



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

**DOKTORA
TEZİ**

**FARKLI x MATERYALLER KULLANILARAK
Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC YAPILARIN
HAZIRLANMASI, ELEKTRİKSEL
VE DİELEKTRİK ÖZELLİKLERİN İNCELENMESİ**

YOSEF BADALI

İLERİ TEKNOLOJİLER ANA BİLİM DALI

TEMMUZ 2019



FARKLI x MATERYALLER KULLANILARAK Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC YAPILARIN HAZIRLANMASI, ELEKTRİKSEL VE DİELEKTRİK ÖZELLİKLERİN İNCELENMESİ

Yosef BADALI

**DOKTORA TEZİ
İLERİ TEKNOLOJİLER ANA BİLİM DALI**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

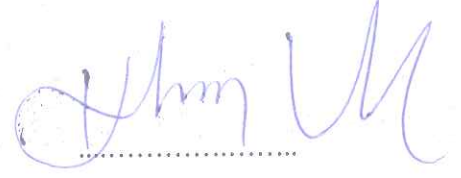
TEMMUZ 2019

Yosef BADALI tarafından hazırlanan "FARKLI x MATERYALLER KULLANILARAK Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC YAPILARIN HAZIRLANMASI, ELEKTRİKSEL VE DİELEKTRİK ÖZELLİKLERİN İNCELENMESİ" adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından OY BİRLİĞİ ile Gazi Üniversitesi İleri Teknolojiler Ana Bilim Dalında DOKTORA TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Prof. Dr. İbrahim USLU

Kimya Eğitimi Ana Bilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum



Başkan: Prof. Dr. Nursel Pekel BAYRAMGİL

Fizikokimya Ana Bilim Dalı, Hacettepe Üniversitesi

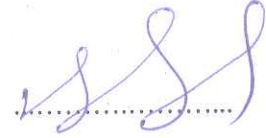
Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum



Üye: Prof. Dr. Şemsettin ALTINDAL

Yoğun Madde Fiziği Ana Bilim Dalı, Gazi Üniversitesi

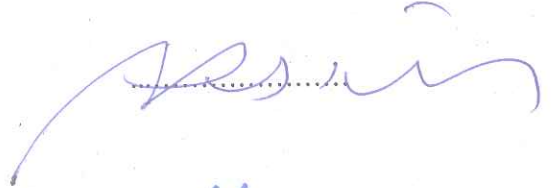
Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum



Üye: Prof. Dr. İlbilge DÖKME

Fen Bilgisi Eğitimi Ana Bilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum



Üye: Doç. Dr. İlke TAŞÇIOĞLU

Elektrik-Elektronik Mühendisliği Ana Bilim Dalı, İstanbul Arel Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum



Tez Savunma Tarihi: 12/07/2019

Jüri tarafından kabul edilen bu tezin Doktora Tezi olması için gerekli şartları yerine getirdiğini onaylıyorum.

.....
Prof. Dr. Sena YAŞYERLİ
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

ETİK BEYAN

Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Tez Yazım Kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- Tez içinde sunduğum verileri, bilgileri ve dokümanları akademik ve etik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- Tüm bilgi, belge, değerlendirme ve sonuçları bilimsel etik ve ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- Tez çalışmada yararlandığım eserlerin tümüne uygun atıfta bulunarak kaynak gösterdiğimi,
- Kullanılan verilerde herhangi bir değişiklik yapmadığımı,
- Bu tezde sunduğum çalışmanın özgün olduğunu,

bildirir, aksi bir durumda aleyhime doğabilecek tüm hak kayıplarını kabullendiğimi beyan ederim.

Yosef BADALI

12/07/2019

FARKLI x MATERYALLER KULLANILARAK $\text{Au}/(\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-}x\text{:PVA})/4\text{H-SiC}$
YAPILARIN HAZIRLANMASI, ELEKTRİKSEL VE DİELEKTRİK ÖZELLİKLERİN
İNCELENMESİ
(Doktora Tezi)

Yosef BADALI

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
Temmuz 2019

ÖZET

Farklı nanokompozit arayüzey tabakalı $\text{Au}/(\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-}x\text{:PVA})/4\text{H-SiC}$ (MPS) ($x=\text{Sm, Sn, Mo}$) yapılar spin-kaplama yöntemi ile üretilmiştir. Hazırlanan yapıların I - V karakteristiklerden elde edilen doygunluk akımı (I_0), engel yüksekliği (Φ_{B0}), idealite faktörü (n), seri ve şönt dirençleri (R_s ve R_{sh}) ve rektifiye oranı (RR) gibi ana elektriksel parametreleri, arayüzey tabakada kullanılan farklı nanomateriyale bağlı olarak değişimi incelenmiştir. Tüm yapılar için cheung ve norde fonksiyonlarından elde edilen n , Φ_{B0} and R_s değerleri karşılaştırılmıştır. Arayüzey durumlarının enerji dağılım profili ($N_{ss}-(E_c-E_{ss})$); doğru beslem (I - V), voltaja bağlı bariyer yüksekliği ($\Phi_e(V)$) ve idealite faktörü ($n(V)$) verileri dikkate alınarak elde edilmiştir. Ek olarak, hazırlanan yapıların muhtemel akım iletim mekanizmasını belirlemek için $\ln(I)$ - $\ln(V)$ eğrileri çizilmiştir. Ayrıca tüm yapıların C - V ve G/ω - V ölçümleri de yapılmıştır. Ters beslem C^{-2} - V karakteristiklerden Fermi enerji (E_f), bariyer yüksekliği ($\Phi_{B0(C-V)}$), verici atom yoğunluğu (N_D) ve eklem tabaka genişliği (W_D) hesaplanmıştır. Yüksek-düşük frekans kapasite (C_{HF-CLF}) yönteminden N_{ss} - V eğrileri elde edilerek yapıların arayüzey durumları incelenmiştir. Bu yöntemle hesaplanan N_{ss} değerleri, $10^{13} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ mertebesinde olduğu görülmüştür. Ayrıca tüm örneklerin dielektrik geçirgenliği gerçek ve sanal kısımları (ϵ' ve ϵ'') dielektrik kayıp katsayısı ($\tan \delta$), elektrik modülü gerçek ve sanal kısımları (M' ve M'') ve iletkenlik (σ) hesaplanmıştır. Elde edilen deneysel sonuçlara göre hem elektriksel hemde dielektrik parametreler katkılanan nanomalzemenin güçlü bir fonksiyonudur. Elde edilen sonuçlara göre, $\text{Au}/\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Sn-PVA}/n\text{-SiC}$ örneği diot parametreleri açısından en iyi performans göstermektedir.

