiletken ile dengedeki arayüzey durumlarının yoğunluğudur. ϵ_s ve ϵ_i ise sırasıyla yarıiletkenin ve arayüzey yalıtkan tabakanın geçirgenliğidir. Metal-yarıiletken arayüzeyinde yeterince yüksek ($>25\text{\AA}$) yalıtkan tabaka kalınlığı nedeniyle arayüzey durumları ile tamamen yarıiletken tarafından yönetilen MYY tipi Schottky diyot yapıları Card and Rhoderick [2,72] tarafından incelenmiştir ve arayüzey durumlarının yoğunluğu için ifade aşağıdaki gibi yazılır:

$$N_{ss} = \frac{1}{q} \left[\frac{\epsilon_i}{\delta} (n(V) - 1) - \frac{\epsilon_s}{W_D} \right] \quad (4.10)$$

Burada δ arayüzey yalıtkan tabakanın kalınlığı, ϵ_i yalıtkan tabaka TiO_2 'nin geçirgenliğidir ve $\epsilon_i = 48\epsilon_o$ [34,38], ϵ_o ise serbest uzayın geçirgenliğidir. W_D ise yüksek frekanslardaki (500 kHz) deneysel C-V ölçümlerinden elde edilen tüketim tabakası genişliği olup;

$$W_D = \sqrt{\frac{2\epsilon}{qN_A}} V_o \quad (4.11)$$

eşitliği ile verilir. Burada V_o yüzey potansiyelidir [5].

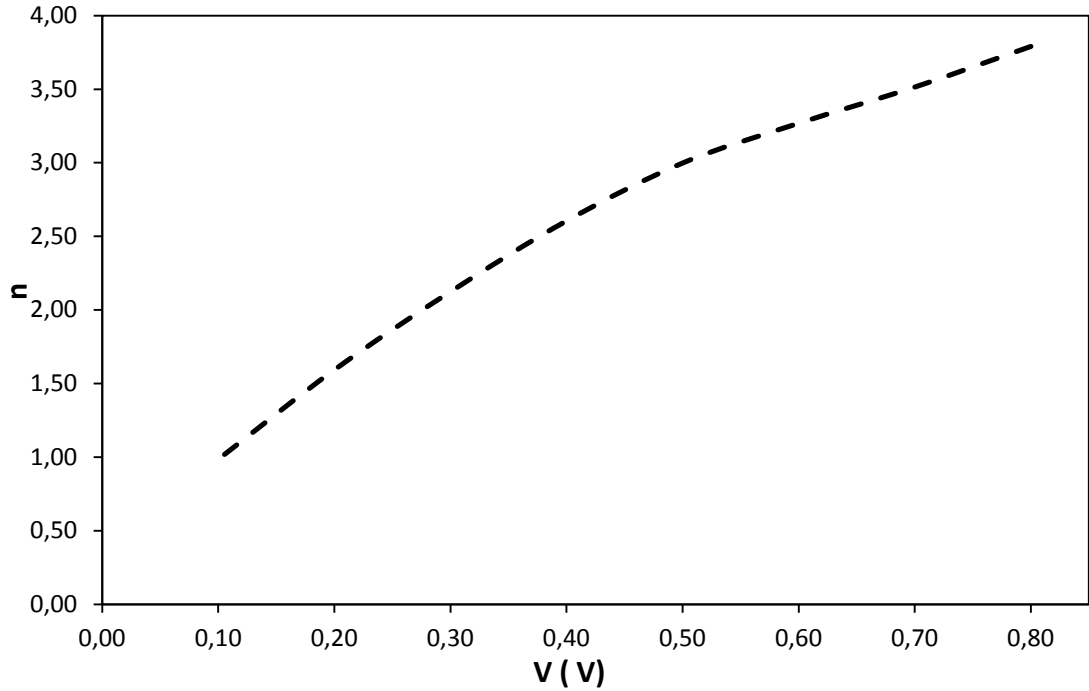
Tablo 4.1. Oda Sıcaklığındaki Al/TiO₂/P-Si (MY) Schottky Diyotun I-V Karakteristiklerinden Elde Edilen Deneysel Parametreler.

	I_o (A)	n	Φ_{Bo} (eV)	N_{ss} (cm ⁻² eV ⁻¹)	R_s (Ω)
TE	7.23×10^{-7}	2.96	0.66	2.08×10^{14}	–
dV/d(lnI)	–	2.55	–	–	58.88
H(I)	–	–	0.76	–	64.60

Arayüzey durumlarının yasak enerji aralığındaki dağılım profilini elde etmek için voltaja bağlı etkin potansiyel engel yüksekliği Φ_e ve idealite faktörü n değerleri Tablo 4.2’de verildi. Tablo 4.2’den de görüldüğü gibi hem Φ_e hem de n değerleri artan gerilime bağlı olarak artmaktadır. n değerlerinin gerilime bağlı değişimi Şekil 4.3’te ayrıca verildi.

Tablo 4.2. Al/TiO₂/p-Si Yapısı İçin Oda Sıcaklığındaki Doğru Beslem I-V Grafiğinden Elde Edilen Bazı Temel Parametrelerin Gerilime Bağlı Değişimi

V	n(V)	Φ_e (eV)	$E_{ss}-E_v$ (eV)	N_{ss} (eV ⁻¹ cm ⁻²)
0.80	3.79	1.25	0.45	2.96 x10 ¹⁴
0.70	3.51	1.16	0.46	2.67 x10 ¹⁴
0.60	3.27	1.08	0.48	2.41 x10 ¹⁴
0.50	3.00	0.99	0.49	2.12 x10 ¹⁴
0.40	2.60	0.91	0.51	1.70 x10 ¹⁴
0.30	2.12	0.82	0.52	1.19 x10 ¹⁴
0.20	1.59	0.73	0.53	6.30 x10 ¹³

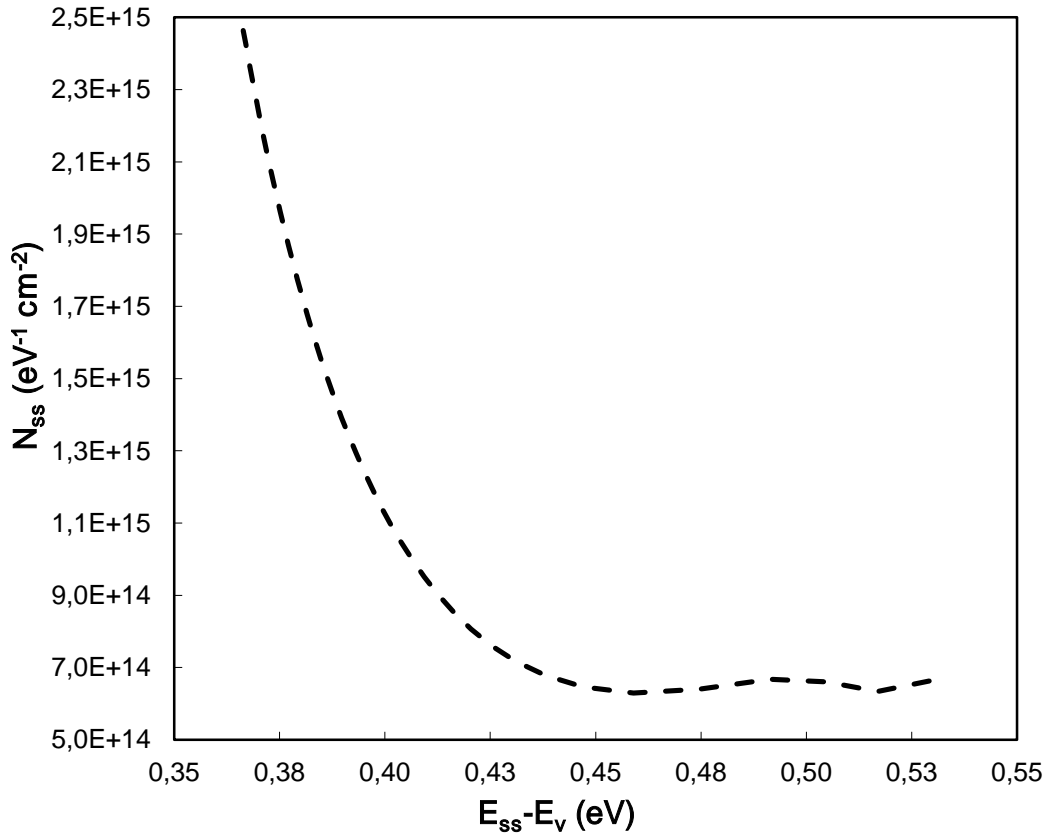


Şekil 4.3. Oda Sıcaklığında Al/TiO₂/p-Si Schottky Diyotunun Farklı Gerilim Değerlerine Karşı n Değerlerindeki Değişim

