



**T.C.
BATMAN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**



**Ag KATKILI METAL/HfO₂/c-Si YAPILARININ
ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Arif DEMİR

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Fizik Anabilim Dalı

**Haziran-2021
BATMAN
Her Hakkı Saklıdır**

TEZ KABUL VE ONAYI

Arif DEMİR tarafından hazırlanan “Ag Katkılı Metal/HfO₂/c-Si Yapılarının Elektriksel Özelliklerinin İncelenmesi” adlı tez çalışması 23/06/2021 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Batman Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’nda YÜKSEK LİSANS TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyeleri

Başkan

Doç.Dr. İshak Afşin KARİPER

Danışman

Doç. Dr. Osman PAKMA

Üye

Dr.Öğr. Üyesi Şerif RÜZGAR

İmza

.....

.....

.....

Yukarıdaki sonucu onaylarım.

Prof.Dr. Şahnaz TİĞREK
FBE Müdürü

TEZ BİLDİRİMİ

Bu tezdeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edildiğini ve tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

DECLARATION PAGE

I hereby declare that all information in this document has been obtained and presented in accordance with academic rules and ethical conduct. I also declare that, as required by these rules and conduct, I have fully cited and referenced all material and results that are not original to this work.

İmza

Arif DEMİR

Tarih: 23/06/2021

ÖZET

YÜKSEK LİSANS

Ag KATKILI METAL/HfO₂/c-Si YAPILARININ ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Arif DEMİR

Batman Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Osman PAKMA

2021, 76 Sayfa

Jüri

Doç. Dr. İshak Afşin KARİPER

Doç. Dr. Osman PAKMA

Dr. Öğr. Üyesi Şerif RÜZGAR

Bu tez çalışmasında katkısız ve gümüş (Ag) katkılı HfO₂ ince filmler p-Si yüzeylere sol-jel daldırma metoduyla kaplanmış; yüzey analizleri X-ışını kırınım desenleri (XRD) ile incelenmiş ve elektriksel karakterizasyonları ise oda sıcaklığında akım-gerilim (I-V) ölçümleri alınarak yapılmıştır. Katkısız ve Ag katkılı Al/HfO₂/p-Si (MIS) yapılarının oda sıcaklığındaki I-V analizlerinden idealite faktörleri (n), doyum akım yoğunlukları (I₀) ve engel yükseklikleri (φ_B) tayin edilmiştir. İlgili parametre değişimleri yapılarıdaki seri direnç etkileri de dikkate alınarak incelenmiş olup, arayüzey durum yoğunlukları belirlenmiştir. Sonuç olarak katkılamanın yapılarıdaki elektriksel parametreler üzerindeki etkisi raporlanmış ve literatür ile karşılaştırması yapılmıştır.

Anahtar Kelimeler: Arayüzey durumları, Hafniyum oksit, Seri Direnç Sol-jel, XRD.

ABSTRACT

MS THESIS

THE INVESTIGATION OF Ag DOPED METAL/HfO₂/c-Si STRUCTURES FOR ELECTRICAL PROPERTIES

Arif DEMİR

**THE GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCE OF
BATMAN UNIVERSITY
THE DEGREE OF MASTER OF SCIENCE IN PHYSICS**

Advisor: Assoc. Prof. Dr. Osman PAKMA

2021, 76 Pages

Jury

Assoc. Prof. Dr. İshak Afşin KARİPER

Assoc. Prof. Dr. Osman PAKMA

Assis. Prof. Dr. Şerif RÜZGAR

In this thesis, undoped and silver (Ag) doped HfO₂ thin films were coated on p-Si surfaces by sol-gel dipping method. Surface analyzes were examined with X-ray diffraction patterns (XRD) and electrical characterizations were made by taking current-voltage (I-V) measurements at room temperature. Ideality factors (n), saturation current densities (I₀) and barrier heights (φ_B) were determined from I-V analyzes of undoped and Ag-doped Al/HfO₂/p-Si (MIS) structures at room temperature. The related parameter changes were examined by taking into account the series resistance effects on the structures, and the interfacial state densities were determined. As a result, the effect of doping on electrical parameters in the structures was reported and compared with the literature.

Keywords: Interface states, Hafnium oxide, Sol-gel, Series resistance, XRD.

ÖNSÖZ

Bu çalışma, Batman Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında ‘Yüksek Lisans’ olarak gerçekleşti.

Bu çalışmada, sol-jel yöntemi ile hazırlanmış HfO_2 ince filmlerin elektriksel özellikleri incelendi. Deneysel çalışmalar Batman Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı İleri Fizik Araştırma Laboratuvarı’nda yapıldı.

Bu tez çalışmasının seçilmesinde, yürütülmesinde, sonuçlandırılmasında ve sonuçlarının değerlendirilmesinde maddi ve manevi destek ve yardımlarını esirgemeyen Sayın Hocam Doç. Dr. Osman PAKMA’ya sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca yaptığım bu çalışma esnasında çoğu kez bilgi ve tecrübelerinden istifade ettiğim Batman Üniversitesi Fizik Bölümü Anabilim Dalı Başkanı Prof. Dr. Ali YILMAZ ve Prof. Dr. Ömer GÜLLÜ’ye teşekkür ediyorum.

Bu çalışmanın laboratuvar aşamasında XRD ölçümlerimizi yapmamızı sağlayan, katkılarını bizlerden esirgemeyen Erciyes Üniversitesi öğretim üyelerinden Doç. Dr. İshak Afşin KARİPER’e teşekkür ederim.

Son olarak, hayatımın her aşamasında yanımda olan ve kıymetli desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen sevgili AİLEME, en kalbi duygularıyla minnet ve şükranlarımı sunuyorum.

Arif DEMİR
Haziran-2021

İÇİNDEKİLER

ÖZET	iv
ABSTRACT.....	v
ÖNSÖZ	vi
İÇİNDEKİLER	vii
SİMGELER VE KISALTMALAR	ix
ÇİZELGELER LİSTESİ	xii
ŞEKİLLER LİSTESİ	xiii
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER	4
2.1. Metal Yarı İletken Kontaklar	4
2.2. Metal-Yarıiletken Kontaklarda Başlıca Akım İletim Mekanizmaları	9
2.2.1. Termiyonik emisyon kuramı (TE)	11
2.2.2. Difüzyon kuramı	12
2.2.3. Bariyer boyunca tünelleme	14
2.3. Metal/Yalıtkan/Yarıiletken (MIS) Yapılar	17
2.3.1. İdeal MIS Schottky diyot.....	17
2.3.2. MIS Schottky diyotlarda akım-iletim mekanizması	20
2.4. İdealite Faktörü	26
2.5. Seri Direnç Ve Seri Direnç Tayin Yöntemleri.....	27
2.5.1 Cheung Metodu.....	27
2.5.2. Norde yöntemi	29
2.6. Arayüzey Durumları	33
2.7 Sol-Jel İnce Film Kaplama Yöntemi	34
2.8. X-Işını Kırınım Deseni (XRD)	37
2.9. Hafniyum Oksit (HfO ₂)	38
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	39
3.1. Alt Tutucu Yüzeylerinin Hazırlanması.....	39
3.2. Omik Kontakların Hazırlanması	39
3.3. Çözeltinin Hazırlanması Ve HfO ₂ İnce Filmlerin Kaplanması	40
3.4. Doğrultucu Kontakların Hazırlanması.....	41
3.5. Deneylerde Kullanılan Cihazlar.....	41
4. ARAŞTIRMA SONUÇLARI.....	45
4.1. Yapısal Analiz Sonuçları	45
4.2. Oda Sıcaklığında Akım-Gerilim (I-V) Karakteristikleri	48
4.3. Seri Direnç Değerlerinin Tayini	50
4.4. Arayüzey Durumlarının Analizi	55

5. TARTIŞMA.....	57
KAYNAKLAR	59
ÖZGEÇMİŞ	63



SİMGELER VE KISALTMALAR

Simgeler

A	: Kontak alanı
Ag	: Gümüş
AgNO ₃	: Gümüş Nitrat
Al	: Aliminyum
$\text{\AA}$	: Angström
A*	: Richardson sabiti
A**	: Düzenlenmiş Richardson sabiti
C _d	: Geometrik kapasite
C _{HF}	: Yüksek frekans kapasitesi
C _{LF}	: Alçak frekans kapasitesi
C _i	: Yalıtkan tabaka kapasitesi
C _{ma}	: Kuvvetli yığılma bölgesindeki ölçülen kapasite
C ₂ H ₅ OH	: Etanol
D _n	: Elektron difüzyon sabiti
E _g	: Yarıiletkenin yasak enerji bant aralığı
E _c	: İletkenlik bant kenarı enerjisi
E _v	: Değerlik bant kenarı enerjisi
E _F	: Fermi seviyesi
E(x)	: Schottky bölgesindeki elektrik alanı
E ₀₀	: Tünelleme parametresi
E _a	: Aktivasyon enerjisi
eV	: Elektron volt
ε ₀	: Boşluğun elektrik geçirgenliği
ε _i	: Yalıtkan tabakanın elektrik geçirgenliği
ε _s	: Yarıiletkenin elektrik geçirgenliği
g	: Yerçekimi ivmesi
Hz	: Frekans birimi
H ₂ O	: Su
HF	: Hidroflorik asit
H ₂ O ₂	: Hidrojen peroksit
HCl	: Hidroklorik asit
HfCL ₄	: Hafniyum klorür
HfO ₂	: Hafniyum dioksit
h	: Planck sabiti
I	: Akım
I ₀	: Doyma akımı
J ₀	: Doyma akım yoğunluğu
J _{sm}	: Yarıiletkenden metale doğru olan akım yoğunluğu
J _{ms}	: Metalden yarıiletkene doğru olan akım yoğunluğu
J _F	: Düz beslem akım yoğunluğu
K	: Termodinamik sıcaklık
k	: Boltzman sabiti
m*	: Elektronun etkin kütlesi
m	: Buharlaşma oranı
m ₀	: Serbest elektron kütlesi

N_D	: Katkı atomlarının yoğunluğu
N_a	: Alıcı yoğunluğu
N_d	: Verici yoğunluğu
N_c	: İletkenlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu
N_v	: Değerlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu
N_{ss}	: Yüzey durumları yoğunluğu
N_{sa}	: Metal ile dengede olan arayüzey durumlarının yoğunluğu
N_{sb}	: Yarıiletken ile dengede olan arayüzey durumlarının yoğunluğu
$n(x)$	: Elektron yoğunluğu
n_i	: Gerçek taşıyıcı yoğunluğu
n_f	: Filmin kırılma indisi
n_s	: Camın kırılma indisi
n	: İdeallik faktörü
N_2	: Azot gazı
NH_4OH	: Amonyum hidroksit
$n-Si$	: n-tipi silisyum
P_A	: Başlangıç madde miktarı
P_A^0	: Birim hacimdeki uçucu madde miktarı
$P(V_d)$	: Gaussian dağılım
$p-Si$	: p-tipi silisyum
q	: Elektron yükü
Q_{sc}	: Yarıiletkendeki uzay yükü
Q_{ss}	: Yarıiletken üzerindeki yüzey yükü
Q_m	: Metal üzerindeki yük
R_s	: Seri direnç
Si	: Silisyum
SiO_2	: Silisyum dioksit
T	: Mutlak sıcaklık
T_0	: İdeallik faktörünün sıcaklık değişim katsayısı
T_{min}	: Minimum geçirgenlik
U	: Taşıyıcı hızı
V_d	: Difüzyon potansiyeli
V_n	: İletkenlik bandı ile Fermi seviyesi arasındaki enerji farkı
V_p	: Fermi seviyesi ile değerlik bandı arasındaki enerji farkı
V_F	: Düz beslem
V_R	: Ters beslem
V_y	: Yalıtkan üzerine düşen gerilim
V_{yi}	: Yarıiletken üzerine düşen gerilim
v	: Taşıyıcının sol içerisindeki daldırma hızı
w	: Açılma hızı
W_d	: Tüketme bölgesi genişliği
ϕ_0	: Yüzeydeki enerji seviyesi
ϕ_b	: Bariyer yüksekliği
ϕ_{b0}	: Sıfır beslem bariyer yüksekliği
ϕ_m	: Metalin iş fonksiyonu
ϕ_s	: Yarıiletkenin iş fonksiyonu
ϕ_{bn}	: n-tipi yarıiletken için bariyer yüksekliği
ϕ_{bp}	: p-tipi yarıiletken için bariyer yüksekliği
ϕ_e	: Etkin engel yüksekliği
ϕ_b^j	: I-V ölçümlerinden hesaplanan bariyer yüksekliği

ϕ_b^c	: C-V ölçümlerinden hesaplanan bariyer yüksekliği
δ	: Yalıtkan tabaka kalınlığı
Δ	: Arayüzey potansiyeli
$\Delta\phi_b$	: Schottky bariyer alçalması
μ_e	: Elektron hareketliliği
μ_p	: Deşiklerin hareketliliği
Ω	: Ohm
σ	: Elektriksel iletkenlik
σ_s	: Standart sapma
α	: Soğurma katsayısı
ρ	: Özdirenç
χ_s	: Elektron yakınlığı
η	: Sıvının akışkanlığı

Kısaltmalar

A.C.	: Alternatif akım
AE	: Alan emisyonu
AFM	: Atomik kuvvet mikroskobu
C-V	: Kapasite-gerilim
D.C.	: Doğru akım
D.O.	: Doğrultma oranı
eV	: Elektron Volt
FTIR	: Fourier dönüşüm kırmızı altı
I-V	: Akım-gerilim
JCPDS	: Joint Committee on Powder Diffraction Standards
LB	: Langmuir Blodgett
M/S	: Metal/Conductor
MIS	: Metal/Yarıiletken/Yalıtkan
MOS	: Metal/Oksit/Yarıiletken
MYT	: Metal/Yalıtkan/Yarıiletken
PMT	: Foto çoğaltıcı
RCA	: Radio Corporation of America
RF	: Radyo frekans
TE	: Termiyonik emisyon
TAE	: Termiyonik alan emisyonu
SEM	: Taramalı elektron mikroskobu
SCS	: Semiconductor characterization system
SILAR	: Successive ionic layer adsorption and reaction
UV-VIS	: Görünür ultraviyole
XRD	: X-ışını kırınımı deseni

ÇİZELGELER LİSTESİ

Çizelge 1.1. Çeşitli dielektrik malzemeler (Kasap ve Crapper, 2006).....	2
Çizelge 3.1. Al/HfO ₂ /p-Si yapısını şematik gösterimi.....	41
Çizelge 4.1. XRD desenlerinden bulunan veriler.....	47
Çizelge 4.2. HfO ₂ ince filmlerin ölçülmüş kalınlık değerleri.....	48
Çizelge 4.3. Al/HfO ₂ /p-Si yapılarının <i>I-V</i> belirtkenleri.....	50
Çizelge 4.4. Norde yöntemiyle tayin edilmiş Al/HfO ₂ /p-Si yapılarının seri direnç ve bariyer yüksekliği değerleri	52
Çizelge 4.5. Cheung yöntemiyle tayin edilmiş Al/HfO ₂ /p-Si yapılarının idealite faktörü, seri direnç ve bariyer yüksekliği değerleri	54

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1. Metal/n-tipi yarıiletken kontak için elektron enerji bant diyagramı: (a) Birbirinden ayrılmış nötral materyaller, (b) Kontak oluşturulduktan sonraki termal denge durumu	5
Şekil 2.2. Metal/n-tipi yarıiletken kontak için enerji bant diyagramı (a) Doğru beslem (b) Ters beslem durumu.....	9
Şekil 2.3. Metal/n-tipi yarıiletken kontaklar için dört temel akım iletim mekanizması: (a) Termiyonik emisyon (b) Tünelleme (c) Taşıyıcı üretimi ve birleşmesi d) Azınlık taşıyıcı enjeksiyonu	10
Şekil 2.4. İleri beslemede termiyonik alan emisyonu ve alan emisyonu bant diyagramı (ξ 'nın negatif olduğu aşırı katkılı yarıiletken için)	15
Şekil 2.5. Metal-yalıtkan-yarıiletken (MYY) Schottky diyot (Sze,1981).....	18
Şekil 2.6. $V=0$ durumunda ideal bir MYX Schottky diyotun enerji-bant diyagramı (a) p-tipi yarıiletken, (b) n- tipi yarıiletken (Sze,1981).....	18
Şekil 2.7. İdeal MIS yapısında $V \neq 0$ durumunda enerji-bant diyagramı (a) akümülayon (b) tüketim, (c) inversiyon (terslenim) durumları (Sze,1981).....	22
Şekil 2.8. Metal/yalıtkan/n-Si (MIS) Schottky diyotun enerji bant diyagramı (Altındal,1993).....	23
Şekil 2.9. Metal/yalıtkan/p-Si (MIS) Schottky diyotun enerji bant diyagramı (Altındal,1993).....	24
Şekil 2.10. Sol-jel döndürme metodunda kaplama	35
Şekil 2.11. Sol-jel daldırma metoduyla kaplama	36
Şekil 2.12. HfO_2 yapısının faz yapıları.....	38
Şekil 3.1. Al/ HfO_2 /p-Si yapısını şematik gösterimi	41
Şekil 3.2. 0-1200 °C ayarlanabilir Protherm PTF 12/75/800 tüp fırın	42
Şekil 3.3. Holmarck daldırma kaplama cihazı	42
Şekil 3.4. Avantes AvaSpec-ULS2048 ince film kalınlık ölçüm sistemi	43
Şekil 0.5. Nanovak NVTH-350 termal buharlaştırma sistemi	43
Şekil 0.6. Keithley 4200 SCS yarıiletken karakterizasyon sistemi	44
Şekil 4.1. p-Si yüzeye kaplı HfO_2 ince filmin X-ışını kırınım desenleri	45
Şekil 4.2. p-Si yüzey üzerinde kaplanmış (a) % 1 Ag, (b) % 5 Ag ve (c) % 10 Ag katkılanmış HfO_2 ince filmlerin X-ışını kırınım desenleri	46
Şekil 4.3. Al/ HfO_2 /p-Si yapılarının $\ln I-V$ grafikleri	50
Şekil 4.4. Al/ HfO_2 /p-Si yapılarının $F(V)-V$ grafikleri	51
Şekil 4.5. Al/ HfO_2 /p-Si yapılarının $dV / d\ln(I) - I$ grafikleri	53
Şekil 4.6. Al/ HfO_2 /p-Si yapılarının $H(I) - I$ grafikleri	54
Şekil 4.7. Al/ HfO_2 /p-Si yapılarının (a) seri direnç etkisiz ve (b) seri direnç etkili ara yüzey durumlarının enerji dağılımları	56

1. GİRİŞ

20. ve 21. Yüzyıllarda teknolojinin hızlı bir biçimde ilerlemesi insanların yaşam şeklini ve hayat kalitesini önemli ölçüde değiştirmiştir. Çoğu teknolojik aygıtın temelini oluşturan yarıiletkenlerin payı bunda büyüktür. Özellikle 1960'lı yıllardan sonra yarıiletken malzemelerden silisyumun öncülüğünde aygıt teknolojisinde büyük ilerlemeler kaydedilmiştir. 1980'li yıllarda silisyum tabanlı çiplerde, bor, arsenik, fosfor ve antimon katkılama elementleri olarak; azot ve oksijen yalıtkan tabakaların büyütülmesi ve katkılanmasında kullanılmaktaydı. Ayrıca bunlara ilave olarak argon, hidrojen gibi dağılayıcı plazmalar veya oksidasyon güçlendiriciler olarak faydalanılmaktaydı. 1990'larda ilgili listeye birkaç yeni malzeme daha da ilave oldu. Bunlar nikel, kobalt ve titanyum gibi düşük düşük iletkenlikli metal-silisitlerin meydana getirilmesinde kullanılmaya başlandı. 2000'li yıllarda silisyum süreçlerinde yeni malzeme kullanımında patlamalar yaşandı. Yüksek dielektrik sabitesine sahip oksitleriyle bazı malzemeler silikon latis parametrelerinin değiştirilmesi ve mekanik gerilim yaratılmasında kullanılmaya başlandı.

Günümüz mikro-elektronik teknolojinde dielektrik malzemeler büyük önem ihtiva etmektedir. Günlük yaşantımızın birer parçası haline gelmiş bilgisayarlarda, akıllı cep telefonlarında ve daha sayamadığımız birçok elektronik aygıt içerisindeki yarıiletken aygıtta dielektrik malzemeler bolca kullanılmaktadır. Hafıza bellekleri, güneş hücreleri, detektörler, alan etkili transistörler ve işlemciler bunlara örnek verilebilir. Bu teknolojilerde dielektrik malzeme olarak yüksek dielektrik sabitesine, düşük iletkenliğe ve yüksek optiksel geçirgenliğe sahip olmasıyla silisyum dioksit (SiO_2) en çok bilinendir (Robertson ve Chen, 1999; Robertson, 2000). Fakat son yıllardaki araştırmalar SiO_2 'in yerine daha üstün özellikli alternatif malzemelere kaymıştır. Çizelge 1.1'de teknolojide kullanılan dielektrik malzemeler verilmiştir. Görüldüğü gibi SiO_2 'in yapısı amorf olup, bant aralığı 8,9-9,0 eV ve dielektrik sabiti 3,9'tur. İlgili çizelgede de görüldüğü gibi yüksek dielektrik sabitesine sahip hafniyum dioksit (HfO_2) alternatif olabilecek potansiyel bir malzemedir.