Bilim Kodu : 20226
Anahtar Kelimeler : $\text{Au}/(\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-}x\text{:PVA})/4\text{H-SiC}$, arayüzey tabaka, elektriksel ve dielektrik özellikler, arayüzey durumları, seri ve şönt direnç
Sayfa Adedi : 128
Danışman : Prof. Dr. İbrahim USLU

PREPARATION OF Au/(Bi₂O_{3-x}:PVA)/4H-SiC STRUCTURES BY USING
DIFFERENT x MATERIALS AND INVESTIGATION OF ELECTRICAL AND
DIELECTRIC PROPERTIES

(Ph. D. Thesis)

Yosef BADALI

GAZİ UNIVERSITY

GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

July 2019

ABSTRACT

Au/(Bi₂O_{3-x}:PVA)/4H-SiC (MPS) (x= Sm, Sn, Mo) structures with different nanocomposite interface layers were produced by spin-coating method. The main electrical parameters of the prepared structures such as the saturation current (I_0), the barrier height (Φ_{B0}), the ideality factor (n), the series and shunt resistance (R_s and R_{sh}) and the rectified ratio (RR) obtained from the I - V characteristics. the exchange of these parameters are investigated in relation to different nanomaterials used as a interfacial layer. The n , Φ_{B0} and R_s values were obtained from cheung and norde functions for all structures and were compared with each other. Energy distribution profile of interface states (N_{ss} vs (E_c-E_{ss})) were obtained by taking into account the I - V results, voltage-dependent barrier height ($\Phi_e(V)$) and ideality factor ($n(V)$). In addition, $Ln(I)$ - $Ln(V)$ curves were plotted to determine the possible current transmission mechanism of the prepared structures. In addition, the Fermi energy level (E_F), barrier height ($\Phi_{B0(C-V)}$), density of donor atoms (N_D) and the depletion layer width (W_D) were calculated from the reverse bias C - V and G/ω - V measurements. The interface states of the sampels were also investigated via N_{ss} - V curves which obtained from the high-low frequency capacitance method (C_{HF} - C_{LF}). The N_{ss} values calculated with this method were found to be in the order of 10^{13} eV⁻¹cm⁻². In addition, the real and imaginary parts of the complex permittivity (ϵ' and ϵ'') loss tangent ($Tan \delta$), the real and imaginary parts of the electric modulus (M' and M'') and the conductivity (σ) were obtained by using C - V and G/ω - V measurements. The experimental results showed that, both electrical and dielectric parameters are a powerful function of the doped nanomaterials. These results also showed that the Au/(Bi₂O₃-Sn:PVA)/4H-SiC sample show the best performans in terms of diode parameters.

Science Code : 20226

Key Words : Au/(Bi₂O_{3-x}:PVA)/4H-SiC, interface layer, electrical and dielectric properties, interface states, series and shunt resistance

Page Number : 128

Supervisor : Prof. Dr. İbrahim USLU

TEŞEKKÜR

Tez çalışmamın her aşamasında bana yol gösteren, sonsuz sabırla beni her zaman çalışmaya teşvik eden sayın Prof. Dr. İbrahim USLU ve Prof. Dr. Şemsettin ALTINDAL'a teşekkür ediyorum. Deneysel çalışmalarım boyunca kıymetli tecrübelerinden ve yardımlarından faydalandığım sayın Doç. Dr. Yashar AZIZIAN ve Dr. Ata HANLARI'ye teşekkür ediyorum. Ayrıca hayatımda hertürlü desteği veren ve her zaman yanımda olan sevgili eşime ve kıymetli aileme sonsuz teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	x
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	xi
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xiv
1. GİRİŞ.....	1
2. TEORİK BİLGİLER.....	7
2.1. Schottky Yapıların/Diyotların Literatör Özetleri	7
2.2. Yarıiletken Kavramı	13
2.3. Metal-Yarıiletken (MS) Eklemleri	16
2.3.1. Doğrultucu (Schottky) kontaklar	16
2.3.2. Omik kontaklar	20
2.4. Schottky Yapıların Akım İletim Mekanizması	20
2.4.1. Termiyonik-emisyon (TE) teorisi	21
2.4.2. Difüzyon teorisi	23
2.4.3. Termiyonik-emisyon-eifüzyon teorisi	25
2.4.4. Tünelleme veya alan emisyon (FE)	27
2.4.5. Azınlık-taşıyıcı enjeksiyonu	29
2.4.6. Uzay-yükü etkisi	31
2.4.7. Seri ve şönt direnç	33
2.5. Metal-Yalıtkan-Yarıiletken (MIS) Schottky Yapılar	35

	Sayfa
2.5.1. İdeal MIS Schottky Yapılar	36
2.5.2. İdeal MIS kapasitör.....	38
2.5.3. Gerçek yüzeylerin etkisi	42
2.6. Dielektrik Özellik	45
2.6.1. Paralel plakalı kondansatör	47
2.6.2. Dielektrik kutuplanma (polarizasyon)	48
2.6.3. Dielektrik malzemelerin kutuplanma mekanizmaları.....	50
2.6.4. Dielektrik kayıp	55
2.6.5. Dielektrik gevşemesi	56
2.7. Deneysel Çalışmada Kullanılan Materyallerin Temel Özellikleri	59
2.7.1. 4H-SiC'ın temel özellikleri.....	59
2.7.2. PVA'nın temel özellikleri.....	62
2.7.3. Bi ₂ O ₃ 'ün temel özellikleri	64
3. DENEYSEL YÖNTEM.....	67
3.1. MPS Tipi Schottky Yapıların Hazırlanması.....	67
3.1.1. Bi ₂ O ₃ nanokristallerin hazırlanması	67
3.1.2. Molibden (Mo), Kalay (Sn) ve Samaryum (Sm) katkılı Bi ₂ O ₃ :PVA'nın hazırlanması.....	67
3.1.3. Au/(Bi ₂ O ₃ -x:PVA)/4H-SiC, (x=Sm, Sn, Mo) yapılarının hazırlanması....	68
3.2. Hazırlanan numunelerin karakterizasyon için kullanılan cihazlar	69
4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA	71
4.1. Termogravimetrik-Diferansiyel Termal Analizi (TG-DTA).....	71
4.2. X-ışını Difraksiyon (XRD) Analizi.....	72
4.3. Taramalı Elektron Mikroskopu (SEM) Analizi.....	75
4.4. Au/(Bi ₂ O ₃ -x:PVA)/4H-SiC Yapıların Akım-Voltaj (I-V) Karakteristiği.....	78

Sayfa

4.4.1. <i>I-V</i> ölçümlerinden elde edilen parametreler.....	78
4.4.2. Cheung fonksiyonundan elde edilen parametreler.....	84
4.4.3. Norde fonksiyonundan elde edilen parametreler	88
4.4.4. Au/(Bi ₂ O ₃ -x:PVA)/4H-SiC yapılarda arayüzey durumlarının enerjiye bağlı dağılım profili.....	91
4.5. Au/(Bi ₂ O ₃ -x-PVA)/4H-SiC Yapıların Kapasitans-Voltaj (<i>C-V</i>) Karakteristiği...	93
4.6. Au/(Bi ₂ O ₃ -x:PVA)/4H-SiC Yapıların Dielektrik Özellikleri.....	101
5. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	111
5.1. Sonuç	111
5.2. Öneriler.....	115
KAYNAKLAR	117
ÖZGEÇMİŞ	127

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. Çeşitli polimerlerin ve inorganik malzemelerin dielektrik sabiti	46
Çizelge 2.2. Bazı yarıiletken materyallerin özellikleri	61
Çizelge 4.1. $\ln I-V$ ve $\ln R_i-V$ karakteristiklerinden elde edilen bazı diyot parametreleri	82
Çizelge 4.2. Cheung fonksiyonlarından elde edilen bazı diyot parametreleri	88
Çizelge 4.3. Norde fonksiyonlarından elde edilen bazı diyot parametreleri.....	90
Çizelge 4.4. $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-x:PVA}$ arayüzey tabakalar için oda sıcaklığında elde edilen kapasitans ve dielektrik değerleri.....	96
Çizelge 4.5. $\text{Au}/(\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-x:PVA})/4\text{H-SiC}$ yapıların $C-V$ karakteristiklerinden hesaplanan V_D , N_D , W_D , E_F , ve Φ_B sonuçları.....	100