p-tipi yarıiletkenler için arayüzey durumlarının enerjisi E_{ss} ile yarıiletken yüzeyinin valans band kenarı arasındaki ilişki aşağıdaki gibidir [71-73]:

$$E_{ss} - E_V = q(\Phi_e - V) \quad (4.12)$$

Al/TiO₂/p-Si Schottky diyotu için, arayüzey durumlarının (N_{ss}) yoğunluk dağılım profili deneysel olarak doğru beslem I-V karakteristiklerinden idealite faktörü ve engel yüksekliğinin voltaja bağımlılığı göz önüne alınarak elde edildi ve Şekil 4.4'te verildi. Yine Şekil 4.4'te görüldüğü gibi, orta noktadan valans bandının tepe noktasına doğru N_{ss} 'nin hafif bir üstel değişimi çok belirgindir ve N_{ss} değerleri Si yasak enerji aralığının ortasına yakın değerlerde bir minimuma sahiptir.

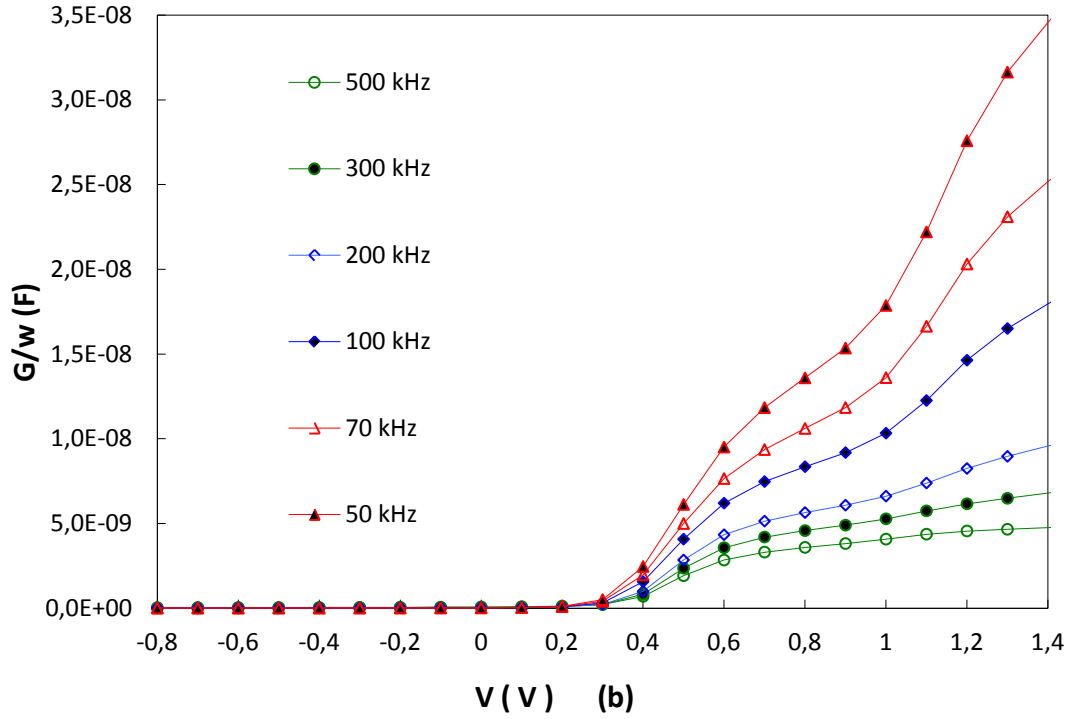
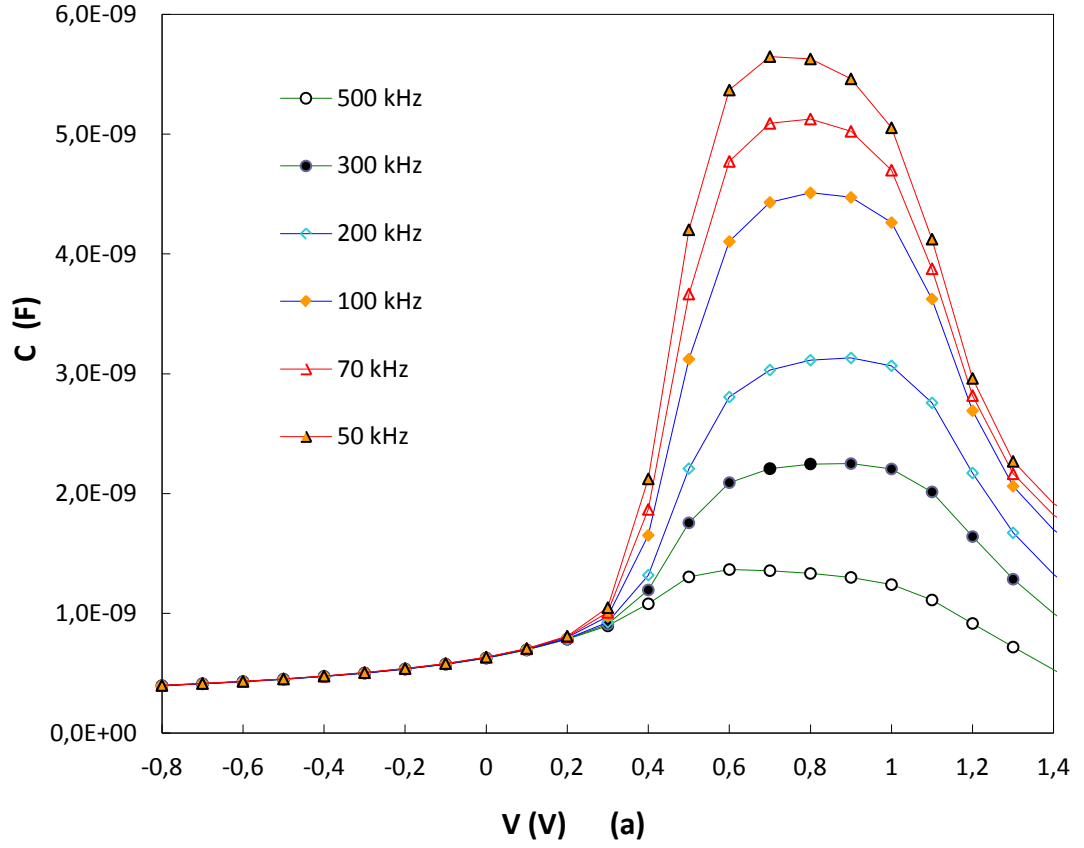


Şekil 4.4. Oda Sıcaklığında Al/TiO₂/p-Si (MY) Schottky Diyotunun Düz Beslem I-V Karakteristiklerinden Elde Edilen $E_{ss} - E_V / N_{ss}$ Eğrisi