Çizelge 1.1. Farklı dielektrik sabitesine sahip malzemeler (Kasap ve Crapper, 2006)

Dielektrik Malzeme	Dielektrik Sabiti (k)	Bant Aralığı E_G (eV)	Kristal Yapısı (400-1050 °C)
SiO ₂	3,9	8,9-9,0	Amorf
Si ₃ N ₄	7	4,8-5,3	Amorf
Al ₂ O ₃	9	6,7-8,7	Amorf
Y ₂ O ₃	11-15	5,6-6,1	Kübik
Sc ₂ O ₃	13	6,0	Kübik
ZrO ₂	22	5,5-5,8	Monoklinik, tetragonal, kübik
HfO ₂	22	5,5-6,0	Monoklinik, tetragonal, kübik
La ₂ O ₃	30	6,0	Hexagonal, kübik
Ta ₂ O ₅	26	4,6	Ortorombik
TiO ₂	80	3,05-3,3	Tetragonal (rutil,anatez)
ZrSiO ₄	12	6-6,5	Tetragonal
HfSiO ₄	12	6,5	Tetragonal
HfSiON	12-17	6,9	Amorf

Bu tez çalışmasında katkısız ve gümüş (Ag) katkılı HfO_2 ince filmler p-Si yüzeylere sol-jel daldırma metoduyla kaplanmış; yüzey analizleri X-ışını kırınım desenleri (XRD) ile incelenmiş ve elektriksel karakterizasyonları ise oda sıcaklığında akım-gerilim (I - V) ölçümleri alınarak yapılmıştır. Katkısız ve Ag katkılı $\text{Al}/\text{HfO}_2/\text{p-Si}$ (MIS) yapılarının oda sıcaklığındaki I - V analizlerinden idealite faktörleri (n), doyum akım yoğunlukları (I_0) ve engel yükseklikleri (ϕ_B) tayin edilmiştir. İlgili parametre değişimleri yapılardaki seri direnç etkileri de dikkate alınarak incelenmiş olup, arayüzey durum yoğunlukları belirlenmiştir. Sonuç olarak katkılamanın yapılardaki elektriksel parametreler üzerindeki etkisi raporlanmış ve literatür ile karşılaştırması yapılmıştır.



2. KURAMSAL TEMELLER

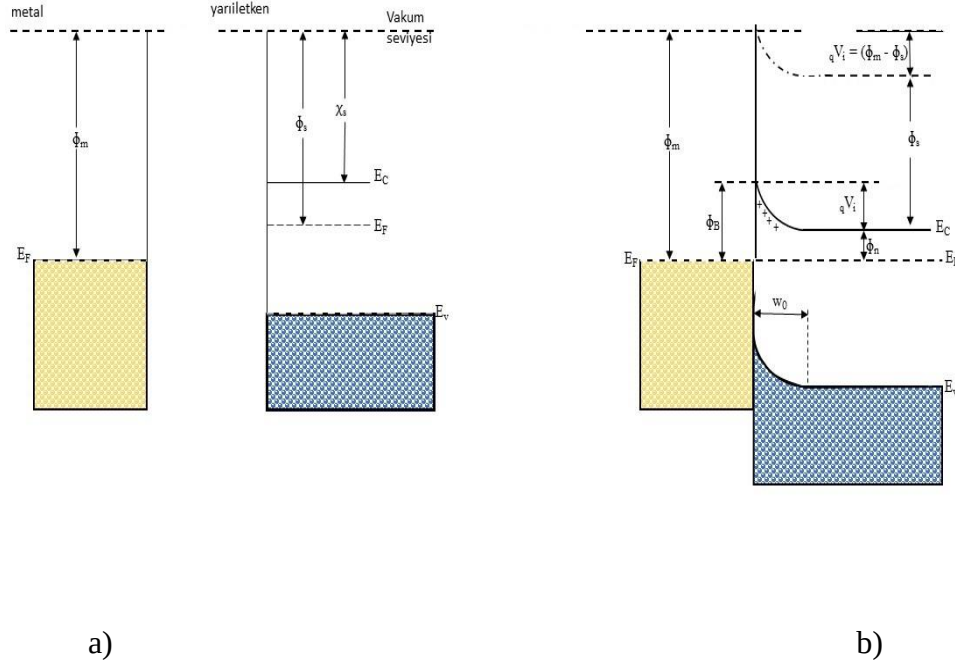
2.1. Metal Yarı İletken Kontaklar

Metal bir yarıiletken ile yakın temas sonrasında metal/yarıiletken ara-yüzeyinde oluşan gizil bariyer yüksekliği genelde metal ile yarıiletken ara-yüzeyindeki yüklerin inhilal olmasından dolayı oluşmaktadır. Misal n-tipi yarıiletken tarafında ekseriyet te olan taşıyıcı (elektronlar) geçişme yolu ile metalin ön yüzeyine geçerek arkasındadeşikler bırakırlar. Bundan ötürü metal-yarıiletken arasında hareketli taşıyıcılardan temizlenmiş yüksek mukavemet gösteren bir alan oluşur. Hareketli yük içermediğinden dolayı bu alana “yalıtkan ara yüzey tabakası” ya da “Schottky tabakası” da denir. Schottky, eklemde olan gizil bariyerin, metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonlarının aralarındaki farktan neden olduğunu ise ilk olarak Mott göstermiştir. Doğrultucu ve omik kontakların elde edilmesini metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları belirler. Yani Schottky-Mott yapısına göre bir metal ile yarıiletken kontak edildiklerinde, oluşan kontak türünün omik veya doğrultucu olduğu seçilen metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarını belirler. Örneğin, p-tipi bir yarı iletken; doğrultucu kontak elde etmek için metalin iş fonksiyonu yarı iletkenin iş fonksiyonundan küçük olmalı ($\Phi_m < \Phi_s$) ve metalin iş fonksiyonu yarı iletkenin iş fonksiyonundan büyük olduğunda omik kontak elde edir. ($\Phi_m > \Phi_s$). N-tipi yarıiletkenlerde ise tam tersi durum geçerlidir.

Metal-yarıiletken arasında meydana gelen bariyer yüksekliğini açıklayan ilk model Schottky ve Mott’unkidir. Buna göre; engel iki malzemenin (metal ve yarıiletken) iş fonksiyonları arasındaki farktan kaynaklanmaktadır. Şekil 2.1’deki (n -tipi bir yarıiletken) enerji bant diyagramlarının ve bariyer oluşumu işlemi açıklanmaktadır. Şekil 2.1(a) Φ_m iş fonksiyonuna sahip bir metalin ve (Φ_m ’den küçük olan) Φ_s iş fonksiyonuna sahip n-tipi yarıiletkenin elektron enerji bant diyagramlarını kontak edilmeden önceki durumları gösterilmiştir. Yaygın olarak, Fermi seviyesindeki bir elektronu vakum seviyesine çıkarmak/uyarmak için gereken enerji miktarı, bir metalin iş fonksiyonu olarak tanımlanır. Vakum seviyesi ise metalin hemen dışında elektronun sıfır kinetik enerjile bulunduğu enerji seviyesidir ve Şekil 2.1(a)’da görüldüğü üzere referans seviyesidir. Yarıiletkenin iş-fonksiyonu Φ_s ise metale benzer şekilde tanımlanır ve yarıiletkendeki Fermi seviyesinin katkılama göre değişkenlik göstermesi nedeniyle değişken bir niceliktir. Katkılama bağlı olmayan önemli bir yüzey parametresi ise

vakum seviyesinde ve iletim bandının alt kenarında bulunan bir elektronun enerji farkı olarak tanımlanan elektron yakınlığıdır (χ_s). ϕ_m ve ϕ_s ile χ_s birimleri genellikle elektron volt (eV) cinsinden verilir. Şekil 2.1(a); metal ve yarıiletkenin kontak edilmeden önceki durumu temsil etmektedir (sharma, 1984).

Şekil 2.1(b), metal ve yarıiletken malzemelerin sıkı kontak edildikten sonraki termal denge durumuna ait enerji-bant diyagramını ifade etmektedir. İki malzeme birbirleriyle kontak haline getirilince, Fermi enerji seviyesi eşitlenene kadar yarıiletkenden metale doğru geçerler. Bu geçiş nedeniyle, yarıiletkenin metal sınırındaki serbest elektron yoğunluğu doğal olarak azalır. Azalan elektron yoğunluğu neticesinde, E_c ve E_F seviyeleri arasındaki enerji farkı artar ve dolayısıyla termal dengede durumuna ulaşınca E_F 'nin sabit kalmasından dolayı iletim bandı E_c Şekil 2.1(b)'de görüldüğü üzere yukarı doğru bükülür (Rhoderick ve ark.,1988;Sze ve ark.,2007;Sharma ve ark.,1984).



Şekil 2.1. Metal/n-tipi yarıiletken kontak için elektron enerji bant diyagramı: (a) Birbirinden ayrılmış nötral materyaller, (b) Kontak oluşturulduktan sonraki termal denge durumu

Metale geçiş yapan iletim bandı elektronları, gerisinde pozitif yüklü iyonize vericiler bırakırlar. Bu geçişler sonucunda; metal ile yarıiletken arasındaki sınır bölgesi

hareketli elektronlardan tükenmiş/arındırılmış olur ve böylece, arayüzeyin yarıiletken kısmında bir pozitif yük bölgesi (pozitif uzay yük bölgesi) oluşur. Metale geçiş yapan elektronlar, kalınlığı arayüzeyden itibaren Thomas-Fermi mesafesi ($\sim 0,5 \text{ \AA}$) kadar olacak şekilde ince bir negatif yük bölgesi oluşturur (negatif uzay yük bölgesi). Termal denge sonunda, Şekil 2.1(b)'de görüldüğü üzere metale doğru yarıiletkenden bir iç/doğal elektrik alan meydana gelir. Yarıiletkende seçilebilir kalınlıkta bir uzay yük tabakası oluşur, zira yarıiletkendeki verici yoğunluğu metaldeki elektron yoğunluğunda birkaç mertebe daha azdır (Sharma,1984).

Termal denge'den sonra, yarıiletkendeki enerji bantlarının ne kadar eğildiği incelenebilir. Yarıiletkenin yasak enerji aralığı (E_g), metal ile kontak haline getirilmesiyle değişmeyeceğinden dolayı valans bandı kenarı E_v iletim bandı E_c 'ye paralel olarak şekilde görüldüğü gibi (Şekil 2.1(b)) yukarı doğru eğilir. Bunun yanında yarıiletkendeki vakum seviyesi de E_c ile aynı oranda yukarı doğru eğilir. Bu, yarıiletkenin elektron afinitesinin/yakınlığının (χ_s) metal ile kontak edilmesinden sonra dahi değişmeyeceğinin bir sonucudur. Böylece, termal dengede olan bir metal ile yarıiletken için bariyer yüksekliğini belirleyen önemli nokta vakum seviyesinin geçiş bölgesi boyunca sürekli kalmasıdır. Bu yüzden, yarıiletken tarafındaki vakum seviyesi sürekliliği sağlamak adına metal tarafındaki vakum seviyesine yaklaşmalıdır. O zaman, bantlardaki eğilmenin miktarı; iki vakum seviyesi arasındaki farka, yani iş fonksiyonları arasındaki farka eşittir. Bu farkın büyüklüğü, $qV_i = (\Phi_m - \Phi_s)$ kadardır ve burada V_i volt cinsinden verilen eklemenin built-in/kurulma potansiyeli olarak bilinen kontak potansiyel farkıdır. Başka bir ifadeyle, yarıiletkenden metale geçen elektronların karşılaştığı/gördüğü bariyer yüksekliğidir. Yani qV_i miktarı yarıiletkenden metale geçmek isteyen elektronların aşması gereken minimum bariyerdir. Fakat metalden yarıiletkene geçecek taşıyıcıların karşılaştıkları potansiyel bariyer yüksekliği, qV_i miktarından farklı ve büyük olup aşağıdaki eşitlikler yardımıyla elde edilir (Rhoderick ve ark.,1988;Sze ve ark.,2007):

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

$$\Phi_s = (\Phi_n + \chi_s) \quad (2.1b)$$

Eşitlik 2.1(a) ve 2.1(b)'yi kullanarak; metalden yarıiletkenine doğru geçecek taşıyıcıların karşılaştığı potansiyel bariyer yüksekliği (Φ_B),

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

Burada $\Phi_n = E_C - E_F$ eşitliği, E_C referans alındığında, yarıiletkenin Fermi enerji seviyesidir (E_F). Eşitlik 2.2, birbirlerinden bağımsız olarak Schottky ve Mott tarafından bulunmuştur (Rhoderick ve ark.,1988;Sze ve ark.,2007;Sharma ve ark.,1984). Eşitlik 2.2' de elde edilirken Φ_m ve Φ_s 'deki yüzey dipol katkılarının metalin yarıiletkenle kontak edilmesinden sonra değişmediği kabul edilmiştir.

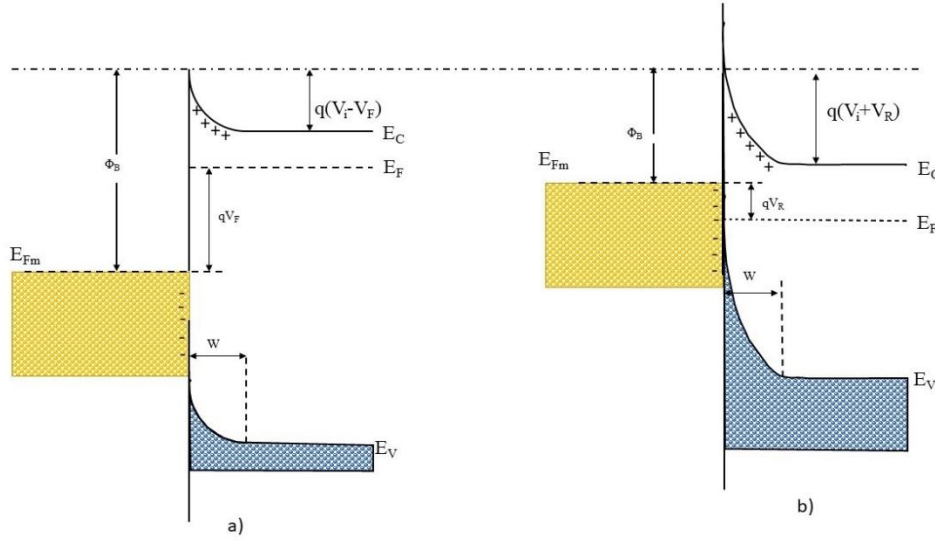
Birçok durumda bariyer yüksekliği Φ_B miktarı, termal enerji (kT/q) miktarından pek çok kat büyüktür ve yarıiletkendeki uzay yük bölgesi, hareketli yüklerden yoksun, yüksek dirençli/yalıtkan tükenim bölgesi şekline dönüşür. Bu durumda, bariyerin şekli yarıiletkendeki verici dağılımından elde edilir. Schottky (Sze ve ark.,2007;Sharma ve ark.,1984) metal arayüzeyine doğru yarıiletkenin muntazam şekilde katkılındığını kabul eder ve bu durum tükenim bölgesinde muntazam yük yoğunluğuna neden olur. Sabit uzay yükü için elektrik alan kuvveti uzay yük tabasının sınırından itibaren artan uzaklıkla/derinlikle birlikte lineer olarak artan ve oluşan parabolik bariyer “Schottky bariyeri” olarak bilinir. Mott (Rhoderick ve ark.,1988) ise homojen katkılanmış yarıiletken ile metal arasında sandviçlenmiş, herhangi bir yükten yoksun bir ince yarıiletken tabaka olarak kabul etmiştir. Bu ince bölgedeki elektrik alan kuvveti sabit ve bölge boyunca potansiyel lineer olarak artar. Bu tip bariyeri “Mott bariyeri” olarak bilinir. Mott bariyeri, neredeyse intrinsik/saf bir yarıiletken gibi az/düşük katkılı ve ince bir tabakanın metal ve yüksek katkılı yarıiletken arasına konulmasıyla oluşur.

Şekil 2.1(b), kontağın termal balans diyagramını göstermektedir. Termal balans durumunda, yarıiletken metale bariyer boyunca geçiş yapan elektronların miktarı aksi yönde bariyer boyunca geçen elektronların miktarı tarafından dengelenmektedir ve dolayısıyla bariyer boyunca net akım sıfır olur. Eğer eklemiden akım geçmesi isteniliyorsa, bu dengenin bozulması gerekir ve bu da iki türlü yapılabilir. Eğer metal/n-yarıiletken kontak doğru öngerilimlenirse /beslenirse ($V_F < \Phi_{B0}$) yarıiletken metale göre negatif olduğunda, tükenim bölgesi genişliği daralır ve Şekil 2.2(a)'da gösterilen şekilde bu bölge boyunca oluşan gerilim V_i 'den $(V_i - V_F)$ 'ye düşer. Bir başka deyişle, tüketim

bölgesi daralmaya başlar ve dolayısıyla yük geçişleri kolaylaşır ya da yarıiletken tarafındaki elektronlar bu durumda daha düşük bir bariyerle karşı karşıya kalırlar ve bunun sonucunda termal denge durumunda metale doğru yarıiletkenden gelen elektron akımı artmış olur. Yarıiletkene metalden gelen elektron akımında ise denge değerine göre bir değişiklik olmaz. Bu durum, metal boyunca voltaj düşmesinin olmamasından dolayı ϕ_B 'nin beslem geriliminden etkilenmemesinin bir sonucudur. Böylece, yarıiletken üzerindeki negatif beslem için, metalden yarıiletkene doğru akıma neden olan, yarıiletkenden metale doğru net bir elektron akımı vardır. Bu kutuplanma türüne doğru/ileri beslendiği/öngerilimlendiği söylenir. Doğru öngerilim altında, akımı miktarı uygulanan V_F voltajıyla birlikte üstel olarak artar ve yeterince ileri voltajlarda R_s ve yalıtkan arayüzey tabakadan den dolayı akımda bir eğilme meydana gelir (Padovani ve ark.,1966;Saxena,1969;Hackam ve ark.,1972)

Şekil 2.2(b), metal/n-yarıiletken kontağın ters beslem altında enerji bant diyagramını göstermektedir. Eğer metal/n-yarıiletken kontak aksi yönde beslenirse ($V_R < \phi_{B0}$) yarıiletken metale göre pozitif olduğunda, tükenim bölgesi genişliği iyice artar. Çünkü bu durumda hem iç hem dış elektrik alan aynı yönde olduğundan toplam elektrik alan iyice artar ve bunun sonucu olarak da tüketim bölgesi iyice genişler. Bu şartlar yük geçişleri iyice sınırlanır ve ters akım ideal durumda sıfıra yaklaşır. Şekil 2.2(b)'de görüleceği üzere bu bölge boyunca olan voltaj V_i 'den ($V_i + V_R$)'ye yükselir. Bu kutuplanma türüne ters/geri beslem olarak adlandırılır. Gerek Şekil 2.1 ve gerekse Şekil 2.2'de görüldüğü gibi metalden yarıiletkene doğru görülen bariyer yüksekliği, yarıiletkenden metale doğru görülen bariyerden Fermi enerjisi (E_F) kadar büyüktür. Başka bir ifadeyle; doğru beslem ile ters beslemin doğası oldukça farklıdır. Örneğin, doğru beslem altında iç ve uygulanan dış elektrik alan zıt yönlerdeyken ters beslem altında ise bu elektrik alanlar aynı yönlerdedir ve dolayısıyla ters beslemde tükenim bölgesi daha geniştir.

M/S ve benzeri elektronik aygıtların en mühim ortak özeliği doğrultma oranıdır (D.O.). Yani yeterince ileri doğru beslemde diyottan çekilen akımın, aynı değerdeki eksi/(ters) beslemdeki akım oranıdır ve bu oran çok iyi diyotlarda 10×10^6 dan daha büyük olmalıdır. İdeal diyotlarda ise bu oran sonsuza gider. Doğrultma oranının yüksek olması aynı zamanda diyotun seri direncinin (R_s) düşük ve kısa devre direncinin (R_{sh}) ise yüksek olması demektir. Yine iyi bir diyot için R_s değerinin sıfıra yaklaşması ve R_{sh} değerlerin ise 10×10^8 den daha büyük olmalıdır



Şekil 2.2. Metal/n-tipi yarıiletken kontak için enerji bant diyagramı (a) Doğru beslem (b) Ters beslem durumu.