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. İletken, yarıiletken ve yalıtkan için sematik bant diyagramı	13
Şekil 2.2. P-tipi ve n-tipi yarıiletkenlerin oluşumu.....	15
Şekil 2.3. $\Phi_m > \Phi_s$ olan bir n-tipi yarıiletken ile metalin; (a) kontak yapılmadan önceki ve (b) kontak yapıldıktan sonraki denge durumu için enerji bant diyagramı	17
Şekil 2.4. $\Phi_m < \Phi_s$ olan bir p-tipi yarıiletken ile metalin; (a) kontak yapılmadan önceki ve (b) kontak yapıldıktan sonraki denge durumu için enerji bant diyagramı	18
Şekil 2.5. (a) Doğru beslem, (b) Ters beslemin bir metal-yarıiletken bant yapısı üzerindeki etkisi, (c) bir diyotun tipik akım-gerilim karakteristik eğrisi...	19
Şekil 2.6. Schottky yapılarıdaki dört temel akım iletim mekanizması. 1) Termiyonik emisyonu, 2) Tünelleme, 3) uzay-yükü bölgesindeki rekombinasyon, 4) Elektron ve deşik difüzyonu	21
Şekil 2.7. Termiyonik-emisyon- Difüzyon teorisi ve tünelleme akımının türevlerini gösteren ve Schottky etkisini içeren enerji bandı diyagramı	25
Şekil 2.8. Akım iletim mekanizmalarının gösterimi. a) Termiyonik emisyon. b) Termiyonik alan emisyonu. c) Alan emisyonu	29
Şekil 2.9. Uzay yüküyle sınırlı akım (SCLC) iletim mekanizması için $\ln I - \ln V$ karakteristiği	33
Şekil 2.10. a) Bir MS/MIS tipi Schottky diyotun $I-V$ karakteristik eğrisi, b) R_s ve R_{sh} dirençlerine sahip bir MS/MIS tipi Schottky diyotun eşdeğer devresi.	34
Şekil 2.11. metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) yapının perspektif görünümü.....	36
Şekil 2.12. İdeal MIS/MPS yapıların dengede olan enerji bandı diyagramı ($V = 0$); (a) n tipi yarıiletken, (b) p tipi yarıiletken.....	36
Şekil 2.13. Uygulanan farklı voltaj altında ideal MIS yapılar için enerji bant diyagramları: (a) Yığılma, (b) Tükenim ve (c) Tersinim.....	38
Şekil 2.14. Yalıtkan bir tabakayla birleşmiş p-tipi yarıiletken yüzeyindeki enerji bandı diyagramı	39
Şekil 2.15. (a) İdeal bir MIS yapının güçlü inversiyon altında bant diyagramı. (b) Yük dağılımı. (c) Yarıiletken kütlesine göre potansiyel dağılım.....	41

Şekil	Sayfa
Şekil 2.16. Gerçek MIS yapısında çeşitli yük yoğunluklarının tanımları.....	43
Şekil 2.17. Paralel iletken plakalı kondansatör yapısı	48
Şekil 2.18. Paralel plakalı bir kondansatördeki dielektrik kutuplanma	49
Şekil 2.19. Bir dielektrik malzemenin kutuplanma mekanizmaları; a) Elektronik, b) İyonik, c) Yönelimli, d) Arayüzey kutuplanma, e) Uygulanan frekansa bağlı kutuplanma mekanizması.....	53
Şekil 2.20. Dielektrik kondansatör için eşdeğer devre.	56
Şekil 2.21. Maxwell-Wagner gevşemesi için eşdeğer iki katmanlı elektrik devresi. ..	57
Şekil 2.22. a) Dört silikon atomuyla bir carbon atomunun tetragonal bağlanması, b) Yaygın SiC politiplerinde çift katmanların istiflenme sırası.	62
Şekil 2.23. Polivinil alkol'un yapı formülü	62
Şekil 2.24. Bi ₂ O ₃ faz geçişleri için gereken sıcaklıklar	64
Şekil 3.1. Elektriksel Ölçüm sisteminin şematik gösterimi.	69
Şekil 4.1. Ultrason destekli yöntemle hazırlanan bizmut hidroksit Bi(OH) ₃ nano yapılarının TG-DTA analizi.....	71
Şekil 4.2. Hazırlanan Bi ₂ O ₃ ve Bi ₂ O ₃ -Mo nano yapıların XRD deseni.....	73
Şekil 4.3. Hazırlanan Bi ₂ O ₃ ve Bi ₂ O ₃ -Sm nano yapıların XRD deseni.	74
Şekil 4.4. Hazırlanan Bi ₂ O ₃ ve Bi ₂ O ₃ -Sn nano yapıların XRD deseni.	74
Şekil 4.5. Hazırlanan a) Bi ₂ O ₃ , b) Bi ₂ O ₃ -Sm, c) Bi ₂ O ₃ -Sn ve d) Bi ₂ O ₃ -Mo nano yapıların SEM görüntüsü	76
Şekil 4.6. Hazırlanan nano yapıların UV-görünür absorpsiyon spektrumları ve (ahv) ² -(hv) grafiği	77
Şekil 4.7. Au/(Bi ₂ O ₃ -x:PVA)/4H-SiC yapıların oda sıcaklığındaki LnI-V karakteristikleri	79
Şekil 4.8. Au/(Bi ₂ O ₃ -x:PVA)/4H-SiC yapıların oda sıcaklığındaki LnR _i -V karakteristikleri.	81
Şekil 4.9. Au/(Bi ₂ O ₃ -x:PVA)/4H-SiC yapıların Φ_{B0} ile n değerleri arasındaki ilişki..	83
Şekil 4.10. Au/(Bi ₂ O ₃ -x:PVA)/4H-SiC yapıların Ln(I)-Ln(V) karakteristikleri.....	84