4.2. Kapasitans-Voltaj (C-V) ve İletkenlik-Voltaj (G/w-V) Karakteristikleri

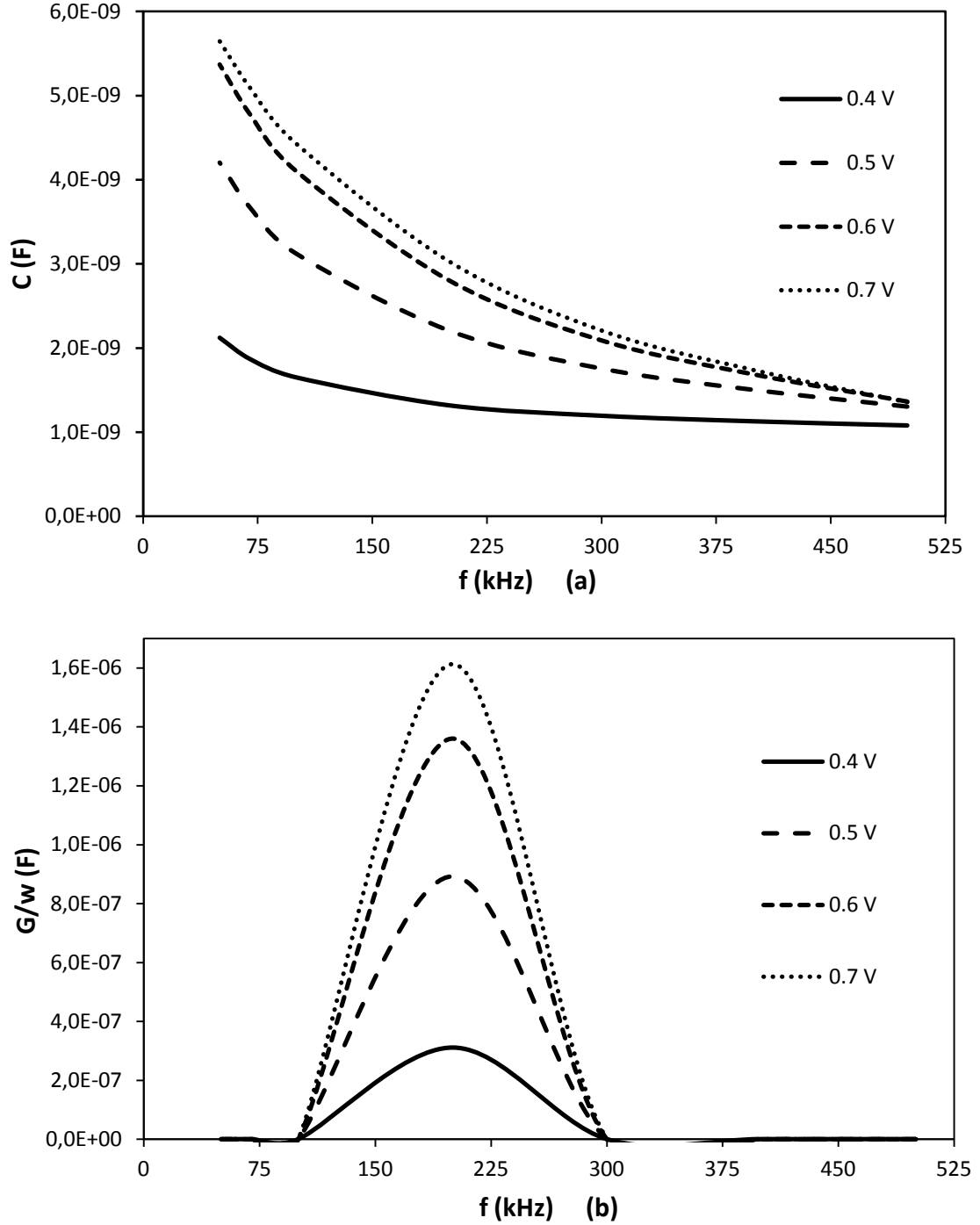
Al/TiO₂/p-Si Schottky diyotu için C-V ve G/w-V ölçümleri farklı frekanslarda gerçekleştirildi (50 kHz - 500 kHz) ve C-V ve G/w-V eğrileri sırasıyla Şekil 4.5 (a) ve (b)'de gösterildi. Şekil 4.5 (a) ve (b)'de görüldüğü gibi yeterince küçük negatif voltaj değerlerinde C ve G/w değerlerinde önemli bir değişim olmayıp bu bölgede voltajın kapasitans ve iletkenlik değerlerine etkisi hemen hemen hiç yoktur. Bu nedenle -10 volta kadar yapılan ölçümler grafikte -8 voltan itibaren gösterildi. Ancak pozitif voltaj değerlerinde kapasitans ve iletkenlik değerleri frekans ile önemli bir değişim göstermektedir. Pozitif beslemede de 1.4 V'tan itibaren voltaja bağlı değişim olmadığından 1.4 V'a kadar eğimler çizildi. Şekil 4.5a'da artan frekans ile kapasitansın azaldığı görülmektedir. Şekil 4.5b'de görüldüğü gibi iletkenlik artan voltaj ile hemen hemen artan pikler vermektedir. C-V eğrilerinin pik vermesi arayüzey durumlarının yasak enerji aralığındaki özel bir dağılımına atfedilir [67]. Al/TiO₂/p-Si Schottky diyotunun arayüzey durumları ve seri direnci, kapasitans ve iletkenliğin voltaja bağlı anormal davranışlarından sorumludur [1-3].

Kapasitans ve iletkenlik değerleri frekansa göre incelendiğinde hem kapasitans hem iletkenlik değerlerinin azalan frekansla arttığı görülmektedir. Bunun nedeni düşük frekanslarda arayüzey durumları a.c sinyalleri takip edebilirken yüksek frekanslarda takip edememesidir. Ayrıca yeterince yüksek frekanslarda (500 kHz ve daha büyük frekanslarda) arayüzey durumlarının etkisi hemen hemen hiç gözlenmez. Sonuçta frekans ile C-V ve G/w-V eğrilerindeki değişim büyük oranda arayüzey durumları ve R_s etkisine bağlıdır [1-3].



Şekil 4.5. Al/TiO₂/p-Si Schottky Diyotunun Oda Sıcaklığında Farklı Frekanslar İçin (a) C-V ve (b) G/w-V Eğrileri

Kapasitansın ve iletkenliğin farklı voltajlardaki frekans ile değişimi sırasıyla Şekil 4.6 (a) ve (b)'de verildi. Şekillerden de anlaşılacağı gibi artan frekanslarda kapasitans ve iletkenlik değerleri azalmaktadır.