2.2. Metal-Yarıiletken Kontaklarda Başlıca Akım İletim Mekanizmaları

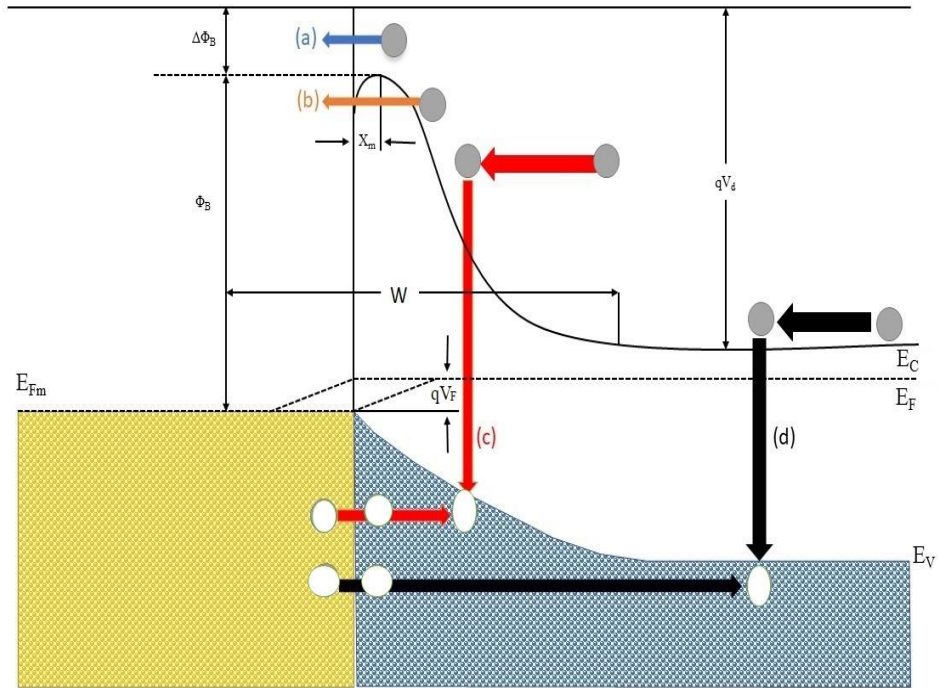
Metal-yarıiletken kontaklarda akım iletimi azınlık yük taşıyıcılarından daha çok genellikle çoğunluk yük taşıyıcıları tarafından oluşturulur. MS kontaklarda uygulanan dış voltaj altında akım iletim mekanizmalarının tayini oldukça önemli ve karmaşıktır. Yani hangi sıcaklık ve gerilim altında hangi iletim mekanizmalarının etkin olduğunu belirlemek oldukça zordur. Seri direnç (R_s), arayüzey durumları (N_{ss}), sıcaklık, katkı atomlarının yoğunluğu (N_A veya N_D), uygulanan voltaj ve yarıiletkenin tipi gibi faktörler akım iletiminde önem rol oynar. Metal-yarıiletken (MS) veya metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) tipi Schottky bariyer diyotlarda muhtemel akım-iletim mekanizmaları şunlardır (Sharma ve ark.,1984;Rhoderick ve ark.,1988;Sze ve ark.,2007):

- a) Termiyonik Emisyon Kuramı (TE)
- b) Difüzyon Kuramı (DT)
- c) Termiyonik Emisyon-Difüzyon Kuramı (TED)
- d) Uzak yük bölgesinde rekombinasyon

e) Kuantum Mekaniksel Tünelleme (Termiyonik Alan Emisyonu (TAE) ve Alan Emisyonu (AE))

f) To etkili akım-iletimi

Bunlardan başlıca dört temel akım iletim mekanizması Şekil 2.3' te verilmiştir. Bunlar; (a) Yeteri kadar termal enerji kazanan taşıyıcıların bariyer üzerinden metalden yarıiletkenle veya yarıiletkenle metale geçmesi Termiyonik Emisyon (TE) teorisi olarak bilinir, (b) Düşük sıcaklıklarda ve yüksek katkılı yarıiletkenlerde bariyer üzerinden geçmeye yetecek kadar enerjiye sahip olmayan taşıyıcıların bariyer içerisinde tünellenmesi kuantum mekaniksel tünelleme olarak bilinir. Kuantum mekaniksel tünelleme de iki gruba ayrılır. Bunlar termiyonik alan emisyonu (TAE) ve alan emisyonu (AE). (c) Tüketim bölgesindeki taşıyıcı üretimi ve birleşmesi olayıdır. (d) Yarıiletken aygıtlarda akım iletimini azınlık ve çoğunluk taşıyıcılarla olur. Örneğin n-tipi yarıiletkenlerde çoğunluk taşıyıcı akımı elektronlar tarafından ve azınlık taşıyıcı akımı ise deşikler tarafından sağlanır. P-tipi yarıiletkenlerde ise durum tersine işlemektedir. Bu tür akım iletim mekanizması azınlık taşıyıcı olarak bilinir



Şekil 2.3. Metal/n-tipi yarıiletken kontaklar için dört temel akım iletim mekanizması: (a) Termiyonik emisyon (b) Tünelleme (c) Taşıyıcı üretimi ve birleşmesi (d) Azınlık taşıyıcı enjeksiyonu

2.2.1. Termiyonik emisyon kuramı (TE)

Yeterince termal enerji edinen taşıyıcıların (elektron veya deşik) sıcak bir yüzeyden salınması olayına termiyonik emisyon (TE) denir. MS kontaklar veya diğer adıyla Schottky bariyer diyotlarda termiyonik emisyon kuramı; yeterince termal enerji kazanan taşıyıcıların bariyer tepesini aşarak yarıiletken metale veya metalden yarıiletken geçmesidir. Bu olay metal/p-tipi yarıiletken kontaklarda çoğunlukta boşluklar, metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda ise büyük ölçüde çoğunlukta olan elektronlar tarafından gerçekleştirilir. TE kuramı oluşturulurken, Maxwell-Boltzmann yaklaşımının uygulanabilirliği ve termal denge durumunun olaydan etkilenmemesi için, potansiyel bariyerin yüksekliğinin, $\frac{k_B T}{q}$ termal enerjisinden daha büyük olduğu ve bunun yanında taşıyıcı çarpışmaları ihmal edilmektedir (Rhoderick ve ark.,1988; Sze ve ark.,2007). Yani taşıyıcıların aldığı ortalama serbest yol, tüketim bölgesinden daha küçüktür. Toplam akım yoğunluğunun yarıiletken metale yönünde olan ile metalden yarıiletken yönüne olan akım yoğunluğunun toplamıdır. Yarıiletken metalden doğru olan akım yoğunluğu ($J_{s \rightarrow m}$), x yönünde ve bariyeri aşmaya yetecek enerjiye sahip elektronların yoğunluğu ve hızları ile aşağıdaki şekilde yazılabilir. (Sze ve ark.,2007).

$$J_{s \rightarrow m} = q \int_{E_F + q\Phi_B}^{\infty} V_x dn \quad (2.3)$$

Burada, $E_F + q$ metalden termiyonik emisyon için gerekli olan minimum enerji miktarı, v_x , x yönündeki taşıyıcının hızı, E_F Fermi enerji seviyesi, dn ufak bir enerji aralığında elektron yoğunluğu ve Φ_B ise bariyer yüksekliğidir. Bu söylemden yola çıkarak metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda, yarıiletken metale yer tutan elektronlar için akım yoğunluğu,

$$J_{s \rightarrow m} = \left(\frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp \left[\frac{-q\Phi_B}{k_B T} \right] \exp \left(\frac{qV}{k_B T} \right) \quad (2.4)$$

eşitiği ile gösterilir. Burdaki m^* taşıyıcı olanın etkin kütlesi, h Planck sabiti, $k_B (=k)$ Boltzmann sabiti ve köşeli parantez önündeki ifade ise etkin Richardson sabitidir. Bu yüzden (2.4) eşitliği,

$$J_{s \rightarrow m} = A^* T^2 \exp \left[\frac{-q\Phi_B}{k_B T} \right] \exp \left(\frac{qV}{k_B T} \right) \quad (2.5)$$

şeklini alır. Metalden yarıiletken doğru akan elektronlar için bariyer yüksekliği değişmediğinden metalden yarıiletken yönünde olan akım, uygulanan gerilimden etki görmez. Bu nedenle denge durumunda ($V = 0$) akım, yarıiletken metale akan akıma eşit olmalıdır. Bu durumda, metalden yarıiletken akan akım,

$$J_{s \rightarrow m} = -A^* T^2 \exp \left[\frac{-q\Phi_B}{k_B T} \right] \quad (2.6)$$

olur. Bu yüzden her iki yönde (metalden yarıiletken ve iletken metale) geçen toplam akım yoğunluğu ifadesi,

$$J_n = \left(A^* T^2 \exp \left[\frac{-q\Phi_B}{k_B T} \right] \right) \left(\exp \left(\frac{qV}{k_B T} \right) - 1 \right) \quad (2.7)$$

eşitliği ile verilir. Burada birinci parantez içindeki ifade doyum akım yoğunluğudur (J_0)

2.2.2. Difüzyon kuramı

Difüzyon akımı veya difüzyon; Aralarında yoğunluk farkı olan iki alan arasında, yoğunluğun çok olan alandan az olan alan yönünde gerçekleşen yük geçişlerine denir. Schottky'nin difüzyon teorisini açıkladığı hipotez; potansiyel bariyerin yüksekliği $k_B T/q$ enerjiden daha fazlasıdır, elektronlar arasındaki çarpışma ihmal edilir, $x=0$ ve $x=w$ 'daki taşıyıcı derişimleri termal denge değerinde olup, yarıiletkendeki safsızlık derişimi

dejenere değildir. Bu hipoteze göre, boşaltılan/tüketilen bölgenin debisi, bölgesel sahası ve kıvam farkına bağımlı olduğu için debi yoğunluğu denklemi ile ifade edilir ve bu denklem n-tipi yapılar için aşağıda gösterildiği gibidir.

$$J_x = J_n = q \left[n(x) \mu E(x) + D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right] = q D_n \left[\left(\frac{-qn(x)}{k_B T} \right) \left(\frac{\partial v(x)}{\partial x} \right) + \frac{\partial n}{\partial x} \right] \quad (2.8)$$

Burada, $n(x)$ elektron yogunlugu, μ elektron mobilitesi/hareketliliği, D_n elektron geçişme sabiti ve $E(x)$ pozisyona bağılı elektrik alandır. Buna göre difüzyon hipotezine göre debi yoğunluğu ifadesi,

$$J_x = J_{SD} \left[\exp \left(\frac{qV}{k_B T} \right) - 1 \right] \quad (2.9)$$

ile gösterilir. Buradaki, J_{SD} doygunluk akımı şeklinde yazılır,

$$J_{SD} = \left(\frac{q^2 N_c D_n}{k_B T} \right) \left[\frac{2q(V_d - V) N_D}{\epsilon_s} \right]^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{-q\Phi_B}{k_B T} \right) \quad (2.10)$$

Yukarıdaki gibi gösterilir. Denklem 2.10 da gösterilen, N_c iletkenlik bandındaki ünite hacim başına (m^{-3} veya cm^{-3}) izinli enerji hallerinin yoğunluğu, V_d geçişme potansiyeli, N_D verici katkı atomlarının yogunlugu, ϵ_s yarıiletkenin yalıtkan (dielektrik) geçirgenliğidir. TE (Termiyonik emisyon) teorisi ve difüzyon teorisinden ulaşılan ifadeler benzerdir.

2.2.3. Bariyer boyunca tünelleme

MS ve MIS tür Schottky bariyer diyotlarda Termiyonik Emisyon teorisi haricinde, bariyeri geçecek kadar yeterli enerjisi olmayan taşıyıcılar kuantum mekaniksel tünelleme yolu ile bariyerin içinden karşıya bazı koşullarda geçebilirler. Bu hal, çok veya yeterince güçlü doping ($N > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) yarıiletkenlerde, yeterince düşük sıcaklıklarda tünelleme hadisesi ileri beslemde olurken, düşük doping yarıiletkenlerde ve düşük sıcaklıklarda'ya tünelleme yöntemi ters beslemde oluşur(Padovani ve ark.,1965;Padovani,1966;Saxena,1969). Güçlü doping'ten dolayı yarıiletkenin tükenme tabakası aşırı inceler ve biraz termal enerji arttıran taşıyıcılar bariyerin buradaki ince kısmından tünellenebilirler. Başka bir deyişle Fermi enerji seviyesine yetişen elektronlar, alçak sıcaklıklarda yarıiletkenden metale yönünde tünelleme yaparlar. Bu hal, ileri beslem yönündeki debide artışa sebep olur, buda alan emisyonu (AE) olarak isimlendirilir. Sıcaklık arttıkça elektronların çoğu Fermi seviyesinin üzerine çıkar. Başka bir deyişle elektronlar artık daha yüksek enerji düzeyine uyarılır. Bu düzeyde elektronların daha ufak/zayıf bir bariyerle karşılaşılıyor olmaları tünelleme ihtimalini daha da artırır ve böylece ileri öngerilim debisi daha artacaktır. Bu hal, Termiyonik alan emisyonu (TAE) şeklinde isimlendirilir. Bu mekanizmalar Şekil 2.4'de gösterilmiştir. (1984;Rhoderick ve ark.,1988;Sze ve ark.,2007). Sıcaklık daha da yükselmeye devam ederse, taşıyıcılar bariyeri tünelleme olmaksızın karşı tarafa geçmek için bariyeri geçmeye yetecek kadar enerji kazanmışlardır. Bu hal Termiyonik emisyon (TE) olarak adlandırılır. Termiyonik alan emisyonuna (TAE) gereğince, aşırı ufak tek ileri öngerilim geriliminde, I-V bağıntısı,

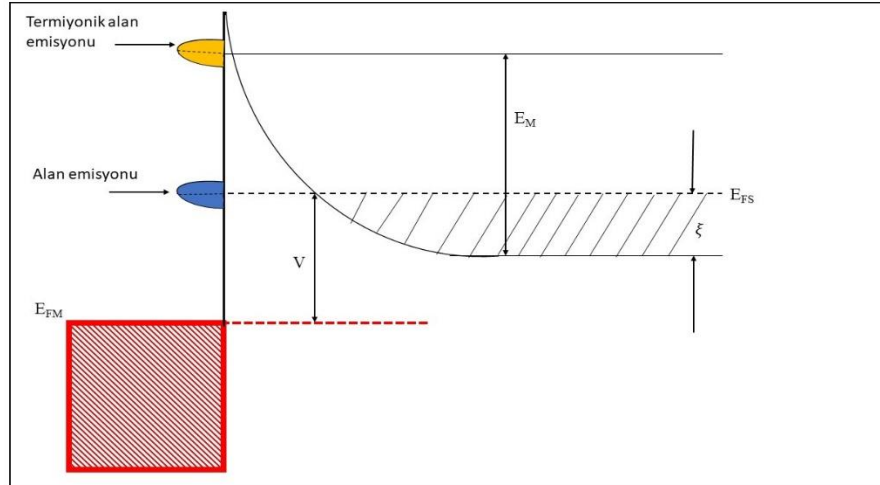
$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{E_0}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{k_B T}\right) \right] \quad (2.11)$$

şeklinde verilir. Bu eşitlikteki E_0 ve E_{00} ifadeleri sırasıyla

$$E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{k_B T}\right) \quad (2.12)$$

$$E_{00} = \frac{qh}{2\pi} \left(\frac{N_D}{m^* \epsilon_s} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.13)$$

eşitlikleri ile verilir (Padovani,1966;Saxena,1969). Burada, E_{00} karakteristik tünelleme enerjisi şeklinde adlandırılır ve tünellemede hayli mühim bir değişken/belirtidir ve $(k_B T/q)/E_{00}$ niceliği, TE, TAE ve AE mekanizmaları hakkında pek te mühim bir kriterdir. Düşük sıcaklıklarda aşırı dopinglenmeleri nedeni ile E_{00} , $k_B T/q$ ile mukayese edilebilir hali alır ve $E_0 \approx E_{00}$ şeklinde gösterilir. Bu suretle, $\ln I-V$ grafiğinin eğimi neredeyse sabittir ve sıcaklıktan bağımsızdır. Bu durumda AE devreye girer. Aşırı sıcaklıklardaysa $E_0 \ll k_B T/q$ yazılır ve bu halde $E_0 = k_B T/q$ dur. Şöyle ki $\ln I-V$ grafiğinin meyil'i $q/k_B T$ 'ye denktir. Yeni halde TE teorisi ağır basar. Medyan sıcaklıklarda $\ln I-V$ grafiği eğimi, $q/nk_B T$ halindedir. Mevcut, tünelleme idealite değişken'i n yada $n_{tün}$,



Şekil 2.4. İleri beslemede termiyonik alan emisyonu ve alan emisyonu bant diyagramı (ξ 'nın negatif olduğu aşırı katkı yarıiletken için)

$$n = \frac{E_{00}}{k_B T} \coth \left(\frac{E_{00}}{k_B T} \right) \quad (2.14)$$

ile verilir (Tung,1991;Werner ve ark.,1991)(Karataş ve ark.,2005;Altuntaş ve ark.,2009). $E_{00} \approx k_B T/q$ şeklinde olursa, TAE akımına ilavesi olabilir ve TAE kuramının akıma ilavesi azami olduğu vakit E_m erke'si,

$$E_m = \frac{qV_d}{\left(\coth \left(\frac{E_{00}}{k_B T} \right) \right)^2} \quad (2.15)$$

denkliği ile gösterilir. Burda, E_m boşaltılmış alan kenarında iletkenlik bandının zemininden başlayarak ölçülür ve V_d 'ye toplam band burulma stres'i şeklinde adlandırılır. TAE kuramı, oda sıcaklığında (300 K) sadece $N > 10^{17} cm^{-3}$ olduğu vakit faal olur. Daha az ilaveli yoğunluklarında TAE büsbütün ihmal olabilir. Ara gerilim alanı amacıyla ve Daha genel sıcaklık durumunda gerçekleştirilen $\ln(I)$ -V diyagramlarının eğiminden hareketle $n kT/q$ - kT/q grafiğinden bilistifade TE, TAE ve AE kuramlarının herhangi birinin herhangi bir sıcaklık ve gerilim alanında dominant olacağı rahatlıkla bulunabilir. Şöyle ki yalnızca oda sıcaklığı yada sınırlı bir sıcaklık skalasındaki dosdoğru beslem I-V ölçümlerinden hangi akım iletim mekanizmasının aktif olacağını demek hayli zordur. Fakat yapılan ölçümler geniş bir sıcaklık skalasında alınırsa, şu tarz da özellikle akım-iletim mekanizmaları için zaten M/S aryüzeyinde oluşan bariyerin şekli ne özgü safi, ayrıntılı ve mutlak bilgiler ortaya çıkarılabilir.

Padovani ve Rhoderick (Padovani ve ark.,1965;Padovani,1966;Rhoderick ve ark.,1988) yukarıdaki sonuçlara dayanan çözümlemeleri görüntü kuvvet bariyer alçalmasını ve bariyerin tepe noktasındaki elektronların kuantum mekaniksel akslerini hesaba katmamıştır (ihmal). İlave olarak, yapılan bu çalışmalarda Boltzman istatistiği aracılığıyla elektron dağılımının tanımlandığı ifade edilmiştir. Sonraki benzer çalışmada Crowell ve Rideout (Sharma ve ark.,1984;Rhoderick ve ark.,1988;Sze ve ark.,2007) görüntü kuvvet alçalması ve kuantum mekaniksel aksleri dejenere olmayan istatistikleri kaale almışlardır. Şu tesirlerin dahil edilmesinin akım yoğunluğunda önemli sonuçlara sebep olurken n ölçüsünde münhasıran önemsiz çok az bir değişiklik gözlemlemişlerdir. Sze ve Chang (Sze ve ark.,2007) dejenere Fermi istatistiğini analizlerinde kullandılar ve görüntü kuvvet alçalmasını ve de kuantum mekaniksel yansımaları dikkate aldılar. Lakin, AE alanı için başkalıklar olsa da Crowell ve Rideout'un uğraşlarından (Sharma ve

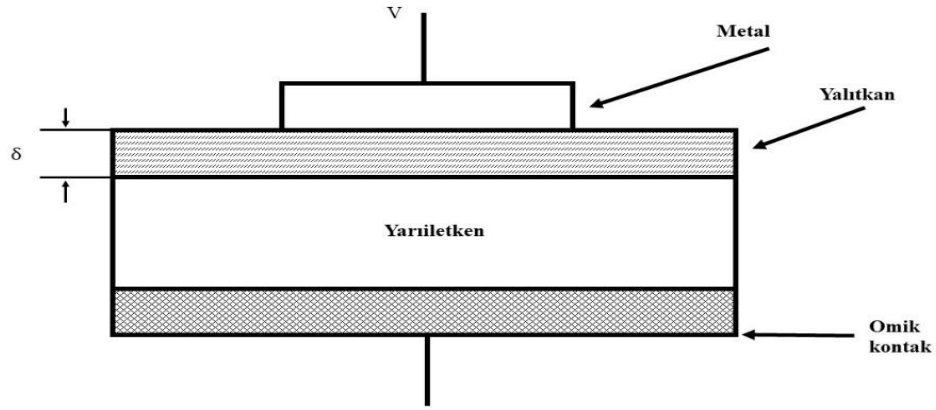
ark.,1984;Rhoderick ve ark.,1988;Sze ve ark.,2007) elde ettikleri netice de TAE bölgesinde elde ettiği neticelerle benzerlik göstermişlerdir. Özetle, Padovani ve Stratton'un (Padovanive ark.,1965;Padovani,1966) ile Crowell ve Rideout'un (Sharma ve ark.,1984;Sze ve ark.,2007) analizlerinin AE ve TAE üzerine olan deneysel verilerini açıklamada kabul edilebilir yeterlilikte olduğu görülmektedir.