Şekil	Sayfa
Şekil 4.11. a) Au/(Bi ₂ O ₃ :PVA)/4H-SiC, b) Au/(Bi ₂ O ₃ -Sm:PVA)/4H-SiC, c) Au/(Bi ₂ O ₃ -Sn:PVA)/4H-SiC, d) Au/(Bi ₂ O ₃ -Mo:PVA)/4H-SiC yapıların dV/d(lnI)-I ve H(I)-I karakteristikleri.	87
Şekil 4.12. Au/(Bi ₂ O ₃ -x:PVA)/4H-SiC yapıların F(V)-V karakteristikleri.....	90
Şekil 4.13. Au/(Bi ₂ O ₃ -x:PVA)/4H-SiC yapılarının enerji yoğunluğu dağılım profili.	92
Şekil 4.14. Au/(Bi ₂ O ₃ -x:PVA)/4H-SiC yapıların (a) 1 kHz ve (b) 500 kHz freknsa ölçülen ters ve ileri beslem C-V karakteristikleri	94
Şekil 4.15. Au/(Bi ₂ O ₃ -x:PVA)/4H-SiC yapıların (a) 1 kHz ve (b) 500 kHz freknsa ölçülen ters ve ileri beslem G/ω-V karakteristikleri.....	95
Şekil 4.16. Düşük-yüksek frekans (C _{LF} -C _{HF}) metodu kullanılarak Au/(Bi ₂ O ₃ -x:PVA)/4H-SiC yapılar için elde edilen N _{ss} -V dağılım profilleri.....	97
Şekil 4.17. Au/(Bi ₂ O ₃ -x:PVA)/4H-SiC yapıların 500 kHz deki R _i -V dağılım profilleri.	98
Şekil 4.18. Au/(Bi ₂ O ₃ -x:PVA)/4H-SiC yapıların C ⁻² -V eğrileri.	100
Şekil 4.19. Oda sıcaklığında Au/(Bi ₂ O ₃ -x:PVA)/4H-SiC yapılarının ε'-V eğrileri (a) 1 kHz, (b) 500 kHz için.....	103
Şekil 4.20. Oda sıcaklığında Au/(Bi ₂ O ₃ -x:PVA)/4H-SiC yapılarının ε''-V eğrileri (a) 1 kHz, (b) 500 kHz için.	104
Şekil 4.21. Oda sıcaklığında Au/(Bi ₂ O ₃ -x:PVA)/4H-SiC yapılarının tanδ-V eğrileri (a) 1 kHz, (b) 500 kHz için.	105
Şekil 4.22. Oda sıcaklığında Au/(Bi ₂ O ₃ -x:PVA)/4H-SiC yapılarının σ _{AC} -V eğrileri (a) 1 kHz, (b) 500 kHz için.	106
Şekil 4.23. Oda sıcaklığında Au/(Bi ₂ O ₃ -x:PVA)/4H-SiC yapılarının M'-V eğrileri (a) 1 kHz, (b) 500 kHz için.	108
Şekil 4.24. Oda sıcaklığında Au/(Bi ₂ O ₃ -x:PVA)/4H-SiC yapılarının M''-V eğrileri (a) 1 kHz, (b) 500 kHz için.	109

SİMGELER VE KISALTMALAR

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

Simgeler	Açıklamalar
A	Doğrultucu kontak alanı
A^*	Etkin Richardson sabiti
C	Kapasite
C_D	Yarıiletkenin tükenim tabakasının kapasitesi
C_i	Arayüzey tabaka kapasitesi
C_m	Ölçülen kapasite
C_0	Boş kondansatörün kapasitesi
D	Elektrik yer değiştirme
d_i	Yalıtkan tabaka kalınlığı
D_n	Elektron difüzyon katsayısı
D_p	Deşik difüzyon katsayısı
E	Elektrik alan
E_a	Aktivasyon enerji
E_C	İletkenlik bandının enerji seviyesi
E_F	Fermi enerji seviyesi
E_i	Saf enerji seviyesi
E_g	Yasak band aralığı
E_m	Eklem bölgesinde oluşan maksimum elektrik alan
E_p	Kutuplanmaya karşı oluşan elektrik alan
E_V	Valans bandının enerji seviyesi
E_{ss}	Arayüzey durumların enerji seviyesi
f	Frekans
G_m	Ölçülen iletkenlik
h	Plank sabiti
I	Akım
I_p	Polarizasyon akımı
I_0	Ters beslem doyma akımı

Simgeler**Açıklamalar**

J_0	Ters beslem doyma akım yoğunluğu
J_n	Elektron akım yoğunluğu
$J_{m \rightarrow s}$	Metalden yarıiletkeneye akan akım yoğunluğunu
$J_{s \rightarrow m}$	Yarıiletkenden metale akan akım yoğunluğunu
k	Boltzmann sabiti
M^*	Kompleks elektrik modül
M'	Kompleks elektrik modülünün gerçel bileşeni
M''	Kompleks elektrik modülünün sanal bileşeni
m^*	Elektronun etkin kütlesi
n	İdealite faktörü
n_i	İç taşıyıcı konsantrasyonu
n_0	Denge durumunda yarıiletkenin elektron yoğunluğu
N_A	Alıcı katkı atomların yoğunluğu
N_C	İletkenlik bandındaki durumların etkin yoğunluğu
N_D	Verici katkı atomların yoğunluğu
N_{ss}	Arayüzey durumlarının yoğunluğu
P	Dielektrik kutuplanma
P_e	Elektronik kutuplanma
p	Dipol moment
p_0	Denge durumunda yarıiletkenin deşik yoğunluğu
q	Elektron yükü
Q	Elektriksel yük
$-Q$	Negatif yük
$+Q$	Pozitif yük
Q_d	Tükenim bölgesindeki yük yoğunluğu
Q_{it}	Arayüzey tuzak yükleri
Q_f	Sabit oksit yükleri
Q_{ot}	İyonize tuzak yükleri
Q_m	Metal üzerindeki yük yoğunluğu
Q_s	Yarıiletken üzerindeki yük yoğunluğu
R	Direnç
R_s	Seri direnç

Simgeler**Açıklamalar**

R_{sh}	Şönt direnç
V	Voltaaj
V_d	Difüzyon potansiyeli
V_F	Diyot üzerine uygulanan doğru öngerilim voltajı
V_R	Diyot üzerine uygulanan ters öngerilim voltajı
v_R	Yük taşıyıcıların rekombinasyon hızı
V_i	Yalıtkan boyunca potansiyel
V_0	Denge kontak potansiyeli
v_x	Elektronların sürüklenme yönündeki hızı
T	Sıcaklık
$\tan\delta$	Kayıp tanjant
W_D	Tükenim bölgesi genişliği
Y^*	Kompleks admitans
Z^*	Kompleks empedans
α_e	Polarizasyon sabiti
ϵ	Dielektrik sabiti
ϵ^*	Kompleks dielektrik sabiti
ϵ'	Kompleks dielektrik sabitinin gerçel bileşeni
ϵ''	Kompleks dielektrik sabitinin sanal bileşeni
ϵ_i	Arayüzey tabakasının dielektrik sabiti
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti
ϵ_r	Yarıiletkenin bağıl dielektrik sabiti
ϵ_s	Yarıiletken dielektrik sabiti
ϵ_∞	Yüksek frekanstaki dielektrik sabiti
μ	Taşıyıcı mobilitesi
ρ	Uzay yük yoğunluğu
σ	Elektrik iletkenlik
σ_{ac}	AC elektrik iletkenlik
σ_{dc}	DC elektrik iletkenlik
σ_0	Boş kondansatör için yüzeysel yük yoğunluğu
τ	Relaksasyon (durulma) zamanı

Simgeler**Açıklamalar**

τ_{it}	Arayüzey tuzaklarının ömrü
Φ_{B0}	Sıfır beslem engel yüksekliği
Φ_e	Etkin engel yüksekliği
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
Φ_0	Arayüzey durumlarının nötral seviyesi
Φ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
φ_s	Normalize edilen yüzey potansiyeli
λ	Elektromanyetik dalga boyu
χ	Malzemenin elektriksel duyarlılık
χ_s	Elektron yakınlığı
Ψ_s	Yarıiletkenin yüzey potansiyeli
ω	Açısal frekans