Şekil 4.6. Al/TiO₂/p-Si Schottky Diyotun Oda Sıcaklığında Farklı Gerilim Değerleri İçin Frekansa Bağlı (a) C-f ve (b) G/w-f Eğrileri

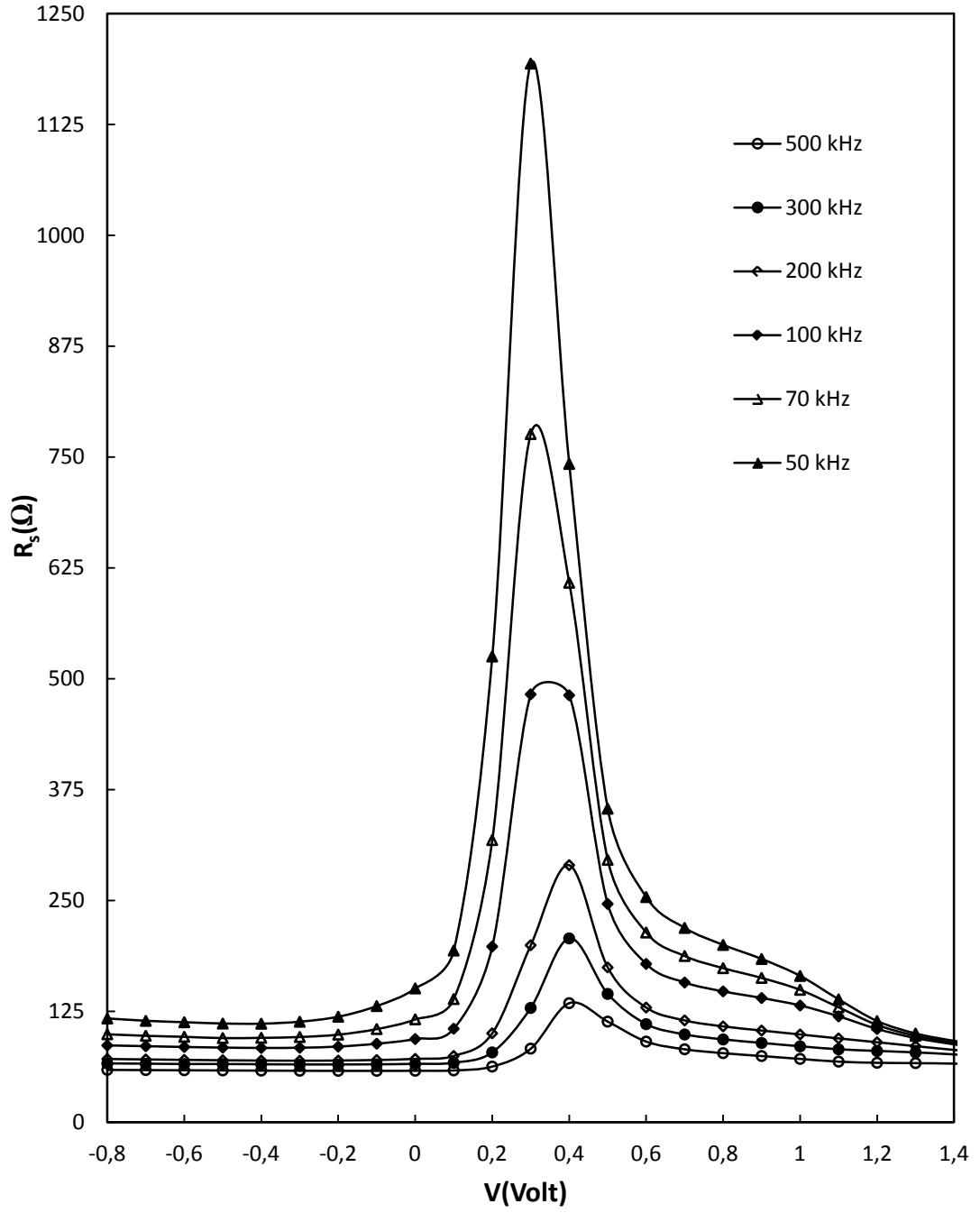
MYY yapılar güçlü akümülyasyon (yığılma) içinde beslenildiği zaman voltaj ve frekansa bağlı olan seri direnç Şekil 4.5 (a ve b)'deki verilerle elde edilebilir. Al/TiO₂/p-Si Schottky diyotunun frekansa bağlı R_s değerleri, yığılım bölgesinden admittans tekniği kullanılarak hesaplandı [68].

$$Y_{ma} = [G_m + j\omega C_m] \quad (4.13)$$

MYY yapının seri direncinin gerçel ve sanal kısmının karşılaştırılması ile kabul edilen eşitlik aşağıda verilmiştir [1,2]:

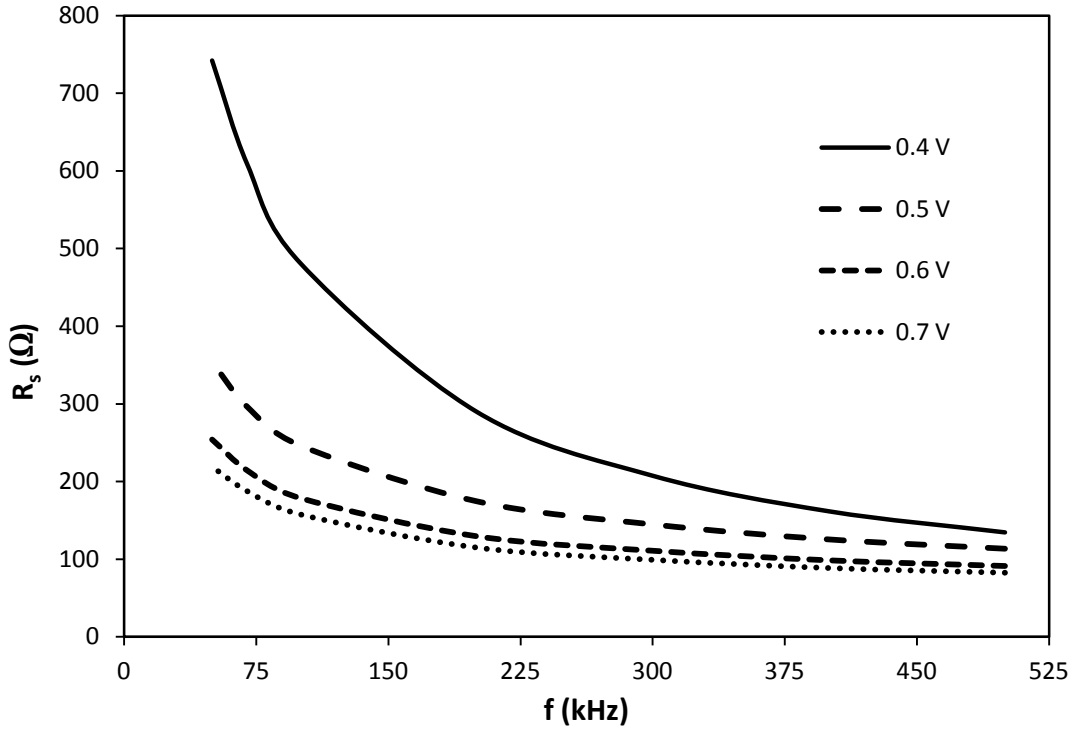
$$R_s = \frac{G_{ma}}{G_{ma}^2 + (\omega C_{ma})^2} \quad (4.14)$$

Burada C_{ma} ve G_{ma} güçlü akümülyasyon (yığılma) bölgesindeki ölçülmüş kapasitans ve iletkenlik değerlerini göstermektedir. Seri direnç ve arayüzey durumları kapasitans ve iletkenliğin voltaja bağımlılığının etkisindedir. Bu nedenle Eş. (4.14) kullanılarak frekansa bağlı seri direnç değerleri hesaplandı (Şekil 4.7). Şekil 4.7'de arayüzey durumlarının baskın olduğu bölgelerde pozitif beslem civarında R_s'nin değerlerinin pik verdiği görülmektedir [1-3]. Bu piklerin şiddeti düşük frekanslarda daha yüksek iken frekans arttıkça bu piklerin şiddetinin azaldığı görülmektedir. Bunun nedeni yarıiletken ile dengede olan N_{ss}'ler düşük frekanslarda a.c sinyalinin kolaylıkla takip edebilir ve mevcut kapasitansa ilave bir katkı getirirler, yeterince yüksek frekanslarda ise (500 ≥) a.c sinyalinin takip edemezler. R_s değerleri kuvvetli yığılım bölgesinde ölçülmüş kapasitans C_{ma} ve iletkenlik G_{ma}'dan hesaplandı ve Tablo 4.3'te farklı frekanslar için bu değerler verilmiştir.