2.3. Metal/Yalıtkan/Yarıiletken (MIS) Yapılar

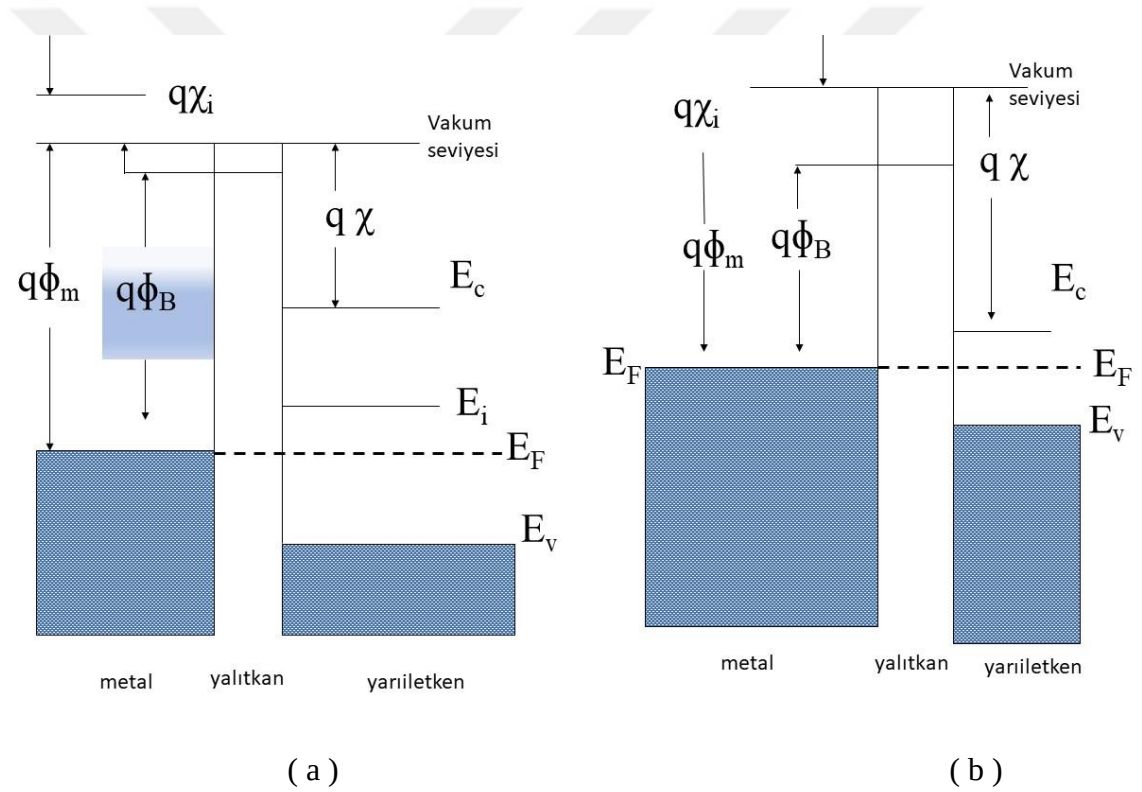
Yarıiletken ve metal ortasındaki yalıtkan oksit tabakası, tabii olarak ya da deneysel metotlarla da meydana getirilebilir. Tabii ya da suni şekilde meydana gelen oksit yüzey ile metal-yarıiletken yapı, metal-yalıtkan-yarıiletken yapıya dönüştürülür (Card ve ark.,1971). Metal-Yalıtkan-Yarıiletken Schottky diyotların ampirik analizi yarıiletken yüzeyini idrak edebilmek için faydalıdır (Nicollian ve ark.,1982). Ortadaki oksit yüzey, metali yarıiletken yapıdan böler. Böylelikle yarıiletkendeki arayüzey hallerinin dolumu yarıiletkenin Fermi düzeyi ile tayin edilir demek arayüzey halleri yarıiletken ile dengededir. Metal-yalıtkan-yarıiletken Schottky diyotlarında metal-yalıtkan ve yalıtkan-yarıiletken şartıyla iki önemli arayüzey mevcuttur.

2.3.1. İdeal MIS Schottky diyot

Şekil 2.5'de Metal-Yalıtkan-Yarıiletken Schottky diyot açıklanmıştır. Şekilde; V metal üzerine uygulanan gerilim ve δ yalıtkan tabakanın kalınlığıdır. Metal taraf omik kontağa nazaran pozitif olunca ileri (doğru) beslem, metal taraf omik kontağa nazaran negatif olunca geri (ters) beslem oluşur.



Şekil 2.5. Metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) Schottky yapısı (Sze,1981)



Şekil 2.6. ideal bir MIS yapının $V=0$ durumunda enerji-bant diyagramı (a) p-tipi yarıiletken, (b) n- tipi yarıiletken (Sze,1981)

Olması gereken en uygun MIS yapısı, $V=0$ pozisyonunda enerji-bant şeması yukarıdaki şekil 2.6 da gösterildiği gibidir. Uygun MIS yapısı aşağıdaki şekilde ifade edilir.

- Olmayan beslem geriliminde, yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s ve metalin iş fonksiyonu Φ_m arasındaki fark (Φ_{ms}) sıfırdır.

$$\Phi_{ms} = \Phi_m - \left(\chi + E_g/2q - \Phi_B \right) = 0 \quad \text{N - tipi için} \quad (2.16)$$

$$\Phi_{ms} = \Phi_m - \left(\chi + E_g/2q + \Phi_B \right) = 0 \quad \text{P - tipi için} \quad (2.17)$$

Yukarıdaki denklemlerde Φ_B bariyer yüksekliği, E_g yasak enerji aralığı ve χ yarıiletken elektron yakınlığıdır

- Rastgele bir beslem altında yalıtkan yakınındaki metal yüzeyinde ve yarıiletkende yükler halihazırda olabilir, ancak işaretleri aynı ve zıttır.
- D.c beslem sırasında yalıtkanın direnci sonsuzdur ya da hiçbir şekilde içinden akım geçirmez.

Ters beslem uygulanması durumunda ideal MIS yapısında, yarıiletken yüzeyinde var olabilecek üç durum olur. P-tipi yarıiletkenden elde edilmiş MIS yapısında, metal parçaya negatif bir gerilim ($V < 0$) tatbik edilirse (şekil 2.7) valans bandın zirvesi yukarı yönde eğilir. Bu durumda yarıiletkenin Fermi düzeyi değişmez.

Taşıyıcı yoğunluğu, erke ayrımı ($E_F - E_v$) ile üstel bir ilişkiye sahip olduğundan, şu bant bükülmesi, yarıiletken yakınında ekseriyet taşıyıcı olan deşiklerin birikmesi nedeniyle gerçekleşir. Oluşan bu hal'e yığılma (accumulation) adı verilir. Benzer diyota az bir pozitif gerilim ($V > 0$) uygulandığında bu kez bantlar aşağı yönde eğilir ve ekseriyette olan taşıyıcılar tükenir (Şekil 2.7b). Oluşan bu hal ise tüketim (depletion) adı verilir. Fakat MYY Schottky diyota olması gerekenden daha fazla pozitif gerilim uygulanırsa, bantlar oldukça aşağı yönde bükülür elbette E_i , E_F 'nin üzerinde olur. Şu durumda yüzeydeki deşiklerin sayısı,elektronların sayısı (azınlık taşıyıcıların)'dan daha azdır. Burdaki duruma terslenim (inversion) adı verilir. Benzeyen neticeler sonucunda n-tipi yarıiletken amacıyla da türetililebilir.

Bir metal bir yarıiletken ile yakın temas sonrasında metal/yarıiletken arayüzeyinde oluşan gizil bariyer yüksekliği genelde metal ile yarıiletken arayüzeyindeki yüklerin inhilal olmasından dolayı oluşmaktadır. Misal n-tipi yarıiletken tarafında ekseriyette vaki taşıyıcılar (elektronlar) geçişme yöntemiyle metalin ön yüzeyine geçerek arka alanda deşikler bırakırlar. Bu yüzden metal-yarıiletken ortasında hareketli taşıyıcılardan temizlenmiş yüksek mukavemetli bir alan meydana gelir. Bu alana, enerjik

yük içermediğinden dolayı “yalıtkan arayüzey tabakası” ya da “Schottky tabakası” da denir. Schottky, eklemde oluşmuş gizil bariyerin, metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonlarının aralarındaki ayırmadan kaynaklandığını ise ilk olarak Mott ifade etmiştir. Doğrultucu ve omik kontakların elde edilmesini metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları belirler. Yani Schottky-Mott metoduna göre bir metal ile yarıiletken kontak edildiklerinde, oluşan kontak türünün omik veya doğrultucu olduğu seçilen metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarını karşılaştırır. Örneğin, p-tipi bir yarı iletken; doğrultucu kontak elde etmek için metalin iş fonksiyonu yarı iletkenin iş fonksiyonundan küçük olmalı ($\phi_m < \phi_s$) ve omik kontak elde etmek için ise metalin iş fonksiyonu yarı iletkenin iş fonksiyonundan büyük olmalıdır ($\phi_m > \phi_s$). n-tipi yarıiletkenlerde ise durum bunların tamamen tersidir.

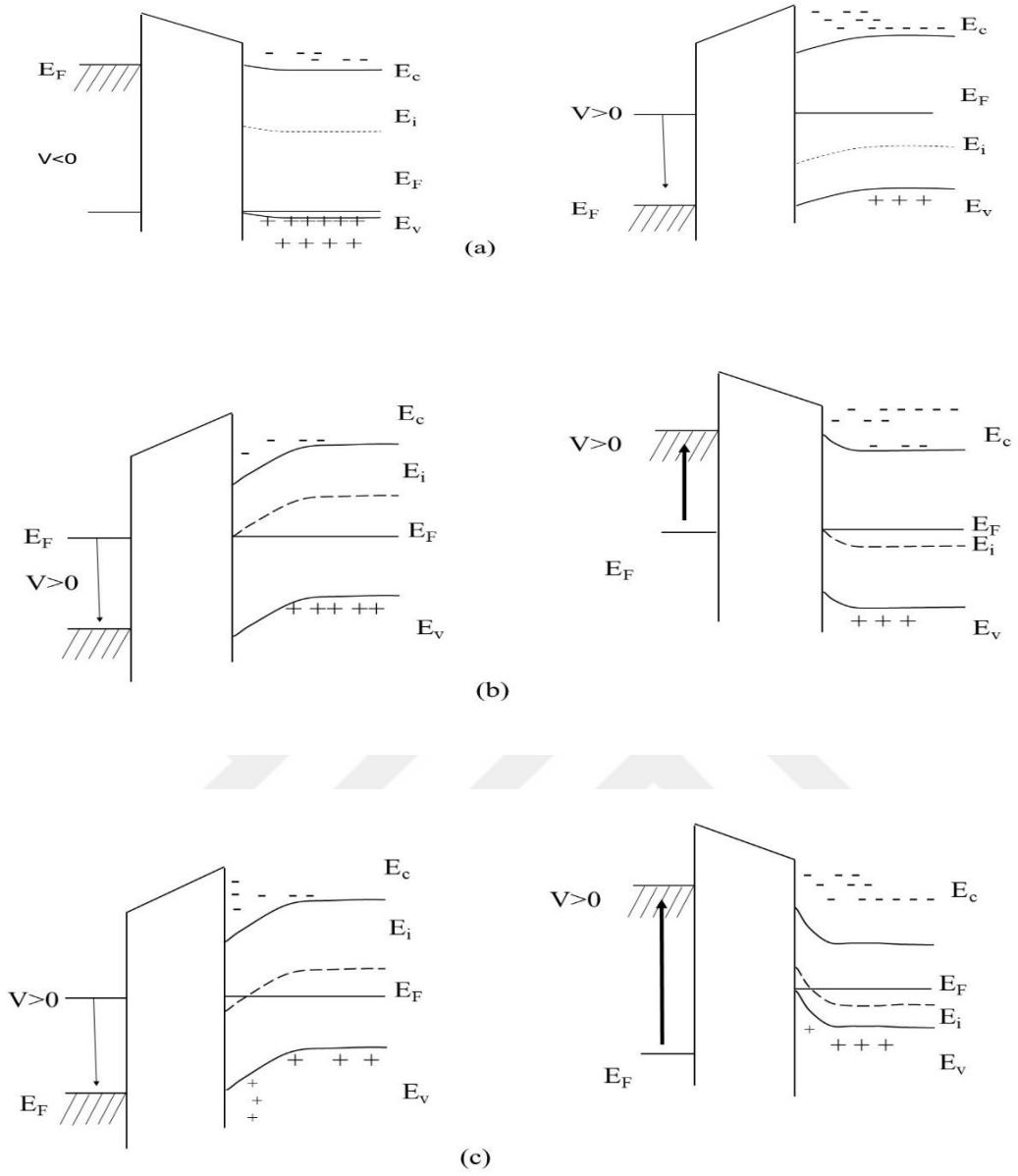
2.3.2. MIS Schottky diyotlarda akım-iletim mekanizması

Yalıtkan film iletkenliği sıfır olabilmesi için İdeal MIS Schottky diyot olmalıdır. Lakin doğrusu MIS Schottky diyotlarda, yerleşik elektronik hususlar yarıiletken-yalıtkan arayüzeyinde olur ve bundan ötürü, diyot ideal durumlardan farklı sonuçlar elde edilir. Kimi diyotlarda yalıtkan tabaka üstünden akım geçer (Sze,1981). Kafi büyüklükte elektrik alan ile sıcaklık oluşmuş ise dielektrik tabaka iletkenlik gösterir. Metal-yarıiletken yapımlarda akım-gerilim bağlantısı,

$$J_F = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV_F}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.18)$$

bağıntısı ile verilir. Burada,

$$J_0 = A^{**} T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.19)$$



Şekil 2.7. İdeal MIS yapısında $V \neq 0$ durumunda enerji-bant diyagramı (a) akümülyasyon (b) tüketim, (c) inversiyon (terslenim) durumları (Sze,1981)

ifadesiyle verilen J_0 doyum akım yoğunluğu, A^{**} Richardson sabiti, V_F ileri beslem gerilimidir. Eşitlik (2.19)' daki Φ_B ile Φ_{Bn} veya Φ_{Bp} bariyer yükseltisidir. Metal/yarıiletken yapılarda akım gerilim ilişkisini ifade eden Eş (2.18) denkleminde LNJV diyagramının eğimi q/kT olur. Fakat metal-yarıiletken ortasında bir yalıtkan yüzey

mevcut ise yerinde beslem altında bu tip yapılarda akım iletimi şu korelasyondan azıcık ayrımlı olur. Şu halde $\ln J$ - V diyagramının eğimi q/kT ederinden küçük olur hem de $q/2kT$ veya daha ufak olabilir. MIS Schottky bariyerli yapılarda yalıtkan tabakanın tesiri Card, Rhoderick (Card ve ark.,1971) ve Fonash (Fonash,1975) aracılığıyla irdelenmiştir. MIS Schottky diyotuna uygulanan doğru beslem gerilimin bir bölümü yarıiletkenin tüketim katmanına düşerken diğer bi kısım da yalıtkan katmanı üstüne düşer.

$$V_F = V_{yi} + V_y \quad (2.20)$$

Yukarıdaki şekilde gösterilir. Denklemdaki V_{yi} , uygulanan gerilimin (V_F) yarıiletken üstüne düşen bölümü, V_y ise dielektrik üzerine düşen bölümüdür. V_F doğru beslem gerilim süresince metal/yalıtkan/ n-Si (MIS) Schottky diyot amacıyla akım kıvamı azınlık taşıyıcı tesirleri gözardı edilerek,

$$J_{Fn} = J_{sm}^{-e} - J_{ms}^{-e} \quad (2.21)$$

Denklem 2.21 deki gibi gösterilir. Mevcut denklemde, J_{ms}^{-e} ileri beslem süresince yarıiletkendeki metale geçen akım yoğunluğudur. J_{sm}^{-e} ise metale yarıiletkendeki geçen elektronların meydana getirdiği akım yoğunluğunu ifade eder. Şekil 2.8'de ileri beslemede (V_F) metal/yalıtkan/n-Si (MIS) Schottky diyotun enerji bant grafiği ifade edilmiştir. İleri beslem tatbik edildiğinde metal/yalıtkan/ p-Si'a özgü akım yoğunluğu ifadesi,

$$J_{Fp} = J_{sm}^h - J_{ms}^h \quad (2.22)$$

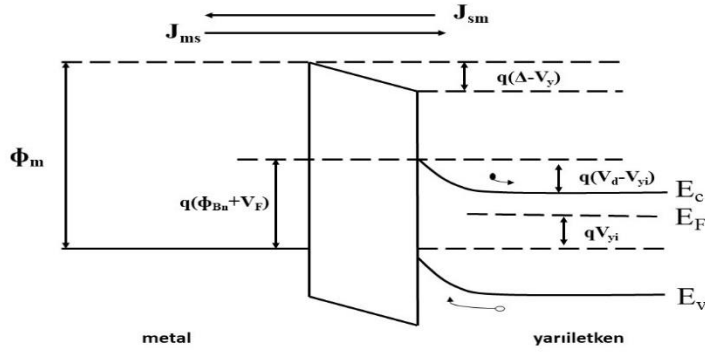
şeklinde verilir. Burada, J_{ms}^h , metalden yarıiletkene, J_{sm}^h 'de metale yarıiletkendeki geçen deşikler tarafından oluşturulan akım yoğunluklarıdır. Şekil 2.9'da doğru beslem (V_F) süresince metal/yalıtkan/p-Si (MIS) Schottky yapısının enerji bant grafiği anlatılmıştır.

Metal/yalıtkan/p-tipi yarıiletken yapısı için akım yoğunluğu ifadesi, doğru beslem (V_F) gerilimi tatbik edildiğinde;

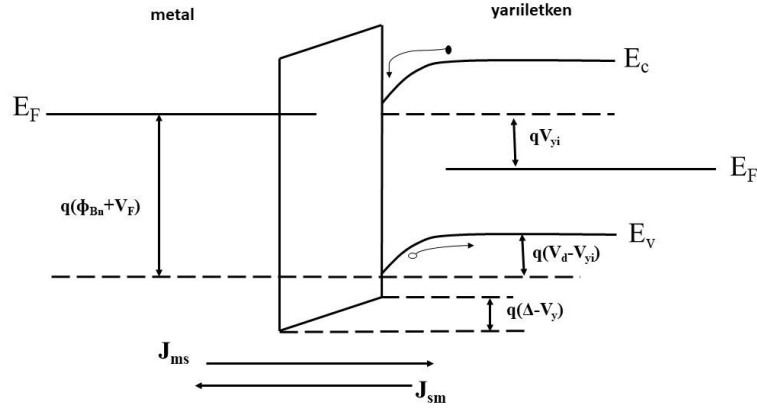
$$J_{Fp} = J_{sm}^h - J_{ms}^h = A^* T^2 \left\{ \exp \left[\beta (-\Phi_{Bp} + V_{yi}) \right] - \exp \left[\beta (\Phi_{Bp} - V_y) \right] \right\} \quad (2.23)$$

Mevcut denkleme; $\beta = q/kT$ şeklinde yazılır ve $\exp \left[-\beta (\Phi_{Bp} + V_y) \right]$ ifadesi parantez şekline getirilirse,

$$J_{Fp} = A^* T^2 \exp \left[-\beta (-\Phi_{Bp} + V_y) \right] \left[\exp \beta (V_F - 1) \right] \quad (2.24)$$



Şekil 2.8. Metal/yalıtkan/n-Si (MIS) Schottky diyotun enerji bant diyagramı (Altındal,1993)



Şekil 2.9. Metal/yalıtkan/p-Si (MIS) Schottky diyotun enerji bant diyagramı (Altındal,1993)

Şeklinde yazılır. Şayet metal-yarıiletken arasında dielektrik bir yüzey yoksa ($V_y=0$) denklem (2.24) ve denklem (2.18) eşittir. Denklem (2.24) 'de görüldüğü üzere dielektrik tabakanın oluşu, J_F 'nin V_F 'ye bağımlını düşürür. Şayet dielektrik tabakanın kalınlığı arttığında $\ln J_F$ 'nin V_F 'ye göre diyagramının eğimi q/kT den daha küçüktür.

İleri besleme (V_F) gerilimi uygulandığında metal/yalıtkan/n-tipi yarıiletkenine göre akım yoğunluğu tabiri,

$$J_{Fn} = J_{sm}^{-e} - J_{MY}^{-e} = A^* T^2 \left\{ \exp \left[\beta (-\Phi_{Bn} + V_{yi}) \right] - \exp \left[\beta (\Phi_{Bn} + V_y) \right] \right\} \quad (2.25)$$

$$= A^* T^2 \exp \left[\beta (\Phi_{Bn} + V_y) \right] \exp \left[\beta (V_F - 1) \right] \quad (2.26)$$

biçiminde yazılır. Neticede, n veya p- tipi MIS Schottky yapısı için akım yoğunluğu tabiri,

$V_F > 3kT/q$ için

$$J_{Fn} = J_{Fp} = J_0 \exp \left(\frac{qV_F}{nkT} \right) \quad (2.27)$$

şeklinde yazılır. Mevcut durumda; J_0 doyum akım yoğunluğudur.

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.28)$$

Şeklinde yazılır ve Φ_B , n ve p-tipi MIS yapısı için Schottky bariyer potansiyeli olup sırası ile (Φ_{Bn} ve Φ_{Bp})'ye aynı ifade şeklinde yazılır. $V_F > 3kT/q$ 'ya göre denklem (2.27) ve denklem (2.28) ifadelerinin aynı değerde olabilmesi için $V_F/n = V_F - V_y$ olması gerektiğinden, diyotun idealite faktörü $n = V_F/(V_F - V_y)$ olabilir. Bu söylemden hareketle dielektrik tabaka kalınlığı ve V_F 'deki artma n'i artırır(Padovani,1971). Ancak yalıtkan yüzey kalınlığı ince olan örneklere göre n'nin V_F ile değişimi eksilir. Arayüzeydeki dielektrik yüzeyin gereğince kalın olması halinde (elektron tünelleme geçiş katsayısı 1 olmazsa) ters doyum akımı, arayüzey olmadığı durumundaki ters doyum akımı ile arayüzey dielektrik tabakanın geçiş katsayısının çarpımlarıdır. Şöyleki; $J_0(\text{dielektrik}) = T(\delta)J_0$ dir. Mevcut durumda $J_0(\text{dielektrik})$, kalınlığı δ olan bir arayüzey dielektrik tabakasının mevcudiyetinde ve $T(\delta)$ geçiş katsayısına malik olması halindeki ters doyum akımıdır. Doğru beslemede I-V karakteristikleri beslemenin büyük bölümü üstünde çizgiselse denklem(2.28)'de J_0 yerinde $J_0(\text{dielektrik})$ ifadesi konursa mevcut etkin bariyer yüksekliği Φ_c tahmin edilebilir. Şöyle ki,

$$T(\delta)J_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_c}{kT}\right) \quad (2.29)$$

Denkleminde Φ_c çekilirse,

$$\Phi_c = kT/q \left[\ln\left(A^* \frac{T^2}{J_0}\right) \right] - kT/q [\ln T(\delta)] = \Phi_B - \frac{kT}{q} [\ln T(\delta)] \quad (2.30)$$

Yukarıdaki ifadeye ulaşılır. Böylelikle $T(\delta)$, 1'den ufak ise etkin bariyer yükseltisi (Φ_c) dielektrik tabakanın olmadığı haldeki Φ_B bariyer yükseltisinden daha fazladır.