Kısaltmalar**Açıklamalar**

AC	Alternatif akım
C-V	Kapasite-Voltaj
DC	Doğru akım
FE	Alan Emisyonu
FWHM	Pikin maksimum şiddetinin yarısındaki genişliği
G/ω-V	İletkenlik-Voltaj
GD	Gauss dağılımı
LED	Işık Yayan Diyot
I-V	Akım-Voltaj
RR	Doğrultma oranı (Rectifier Rate)
MIS	Metal-Yalıtkan-Yarıiletken
MOS	Metal-Oksit-Yarıiletken
MPS	Metal-Polimer-Yarıiletken
MS	Metal-Yarıiletken
PVA	Polivinil Alkol

Kısaltmalar**Açıklamalar****PVP**

Polivinil pirolidon

SBD

Schottky Engel Diyodu

SCLC

Uzay Yüğü Sınırlı Akım

SEM

Taramalı Elketron Mikroskobu

SILAR

Ardışık iyonik tabaka adsorbsiyonu ve reaksiyonu

SPD

Sprey piroliz biriktirme

TCLC

Tuzak Yüğü Sınırlı Akım

TE

Termiyonik Emisyonu

TFE

Termiyonik alan Emisyonu

TG-DTA

Termogravimetrik-Diferansiyel Termal Analizi

UV-Vis

UV-Görünür Bölge Analizi

XRD

x-ışını Kırınım Difraktometresi

1. GİRİŞ

Diyotlar, transistörler ve diğer birçok elektronik elemanlar, elektriği yalnızca belirli koşullar altında ileten Si, Ge, GaAs gibi yarıiletken malzemelerden yapılır. Yarıiletken, teknoloji dünyasında en yaygın ancak en az anlaşılan terimlerden biridir. Yarıiletkenler; elektrik alan, optik, termal veya elektromanyetik alan altında uyarılarak iletken duruma geçen benzersiz bir atomik yapıya sahiptir. Bu özellikler sayesinde üzerine düşen ışığı elektrik enerjisine dönüştürebilen veya elektrik alan altında ışık üretebilen, anahtarlayabilen ve yükseltici aygıtlar yapımında sıkça kullanılırlar. Elektronikte, yarıiletkenlerin kullanılabilirliği, yarıiletken kristallerini oluşturan atomların yapısından kaynaklanır. Örneğin, bir silisyum (Si) veya germaniyum (Ge) atomunun dış yörüngesinde dört valans elektronu vardır ve elektrik, optik ve termal uyarmalarda onlar rol oynarlar. Bu atomlar erime noktasına kadar ısıtılıp ve tekrar soğutulduğunda, organize kristal yapılar veya kafesler oluşturma eğilimindedir [1-2].

Katkılama adı verilen bir işlemle beşinci grup atomlardan olan fosfor (P), arsenik (As) ve antimon (Sb) son yörüngesine dört elektron bulunan silikona katkıldığında, ortaya çıkan kristal fazladan elektronlara sahip olur. Bu oluşan elektron fazlalığında dolayı, yarıiletkene n-tipi yarıiletken katkı atomlarının da verici (donor) katkı atomları denilir. Ayrıca, silikon kristaline üçüncü grupta olan bor (B), indiyum (In) veya galyum (Ga) ile katkıldığında, elektron eksikliği veya deşik (hole) fazlalığı oluşur. Bu deşik fazlalığından veya elektron eksikliğinden dolayı oluşan yarıiletken tipine p-tipi yarıiletken ve katkı atomlarının da alıcı (acceptor) katkı atomları denilir. Bu n ve p tipi Si kristaller uygun sıcaklık ve basınç altında bir araya getirildiğinde, elektronik devrelerde yaygın olarak kullanılan geleneksel p/n eklem (junction) diyotlar elde edilir. Ayrıca, p/n veya n/p malzemeler arasına sırasıyla p ve n tipi yarıiletken büyütüldüğünde ise oluşan yapıya p/n/p ve n/p/n transistörler elde edilir [3].

Bir metal ile yarıiletken yine uygun şartlarda kontak edildiğinde oluşan yapıya ise MS kontaklar veya bu konuda önemli katkılarından dolayı Walter H. Schottky'ye atfen Schottky engel diyotları da (Schottky barrier diode: SBD) denilir. Gerek fabrikasyon sırasında gerekse de yapay olarak metal ile yarıiletken arasına ince bir yalıtkan veya polimer tabaka büyütüldüğünde oluşan yapıya da MIS veya MPS tipi diyotlar ya da SBD

denilir. Bu iki farklı malzeme (metal ve yarıiletken) yüksek vakum ve sıcaklık altında kontak edildiğinde; metal ile yarıiletken arasında difüzyon yoluyla taşıyıcılar termal denge kuruluncaya kadar bir taraftan diğer tarafa geçerek eklem bölgesinde bir potansiyel farkı veya iç elektrik alan oluşur. SBD'larda akım iletimi çoğunluk taşıyıcıları (elektron veya deşikler) tarafından sağlanırken p-n eklem diyotlarında ise akım iletimi genelde azınlık taşıyıcıları yoluyla olur. MS ile p-n eklem diyotları karşılaştırıldığında, MS diyotlarda anahtarlama hızı p-n eklem diyotlara göre oldukça fazladır. Ayrıca MS diyotları, p-n eklem diyotlara göre daha düşük bir doğru öngerilim voltajına (V_F) sahiptir. Örneğin bir Si p-n eklem diyodu yaklaşık olarak 0,6-0,7 V altında ilettime geçirirken, bir Schottky diyodu yaklaşık 0,15-0,45 V altında ilettime geçmektedir. Bu düşük ileri voltaj gereksinimi, daha yüksek anahtarlama hızları ve daha iyi sistem verimliliği sağlar. Bunun yanı sıra, piyasada bulunan bazı p-n tipi Si diyotları, yüksek frekanslarda yeterince hızlı değildir. Bu sorunun üstesinden gelmek için genelde Schottky tipi diyotlar kullanılır. Tüm bu olumlu özelliklerine rağmen Schottky diyot kullanımında ters yönde kısa devre direnci, arayüzey durumları ve düşük engel yüksekliğinden dolayı bir miktar kaçak akım oluşur [4]. Bu nedenle, metal ile yarıiletken arasında daha yüksek bir engel yüksekliğini oluşturmak, MS yapıları geliştirilmesinde son derece önemlidir. Çünkü düşük engelli Schottky diyotlarda her iki yönde akım geçebileceğinden dolayı doğrultma oranı ($RR=I_{ileri}/I_{ters}$) oldukça küçüktür.