Şekil 4.7. Al/TiO₂/p-Si Schottky Diyot İçin Farklı Frekanslardaki R_s-V Eğrileri

Ayrıca farklı gerilim değerleri için Al/TiO₂/p-Si Schottky diyotun frekansa bağlı R_s-f eğrileri Şekil 4.8’de verildi. Şekilden de anlaşılacağı gibi R_s değerleri artan gerilimle azalmaktadır.



Şekil 4.8. Al/TiO₂/p-Si Schottky Diyotunun Farklı Gerilim Değerleri İçin Frekansa Bağlı R_s-F Eğrileri

Arayüzey durumlarının hesaplanmasında Hill-Coleman metodu arayüzey durumlarının belirlenmesi için hızlı ve güvenilir bir metottur. Bu nedenle frekansa bağlı arayüzey durumlarının yoğunluğu (N_{ss}), Hill-Coleman metodu kullanılarak C-V ve G/w-V ölçümlerinden elde edildi [30] ve Şekil 4.9 ve Tablo 4.3'te verildi. Bu metoda göre, arayüzey durum yoğunluğu:

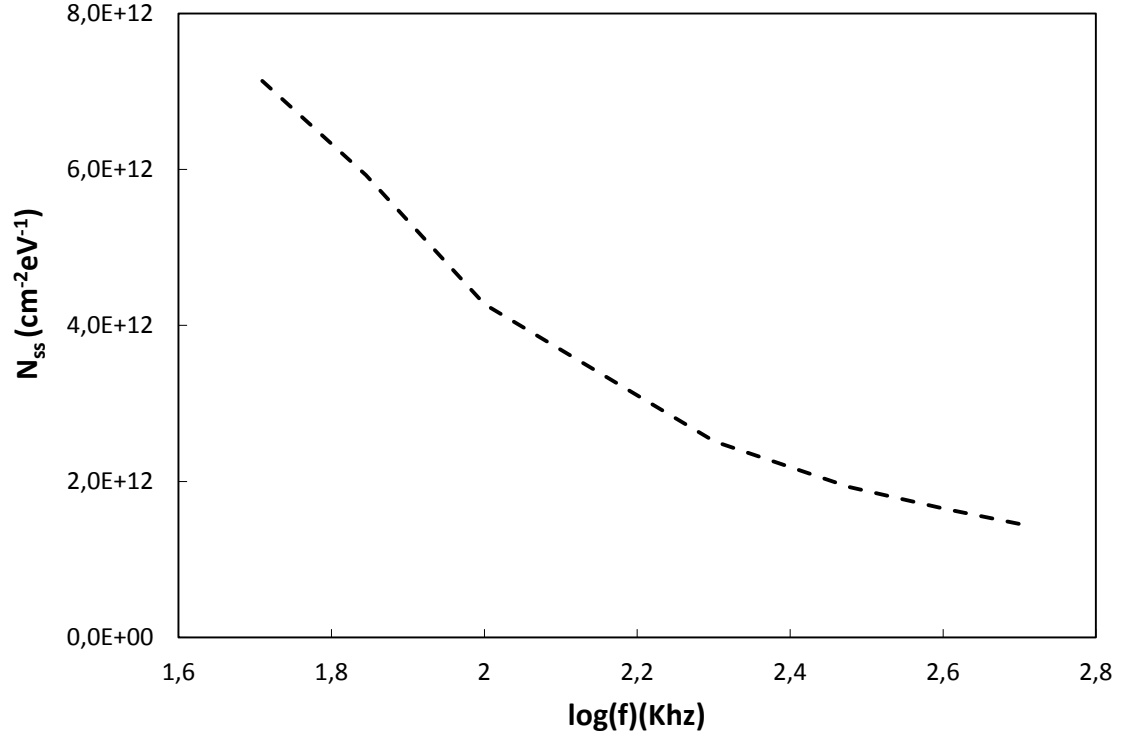
$$N_{ss} = \left(\frac{2}{qA} \right) \frac{(G_m / \omega)_{\max}}{(G_m / \omega)_{\max} C_{ox})^2 + (1 - C_{max} / C_{ox})^2} \quad (4.15)$$

eşitliği ile verilir. Burada A diyotun doğrultucu kontak alanı, $\omega=2\pi f$, C_{max} ve $(G_m/w)_{\max}$ sırasıyla ölçülmüş C ve G/w değerlerinin pik yaptığı değerlere karşılık gelirler ve C_{ox} yalıtkan tabakanın kapasitansı olup aşağıdaki ifadeyle verilir.

$$C_{ox} = C_{ma}[1 + (G_{ma}/w C_{ma})^2] \quad (4.16)$$

Şekil 4.9 ve Tablo 4.3'ten de görüldüğü gibi N_{ss} 'nin değerlerinin artan frekansla azaldığı bulunmuştur. N_{ss} 'nin bu davranışı yeterince yüksek frekanslarda hemen

hemen tüm arayüzey durumlarının a.c sinyali takip edememesinden kaynaklanmaktadır [1-3].



Şekil 4.9. Oda Sıcaklığındaki Al/TiO₂/p-Si Schottky Diyot İçin Frekansın Bir Fonksiyonu Olarak Arayüzey Durum Yoğunluğunun Değişimi

Tablo 4.3. Farklı Frekanslar İçin Al/TiO₂/p-Si Schottky Diyotunun C-V Karakteristiklerinden Elde Edilen Deneysel Parametreler

F (kHz)	V _{max} (V)	C _{max} (F)	G/w _{max} (F)	N _{ss} (cm ⁻² eV ⁻¹)	R _s (Ω)
500	0.6	1.37x10 ⁻⁹	2.84 x10 ⁻⁹	1.14x10 ¹²	63.1
300	0.8	2.25 x10 ⁻⁹	4.58 x10 ⁻⁹	1.84 x10 ¹²	73.6
200	0.8	3.11 x10 ⁻⁹	5.64 x10 ⁻⁹	2.27 x10 ¹²	77.2
100	0.8	4.51 x10 ⁻⁹	8.35 x10 ⁻⁹	3.38 x10 ¹²	82.1
70	0.8	5.13 x10 ⁻⁹	1.10 x10 ⁻⁹	4.30 x10 ¹²	83.7
50	0.7	5.64x10 ⁻⁹	1.18x10 ⁻⁹	4.81 x10 ¹²	85.4

5. SONUÇ VE TARTIŞMA

Metal-yalıtkan-yarıiletken (MYY) yapılar modern aygıt teknolojisinde oldukça önemli bir rol oynar. Bu cihazların güvenilirliği ve performansları; yüzey hazırlama süreci, bariyer yüksekliği oluşumu, metal-yarıiletken arayüzeyindeki arayüzey durumları (N_{ss}), altaş sıcaklığı, uygulanan beslem voltajı ve seri direnç (R_s) gibi bazı parametrelere bağlıdır. Çalışmamızda arayüzey tabakası olarak kullanılan TiO_2 sahip olduğu kimyasal, optiksel ve elektriksel özelliklerinden dolayı son zamanlarda yoğun bir şekilde çalışılmaktadır. TiO_2 yüksek dielektrik geçirgenliğine sahip olup yüzey durumları düşük yoğunluktadır. TiO_2 oluşturmak için püskürtme, elektron-demet buharlaştırması, kimyasal buhar biriktirme, sol-jel yöntemi ve atomik tabaka biriktirme (ALD) gibi çeşitli üretim teknikleri kullanılır [33]. Bunlar arasından ALD tekniği, diğer biriktirme metotlarına nazaran geniş alt tabaka alanları üzerine oldukça düzgün kalınlık, düşük işlem sıcaklığı, daha az kirlilik ve son derece güvenli kalınlık kontrolü sağlaması nedeniyle daha kullanışlıdır. Bu teknik çok ince ve yüksek dielektrik sabitine sahip dielektrikler oluşturmak için kullanılır [34-38].