2.4. İdealite Faktörü

İdealite faktörü arayüzey durumlarının yoğunluğuna (N_{ss}) ve dielektrik yüzey kalınlığına (δ) bağlı olarak (Card and Rhoderick 1971, Card 1976),

$$n = 1 + \frac{\left(\frac{\delta}{\epsilon_i}\right) \left(\frac{\epsilon_s}{W_d + qN_{sb}}\right)}{1 + \left(\frac{\delta}{\epsilon_i}\right) qN_{sa}} \quad (2.31)$$

ifadesiyle verilir. Burada N_{sa} , ϵ_i , ϵ_s , N_{sb} , W_d sırası ile metal ile denge de olan arayüzey durumlarının yoğunluğu, oksit yüzeyinin geçirgenliği, yarıiletkenin geçirgenliği, yarıiletken ile dengede olan hallerin yoğunluğu ve tüketim bölgesinin genişliğidir. İlgili bağıntı arayüzey hallerine göre üç değişik şekilde ifade edilir;

(i) arayüzey halleri yoğunluğu eğer ufak olursa,

$$n = 1 + \frac{\delta \epsilon_s}{W_d \epsilon_i} \quad (2.32)$$

gibidir, (ii) bütün arayüzey halleri metal ile dengede olduğunda,

$$n = 1 + \frac{\delta \epsilon_s}{W_d (\epsilon_i + \delta q N_{sa})} \quad (2.33)$$

gibidir, (iii) arayüzey halleri yarıiletken ile dengede olması halinde,

$$n = 1 + \left(\frac{\delta}{\epsilon_i}\right) \left(\frac{\epsilon_s}{W_d + qN_{sb}}\right) \quad (2.34)$$

ile gösterilir. (i) ve (ii) hallerinde arayüzey hallerinin ve oksit yüzeyinin n ideallik unsuruna katkısı ufaktır ve yapı ideal bir Schottky diyet yapısı davranışı sergiler. (iii) halinde ise oksit yüzeyinin kalınlaşması ve arayüzey hallerinin çoğalması ile n yükselir (Card and Rhoderick 1971). Bunlardan müstesna sıcaklığın artışıyla n değeri azalır. Bu halde ise, toplam MIS akımındaki difüzyon faktörünün artmasından kaynaklanır (Krawczyk et al. 1981).

2.5. Seri Direnç Ve Seri Direnç Tayin Yöntemleri

Bir metal/yarıiletken diyetun I-V ölçüm değeri kullanarak seri direnci kararlaştırmak için değişik metotlar vardır. Bunlar, Cheung (Cheung,1986) metodu, Norde (Norde,1979) metodu, Sato ve Yasamura (Sato ve Yasamura,1985) metodu ve McLean (McLean,1988) metodu dur. Burada kullanacağımız metotlar Cheung ve norde metodudur.

2.5.1 Cheung Metodu

Metal-yarıiletken temas yapısının doğru besleme I-V karakteristikleri katkısı ile Schottky diyet parametrelerinin hesap edilmesinde Cheung, (1986) aracılığı ile farklı bir yöntem sunuldu. Termiyonik emisyonda mevcut akım yoğunluğu (J), diyetun A faal alanıyla çarpılırsa, diyottan geçebilecek akımın toplamı;

$$I = AJ = \left[AA^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_{bn}}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.35)$$

elde edilir. Bu ifadede $eV_a \gg kT$ ise, 1 kaale alınmayabilir. Uygulamada gerilimin hepsi arınma alanına düşmediğinden, olması gerekenden sapmalar olabilir. Şu ideal durumdan oluşan sapma miktarını birimsiz bir sabit olan (n) idealite faktörünüde hesaplamamız gerek. Bu yeni durumda akım denklemleri,

$$I = A.J = \left[AA^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_{bn}}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{eV_a}{nkT}\right) \right] \quad (2.36)$$

halini alır. Burada uygulanan gerilim (V_a) 'nın IR_s kadarlık gerilimi seri direnç üzerinde düşeceği gözönüne alınırsa ($V_a \rightarrow V_a - IR_s$),

$$I = A.J = \left[AA^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_{bn}}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{e(V_a - IR_s)}{nkT}\right) \right] \quad (2.37)$$

elde edilir. Bu son durumdan

$$V_a = \left(\frac{nkT}{e} \right) \ln\left(\frac{I}{AA^* T^2} \right) + n\Phi_{bn} + IR_s \quad (2.38)$$

olur. (2.38) eşitliğinin $\ln I$ 'ya göre türevi alınırsa

$$\frac{dV_a}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{e} + IR_s \quad (2.39)$$

elde edilir. (2.39) eşitliğinde $dV/d(\ln I)$ 'nın I gereğince grafiğinin vereceği doğrunun eğimi, R_s seri direncini (nötral bölge direnci) verir. Bu doğrunun dikey eksenini kestiği noktadan idealite faktörü (n) bulunabilir. (Cheung and Cheung, 1986). Potansiyel bariyeri (Φ_{bn}) yi bulmak için,

$$H(I) = V_a - \left(\frac{nkT}{e} \right) \ln\left(\frac{I}{AA^* T^2} \right) \quad (2.40)$$

Şeklinde bir $H(I)$ fonksiyonu şeklinde tarif edilebilir. (2.38) ve (2.39) eşitliklerden

$$H(I) = n\Phi_{bn} + IR_s \quad (2.41)$$

haliyle yazılabilir. (2.41) denkleminin $H(I)$ - I grafiğini çizmek istersek yine bir doğru'yu verecektir. Bu doğrunun eğimi, seri direnci (R_s) verir. Bu doğrunun $H(I)$ eksenini kestiği noktadan da bariyer yüksekliği $e\Phi_{bn}$ bulunur.

2.5.2. Norde yöntemi

Norde tarafından geliştirilen metod'a göre $n=1$ durumunda $F(V)$ fonksiyonudur. Bu fonksiyon seri direnci ve bariyer yüksekliğini tanımlar. Metod R_s ve J_b parametrelerinin sıcaklıkla değişmeyen durumlarda geçerlidir. Sadece belli bir sıcaklıkta I - V eğrisine ihtiyaç vardır. İdeallik faktörünün 1'den büyü olması durumunda $n(1 < n < 2)$, R_s ve J_b değerlendirilebileceğini gösteren Yasamura ve Sato, Nordenin metodunu geliştirmişlerdir. Bu metodla R_s ve J_b parametreleri sıcaklığın değiştiği durumlarda da uygulanabileceğinden minimum iki farklı sıcaklık değerine sahip I - V eğrisi gerekir. Schottky diyotların akım-gerilim karakteristikleri aşağıdaki fonksiyonla gösterilmiştir.

$$F(V) = \frac{V}{2} - (\beta^{-1}) \ln(1/AA^*T^2) \quad (2.42)$$

Yukarıdaki denklem ile bir hayli Schottky diyotunun seri direnç değerlerinden bariyer yüksekliklerine ulaşılabilir. I - V karakteristiklerinden Φ_B Schotky bariyer yüksekliği değerinin hesaplanabilir hale gelmesi için formülündeki fit değerini içine alan standart bir yaklaşım Rhedorick (1978) eliyle geliştirilmiştir.

$$I = I_s e^{\beta V/n} \quad (2.43)$$

Eğrinin extrapole edilmesi ile akım eksenini kesitiği noktadan Schottky bariyerinin büyüklük değeri hesaplanabilir. Buna ilave olarak $\ln(I)$ - V eğrisinin seri direnç değeri çok büyük ve doğrusal bölgesi de yoksa, standart yaklaşımın uygulanması güçtür. Neyse ki $F(V)$ eğrisinin değerlendirilmesi ile kullanılabilir hale gelmiştir. Bu fonksiyon aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{1}{AA^*T^2} \right) \quad (2.44)$$

Yukarıdaki ifade de A^* değiştirilmiş Richardson sabiti, alan büyüklüğü ise A ile ifade edilmiştir. Eğer $F(V)$ değerlerinin öngördüğü değişime karşılık gelen seri direnç değeri halihazırda yok ise şu şekilde hesaplanabilir. $F(V)$ 'ye karşılık olarak $V = -1/2$ ile verilir ve Schottky bariyer yüksekliğinin değerini, grafik eğrisinde extrapole (tahmin yolu ile verilerden bilinmeyene ulaşmak) ederek $F(V)$ değerini olduğu eksen kesttiği nokta verir. Fonksiyonun değeri asimptotik olarak $+1/2$ 'nin bir gradiyentin değeri durumunda tek bir seri direnç değeri f olur. Farklı iki uyarlamada da V_0 değerinde bir minimum vardır. Bariyer yüksekliği (Φ_B) ve seri direnç değeri (R) aşağıda verilmiştir.

$$\Phi_B = F(V_0) + \frac{V_0}{2} - \frac{1}{\beta}, \quad R = (\beta I_0)^{-1} \quad (2.45)$$

Yukarıda verilen I_0 , V_0 doğru beslem değerindeki minimum akım ve ona karşılık gelen gerilim ölçüsüdür. Bariyer yüksekliğinin değeri iki farklı uyarlamada şu şekilde hesaplanır; Birinci uyarlama, çok küçük seri direnç değeri mevcut ise grafik eğrisinde extrapole (tahmin yolu ile verilerden bilinmeyene ulaşmak) edilerek $F(V)$ değerlerinin bulunduğu eksen kesttiği nokta ya da direnç değeri çok büyük ise minimum $F(V)$ değerinde ki konumundan hesaplanabilir.

Norde nin 1979 yılında ortaya koyduğu yöntem, çok büyük değerlere sahip seri dirençlerin ara yüzey düzensizlikler düşünülmediğinde ideal diyotlar için Φ_B 'yi belirlemek için herkesçe kabul edilmiş yöntemdir. Φ_B değerinin gerilim bağımlılığı ya da iletim mekanizması termiyonik emisyonadaki gibi hesaba dahil edilmez. Termiyonik alan

emisyona eğrisinin belli belirsiz dop edilmiş diyotlarda sürekli olarak rastlanmasında Geniş bariyerlerin tünelleme olasılığını odasıcaklığında tünelleme mekanizmasının güvenli olarak göz ardı edilebileceği bir seviyeye düşürmesi büyük ölçüde bundan kaynaklanmaktadır. Ancak bazı durumlarda rekombinasyon etkilerinin önemsenmemesi ve deplasyon bölgesinde sınırlandırılmış hallerde taşıyıcıların tuzaklanması olmaması gereken bir sonuçtur. Doğru akım için bir rekombinasyon ögesi, yarıiletkenin enerji bandının enerjisine sahip sınırlandırılmış haller aracılığı ile oluşan arınma alanını'nı geçebilen taşıyıcılar ile oluşur. Rekombinasyon merkezleri, koşut iletim emsalini sağlar ve I-V karakteristikleri aşağıda verilen formül ile ifade edilebilir.

$$I = I_s \left(e^{\beta(V-IR)} - 1 \right) + I_r \left(e^{\beta(V-IR)/2} \right) \quad (2.46)$$

I_r : Asal taşıyıcı konsantrasyonunun ve deplasyon bölgesi boyunca taşıyıcı yaşama zamanı ile ters orantılı ve deplasyon tabaka genişliğinin direkt olarak bir oranıdır. Rekombinasyon ögesi düşük sıcaklıklardaki olması gereken lineer hareketten saparsa $F(V)$ 'ye sebep olur bu da $V=0$ da $F(V)$ 'nin minimumunda istikamet değişimine sebep olur. Şayet $F(V)$ büyük bir rekombinasyon ögesine sahip Schottky bariyer yüksekliklerinde temin edilerek kullanılıyorsa bariyer yüksekliği düşünülenin altında bir değer olur. Oluşan bu güçlük, herkesin kabul ettiği yaklaşımda da vardır. Özgün bir yaklaşımı olan Norde, Φ_B değerinin gerilime bağımlılığını göz ardı edip ve bunun $F(V)$ değerine etkisi bariyer yüksekliğinin gerilim değerine bağımlılığının lineer ve $F(V) = \Phi_B - \Delta\Phi$ (bu eşitlik sıfır beslem durumunda bariyer düşmesidir)'ye eşit olduğunu kabul ederek ortaya çıkarılabilir. Bu sayede $F(V)$ aşağıdaki şeklini alır.

$$F(V) = \Phi_B - \Delta\Phi + IR - \frac{V}{2}(1 - 2\alpha) \quad (2.47)$$

Düşük gerilim alanında $F(V)$ değerlerinin eğimi $-1/2$ den $+1/2$ ye değişir ve eğrinin V_0 'da kesilmesi ile $F(V)$, asal Schottky bariyerinin yüksekliğine (Φ_B , $\Delta\Phi$ değişimi ile) eşit olur. Φ_B değerinin gerilime bağımlılığı eğrinin eğimini farklılaştırır böylelikle minimum

değer durumuda farklılık gösterir. Schottky bariyer yüksekliği bilinen temel değişkenlerle bağlantılı olarak aşağıdaki şekilde gösterilebilir:

$$\Phi_B - \Delta\Phi = F(V) + (1 - 2\alpha) \left(\frac{V_0}{2} - \frac{1}{\beta} \right) \quad (2.48)$$

Norde metodu rekombinasyon-jenerasyon etkisi ve gerilime bağımlı bariyer yüksekliğini kapsayacak gibi genellemmez. Bu genellenmenin yapılabilmesi için R , I_r , n , Φ_B parametrelerinin birkaçını biliyor olmamız gerek. Sonuç olarak, gerilime bağlı bariyerin yahut rekombinasyon-jenerasyon akımlarının yanında $F(V)$ 'nin asgarisi olan V_0 'ın konumunun değiştiği gözlenmiştir. Φ_B 'nin gerilime bağlılığı bir(1) değerinden daha büyük olan idealite faktörlerine yol açar ve bu da Φ_B değerinin olması gerekenden daha büyük hesaplanması ile sonuçlanır. Eğer rekombinasyon akımı V_0 değerinden ΔV_0 'a kadar bir değişiklik oluştursa bu Φ_B 'nin ΔV_0 farkı ile olması gerekenden daha küçük bir değer olarak hesaplanmasına sebep verir. Norde yönteminin çoğu kullanışlı diyota uygulanabilmesi yalnızca Φ_B ve R değerlerinin takribi olarak bir tahmini değer ortaya koyar. Pratikte genel olarak eğri fit etme işlemini kullanarak diyotun elektriksel hususlarını tahmin etmek için aşağıda verilen modifiye edilmiş Norde fonksiyonu:

$$F(V, \gamma) = F_R(V) = \frac{V}{\gamma} - \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{V}{AA^*T^2} \right) \quad (2.49)$$

Yukarıdaki gibi gösterilir. Yukarıdaki denklemde her iki tarafın $\ln$ 'i alınıp tekrardan yazacak olursak:

$$F(V, \gamma) = F_R(V) = \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{n} \right) V + \Phi_B + \frac{IR}{n} \quad (2.50)$$

elde edilir. Seri direnç sıfır ise $F(V)$ - V eğrisi, eğimi $(n - \gamma)/n$ γ doğrusu oluşur. Seri direnç sıfırdan farklı ise modifiye edilmiş Norde denklemindeki akım ifadesinin açık şekli yazılırsa:

$$F(V, \gamma) = F_R(V) = \frac{V}{\gamma} - \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{V}{R_{AA} T^2} \right) \quad (2.51)$$

elde edilir. Kırmızı denklemin V 'ye göre türevi alınıp gerekli düzenlemeler yapıldıktan sonra aşağıdaki denklemleri elde ederiz.

$$\Phi_B = F(V_0, \gamma) - \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{n} \right) V_0 - \left(\frac{\gamma - n}{\beta n} \right) \quad (2.52)$$

ve

$$R_s = \left(\frac{\gamma - n}{\beta I_0} \right) \quad (2.53)$$

şeklinde ifade edilir.

2.6. Arayüzey Durumları

Arayüzey durumlarının oluşmasının önemli nedenlerinden biri de yüzeydeki peridyodik örgü yapısının kopukluk olmasıdır (Nicollian ve ark.,1982). Bu eklem oluşmadan oluşan bir yüzey durumudur. Kolayca bağ yapması için kesintiye uğramış bir örgü olması gerekir. Bu da metal/yarıiletken Schottky yapısının arayüzeyinde belirli bir kalınlığa sahip arayüzey tabakası oluşur. Bu tabaka, aygıtın temel parametrelerini olumsuz olarak etkiler. Kontak oluşuktan sonra meydana gelen yüzey durumları vardır ki bunlar yarıiletken yüzeyinde dağılmış safsızlıklardır (Sze ve ark.,1981). Arayüzey

durumlarının ortaya çıkmasının en önemli sebeplerinden biri de kimyasal reaksiyon oluşturduğu yüzey durumlarıdır. Bir yarıiletken üzerine buharlaştırma ile metal kaplandığında kimyasal bir reaksiyon oluşur ve bunun sonucunda yeni bir bileşik yani arayüzey durumları meydana gelmiş olur (Coley ve ark.,1965).

2.7 Sol-Jel İnce Film Kaplama Yöntemi

İlk kez 1946 yılında literatüre giren ince film kaplama yöntemlerinden biri de sol-jel'dir. Sol'un anlamı,bir sıvı içerisindeki katı olan maddelerin süspansiyonudur ve yerçekimi hesaba katılmayabilir. Moleküller kendi aralarındaki Van der Waals ve elektriksel itme güçlerinin tesiri yer çekimi gücüne oranla çok olacağından solü oluşturan gereçlerin tabana çökmez. Sanayi ve teknoloji ve benzeri bir çok alanda çokça kullanıldığı için sol-jel metodunun avantajlarını şu şekilde sıralayabiliriz:

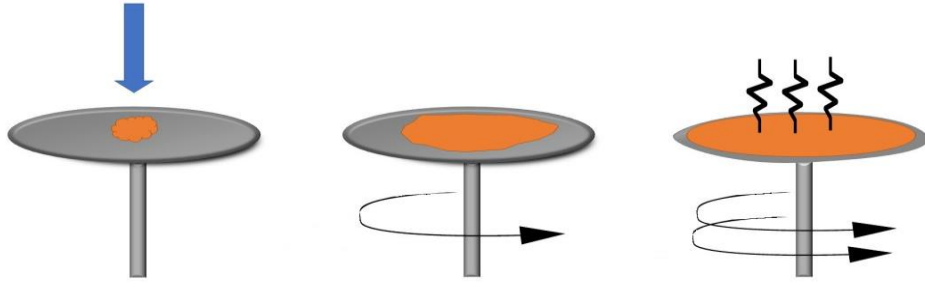
- Filmin yüzeyi kaplandıktan sonra homojendir.
- Kaynak malzeme ne kadar saf olursa filmlerde saf olur.
- Metodun uygulanması kolay ve ekonomiktir.
- Düşük sıcaklıklarda da kaplamalar yapılabilir.
- Kullanılan alanın kirliliği yok denecek kadardır.
- Sol-gel metodu, kaynak malzemenin geometrisiyle sınırlı olmaz.
- Üst üste birden fazla kaplama yapılabilir.
- Çok fazla katmanlı yapılar yapabilmek mümkündür.
- Oluşturulan yapılar gözenekli şekilde oluşur. Gözenekliliğin denetimi, sol'ü hazırlarken eklenen maddelerin seçimi ve katılan maddelerin yüzdeleriyle mümkündür.

Sol-jel metoduyla ince film kaplaması şu şekillerde yapılır.

- Döndürerek sol-jel kaplama metodu.
- Daldırarak sol-jel kaplama metodu.

Döndürerek sol-jel kaplama metodunda, oluşturulacak filmler için hazırlanan solların herhangi bir taban üzerinde aktardıktan sonra alt tabanı farklı hızlarda ve farklı sürelerde

döndürerek kaplanması esastır. Döndürerek sol-jel kaplama metodu bir kaç aşamadan oluşur. Şekil 2.10’da görüleceği üzere sol duran alt tabaka taşıyıcı üzerine damlatılır. Alt yüzey taşıyıcısının döndürülmesiyle üstündeki sol, merkezkaç kuvvetinin tesiri ile dairesel olarak tutucu yüzeyde dağılır. Fazla sol ise dönme sırasında merkezkaç kuvveti tesiri ile taşıyıcı yüzeyden dışarı saçılarak alt tabakadan ayrılır. Dönme sonucunda alt yüzey taşıyıcı üstündeki film kalınlığı tümüyle eşittir. Bu adımdan sonra da sol buharlaşır.



Şekil 2.10. Sol-jel döndürme metodunda kaplama

Alt tabaka döndürülürken artan solün taşıyıcıdan ayrılmasıyla oluşan filmin kalınlığı azalır. Kalınlığın azalmasıyla yüzeyde olan sol’ün taşınma oranı azalmaya başlar. Bunun nedeniyse, akışkanlığın filmin kalınlığı azaldıkça zıt olan direncin artmasındandır. Öte taraftan, uçucu özelliği taşımayan maddelerin konsantrasyonunun artması, akışkanlığa zıt direncin artmasına neden olur. Film kalınlığı $h(t)$;

$$h(t) = \frac{h_0}{\left(1 + \frac{4\rho\omega^2 h_0^2 t^2}{3\eta}\right)^{1/2}} \quad (2.54)$$

Yukarıdaki ifadede t süreyi, h_0 kaynak kalınlığını, ρ sol yoğunluğunu, ω açısal frekansı ve η sol vizkositesini göstermektedir. Denklem (2.54)’den de görüleceği üzere film kalınlığı döndürme hızıyla ters orantılıdır. Film kalınlığı döndürme hızının artması ile azalır.