MS tipi Schottky engel diyotlarında elektrik, optik ve dielektrik özellikleri genelde; numune sıcaklığına, frekansa, radyasyona, katkı atomlarının yoğunluğuna, arayüz tabakası kalınlığına ve homojenliğine, arayüzey durumlarına (N_{ss}), seri direnç (R_s), kısa devre direnci (R_{sh}), yüzey temizleme veya fabrikasyon şartlarına, uygulanan ön gerilime, metal yarıiletken arasında oluşan engelin yüksekliğine ve homojenliğine bağlıdır [5-6]. Son yıllarda MS tipi Schottky engel diyotlarda, metal ile yarıiletken arasına doğal veya sentezlenmiş ince bir dielektrik malzeme (kompozit, oksit/yalıtkan veya polimer) kullanarak hem engelin modifiye edilmesi hem de arayüzey durumların azaltılması için birçok araştırma gerçekleştirilmiştir [7-19]. Bu arayüzey tabaka MS tipi Schottky engel diyotlarını MIS ve MPS tipi olanlarına dönüştürmektedir. Bu yapılar geleneksel MS yapılara göre daha büyük engel yüksekliğine ve daha düşük idealite faktörü değerlerine yol açar. Bu davranış, metal/yarıiletken yapılarıdaki yüksek dielektrikli arayüzey tabakasının boş bağları doldurarak arayüzey durum yoğunluğunun azalmasından kaynaklanmaktadır. Ancak geleneksel SiO_2 ve SnO_2 yalıtkan tabakalar, hem düşük dielektrik sabitine sahip

hem de büyütülmesi oldukça pahalı/maliyetli ve zordur. Bu nedenle, son zamanlarda yalıtkanlar yerine daha ucuz, esnek, büyütülmesi kolay ve hafif polimerler kullanılmaya başlanmıştır [6,7,10,13].

Polimerler genelde düşük iletkenliğe sahiptirler ancak onların iletkenliği uygun miktarda katkılanan metal veya oksitlerle artırılabilir. Bu nedenle polimerler; esneklikleri, elektrik ve dielektrik özelliklerinden dolayı, yüksek performanslı kondansatörler, elektrik kablosu yalıtımı ve elektronik paketleme gibi uygulamalarında yaygın olarak kullanılmaktadır. Polimerik malzemelerin optik ve elektriksel özellikleri nedeniyle de, Schottky diyotlar, fotodiyotlar, güneş pilleri, ışık yayan diyotlar (LED), transistörler, sensörler vb. elektronik aygıt yapımında yaygın olarak kullanılmaktadır. Özellikle metal ile yarıiletken arasında polianilin, poliprol, politiyofen, polipindol, polivinil pirolidon (PVP) ve polivinil alkol (PVA) gibi çeşitli organik arayüzey tabakası kullanılarak MS tipi Schottky engel diyotları yerine MPS olanlarına üretilmektedir [10-19]. Mevcut polimerler arasında, PVA'nın iyi OH gruplarının varlığından ve hidrojen bağı oluşumundan kaynaklanan bazı önemli özelliklerden dolayı son zamanlarda metal ile yarıiletken arasında bir arayüzey tabakası olarak kullanılmaya başlanmıştır. Bu özellikler arasında; toksik olmama, suda kolay çözülmesi, ucuz, işlenebilirlik, iyi kimyasal direnç, geniş kristallik aralığı, düşük iletkenlik, yüksek şarj depolama kapasitesi, yüksek dielektrik dayanımına sahip (>1000 kV/mm) olmasıdır [12-19].

Bazı araştırmalar tarafından elde edilen deneysel sonuçlara göre, polimer içine metal veya kompozit malzemeler eklendiğinde; arayüzey tabaka olarak metal ile yarıiletkeni birbirinden izole eder, yük geçişlerini düzenler ve metal ile yarıiletken arasındaki difüzyonu önemli ölçüde azaltır. Dolayısıyla katkılanmış polimer MPS tipi Schottky engel diyotlarında R_s , N_{ss} ve kaçak akım değerleri önemli ölçüde azalırken, RR , BH ve R_{sh} değerleri artırılarak diyodun performansı oldukça artar [20-25]. Polimerlerin yanı sıra, bizmut oksit (Bi_2O_3), nikel (Ni), baryum titanat ($BaTiO_3$), çinko sülfid (ZnS), çinko (Zn), kobalt (Co), bakır (Cu) ve grafen katkılı yüksek dielektrik organik arayüzlü tabaka da, düşük maliyetli, düşük ağırlıklı, esnekliği ve kolay işlenmesinden dolayı daha fazla dikkat çekmiştir. Burada amaç, klasik düşük dielektrikli yalıtkan/oksit arayüzey tabakası yerine daha ucuz, esnek ve üstelik yüksek dielektrikli metal-katkılı polymer kullanarak onların performansını arttırmaktır [12-25]. Bu yolla, geleneksel MIS yapılar yerine hem yapımı

kolay hem de ucuz olan katkılı polymer arayüzeyli (MPS) yapılar üretilerek bilimsel açıdan elektronik endüstrisinde yeni seçenekler sunmaktadır.

Bi_2O_3 materyali; iyonik iletkenlik, ferro elektriklik, bant boşluğu, reaktif indeks, dielektrik özellik, foto luminesans ve foto iletkenlik gibi kendine has önemli özelliklerinden dolayı modern yarıiletken teknolojisinde önemli geçiş metal oksitlerinden biridir [26-29]. Bi_2O_3 'ün zengin faz poli-morfizmi vardır ve her faz farklı kimyasal ve fiziksel özellikler göstermektedir. Hazırlama teknolojisine bağlı olan belli bir fazın baskın olması nedeniyle, Bi_2O_3 'ün elektrik iletkenliği beş kata kadar değişebilirken, bant aralığının 2 ila 3,96 eV arasında değişmesi görülmüştür [26-29]. Böyle bir zengin faz polimorfizm maddenin polimerik matrislere sokulması, onların kimyasal, optik, elektriksel ve dielektrik özelliklerini değiştirebilir ve bir arayüzey tabakası olarak, M/S arasındaki difüzyonu azaltmak için kullanılabilir [30].

Bi_2O_3 yanısıra bazı diğer araştırmalar, molibden (Mo), samaryum (Sm) ve kalay'ın (Sn) oksid halinde veya polimer matrisinde metal ile yarıiletken arasında bir arayüzey tabakası olarak kullanılması onun düşük kaçak akımı, düşük idealite faktörü ve yüksek engel yüksekliği elde etmesine yol açar [31-36]. Ayrıca, bu malzemeler Schottky kontağı olarak, yüksek sıcaklıklarda cihazın çalışma kararlılığını sağlar ve daha yüksek bir tavlama sıcaklığına izin verir[33-34]. Polimer matris içinde kullanılan bu katkı malzemelerin nanometre boyutunda olması elektronların hareketinin sınırlandırılmasına sebep olur ve bu nedenle nanomalzemelerin boyutuna bağlı olarak ayrı enerji seviyelerine yol açmaktadır [37-40]. Literatürde nanomalzemelerin elde edilmesi için, gamma ışıınımı (γ -ray) [41], mikro emülsiyon [42], ardışık iyonik tabaka adsorpsiyonu ve reaksiyon (SILAR) [43], termal buharlaşma [44], hidro-termal [45], spreyl piroliz biriktirme (SPD) [46], sol-gel [47], mikrodalga destekli [48], ultrason destekli [48-49] gibi çeşitli yöntemler kullanılmaktadır. Bu yöntemler arasında ultrason destekli teknik; iyi bir bileşim kontrolü, kolay, düşük maliyetli, düşük teçhizatlı ve düşük sıcaklıkta kristalleşme gibi belirgin avantajlara sahiptir ve nanoyapı üretiminde yoğun bir şekilde kullanılmaktadır. Araştırmalara göre, yüksek yoğunluklu ultrasonun etkileri akustik kavitasyondan kaynaklanmaktadır. Bu durum; ~5000 K geçici sıcaklıkları, ~1800 atm basınçları ve 10^{10}K/s soğutma hızlarını üreten sıvılardaki kabarcıkların oluşumu, büyümesi ve etkileyici çöküşüne sebep olmaktadır [50-51].