Bu çalışmada, p-tipi Si üzerine TiO_2 biriktirilerek oluşturulan Al/ TiO_2 /p-Si Schottky diyotunun elektriksel doğasının tam anlamıyla anlaşılabilmesi için hazırlanan diyotun deneysel I-V, C-V ve G/w-V karakteristikleri kullanılarak temel elektriksel karakteristiklerinin elde edilmesi ve baskın akım iletim mekanizmalarının belirlenmesi amaçlandı. İlk önce Al/ TiO_2 /p-Si Schottky diyotunun doğru beslem I-V ölçümlerinden doyma akımı (I_o), idealite faktörü (n), diyotun seri direnci (R_s), metal ile yarıiletken arasında oluşan sıfır beslem engel yüksekliği (Φ_{Bo}) ve arayüzey durumlarının dağılım profili (N_{ss}) elde edildi. Daha sonra C-V ve G/w-V ölçümlerinden de N_{ss} , R_s ve tüketim tabakası genişliği (W_D) elde edildi.

Al/ TiO_2 /p-Si Schottky diyotunun I-V ölçümleri oda sıcaklığında incelendi ve Şekil 4.1'de gösterildi. Schottky diyotun doğru beslem I-V eğrisi 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 sahiptir. I-V eğrisinden, doğru beslemde geniş bir voltaj aralığında lineerlik görülmekteyken ileri voltajlarda ise eğri lineerlikten sapmaktadır. Bu nedenle çalışmamızda temel elektriksel karakteristiklerin hesaplanmasında orta

beslem bölgesi kullanıldı. Ayrıca termiyonik emisyonun geçerli olduğu yer bu bölgedir. Bu bölgede temel elektriksel parametrelerin belirlenmesi daha kolay olup seri direncin etkisini ihmal edilebiliriz. Şekil 4.1'deki bu lineer bölgenin eğiminden faydalanılarak hesaplanan n değeri (2,96) Tablo 4.1'de verildi. Hesaplanan n değerinin idealden büyük olması arayüzey durumları ve yalıtkan arayüzey (TiO_2) tabakanın varlığından kaynaklanmaktadır. Uygulanan voltajın bir kısmının yalıtkan tabaka üzerine düşmesi sonucu diyot üzerine düşen gerilimde bir azalma meydana gelir. Bu durum I-V karakteristiklerinin ideal durumdan sapmasına neden olmuştur. Yine I-V eğrisinin lineer bölgesinden faydalanılarak Al/TiO₂/p-Si Schottky diyotunun diğer temel elektriksel parametreleri olan Φ_B ve I_o (I-V eğrisinin lineer kısmının $V=0$ değerine fit edilmesiyle elde edildi) değerleri sırasıyla 0,66 eV ve 7.23×10^{-7} Amper olarak hesaplandı ve Tablo 4.1'de verildi. Hesaplanan Φ_B değeri literatürde MYY yapılar için hesaplanan değerler ile uyumludur. İdealite faktörü ve etkin potansiyel engel yüksekliği (Φ_e)'nin voltaja bağlı değişimi Şekil 4.3'te ve Tablo 4.2'de verildi. Şekilden ve çizelgeden de görüldüğü gibi hem Φ_e hem de n değerleri artan gerilime bağlı olarak artmaktadır. İdealite faktörünün artan gerilimle artması arayüzey durumlarının yüksek beslem bölgelerinde daha baskın olmasından kaynaklanmaktadır.

Yüksek beslem bölgelerinde I-V eğrilerindeki aşağı doğru bükülme yarıiletkenle dengedeki arayüzey durumları N_{ss} 'nin sürekliliğine atfedilir. Seri direnç doğru beslem I-V eğrilerindeki lineer olmayan bölgelerde etkilidir ama arayüzey durumları hem terslenim hem de tüketim bölgesinde etkilidir ve bant boşluğundaki arayüzey durumlarının dağılım profilleri bölgeden bölgeye değişir. Diyot parametrelerinin belirlenmesinde seri direncin etkisini belirlemek için Cheung fonksiyonları kullanıldı. Cheung fonksiyonlarını kullanarak I 'nın $H(I)$ 'ya ve $dV/d\ln I$ 'ya göre grafiği çizildi (Şekil 4.2). Bu grafiklerde seri direnç bölgesinde grafik düz bir eğri vermektedir. $dV/d\ln(I)-I$ grafiğinden hesaplanan seri direnç değeri 58.88Ω , $H(I)-I$ grafiğinden hesaplanan seri direnç değeri ise 64.60Ω 'dur. Her iki grafikten de elde edilen seri direnç değerleri birbiriyle uyumludur. Bu durum Cheung fonksiyonlarının tutarlılığını göstermektedir. Ayrıca Cheung-Cheung metodu kullanılarak bu grafikten idealite faktörü ve engel yüksekliği sırasıyla 2.55 ve 0.76 bulundu. Elde edilen bu değerler Termiyonik emisyonun elde edilen idealite faktörü (2.96) ve engel

yüksekliği (0.66) değerleriyle uyumludur. Parametreler arasındaki farklılıklar özellikle arayüzey durumlarının dağılımından ve seri direnç etkisinden kaynaklanmaktadır.

Ayrıca Al/TiO₂/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 4.4). Şekil 4.4'te görüldüğü gibi, orta noktadan valans bandının tepe noktasına doğru N_{ss} 'nin hafif bir üstel değişimi çok belirgindir ve N_{ss} değerleri Si yasak enerji aralığının ortasına yakın değerlerde bir minimuma sahiptir.

Al/TiO₂/p-Si Schottky diyotu için oda sıcaklığında geniş bir frekans aralığında (50 kHz-500 kHz) C-V ve G/w-V karakteristikleri incelendi ve C-V ve G/w-V eğrileri Şekil 4.5'te verildi. Düşük frekans bölgelerinde, arayüzey durumları a.c sinyali takip edebildiğinden C-V ve G/ ω -V değerlerine ilave bir katkı getirmektedir [3,46]. Artan frekansla arayüzey durumlarının katkısı azalmakta ve yaklaşık $f \geq 500$ kHz'den sonra hemen hemen hiçbir katkı gelmemektedir. C-V ölçümlerinden elde edilen farklı frekanslardaki elektriksel parametreler Tablo 4.3'te verildi. Al/TiO₂/p-Si Schottky diyotunun farklı frekanslardaki R_s -V eğrisi Şekil 4.7'de verildi. R_s değerleri doğru beslemde arayüzey durumlarının yoğun olduğu bölgede pikler verir. Bunun etkisini özellikle düşük frekanslarda açıkça görülmektedir. Düşük frekanslarda arayüzey durumlarının katkısından dolayı seri direnç yüksek frekanslardaki değerlerinden yüksektir.

Arayüzey durumlarının hesaplanmasında Hill-Coleman metodu hızlı ve güvenilir bir metottur. Bu nedenle Al/TiO₂/p-Si Schottky diyotunun frekansa bağlı arayüzey durumlarının yoğunluğu (N_{ss}), Hill-Coleman metodu kullanılarak farklı frekanslarda ölçülen C-V ve G/w-V ölçümlerinden yararlanılarak elde edildi [30] ve Tablo 4.3'te verildi. Ayrıca elde edilen bu değerler frekansın bir fonksiyonu olarak Şekil 4.9'da verildi. Şekilden ve tablodan görüldüğü gibi C-V ve G/ ω -V değerlerinden ölçülen N_{ss} 'ler frekansa bağlı artmakta yüksek frekanslarda ise etkisi azalmaktadır. N_{ss} 'nin bu davranışı yeterince düşük frekanslarda hemen hemen tüm arayüzey durumlarının a.c sinyali takip edebilmesinden kaynaklanmaktadır.