Dönme sırasında buharlaşarak taşıyıcıdan az miktar sol ayrılır. Bunun ölçęęi, kütle transfer katsayısıdır. Bu kütle transfer katsayısının sistematik olmasını döndürme hızının durağan olması temin eder. Bu nedenle nihai kalınlık;

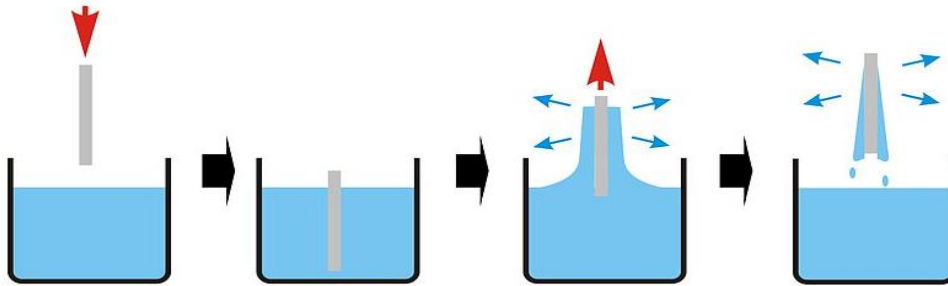
$$h_{toplamlam} = \left(1 - \frac{p_A^0}{p_A}\right) \times \left(\frac{3\eta e}{2p_A^0 \omega^2}\right) \quad (2.55)$$

şeklinde ifade edilir. Denklem (2.55)'te, p_A başlangıçtaki madde niceliğini, e kütle transfer katsayısına bağlı bir nicelik ve p_A^0 ise birim hacimdeki uçucu madde miktarını veren niceliktir.

Sol-jel daldırma metodu da hazır sol içerisine tutucu yüzeyin farklı hızlarda daldırılıp, geri aynı hızlarla dışarı çekmesi esasına göre çalışmaktadır. Bu metotta birkaç safhadan meydana gelir. Şekil 2.11'te görüleceği üzerer ilk adım tutucu yüzey sabit bir hızda çözelti içerisine daldırılır. Daldırılan tutucu yüzey yine aynı şekilde sabit hızda yukarı doğru çekilir. Tesir eden kuvvetler:

- Yerin çekim kuvveti
- Sürtünme kuvvetinin çözelti ile taşıyıcıya etkisi
- çözeltinin alttaşa tutunmasından dolayı gerçekleşen yüzey gerilimi kuvvetidir.

Tutucu yüzey solden çekilirken, süzölme sırasında bu kuvvetlerin etkisinde bazı çözelti damlacıkları da tutucu yüzey kenarlarından akarak yüzeyden uzaklaşır. Buharlaşma sırasında tutucu yüzey üzerindeki fazlalık, fırınlama prosedüründen ardından film haline alır.



Şekil 2.11. Sol-jel daldırma metoduyla kaplama

Sol-jel’de daldırarak kaplanacak film kalınlığı,

$$h = 0,94 \frac{(\eta u^{2/3})}{x_{l,v}^{1/6} (\rho g)^{1/2}} \quad (2.56)$$

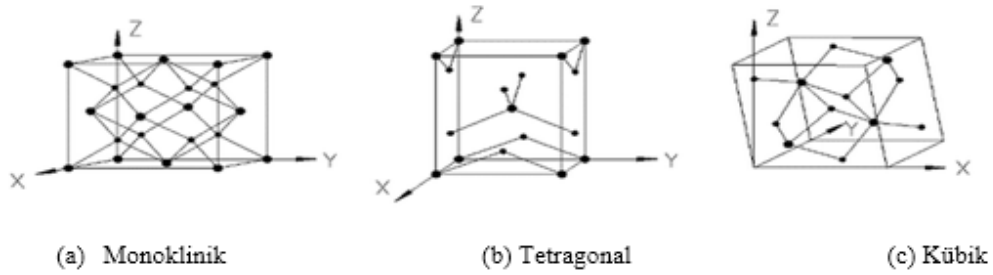
ifadesi ile gösterilen Landau-Levich eşitliği ile sonuçlanır. Eşitlikteki, yer çekimi sabitini g , u taşıyıcının çözelti içine daldırma hızını ve $x_{l,v}$ sıvı buhar gerilimini ifade eder. Denklem (2.56)’de olduğu üzere tutucu yüzeyin daldırma hızı film kalınlığı ile doğru orantılıdır. Tutucu yüzey çözeltiye hızlı daldırılırsa kalın,yavaş daldırılırsa ince film olarak sonuçlanır. Bu arada farklı olan şu nokta ise alttaşın çözelti içinde bekleme süresi filmin kalınlığına hiçbir şekilde tesir etmez.

2.8. X-Işını Kırınım Deseni (XRD)

XRD metoduyla düzlemler arasındaki ara uzunlukları ve oluşan kristal yapının hücre yapısı tayin edilebilir. XRD metodu; malzemenin üstüne yollanan X-ışınının ve malzemenin elektronlarının etkileşmeye girerek yayılması sonucunda malzemenin kristal yapısının ne olduğuna dair alabileceğimiz sonuç bilgisidir. XRD metodunun açıklanabilir en kolay ifadesi, malzemenin üstüne gönderilen X-ışınının atom ortamında çarpıp geri yansımastır. Malzemenin kimyasal bileşenlerinin cinsi ve ne çeşit bir fazda olduklarını gösteren metottur. Hatta XRD metodu ile tayin edilen kırınım piklerin kuvvetleri, öğelerinin malzeme içerisindeki niceliğine göre miktarın tayinide yapılabilir. Temin edilen kırınım spektrumları JCPDS (Joint Committee on Powder Diffraction Standards) kartlarıyla da tanınmayan bir numune ölçümü de yapılabilir. Bu spektrumda yer alan piklerin kuvvetleri, yarı pik genişlikleri ve taban (background) şiddetleri malzemenin kristalleşmesine ilişkin bilgi sunar.

2.9. Hafniyum Oksit (HfO₂)

Hafniyum elementini Mande Leev ilk kez 1870 yılında bahsetmiştir. Lakin atom numarası 72 olan hafniyumun ispatı ancak 1922 yılında yapılabilmekmiştir. Hevesy ve Coster Norveç zirkonlarının X-ışını kırınım desenlerini gözden geçirirken 72 atom sayısına sahip olan element maksadıyla, analizine denk gelen bilinmeyen X-ışını çizgileri keşfetmişlerdir. İlgili araştırmacılar atom numarası 72 olan elementi “hafniyum” olarak adlandırmışlardır (Aynibal, 2009). Periyodik cetvelin 6B grubunda olan zirkonyum ve titanyum gibi 6B grubunda olan hafniyumun atom ağırlı 178,49 gram/mol olan geçiş metali özelliğini taşır. Hafniyum malzemesinin en kararlı oksit biçimi şekli hafniyum dioksit (HfO₂)’in rengi beyaz, 2900 °C’de eriyebilen ve difraksiyonun iyi olması ile tanınan bir bileşiktir. HfO₂ bileşiğinin 4 farklı biçimi vardır. Biçimlerden üçü kristal diğeri ise amorf şeklindedir. Şekil 2.12’de görüleceği üzere kristal faz biçimleri monoklinik, tetragonal ve kübik biçimindedir. HfO₂, 400 °C düşük sıcaklıklarda amorf şeklinde iken 480 °C üstündeki sıcaklıklarda ise biçimi monoklinik kristal şekle gelir. Monoklinik kristal şekli ise amorf biçime yakın özellikler gösterdiğinden en karışık olan yapısıdır. Kübik biçimi ise en muntazam halidir (Wan ve Zhou, 2017).



Şekil 2.12. HfO₂ malzemesinin faz yapıları

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Alt Tutucu Yüzeylerinin Hazırlanması

Çalışmamızda (111) yönelimli ve 5 Ω -cm öz dirence sahip “Wafer Works Corp.” firmasına ait tek tarafı parlatılmış p-tipi silisyum tekli (mono) kristalleri kullanılmıştır. Kullanılacak alt yüzeyler $1 \times 1 \text{ cm}^2$ ’lik boyutlar şeklinde kesilerek, ince film kaplama öncesi temizleme işlemi “RCA (Radio Corporation of America)” kimyasal yöntemiyle olmuştur (Kern, 1993). Bu safhalar:

1- Organik Temizleme: Sırasıyla 1:1:5 oranlarında hidrojen peroksit [H_2O_2 Merck], amonyum hidroksit [NH_4OH , Merck] ve 18 $\text{M}\Omega$ ’luk dirence sahip deiyonize su aynı beher içerisinde karıştırılarak, tutucu silisyum kristalleri içine bırakılmış ve on dakika $60 \sim 70^\circ\text{C}$ ’de kaynamaya bırakılmıştır.

2- Oksit Temizleme: Sırasıyla 1:10 oranlarında hidroflorik asit [HF , Merck] ve direnci 18 $\text{M}\Omega$ ’a sahip deiyonize su aynı beher içerisinde karıştırılarak, tutucu silisyum kristalleri içine bırakılmış ve otuz saniye gibi kısa süre ultrasonik banyoya bırakılmıştır.

3- İyonik Temizleme: 1:1:6 oranında sırasıyla hidrojen peroksit [H_2O_2 Merck], hidroklorik asit [HCl , Merck], ve 18 $\text{M}\Omega$ ’luk deiyonize su aynı beher içerisinde karıştırılarak, içerisine silisyum kristalleri konmuş ve 10 dakika $60 \sim 70^\circ\text{C}$ ’de kaynamaya bırakılmıştır.

Her bir temizleme işlemi sonrasında silisyum kristalleri 18 $\text{M}\Omega$ ’luk deiyonize su ile ultrasonik banyoya bırakılmıştır. Son işlem olarak kristallerin oksitlenmesine karşın azot gazı (N_2) ortamında kurumaya bırakılmıştır.

3.2. Omik Kontakların Hazırlanması

Temizleme işleminden sonra p-tipi silisyum kristallerinin parlak olmayan yüzeyine 10^{-7} Torr yüksek vakumda takribi 1200 Å kalınlığında %99,99 saflıkla alüminyum (Al) metali buharlaştırılmıştır. Meydana gelebilecek seri direnç etkilerini en aza indirmek için sonrasında bu yüzeyler yine vakumda 580°C ’de üç dakika bırakılarak alüminyumun çökmesi (alloying) sağlanmıştır.

3.3. Çözeltinin Hazırlanması Ve HfO₂ İnce Filmlerin Kaplanması

Çalışmamızda katkılı ve katkısız şeklinde dört farklı çözelti hazırlanmıştır. Çözeltiler şu şekildedir:

Katkısız HfO₂ Çözeltisi: Beher içerisine 0,3230 g HfCl₄ (hafniyum klorür) ve üzerine 50 mL etanol konarak, çözelti iki saat manyetik karıştırıcıda bırakılmıştır. Son aşamada çözelti içine 10 mL deiyonize su ilave bırakılarak çözelti üç saat manyetik karıştırıcı ile karışmaya bırakılmıştır.

% 1 Gümüş (Ag) Katkılı HfO₂ Çözeltisi: Beher içerisine 0,3230 g HfCl₄ (hafniyum klorür) ve 0,0017 g AgNO₃ (gümüş nitrat) konarak üzerine 50 mL etanol ilave edilerek, çözelti iki saat manyetik karıştırıcıda karışmaya bırakıldı. Son aşamada çözelti içine 10 mL deiyonize su ilave bırakılarak çözelti üç saat manyetik karıştırıcı ile karışmaya bırakılmıştır.

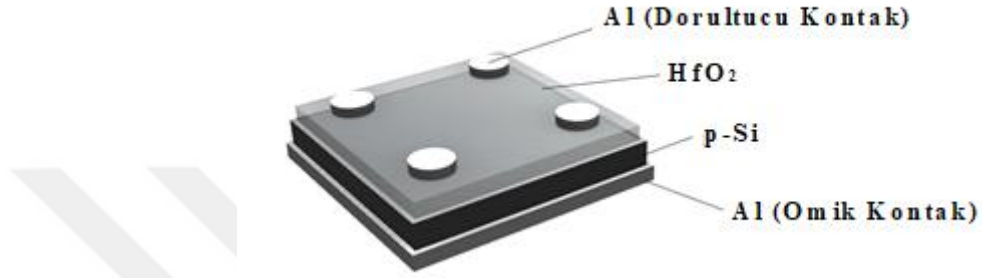
% 5 Gümüş (Ag) Katkılı HfO₂ Çözeltisi: Beher içerisine 0,3230 g HfCl₄ (hafniyum klorür) ve 0,0085 g AgNO₃ (gümüş nitrat) konarak üzerine 50 mL etanol ilave edilerek, çözelti iki saat manyetik karıştırıcıda karışmaya bırakıldı. Son aşamada çözelti içine 10 mL deiyonize su ilave bırakılarak çözelti üç saat manyetik karıştırıcı ile karışmaya bırakılmıştır.

% 10 Ag Katkılı HfO₂ Çözeltisi: Beher içerisine 0,3230 g HfCl₄ (hafniyum klorür) ve 0,0170 g AgNO₃ (gümüş nitrat) konarak üzerine 50 mL etanol ilave edilerek, çözelti iki saat manyetik karıştırıcıda karışmaya bırakıldı. Son aşamada çözelti içine 10 mL deiyonize su ilave bırakılarak çözelti üç saat manyetik karıştırıcı ile karışmaya bırakılmıştır.

Hazırlanmış olan p-Si yüzeyler çözelti içerisine “Holmarck HQ-TH-O1” sol-jel daldırma kaplama cihazı ile on kez daldırılmıştır. Daldırma işleminin her safhasından sonra p-Si tabakalarının omik kontak tarafları pamuk yardımı ile etil alkol ile temizlenmiş ve 300 °C de beşer dakika tüp fırın içinde tavlansmıştır. On kaplama sonrasında tutucu yüzeyler bir saat 500 °C de tüp fırın içerisinde tavlansmıştır.

3.4. Doğrultucu Kontakların Hazırlanması

Kaplama işleminden sonra p-tipi silisyum kristallerinin ince film kaplı yüzeyine 10^{-7} Torr yüksek vakum altında % 99,99 saflıkla alüminyum metali buharlaştırılmıştır. Al/HfO₂/p-Si yapısı Şekil 3.1’de gösterilmiş ve elde edilen örnekler Çizelge 3.1’de verilmiştir.



Şekil 3.1. Al/HfO₂/p-Si yapısını şematik gösterimi

Çizelge 3.1. Katkısız HfO₂ ve Ag katkılı-HfO₂ ara yüzeye sahip Al/HfO₂/p-Si (MIS) Yapılar

NO	Ag Katkı Oranı %
D0	0
D1	1
D2	5
D3	10

3.5. Deneylerde Kullanılan Cihazlar

Temizleme işlemi ve çözelti hazırlamada kullanılan deiyonize saf su “Direct-Q(3UV)” cihazından elde edilmiştir. Temizleme işinde faydalanılan ultrasonik banyolama aleti de “Kudos” markadır. Çözeltilerin karıştırılmasında da “WiseStir MSH-20D” manyetik karıştırıcı kullanılmıştır. Tavlama işlemlerinde Protherm PTF 12/75/800 markalı tüp fırından yararlanılmıştır.



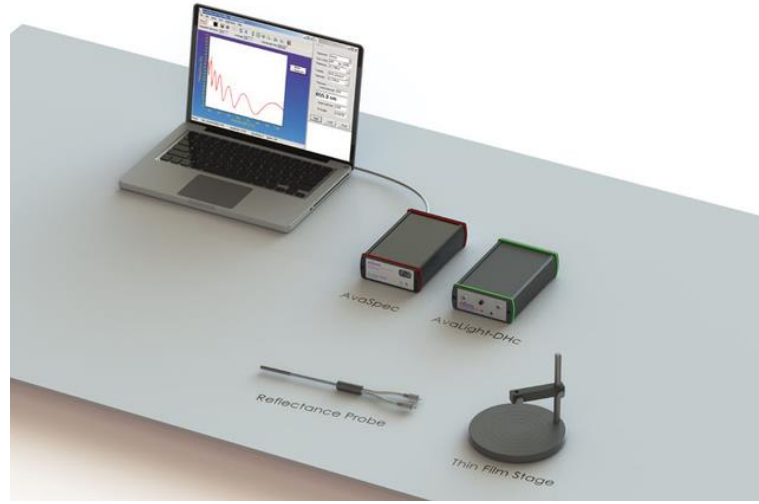
Şekil 3.2. 0-1200 °C ayarlanabilir Protherm PTF 12/75/800 tüp fırın

Yüzeylerin kaplama işlemlerinde “Holmarck Daldırma Kaplama” cihazından faydalanılmıştır. İnce filmlerin yapı analizleri için X-ışını kırınım desenleri (XRD) ise Rigaku RadB ile $\text{CuK}\alpha_1$ ($\lambda = 1,5416 \text{ \AA}$) radyasyonu kullanılarak $2\theta = 10-90^\circ$ aralığında gerçekleştirilmiştir.



Şekil 3.3. Holmarck daldırma kaplama cihazı

İnce film yüzey kalınlıkları “Avantes AvaSpec-ULS2048” ince-film kalınlık ölçüm sistemiyle yapılmıştır.



Şekil 3.4. “Avantes AvaSpec-ULS2048” ince film kalınlık ölçüm sistemi

Al/HfO₂/p-Si yapılarının omik ve doğrultucu kontakları Nanovak NVTH-350 markalı termal buharlaştırma sistemi ile gerçekleştirilmiştir.



Şekil 0.5. Nanovak NVTH-350 termal buharlaştırma sistemi

Yapıların akım-gerilim ölçümleri oda sıcaklığında ve karanlık altında Keithley 4200 SCS (Semiconductor Characterization System) sistemi ile yapılmıştır.

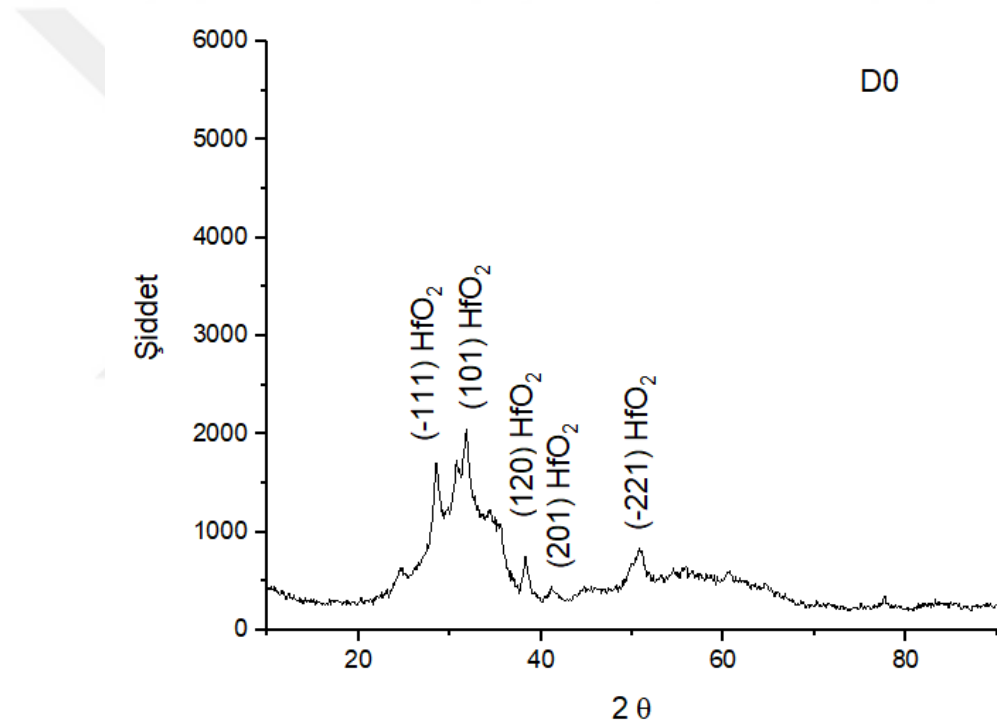


Şekil 0.6. Keithley 4200 SCS yarıiletken karakterizasyon sistemi

4. ARAŞTIRMA SONUÇLARI

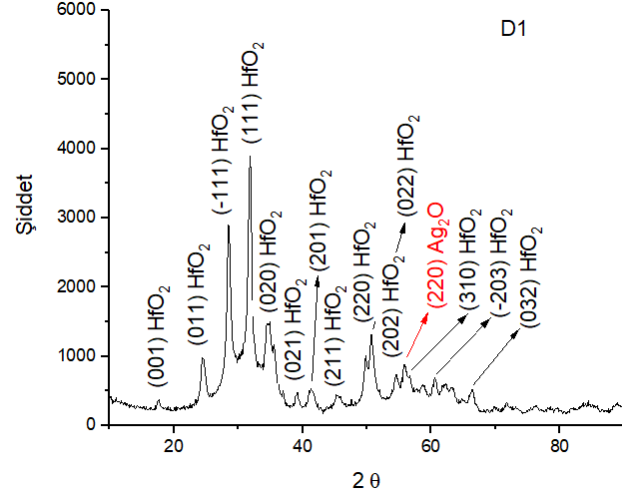
4.1. Yapısal Analiz Sonuçları

p-Si yüzey üstüne kaplanan katkısız HfO_2 ince filmin yapısal analiz XRD desenleri Şekil 4.1'deki gibidir. 28,45 derecede (-111), 31,94 derecede (101), 38,29 derecede (120), 41,31 derecede (201) ile 50,83 derecede (-221) yönelimlerine sahip monoklinik HfO_2 yapısının pikleri bulunmuştur. Elde edilen bu pikler 34-104 numaralı “standart PDF” numarası ile uyumludur. Ayrıca piklerin smooth very analizleri Microcal Origin 8.0 programı ile uygulanmış ve düzeltmeler yapılmıştır.