Arayüzey tabakası olan veya olmayan MS Schottky diyotların performansını etkileyen diğer önemli husus, bu yapıda kullanılan yarıiletken alttaşıdır. Silikon, yeryüzünde bol bulunan ve yüzeyinde kolayca oksit/yalıtkan tabaka (SiO_2) oluşturabilen bir yarıiletkendir ve günümüzdeki elektronik teknolojinin temelini oluşturmaktadır [52-53]. Ancak, daha hızlı, daha küçük ve daha karmaşık entegre devreleri üretmek için silisyumun özellikleri yetersiz kalmaktadır. Bu yüzden, alternatif yarıiletken malzemelere ihtiyaç duyulmaktadır. Galyum arsenit (GaAs), galyum nitrat (GaN), zink oksit (ZnO) ve silisyum karbür (SiC) gibi band aralığı geniş olan yarıiletkenler bu ihtiyacı karşılayabilmektedir [54]. Bunların arasında, bileşik tek kristalli yarıiletken SiC, geniş bant aralığı (2,3–3,2 eV), yüksek çalışma sıcaklığı (700 °C), yüksek erime noktası (3000 °C), yüksek mobilite hızı (400 cm/V.sn elektronlar içintrons) ve yüksek kırılma gerilimine sahip olması nedeniyle darbeli güçle çalışan elektronik uygulamalar için mükemmel bir aday olduğu düşünülmektedir [54]. Ayrıca, doğal bir oksit tabakası olarak silikon dioksit (SiO_2) oluşturma kabiliyetine sahiptir. Bu özelliklerden dolayı, SiC uygun bir yarıiletken olarak elektronik aygıtlarda yaygın olarak kullanılmaya başlanmıştır. Silisyum karbür 3C-SiC, 4H-SiC ve 6H-SiC olarak farklı kristal yapıları sahip üç polimorfizmi mevcuttur. Bunların, enerji band aralığı, doyma hızı (saturation velocity), elektron hareketliliği (mobilite) ve kırılma gerilimi (breakdown voltage) gibi önemli elektriksel özellikleri birbirinden oldukça farklıdır [54]. 4H-SiC, geniş band aralığı ve yüksek elektron hareketliliğine sahip olduğu için en çok kullanımı olan SiC polimorfizmidir [55].

Kaliteli ve kullanışlı MPS ve diğer benzeri elektronik aygıtlar üretmek için, onların hem elektrik hem de dielektrik parametrelerinin çok iyi bilinmesi ve tanımlanması gerekmektedir. Bu temel elektrik ve dielektrik parametreleri elde etmek için bilim adamları tarafından farklı ölçüm yöntemleri/metodları geliştirilmiştir. Temel elektriksel parametrelerin başında aygıtın idealite faktörü (n), engel yüksekliği (Φ_{B0}), seri direnç (R_s), şönt direnç (R_{sh}), ve arayüzey durumları (N_{ss}) gelmektedir ve bunlar genelde doğru ve ters öngerilim akım-voltaj (I - V) ölçüm metodundan hesaplanılabilir. Diğer taraftan, Fermi enerji (E_F), engel yüksekliği ($\Phi_{B(C-V)}$), verici katkı atomlarının yoğunluğu (N_D), eklem bölgesinin genişliği (W_D), eklemde oluşan maksimum elektrik alan (E_m), N_{ss} ve diğer bazı temel elektriksel parametreler ise kapasitans-voltaj (C - V) ve iletkenlik-voltaj (G/ω - V) ölçümlerinden hesaplanabilmektedir. Yapıların, ayrıca dielektrik geçirgenliğin gerçek ve sanal kısımları (ϵ' ve ϵ''), dielektrik kayıp katsayısı ($\tan \delta$), elektrik modülün gerçek ve

sanal kısımları (M' ve M'') gibi bazı dielektrik parametreleri ile ac iletkenlik (σ_{ac}) değeri de yine C - V ve G/ω - V verilerinden elde edilebilmektedir [54].

Bu tez çalışmasında, x (=Mo, Sm ve Sn) materyaller kullanılarak $\text{Au}/(\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-}x\text{-PVA})/4\text{H-SiC}$ (MPS) yapıları hazırlanmıştır. Elde edilen bu yapıların öncelikle, farklı metal katkılı ultrason destekli yöntemle hazırlanan $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-}x$ nanoyapılarının optik, morfolojik ve yapısal davranışları üzerindeki etkisi araştırılmıştır. Bu amaçla, termogravimetrik-diferansiyel termal analizi (TG-DTA), X-ışını kırınımı (XRD), taramalı elektron mikroskobu (SEM), ve UV-Görünür bölge (UV-vis) analizleri yapılmıştır. Daha sonra metal ile yarıiletken arasına büyütülen farklı $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-}x\text{-PVA}$ arayüzey polimer tabakanın Schottky diyotların önemli temel elektrik ve dielektrik parametreleri üzerindeki etkisi araştırıldı. Bu yapıların elektrik ve dielektrik özellikleri, oda sıcaklığında yapılan doğru ve ters beslem akım-voltaj (I - V), kapasitans-voltaj (C - V) ve iletkenlik-voltaj (G/ω - V) ölçümleri ile belirlenmiştir. I - V ölçümleri, ± 4 V arasında ve 25 mV adımlarla ölçülürken C - V ve G/ω - V ölçümleri ise -4 ile +8 V arasında ve 50 mV adımlarla gerçekleştirilmiştir. Elde edilen I - V sonuçlarından, yapıların n , Φ_{B0} , R_s , R_{sh} , ve N_{ss} gibi bazı temel elektrik parametreleri hesaplanmıştır. C - V ve G/ω - V ölçümlerinden ise E_F , $\Phi_{B(C-V)}$, N_D , W_D ve diğer elektriksel parametreler hesaplanmıştır. Yapıların dielektrik geçirgenliğin gerçek ve sanal kısımları (ϵ' ve ϵ'') dielektrik kayıp katsayısı ($\tan \delta$), elektrik modülü gerçek ve sanal kısımları (M' ve M'') ve iletkenlik (σ_{ac}) gibi dielektrik özellikleri de C - V ve G/ω - V sonuçlarından elde edilmiştir.

Bu tez çalışması; Giriş, Terik bilgiler, Deneysel yöntem, Araştırma bulguları ve tartışma ile Sonuç ve öneriler olmak üzere beş kısımdan oluşmuştur. Giriş bölümünde bazı temel bilgilere ilave olarak kullanılan yarıiletken ve arayüzey tabakasının önemi vurgulanmıştır. Terik bilgiler kısmında MS ve MIS veya MPS tipi Schottky diyotların tarihçesi hakkında bilgiler verildikten sonra bu yapılarda ki enerji-bant diyagramları ve muhtelif iletim mekanizmaları hakkında bazı temel terik bilgiler üzerinde durulmuştur. Deneysel yöntem kısmında MPS yapıların hazırlanması ve ölçüm sistemleri üzerinde durulmuştur. Araştırma bulguları ve tartışma kısmında elde edilen deneysel veriler ile ilgili gerekli grafik ve tablolar oluşturulduktan sonra onların sonuçları mevcut literatürle karşılaştırmalı olarak yorumlanmıştır. Son bölümde tespit edilen önemli gözlemler yorumlandıktan sonra, gelecekte bu ve benzeri konularda yapılacak çalışmalara yardımcı olabilir diye bazı önerilerde bulunulmuştur.