Hazırlanan Al/TiO₂/p-Si diyotun ideal olmayan I-V, C-V ve G/w-V karakteristikleri yüksek arayüzey durumları, seri direnç ve yalıtkan arayüzey tabakanın varlığından kaynaklanmaktadır. Ayrıca homojen olmayan Schottky kontaklardaki metal yarıiletken arasındaki arayüzeyin tam olarak düz olmayıp pürüzlü olması temel diyot parametrelerini önemli ölçüde etkilemektedir. Bu nedenle, bir yarıiletken aygıtın temel elektriksel parametreleri belirlenirken, hesaplamalarda arayüzey durumları, seri direnç ve engel homojensizliklerinin mutlaka dikkate alınması gerekmektedir.

Sonuç olarak son yıllarda metal-yarıiletken arayüzeyine çeşitli yalıtkan tabakalar hazırlanmakta, çok sayıda çalışma yapılmakta ve çeşitli modeller geliştirilmektedir. TiO₂, mikro-elektronikte bugüne kadar çok yaygın olarak kullanılan SiO₂ ve SnO₂ göre üstünlükler göstermekte ve bu sayede daha kaliteli, uzun ömürlü ve hızlı Schottky yapılarının, transistor ve entegre devrelerinin yapılabilmesine imkan vermektedir. Bu nedenle TiO₂ ince filmlerinin hazırlanma aşamasındaki değişimlerin incelenmesi bir üstünlük sağlayacak ve bir özgünlük ifade edecektir.

Ayrıca bu çalışmanın devamında farklı kalınlıklı (25-100 Å) TiO₂'ler üretilerek farklı tabakalar için diyot parametreleri değerlendirilecektir. Bunlar arasında en ideal diyot parametrelerine sahip olan diyot sıcaklığa bağlı incelenecektir.

KAYNAKLAR

1. Sze, S. M., "Metal-Semiconductor Contacts", Physics of Semiconductor Devices 2nd ed.", John Wiley & Sons, New York, 250-270, 1981.
2. Rhoderick, E. H. and Williams, R. H., "Surfaces, Interfaces, and Schottky Barriers", Metal-Semiconductor Contacts 2nd ed., Clarendon Press, Oxford, 1-47, 1988.
3. Nicollian, E. H., Brews, J. R. "Experimental evidence for interface trap properties", MOS (Metal-Oxide-Semiconductor) Physics and Technology", John Willey and Sons, New York, 285-318, 1982.
4. Cowley, A.M., Sze, S.M., "Surface State and Barrier Height of Metal Semiconductor Systems", J. Appl. Phys., 36: 3212-3216, 1965.
5. Sze, S. M., and Kwok K. Ng, "Metal-Semiconductor Contacts", Physics of Semiconductor Devices, 3rd ed., John Wiley & Sons, New York, 245-300, 2007.
6. S. Chand, J. Kumar, Evidence for the double distribution of barrier heights in Pd₂Si/n-Si Schottky diodes from I-V-T measurements, Semicond. Sci. Technol. 11, 1203-1208, 1996.
7. A. Ahaitouf, A. Bath, E. Losson, E. Abarkan, Stability of sulfur-treated n-LnP Schottky structures, studied by current-voltage measurements, Materials Science and Engineering B 52, 208-215, 1998.
8. K. M. Al-Shibani, Effect of isothermal annealing on CdTe and the study of electrical properties of Au-CdTe Schottky barriers, Physica B 322, 390-396, 2002.
9. S. Mangal, P. Banerji, Studies on metal/n-GaAs Schottky barriers diodes: The effects of temperature and carrier concentrations, Journal of Applied Physics, 105, 083709, 2009.
10. V. Janardhanam, A. Ashok Kumar, V. Rajagopal Reddy, P. Narasimha Reddy, Study of current-voltage-temperature (I-V-T) and capacitance-voltage-temperature (C-V-T) characteristics of molybdenum Schottky contacts on n-LnP (100) , Journal of Alloys and Compounds, 485, 467-472, 2009.
11. L. Fei, Z. Xiao-Ling, D. Yi, X. Xue-Song, L. Chang-Zhi, High-Temperature current conduction through three kinds of Schottky diodes, Chinese Physics B, 1674-1056, 2009.

12. Z. Aissa, A. Bouzidi, M. Amlouk, Study of the I-V characteristics of SnO₂:F/AgInS₂ (p)/Al Schottky diodes, *Journal of Alloys and Compounds*, 506, 492-495, 2010.
13. M. Shah, M. H. Sayyad, Kh. S. Karrimov, M Maroof-Tahir, Investigation of the electrical properties of a surface-type Al/NiPc/Ag Schottky diode using I-V and C-V characteristics, *Physica B* 405, 1188-1192, 2010.
14. C. Yim, E. Rezvani, S. Kumar, N. McEvoy, G. S. Duesberg, Investigation of carbon-silicon Schottky barrier diodes, *Physica Status Solidi B* 12, 2553-2557, 2012.
15. V. Rajagopal Reddy, N. N. Kumar Reddy, Current transport mechanisms in Ru/Pd/n-GaN Schottky barrier diode and deep level defect studies, *Superlattices and Microstructures* 52, 484-499, 2012.
16. Ö. Güllü, S. Aydoğan, A. Türüt, Electronic parameters of high barrier Au/Rhodamine -101/n-InP Schottky diode with organic interlayer, *Thin Solid Films*, 520, 1944-1948, 2012.
17. Torrey, H.C., Whitmer, C.A., *Crystal Rectifiers*. McGraw Hill, New York, 1948.
18. Chandra, M.M., Prasad, M., *J. Phys. State Solid. (A)* 77, 1983.
19. Crowell, C.R., Sze, S.M., "Current Transport in Metal-Semiconductor Barriers", *Solid State Electron.*, 9: 1035, 1966.
20. Card, H.C., Rhoderick, E. H., The effect of an interfacial layer on minority carrier injection in forward biased silicon Schottky diodes. *Solid-State Electron.*, 16: 365-371, 1973.
21. Rideout, V.L., A review of the theory, technology and applications of metal semiconductor rectifiers *Thin Solid Films*,48(3): 261-291, 1978.
22. Barret, C., Vapaille A., Interface states in a cleaved M-S junction. *J. Appl phys.* 50(6): 4217-4222, 1979.
23. Wilson, A. N., *Stress and Stability in Coal Ribside and Pillars*. Yay. No:831145. West Wirigina Üniv. Wirigina. 1983.
24. Chandra, M.M., Parsad, M.J., Simple Interface Layer Model For The Nonideal Characteristics of The Schottky Diodes. *Phy D.App Phys.*,19(1): 89-93, 1986.
25. Werner, J., Levi, A.F.J., Tung R.T., Anzlovar M., Pinto M. Origin of excess capacitance at intimate Schottky contacts. *Phys. Review Lett.*, 60: 53-56, 1988.
26. Werner, J.H., Ploog, K., Queisser, H. J., Interface-state measurements at Schottky contact a new admittance technique. *Phys. Review. Lett.*, 57(8): 1080-1083, 1992.