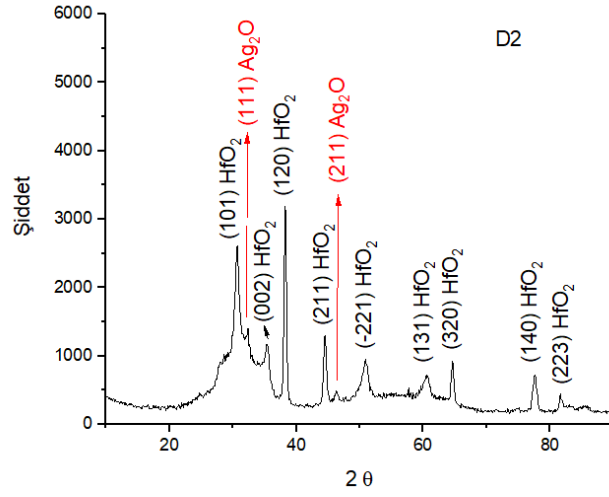


Şekil 4.1. p-Si yüzeyine kaplı HfO_2 ince film X-ışını kırınım desenleri

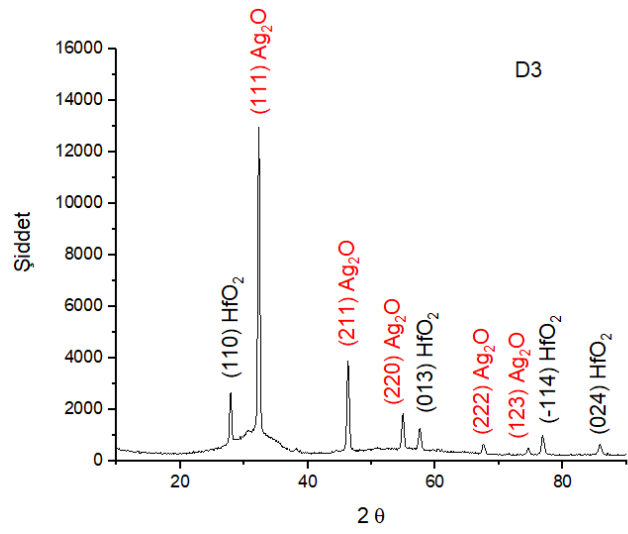
İçerisine % 1, % 5 ve % 10 Ag katkılanmış HfO_2 ince film yüzeylerinin p-Si üzerindeki XRD desenleri Şekil 4.2'deki gibidir. Pikler sırasıyla incelendiğinde katkılama sonucunda Ag pikleri görülmüştür. HfO_2 'ye sahip yönelimlerin monoklinik ve Ag'ye sahip yönelimlerin ise kübik yapıda olduğu tespit edilmiştir. Yine bu pikler standart PDF numarası 34-104 ve 76-1393 ile uyumludur. İlgili hesaplamalar XRD desenlerinden bulunmuş ve bu değerler Çizelge 4.1'de verilmiştir.



(a)



(b)



(c)

Şekil 4.2. p-Si yüzey üzerine kaplanmış (a) % 1 Ag, (b) % 5 Ag ve (c) % 10 Ag katkılanmış HfO₂ ince filmlerin X-ışını kırınım desenleri

Çizelge 4.1. XRD desenlerinden bulunan veriler

Örnek	Formül	(hkl)	2θ (Gözlemlenen)	2θ (Hesaplanan)	PDF Numarası	Yapı
D0	HfO ₂	-111	28,45	28,33	34-104	Monoklinik
	HfO ₂	101	31,94	31,83		
	HfO ₂	120	38,29	38,77		
	HfO ₂	201	41,31	41,40		
	HfO ₂	-221	50,83	50,86		
D1	HfO ₂	001	17,62	17,54	34-104	Monoklinik
	HfO ₂	011	24,48	24,59		
	HfO ₂	-111	28,51	28,33		
	HfO ₂	111	31,66	31,83		
	HfO ₂	020	34,56	34,59		
	HfO ₂	021	39,09	39,04		
	HfO ₂	201	41,40	41,40		
	HfO ₂	211	45,23	45,09		
	HfO ₂	220	49,78	49,55		
	HfO ₂	022	50,69	50,43		
	HfO ₂	202	54,52	54,46		
	Ag ₂ O	220	54,41	54,48	76-1393	Kübik
	HfO ₂	310	55,83	55,72	34-104	Monoklinik
	HfO ₂	-203	60,46	60,43		
	HfO ₂	032	66,30	66,43		
D2	HfO ₂	101	31,35	31,66	78-50	Monoklinik
	Ag ₂ O	111	32,54	32,55	76-1393	Kübik
	HfO ₂	002	35,42	35,53	78-50	Monoklinik
	HfO ₂	120	38,29	38,77		
	HfO ₂	211	44,63	45,09		
	Ag ₂ O	211	46,29	46,70	76-1393	Kübik
	HfO ₂	-221	50,98	50,86	78-50	Monoklinik
	HfO ₂	131	60,52	60,15		
	HfO ₂	320	64,59	64,48		

	HfO ₂	140	75,59	75,56		
	HfO ₂	223	81,68	81,79		
D3	HfO ₂	(110	28,01	28,33	78-50	Monoklinik
	Ag ₂ O	111	32,42	32,55	76-1393	Kübik
	Ag ₂ O	211	46,46	46,70		
	Ag ₂ O	220	54,92	54,46		
	HfO ₂	013	57,49	57,53	78-50	Monoklinik
	Ag ₂ O	222	67,76	68,19	76-1393	Kübik
	Ag ₂ O	123	74,56	74,53		
	HfO ₂	-114	76,99	76,96	78-50	Monoklinik
	HfO ₂	024	85,76	85,49		
	HfO ₂	110	28,01	28,33		

4.2. Oda Sıcaklığında Akım-Gerilim (I-V) Karakteristikleri

p-Si üstüne kaplanmış katkısız ve Ag katkılı HfO₂ ince filmlerin kalınlıkları foto spektrometre yardımı ile belirlenmiş ve Çizelge 4.2’de verilmiştir.

Çizelge 4.2. HfO₂ ince filmlerin ölçülmüş kalınlık değerleri

NO	δ (nm)
D0	72
D1	77
D2	83
D3	95

Metal-Yarıiletken (MS) yapılarda azınlık taşıyıcıların etkisinin ihmalı ile termiyonik emisyon (TE) kuramına göre akım iletim denklemi,

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

şeklinde ifade edilir. Burada V_D aygıt üzerine düşen gerilim olup ($V_D = V - IR_s$), R_s ise seri direnç olup, denklemdeki I_0 doyum akım yoğunluğu da,

$$I_0 = A^* AT^2 \exp\left(\frac{-q\phi_B}{kT}\right) \quad (4.2)$$

Eşitliği ile verilir. A diyotun alanı, q elektron yükü, A^* etkin Richardson sabiti, ve ϕ_B ise potansiyel bariyer yüksekliğidir. Eş.(4.1)'in her iki yanının logaritması alınırsa,

$$\ln I = \ln I_0 + \left(\frac{q}{nkT}\right)V_D \quad (4.3)$$

olur ve bu denklemin lineer kısmının eğimi idealite faktörünü verecektir,

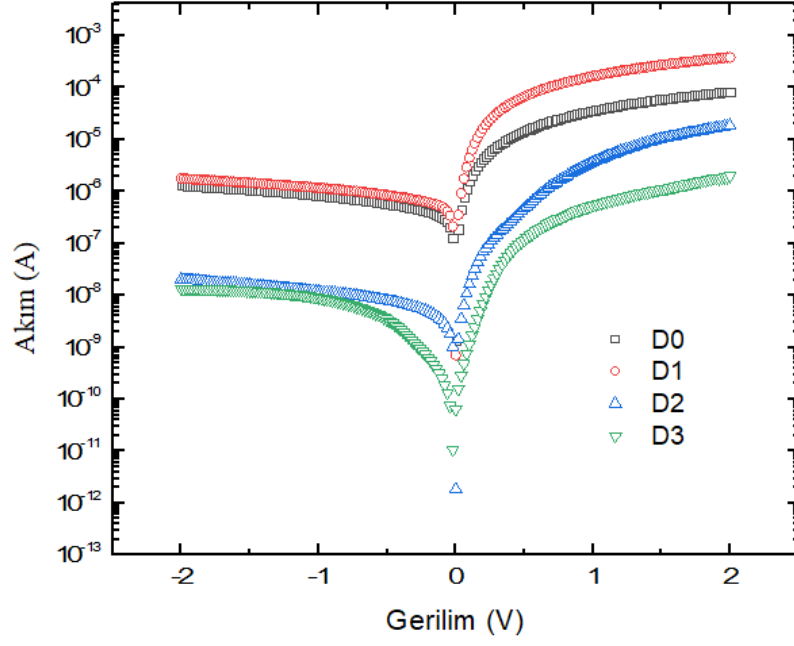
$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (4.4)$$

Aygıt alanı A ve I_0 değerleri Eş(4.2)'de kullanılarak bariyer yüksekliği,

$$\phi_b = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_0}\right) \quad (4.5)$$

ile bulunur.

Şekil 4.3'de Al/HfO₂/p-Si yapılarının $\ln I - V$ grafikleri görülmektedir. Eşitlik (4.3), (4.4) ve (4.5) yardımıyla hesaplanmış parametreler Çizelge 4.3'te verilmiştir. Çizelge 4.3'den görüldüğü üzere katkı oranı arttıkça idealite faktörü değeri düşmüş, bariyer yüksekliği değeri ise artmıştır.



Şekil 4.3. Al/HfO₂/p-Si yapılarının $\ln I$ - V grafikleri

Çizelge 4.3. Al/HfO₂/p-Si yapılarının I - V belirtkenleri

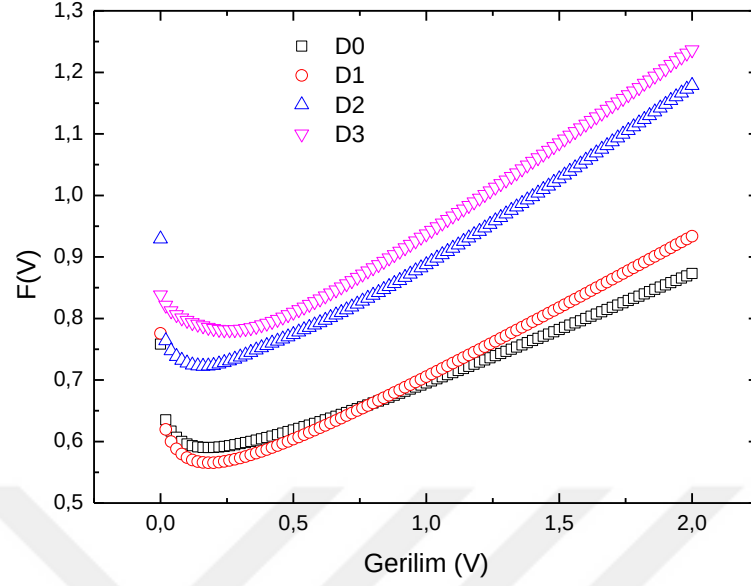
NO	n	$\phi_{bi}(eV)$	$I_0(A)$
D0	4,09	0,599	$6,28 \times 10^{-7}$
D1	3,14	0,579	$1,35 \times 10^{-6}$
D2	2,85	0,728	$4,41 \times 10^{-9}$
D3	2,20	0,808	$1,99 \times 10^{-10}$

4.3. Seri Direnç Değerlerinin Tayini

Yüksek idealite faktörü ve seri direncine sahip Schottky yapılarında Bohlin tarafından önerilmiş modifiye edilmiş Norde fonksiyonu olan;

$$F(V) = \frac{V}{\gamma} - \left(\frac{kT}{q} \right) \ln \left(\frac{I}{AA^*T^2} \right) \quad (4.6)$$

Burada $n < \gamma$ keyfi bir değerdir. İlgili eşitlikten $F(V)$ - V grafikleri Şekil 4.4'te verilmiştir.



Şekil 4.4. Al/HfO₂/p-Si yapılarının F(V)-V grafikleri

Görüldüğü üzere seri direncin etkisiyle $dF(V)/dV=0$ şartından eğri minimumdan (F_m) geçmektedir. Bu minimuma karşılık gelen akım (I_m) ve gerilim (V_m) noktalarının değerleri ve ilgili I - V grafiğinden hesaplanan n değeri kullanılarak,

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

$$\phi_b = F_m + \left[\frac{V_m}{\gamma} - \frac{kT}{q} \right] \quad (4.8)$$

Eşitliklerinden hesaplanan seri direnç ve bariyer yüksekliği değerleri Çizelge 4.4.'de verilmiştir. Seri direnç değerleri Ag katkı oranı %5 ile %10 arttırıldığında 6,44 K Ω 'dan sırasıyla 89,1 K Ω ve 1,67 M Ω değerlerine yükselmiştir. Hesaplanan bariyer yüksekliği değerleri de aynı katkı oranlarında arttığı görülmektedir.

Çizelge 4.4. Norde yöntemiyle tayin edilmiş Al/HfO₂/p-Si yapılarının seri direnç ve bariyer yüksekliği değerleri

NO	R_s	$\phi_{bi}(eV)$
D0	6,44 K Ω	0,600
D1	1,65 K Ω	0,584
D2	89,1 K Ω	0,749
D3	1,67 M Ω	0,835

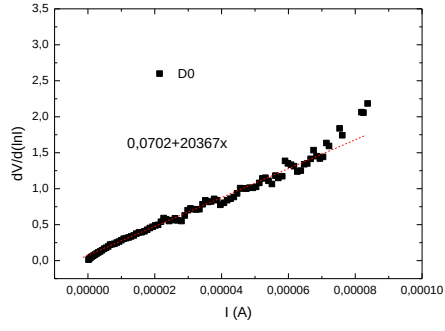
$F(V)$ - V fonksiyonundan elde edilen grafiğin minimum noktasını tanımlamak zor olduğundan, ayrıca Cheung tarafından önerilen I - V analizlerinden türetilen $dV / d\ln(I) - I$ ve $H(I) - I$ fonksiyonlarından faydalanılır. Bu grafiklerden diyotun temel parametreleri olan n , R_s ve ϕ_b değerleri aşağıda verilen,

$$\frac{dV}{d\ln(I)} = IR_s + \frac{nkT}{q} \quad (4.9)$$

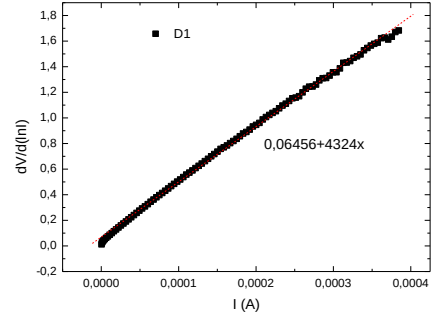
$$H(I) = V - \frac{nkT}{q} \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) \quad (4.10)$$

$$H(I) = n\phi_b + IR_s \quad (4.11)$$

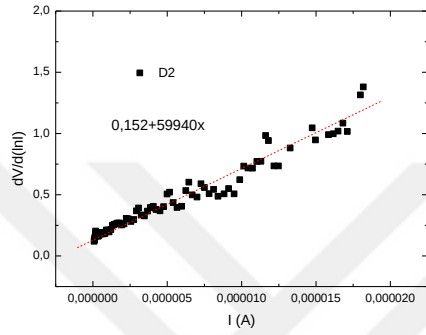
denklemler yardımıyla hesaplanır. $dV / d\ln(I) - I$ ve $H(I) - I$ grafikleri Şekil 4.5 ve şekil 4.6'da gösterilmiştir. Hesaplanan bariyer yüksekliği ve seri direnç değeri Çizelge 4.4'de verilmiştir.



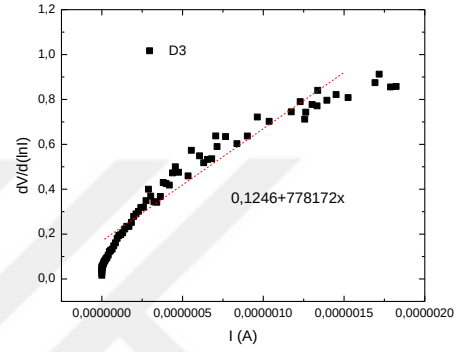
(a)



(b)

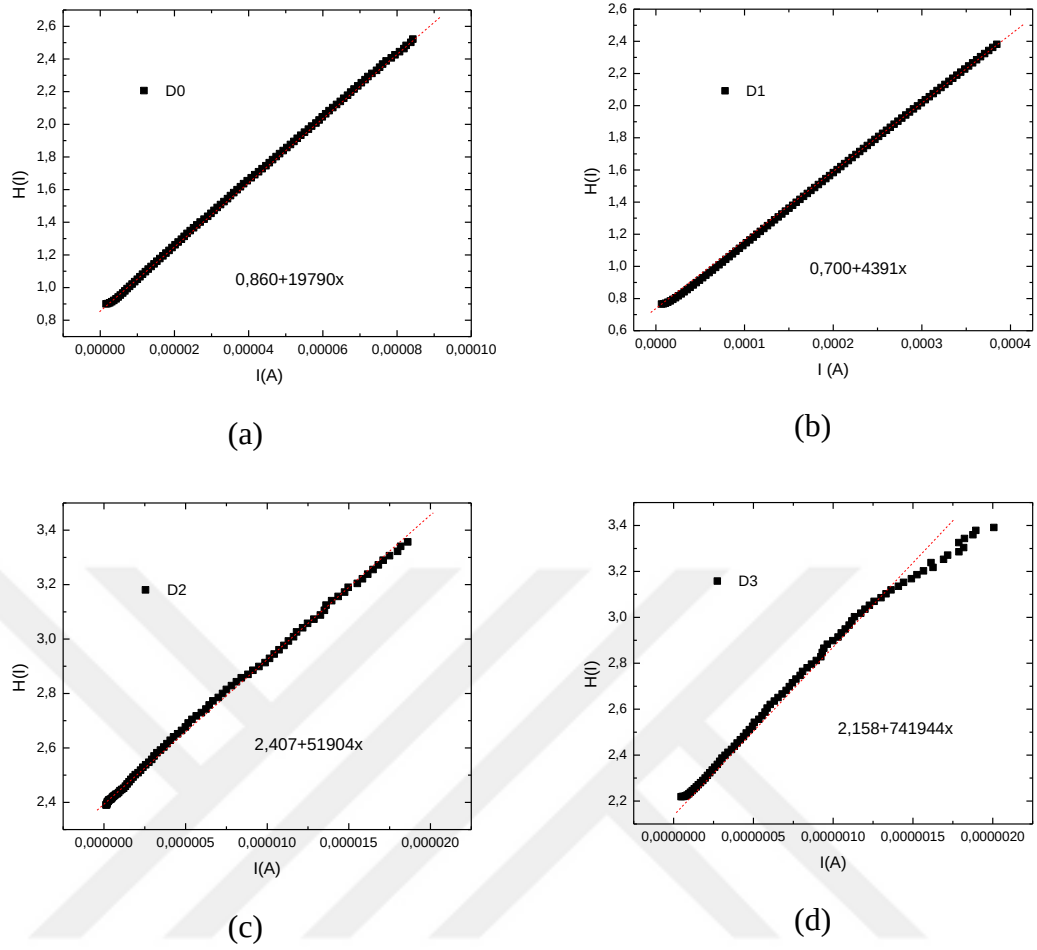


(c)



(d)

Şekil 4.5. Al/HfO₂/p-Si yapılarının $dV / d\ln(I) - I$ grafikleri



Şekil 4.6. Al/HfO₂/p-Si yapılarının $H(I) - I$ grafikleri

Çizelge 4.5. Cheung yöntemiyle tayin edilmiş Al/HfO₂/p-Si yapılarının idealite faktörü, seri direnç ve bariyer yüksekliği değerleri

NO	n $dV/d(\ln I)$	R_s $dV/d(\ln I)$	$\phi_{bi}(eV)$ Cheung	R_s Cheung
D0	2,71	20,3 K Ω	0,317	19,79 K Ω
D1	2,49	4,32 K Ω	0,281	4,39 K Ω
D2	5,86	59,94 K Ω	0,410	51,90 K Ω
D3	4,81	778,17 K Ω	0,447	741,94 K Ω

4.4. Arayüzey Durumlarının Analizi

Yaptığımız hesaplamalardan da görüleceği üzere idealite faktörünün 1'den büyük olması yapılarımızın ideallikten saptığının göstergesidir. Bu göstergenin nedenlerinden bir tanesi de ara yüzey durumlarından kaynaklanmaktadır. Bu nedenle yapılarımızın I - V ölçümlerinden yararlanarak hem seri dirençsiz, hem de seri dirence bağlı ara yüzey enerji durumlarını analiz ettik.