27. Türüt, A. And Sağlam, M., Determination of the density of Si-metal interface states and excess capacitance caused by them. *Physica B*, 179, 285-294, 1992.
28. Pandey, S., Kal, S., A simple approach to the capacitance technique for determination of interface state density of a metal-semiconductor contact. *Solid-State Electronics*, 42(6), 943-949, 1998.
29. Temirci, C., Batı, B., Sağlam, M., Türüt, A., High-Barrier height Sn/p-Si Schottky diodes with interfacial layer by anodizasyon process. *Appl. Surf. Sci.*, 172: 1-7, 2001.
30. Osvald, J., Kuzmik, J., Konstantinidis, G., Lobotka, P., Temperature Dependence of GaN Schottky Diodes I-V Characteristics. *Microelectronic Engineering*, 81(1): 181-187, 2005.
31. Tataroğlu 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. *83(3)*: 582-588, 2006.
32. Aydoğan, Ş., Güllü, Ö., Türüt, A., Fabrication and Electrical Properties of Al/aniline gren / n-Si / AuSb structure. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 11, 53–58, 2008.
33. O. Pakma, N. Serin, Ş. Altındal, The effects of preparation temprature on the main electrical parameters of Al/TiO₂/p-Si(MIS) structures by using sol-gel method, *50*: 28-34, 2009.
34. H. L. Lu, L. Sun, S.j. Ding, M. Xu, D. W. Zhang, L. K. Wang, *Applied Physics Letters* 89, 152910 (3pp), 2006.
35. D. Shahrjerdi, E. Tutuc, S. K. Banerjee, *Applied Physics Letters* 89, 063501 (3pp), 2007.
36. D. Hoogeland, K. B. Jinesh, F. Roozeboom, et al. *Journal of Applied Physics*, 106, 114107 (7pp), 2009.
37. Y. Xuan, P. D. Ye, H. C. Lin, *Applied Physics Letters*, 89, 132103 (3pp), 2006.
38. Y. Q. Wu, T. Shen, P. D. Ye, *Applied Physics Letters*, 90, 143504 (3pp), 2007.
39. Neamen, D. A., *Semiconductor physics and devices: Basic Principles*, Irwin, Inc, Universty of New Mexico, 1992.
40. Rhoderick, E.H., *The physics of Schottky barriers*, *J. Phys. D.*, 3, 1153-1167, 1970.
41. Cordona, M., Yu P. Y., *Fundamentals of Semiconductors*, 3rd Edition, Springer-Verlag, New York, 2001.

42. Sing, A., Reinhard, K. C., Anderson, W. A., "Temperature dependence of the electrical characteristics of Yb/p-InP tunnel metal-Insulator-Semiconductor Junctions". J. Appl. Phys., 68(7): 3475-3479, 1990.
43. Tataroglu, B., "MIS Yapıların Frekans ve Radyasyona Bağlı Temel Elektriksel Parametreler", Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 4-5, 2006.
44. Cooke, M. J., "Semiconductor Devices", Prentice Hall., New York, 294-308, 1990.
45. Ghandhi, S. K., "VLSI Fabrication Principles", John Wiley & Sons, New York, 401-405, 1983.
46. Gökçen, M., "MOS Yapılarda kapasitans-voltaj (C-V) ve iletkenlik-voltaj (G/wV) Karakteristiklerinin Frekans ve Radyasyona Bağlı İncelenmesi", Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 13-15, 37, 2005.
47. Schottky W., Halbleiterttheorie Der Sperrschicht, Naturwissenschaften, 26, 843-846, 1938.
48. Mott N. F., Note on the Contact Between Metal and An Insulator or Semiconductor, Proc. Cambr. Philos. Soc., 34, 568-572, 1938.
49. Mönch W., Electronic Structure of Metal-Semiconductor Contacts, pp.5-29, Kluwer Academic Publishers, Milano, 1990.
50. 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.
51. Kar, S., Panchal, K.M. Brattacharya, S. And Varma, S., "On The Mechanism of Carrier Transport In Metal-Thin-Oxide-Semiconductor Diodes On Polycrystalline Silicon", IEEE Trans. On Electron. Devices, 29: 1839-1845, 1982.
52. Cova, P. And Singh, A., "Temperature Dependence of I-V and C-V Characteristics of Ni/n-CdF₂ Schottky Barrier Type Diodes", Solid State Electron., 33: 11, 1990.
53. Padovani, F.A. and Stratton, R., "Field and Termionic-Field Emissionin Schottky Barriers", Solid State Electron., 9: 695-707, 1966.
54. Saxena, A.N., "Forward Current-Voltage Characteristic of Schottky Barriers On Type Silicon", Surface Science, 13: 151-171, 1969.
55. Ashok S., Borrego J.M. and Gutmann R.J., "Electrical characteristics of GaAs MIS Schottky diodes" Solid State Electronics 22: 621, 1979.

56. Cheung, S. K. and Cheung, N. W., "Extraction of schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics", *Appl. Phys. Lett.*, 49(2): 85, 1986.
57. Chand, S., "On the intersecting behaviour of current-voltage characteristics of inhomogeneous Schottky diodes at low temperatures", *Semicond. Sci. Technol.*, 19: 82-86, 2003.
58. Fujishima, A., Hashimoto, K. ve Watanabe, T., "TiO₂ Photocatalysis, Fundamentals and Applications", BKC, Inc Publishers, Japan, 112-118, 1999.
59. Roland Benedix, Frank Dehn, Jana Quaas, Marko Orgass, *Application of Titanium Dioxide Photocatalysis to Create Self-Cleaning Building Materials*, LACER No. 5, 2000.
60. Wells T. N. C., Scully P., Paravicini G., Proudfoot A. E. I., Payton M. A., "Mechanism of Irreversible Inactivation of Phosphomannose Isomerase By Silver Ions and Flamazine", *Biochemistry*, 34, p.7896–7903, 1995.
61. M.O. Abou-Helal, W.T. Seeber, *Preparation of TiO₂ Thin Films by Spray Pyrolysis to be Used as a Photocatalyst*, *Applied Surface Science* 195, 53-62, 2002.
62. Mo, S.D., Ching, W.Y., *Electronic and optical properties of three phases of titanium dioxide; rutile, anatase*, *Physical Review B* 51: 23-32, 1995.
63. Jiang, H.Q., Wei, Q., Cao, Q., Yao, X., "Spectroscopic ellipsometry Characterization of TiO₂ thin films prepared by the sol-gel method", *Ceramics International*, 2007.
64. Ohring, M., "Materials Science of Thin Films", Academic Press, XIX, 1991.
65. Fahmi, A., Minot, C., Silvi, B., Causa, M., "Structure of titanium dioxide", *Physical Review B*, 47: 717, 1993.
66. Bardakç1, S., "Sol-Jel Yöntemi İle Hazırlanan TiO₂ İnce Filmlerin Optik Özelliklerinin Belirlenmesi", Yüksek Lisans Tezi, Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Sakarya, 2007.
67. 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.
68. Özdemir, S. and Altındal ğ., "Temperature dependent electrical Characteristics of Al-SiO_x-p-Si solar cells", *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 32:115-127, 1994.
69. V. Janardhanam, Y. K. Park, K. S. Ahn, C.J. Choi, *Journal of Alloys and Compounds*, 534, 37-41, 2012.

70. B. Kınacı, S. Ş. Çetin, A. Bengi, S. Özçelik, *Materials Science in Semiconductor Processing*, 15, 531-535, 2012.
71. A. Sing, K.C. Reinhart, W.A. Anderson, *J. Appl. Phys.* 68(7), 3478, 1990.
72. H.C. Card, E.H. Roderick, *J. Phys. D* 4, 1589, 1971.
73. M. K. Hudait, S. B. Krupanidhi, *Mater. Sci. Eng. B*.87, 141, 2001.

ÖZGEÇMİŞ

1989 yılında İstanbul'da doğan Sefa Burak Kaya AYDIN, orta ve lise öğrenimini sırasıyla Ergenekon İlkokulu, 50. Yıl Besim Kadırgan Ortaokulu ve Orhangazi Lisesinde tamamlamıştır. 2007 yılında kazandığı Bozok Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü 2011 yılında başarıyla bitirmiştir.

2011 yılında yüksek lisans eğitimine Bozok Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında başlamış ve halen devam etmektedir.

İletişim Bilgileri

Telefon: (555) 606 72 33

E-posta: sefa.aydin@ogr.bozok.edu.tr