Yarıiletken ile denge durumundaki arayüzey durumlarının; idealite faktörüne, yalıtkan yüzey kalınlığına (δ) ve arayüzey durum yoğunluğuna (N_{ss}) bağlayan eşitlik (Card and Rhoderick 1971),

$$N_{ss}(V) = \frac{1}{q} \left[\frac{\epsilon_i}{\delta} (n(V) - 1) - \frac{\epsilon_s}{W_d} \right] \quad (4.12)$$

şeklinde dir. Metal/p-tipi yarıiletken yapılarda arayüzey durum yoğunluklarının, valans bandının üst tarafına göre enerjisi,

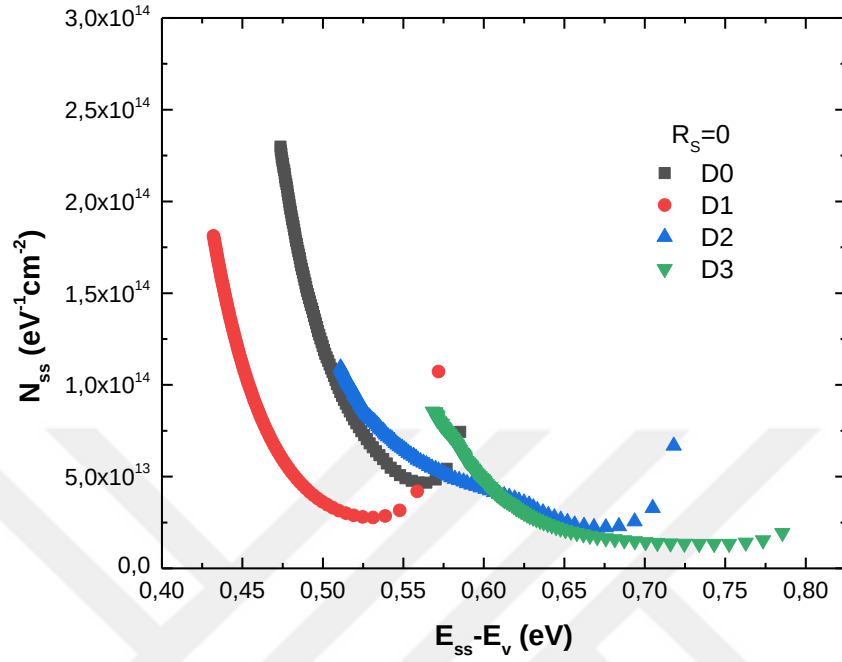
$$E_{ss} - E_v = q(\phi_e - V) \quad (4.13)$$

şeklinde ifade edilir (Singh 1990). Eşitlikteki ϕ_e etkin bariyer yüksekliği olup,

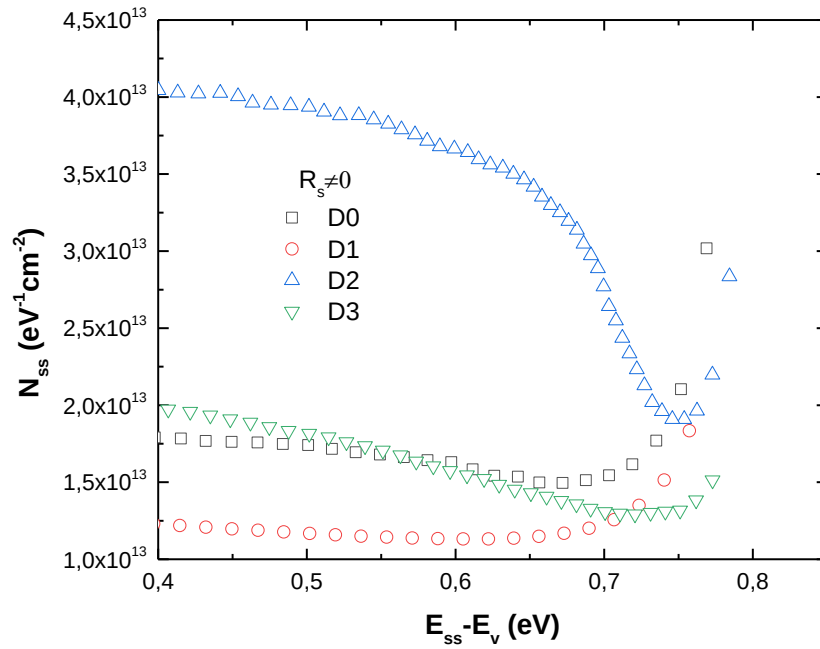
$$\phi_e = \phi_{b0} + \left(1 - \frac{1}{n(V)} \right) (V - IR_s) \quad (4.14)$$

şeklinde ifade edilir. Bu eşitliklerden faydalanarak elde edilmiş ara yüzey durumlarının enerji dağılımları seri direnç etkisiz Şekil 4.7(a)'da ve seri direnç etkili Şekil 4.7(b)'de görülmektedir. Görüldüğü gibi Şekil 4.7 incelenirse arayüzey durum yoğunlukları katkı oranının artmasıyla azalmıştır. D1 yapısı için $N_{ss} - (E_{ss} - E_v)$ eğrisinde seri direnç etkisi hesaba katılmadan değerlendirildiğinde $0,50\text{eV} - E_v$ konumunda N_{ss} arayüzey durum yoğunluğu $3,71 \times 10^{13} \text{ (eV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{)}$ değeriyle örtüşürken, seri direnç etkisi hesaba

katıldığında aynı konumda N_{ss} arayüzey durum yoğunluğu $1,15 \times 10^{13} \text{ (eV}^{-1}\text{cm}^{-2})$ değerine karşılık gelmektedir.



(a)



(b)

Şekil 4.7. Al/HfO₂/p-Si yapılarının (a) seri direnç etkisiz ve (b) seri direnç etkili ara yüzey durumlarının enerji dağılımları

5. TARTIŞMA

Çalışmamızda p tipi silisyum parçalarının tek yüzeylerine katkısız ve % 1, % 5 ve % 10 gümüş (Ag) katkılı HfO₂ ince filmler sol-jel daldırma metoduyla büyütülmüştür. Elde edilen yapıların ince film kaplı yüzeylerine yüksek vakum altında alüminyum (Al) doğrultucu kontaktları kaplanarak Al/p-Si/HfO₂ (MIS) yapıları elde edilmiştir.

Doğrultucu kontak yapılmadan elde edilen yapılardan belli miktar alınarak X-ışını kırınım deseni (XRD) ölçümleri yapılmıştır. p-Si yüzey üstüne kaplanan katkısız HfO₂ ince filmin yapısal analiz XRD desenlerinden 28,45 derecede (-111), 31,94 derecede (101), 38,29 derecede (120), 41,31 derecede (201) ile 50,83 derecede (-221) yönelimlerine sahip monoklinik HfO₂ yapısının pikleri bulunmuştur. Elde edilen bu pikler 34-104 numaralı “standart PDF” numarası ile uyumludur. Ayrıca piklerin smooth very analizleri Microcal Origin 8.0 programı ile uygulanmış ve düzeltmeler yapılmıştır. İçerisine % 1, % 5 ve % 10 Ag katkılanmış HfO₂ ince film yüzeylerinin p-Si üzerindeki XRD desenlerinde ise katkılama sonucunda Ag pikleri görülmüştür. HfO₂'ye sahip yönelimlerin monoklinik ve Ag'ye sahip yönelimlerin ise kübik yapıda olduğu tespit edilmiştir. Yine bu pikler standart PDF numarası 34-104 ve 76-1393 ile uyumludur. Kaval yaptığı çalışmada cam tutucu yüzeylere katkısız ve % 1, % 5 ve % 10 gümüş (Ag) katkılı HfO₂ ince filmleri sol-jel daldırma metoduyla büyütülmüştür (Kaval, 2018). İlgili çalışmanın XRD desenlerinde katkısız yapılarda 28,394 derecede (-111) ile yönelimine sahip monoklinik HfO₂ ile 31,732 derecede (111) yönelimine sahip monoklinik HfO₂ nin pikleri tespit edilmiştir. Katkılı yapılarda ise 30,538; 30,541 ve 30,611 derecelerinde (111) yönelimlerine sahip monoklinik HfO₂ piklerine rastlanmıştır. Bizim çalışmamızın belirgin farklılığı Ag piklerine de rastlanmasıdır. Chen ve arkadaşlarının yaptığı çalışmada ise RF magnetron saçtırma metoduyla HfO₂ ince film p- tipi silisyum tutucu yüzeye kaplanmıştır. Bu çalışmada ise XRD desenlerinde 28,3 (-111), 34,6 (020) ve 55,5 (221) dereceli pikler elde etmişlerdir (Chen ve ark., 2014). Bir başka çalışmada ise Chen ve arkadaşları %5, %8, %14,8 ve %23 iterbiyum (Yb) katkılı HfO₂ ince filmleri RF magnetron saçtırma metoduyla p-tipi silisyum yüzeylere büyütmüşlerdir. XRD desenlerinde ise 30,4; 35,2; 50,6 ve 60,2 derecelerinde; (111), (002), (022), ve (113) düzlemlerinde kübik faza dönüştüğünü raporlamışlardır (Chen ve ark., 2014). İlgili çalışmalar incelendiğinde elde ettiğimiz HfO₂ pikleri literatür ile uyumludur.

İnce filminde katkısız ve gümüş katkılı Al/HfO₂/p-Si (MIS) yapılarının oda sıcaklığında karanlık altındaki *I-V* ölçümlerinden genel bir diyot davranışı gözlenmiştir. Yapılardaki ideallik faktörü değerleri 2,20 ile 4,09 arasında değişmiş olup, ince filme gümüş katkı oranı arttıkça bu değer düşmüştür. İdeallik faktörü değerinin 1'den büyük hesaplanması metal/yarıiletken arasındaki yalıtkan ara yüzey tabakasının varlığına ve ara yüzey durumlarının dağılımına atfedilmiştir (Singh ,1985; Singh, 1990; Cova ve Singh 1990; Szatkowski ve Sieranski 1988). Ayrıca engel yüksekliği değerleri de katkı oranı arttıkça 0,599 eV'dan 0,808 eV'a yükselmiştir. Balasubramani ve arkadaşları yapmış olduğu çalışmada Cu/Nd-V₂O₅/n-Si (MIS) yapısının V₂O₅ ince filmine belli oranlarda Nd katkılıyarak yapının *I-V* ölçümlerini gerçekleştirmişlerdir. İlgili çalışmada Nd katkı oranı arttıkça MIS yapıların idealite faktörü değerleri düşmüş ve engel yüksekliği değerleri de artmıştır. İdealite faktörü değerinin 1'den büyük olmasının diğer bir nedeni de seri direncin (R_s) yapıya etkisidir. Seri direnç etkisinin varlığı yapının davranışını etkiler ve yapının ara yüzey durumlarının dağılım eğilimine önemli bir oranda etkiler. Bu nedenle yapıların ara yüzey enerji dağılımlarını belirlemek için seri direnç etkisi de göz önünde bulundurulmuştur. Seri direnç hesaplarında Norde ve Cheung'ler tarafından geliştirilen modeller uygulanmıştır. Her iki metot ile tespit edilmiş seri direnç değerlerinin yakın olduğu görülmektedir. Buna göre gümüş katkı oranı % 5-10 olduğunda seri dirençte önemli oranda artış görülmüştür.

Yaptığımız hesaplamalardan da görüleceği üzere idealite faktörünün 1'den büyük olması yapılarımızın ideallikten saptığının göstergesidir. Bu göstergenin nedenlerinden bir tanesi de ara yüzey durumlarından kaynaklanmaktadır. Bu nedenle yapılarımızın *I-V* ölçümlerinden yararlanarak hem seri dirençsiz hem de seri dirence bağlı ara yüzey enerji durumlarını analiz ettik. Ara yüzey durum yoğunlukları katkı oranının artmasıyla azalmıştır. D1 yapısı için $N_{ss} - (E_{ss} - E_v)$ eğrisinde seri direnç etkisi hesaba katılmadan değerlendirildiğinde $0,50\text{eV} - E_v$ konumunda N_{ss} arayüzey durum yoğunluğu $3,71 \times 10^{13}$ (eV⁻¹cm⁻²) değeriyle örtüşürken, seri direnç etkisi hesaba katıldığında aynı konumda N_{ss} ara yüzey durum yoğunluğu $1,15 \times 10^{13}$ (eV⁻¹cm⁻²) değerine karşılık gelmektedir. Yapıların ara yüzey durumlar yoğunluğu arttıkça belirtkenlere etkisinin de değişimler görülmüştür. Buna göre ara yüzey durum yoğunluğu arttıkça yapıların ideallik faktör değerleri azalmış, engel yükseklikleri artmış ve yapılar ideal durumdan sapmıştır.

KAYNAKLAR

- Al-Kuhaili M. F., (2004) "Optical properties of hafnium oxide thin films and their application in energy-efficient windows" *Optical Materials* 383-387-27
- Altuntaş, H., Altındal, Ş., Shtrikman H., Özçelik, S. (2009). A detailed study of current-voltage characteristics in Au/SiO₂/n-GaAs in wide temperature range. *Microelectronics Reliability*, 49 (8), 904.
- Arslan. E., Altındal, Ş., Özçelik, S., Özbay, E. (2009). Dislocation-governed current transport mechanism in (Ni/Au)-AlGa_N/AlN/GaN heterostructures. *Journal of Applied Physics*, 105 (1-7), 023705
- Aydoğan, Ş., 2001 Katıhal Fiziği Nobel *Akademik Yayıncılık* Türkiye
- Aynibal, F., "IVB Grubu Metal Borürlerin ve Lantan Hekzaborürün Mekanokimyasal Reaksiyon Ortamında Sentezlenmesi", Yüksek Lisans Tezi, *İstanbul Teknik Üniversitesi Fen bilimleri Enstitüsü*, 60-62, 2009
- Balasubramani V, Chandrasekaran J, Manikandan V, Marnadu R, Vivek P, Balraju P (2020) "Influence of rare earth doping concentrations on the properties of spin coated V₂O₅ thin films and Cu/Nd-V₂O₅/n-Si Schottky barrier diodes" *Inorganic Chemistry Communications* 119:108072
- Boher P, Defranciaux C, Heinrich P, Wolsenholme J, Bender H (2004) "VUV spectroscopic ellipsometry applied to the characterization of high-k dielectrics" *Mat Sci Eng B*109:64
- Borrego, J. M, Gutmann, R. J. Ashok, S. (1977). Interface state density in Au-n/GaAs Schottky diodes, *Solid-State Electronics*, 20, 125-132.
- Callegari A, Cartier E, Gribelyuk M, Okorn-Schmidt HF, Zabel T (2001) "Physical and electrical characterization of Hafnium oxide and Hafnium silicate sputtered films" *Journal of Applied Physics*
- Card, H.C., Rhoderick, E.H., "Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effects in silicon Schottky diodes", *J.Phys.D: Appl. Phys.*, 4: 1589-1601 (1971)
- Card, H. C. 1976. Aluminum-Silicon Schottky Barriers and Ohmic Contacts in Integrated Circuits. *IEEE Trans. On Electron. Devices*, 23, 538-544.
- Chen S., Liu Z., Feng L., Che X., Zhao X., (2014) "Effect of ytterbium inclusion in hafnium oxide on the structural and electrical properties of the high-k gate dielectric" *Journal Of Rare Earths* 580: 32
- Deng B., He G., Lv J. G., Chen X. F., Zhang J. W., Zhang M., Sun Z. Q., (2014) "Modulation of the structural and optical properties of sputtering-derived HfO₂ films by deposition power" *Optical Materials* 245-250: 37

- Essary C, Howard JM, Craciun V, Craciun D, Singh RK (2004) “Kinetics of interfacial layer formation during deposition of HfO₂ on silicon” *Thin Solid Films* 450:111
- Fang Q, Zhang JY, Wang ZM, He G, Yu J, Boyd JW (2003) “High-k dielectrics by UV photo-assisted chemical vapour deposition” *Microel Eng* 66:621
- Fang Q, Zhang JY, Wang Z, Modreanu M, O’Sullivan BJ, Hurley PK, Leedham TL, Huywel D, Audier MA, Jiminez C, Senateur JP, Boyd JW (2004) “Interface of ultrathin HfO₂ films deposited by UV-photo-CVD” *Thin Solid Films* 453–454:203
- Ferrari S, Modreanu M, Scarel G, Fancinelli M (2004) “X-Ray reflectivity and spectroscopic ellipsometry as metrology tools for the characterization of interfacial layers in high- κ materials” *Thin Solid Films* 450:124
- Fonash, S.J., “A Reevaluation of the Meaning of Capacitance Plots for Schottky Barrier-Type Diodes., *J. Appl. Phys.*, 54: 1966-1970 (1975).
- Gruger H, Kunath Ch, Kurth E, Sorge S, Pufe W, Pechstein T, (2004) “High quality r.f. sputtered metal oxides (Ta₂O₅, HfO₂) and their properties after annealing” *Thin Solid Films* 447–448:509
- Güllü, Ö., Biber, M., Duman, S., Türüt, A. (2007). Electrical characteristics of the hydrogen pre-annealed Au/n-GaAs Schottky barrier diodes as a function of temperature. *Applied Surface Science*, 253 (17), 7246-7253
- Hackam, R., Harrop, P. (1972). Electrical properties of nickel-low-doped n-type gallium arsenide Schottky-barrier diodes. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 19 (12), 1231.
- Hakeem A., Ramzan M., Ahmed E., Rana A. M., Khalid N. R., Niaz N. A., Shakoor A., Samia Ali, Ureed Asghar, Nadeem M. Y., (2015) “Effects of vacuum annealing on surface and optical constants of hafnium oxide thin films” *Materials Science in Semiconductor Processing* 98: 30
- He G, Fang Q, Liu M, Zhu LO, Zhang LD (2004) “The structural and interfacial properties of HfO₂/Si by the plasma oxidation of sputtered metallic Hf thin films” *J Cryst Growth* 268:155
- He G., Zhu L. Q., Liu M., Fang Q., Zhang L. D., (2007) “Optical and electrical properties of plasma-oxidation derived HfO₂ gate dielectric films” *Appl Surf Sci* 3413-3418: 253(7)
- Karataş, Ş., Altındal, , Ş., (2005). Analysis of I-V characteristics on Au/n-type GaAs Schottky structures in wide temperature range. *Material Science and Engineering B*, 122 (2), 133.

- Kariper I. A., (2014) "Production Of HfO₂ Thin Films Using Different Methods: Chemical Bath Deposition, Silar And Sol-Gel Process" *International journal of minerals metallurgy and materials* 832-838: 21
- Kasap, S., Capper, P., 2006 "dielectric materials for microelectronics" *Springer Handbook of Electronic and Photonic Materials*
- Kidchob T, Malfatti L, Serra F, Falcaro P, Enzo S, Innocenzi P (2007) "Hafnia sol-gel films synthesized from HfCl₄: Changes of structure and properties with the firing temperature" *J Sol-Gel Sci Technol* 42:89–93
- Lee BH, Kang L, Nieh R, Qi WJ, Lee JC (2000) "Thermal stability and electrical characteristics of ultrathin hafnium oxide gate dielectric reoxidized with rapid thermal annealing" *App Phys Lett* 76–14:1926
- Nicollian E. H. and Brews J.R., "MOS (Metal-Oxide-Semiconductor) Physics and Technology", *John Willey and Sons, New York*, 288 -304 (1982).
- Padovani, F.A., Sumner, G. G. (1965). Experimental Study of Gold-Gallium Arsenide Schottky Barriers. *Journal of Applied Physics*, 36, 3744 - 3747.
- Padovani, F. A. (1966). Graphical Determination of the Barrier Height and Excess Temperature of a Schottky Barrier. *Journal of Applied Physics*, 37, 921-922.
- Ramzan M., Wasig M. F., Rana A. M., Ali S., Ndeem M. Y., (2013) "Characterization of e-beam evaporated hafnium oxide thin films on post thermal annealing" *Appl Surf Sci* 617-622: 283
- Robertson J., Chen C. W., 1999., "Schottky barrier heights of tantalum oxide, barium strontium titanate, lead titanate, and strontium bismuth tantalate" *Appl. Phys. Lett.* 74, 1168
- Robertson J., 2000. "Band offsets of wide-band-gap oxides and implications for future electronic devices" *J. Vac. Sci. Technol. B* 19, 2212
- Rhoderick, E. H., Williams, R. H. (1988). Metal Semiconductor Contacts. Oxford: *Oxford Press*, 257-264
- Saxena, A. N. (1969). Forward current-voltage characteristics of Schottky barriers on n-type silicon. *Surface Science*, 13, 151-171.
- Sun JK, Cho BJ, Ming FL, Yu X, Zhu C, Chin A et al. (2003) "PVD HfO₂ for high-precision MIM capacitor applications" *IEEE Electron Device Lett* 387: 24
- Sharma, B.L. (1984). Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications. *New York: Plenum Press*
- Sze, S. M., Ng, Kwok K. (2007). Physics of Semiconductor Devices (3rd ed.). *New Jersey: John Wiley & Sons*, 362-390.

- Sze, S.M., “Physics of Semiconductor Devices 2nd ed.”, Willey, *New York*, 245-300 (1981).
- Tan T., Liu Z., Lu H., Liu W., Tian H., (2010) “Structure and optical properties of HfO₂ thin films on silicon after rapid thermal annealing” *Optical Materials* 432-435: 32 (3)
- Tung, R. (1991). Electron-transport of inhomogeneous schottky barriers. *Applied Physics Letters*, 58 (24), 2821.
- Wan Y., Zhou X., (2017) “Formation mechanism of hafnium oxide nanoparticles by a hydrothermal route” *RSC Adv* 7763-7773:7
- Wang SJ, Lim PC, Huan ACH, Liu CL, Chai JW, Chow SY, Pan JS, Li Q, Ong K (2003) “Reaction of SiO₂ with hafnium oxide in low oxygen pressure” *App Phys Lett* 82-13:2047
- Werner, J. H., Gütter, H. H. (1991). Barrier inhomogeneities at Schottky contacts. *Journal of Applied Physics*, 69 (3), 1522-1532.
- Wang Y., Lin Z., Cheng X., Xiao H., Zhang F., Zou S., (2004) “Study of HfO₂ thin films prepared by electron beam evaporation” *Appl Surf Sci* 93-99:228
- Wang ZJ, Kumagai T, Kokawa H, Ichiki M, Maeda R (2008) “Preparation of hafnium oxide thin films by sol-gel method” *J Electroceram* 21:499-502