2. TEORİK BİLGİLER

2.1. Schottky Yapıların/Diyotların Literatör Özetleri

Bir metal ile yarıiletkeni yüksek sıcaklıklı ve vakum ortamında sıkı temas edilmesi sonucu elde edilen MS yapılar üzerinde şimdiye kadar çok sayıda deneysel ve teorik çalışma yapılmış ve yapılmasına da halen devam edilmektedir. Geçmişten bugüne kadar çeşitli elektriksel ve kimyasal özellikleri olan malzemeleri kullanarak arayüzey tabakasız veya oksit, yalıtkan ve polimer gibi arayüzey tabakası kullanılarak MS yapılar MIS veya MPS yapılara dönüştürülerek onların performansının artırılmasına çalışılmıştır [56]. Ancak bu çalışmalara rağmen metal ve yarıiletken arasında oluşan bariyerin doğası ve iletim mekanizmaları hakkında henüz tamamen güvenilir ve doğru sonuçlar elde edilememiştir. MS yapılarla ilgili çalışma ilk olarak 1938'de Walter Hans Schottky tarafından yapıldığı için genellikle bu yapılar Schottky engel diyotları olarak adlandırılır [56]. Schottky, metal ile yarıiletken arasında bir arayüzey tabakası olmadığı durumda, potansiyel engelin sadece yarıiletkende mevcut olan kararlı uzay yüklerinden kaynaklandığını ortaya koymuştur. Daha sonra, Schottky, engel oluşum mekanizmasını açıklayarak, engelin şekli ve engel yüksekliğini hesaplamak için farklı modeller sunmuşlar. Daha sonra, 1942'de Bethe, MS yapılarda, akım iletim mekanizmasını açıklayan termiyonik emisyon (TE) teorisini/modelini önerdi. Bu modele göre akım elektronların metale veya onların metalden emisyonu olarak tanımlanmıştır [57].

Metal-yarıiletken arayüzeyinde doğal bir oksit/yalıtkan, polimer veya ferro-elektrik tabakası doğal veya yapay olarak oluşturulduğunda, MS yapı MIS/MOS, MPS ve MFS yapılara dönüşür. Eğer bu arayüzey tabaka yeterince ince ise ($\leq 30\text{-}40\text{ nm}$) bu yapılar diyot ancak daha kalın ise de bu yapılar kapasitör olarak isimlendirilir. Bilindiği gibi bu yapılar paralel plakalı bir kondansatöre/kapasitöre benzemektedir ve kapasitörde yük veya enerji depolama görevi yapar. MIS tipi kapasitör ilk defa 1959 yılında J.L.Moll tarafından geliştirilmiştir. Kondansatörün iki plakası arasında oluşturulan arayüzey tabakanın kalınlığı kadar dielektrik katsayısının büyüklüğü de çok önemlidir. Ultra bir kapasitör elde etmek için arayüzey tabakasının kalınlığında bir sınırlama vardır yani istenilen nano boyutta büyütme zor bir işlemdir. Ancak klasik düşük dielektrikli yalıtkanlar yerine yüksek dielektrikli malzemeler (Bariyumlu, grafenli) yapılar kullanılarak kondansatörün sığası

($C=\epsilon'A/d_i$) büyük bir oranda artırılabilir. MIS veya MPS yapıların kapasitesi uygulanan gerilimle de oldukça değişmektedir ve bu yüzden bu tür yapılar elektronik sanayisinde çok değişkenli bir kapasitör olarak kullanılmaktadır [58-59]. Bu yapıların performansı ve güvenilirliği birçok faktöre bağlıdır ancak bunlardan özellikle metal ile yarıiletken arasında büyütülen arayüzey tabakanın homojenliği, kalınlığı, dielektrik sabiti ve bu yalıtkan tabakanın yük dağılımına, seri direnç, arayüzey durumlarına ve M/S arasında oluşan Schottky engelin dağılımına/homojenliğine bağlıdır. 1962'de Terman [60], termal yöntemlerle silisyum alttaşı üzerine SiO_2 büyütürken elde ettiği MIS yapının arayüzey durumlarının araştırması ve dc gerilim uygulayarak kapasitansın frekansa bağlı olduğunu göstermiştir ve yüksek frekanstaki C-V ölçümlerinden de arayüzey tuzak yoğunluğunu elde etmiştir. Schottky diyotlarda metal ve yarıiletken arasındaki arayüzey yalıtkan tabakası üzerine ilk çalışmalar 1965'de Cowley ve Sze [61] tarafından yapılmıştır. Onlar tahminlerini bir metal fonksiyon çalışması olarak farklı metalizasyon işlemlerine sahip Schottky engel yüksekliklerinin analizinden elde etmişler. Card ve Rhoderick [62], 1971 yılında M/S arayüzünde bulunan arayüzey durum yoğunluğunu, idealite faktörü ve engel yüksekliğinin voltaj ile değiştiği varsayımından hareket ederek doğru öngerilim I - V ölçümlerinden enerjiye bağlı olarak elde etmiştir. Ondan sonra da birçok araştırmacı tarafından arayüzey tabakasının varlığının ve arayüz durumlarının, Schottky engel diyotların performansı üzerine etkilerini incelemiş ve M/S arayüzeyinde ancak yarıiletkenin yasak enerji bandında yerleşmiş bu arayüzey durum yoğunluklarının enerjiye bağlı dağılımını, doğru beslem I - V karakteristiğinden elde etmişler [62-65].

Yalıtkan SiO_2 genelde kararlı ve büyütülmesi kolay ancak düşük dielektrik sabitli (3,8eo) olması nedeniyle bu arayüzey durumlarını pasivize edememekte ve dolayısıyla yüksek kaçak akımlara yol açmaktadır. Bu nedenle, son yıllarda, düşük dielektrikli yalıtkanlar yerine organik veya polimer malzemeler bilim insanları tarafından kullanılmaya başlanmıştır. Ancak elde edilen MPS yapıların performansı da, metal ile polimer ve polimer ile yarıiletken arasındaki yerleşmiş arayüzey durumlarına, metal ile yarıiletken arasında ortaya çıkan engel yüksekliğine ve MPS yapının seri direncine ve diğer bazı faktörlere bağlıdır. Özellikle seri direnç ve arayüzey organik tabakası MPS yapıların performansını en çok etkileyen faktörlerin başında gelmektedir. Çünkü bu yapılara voltaj veya elektrik alan uygulandığı zaman, uygulanan voltaj arayüzey tükenim tabakası, diyotun seri direnci ve tükenim tabakası arasında paylaşılır. Dolayısıyla bu aygıtların performansı ve güvenilirliği özellikle kaliteli bir arayüzey tabakanın büyütülmesine, yapının seri direncine ve arayüzey

durumlarına ve M/S arasında oluşan engelin biçimine oldukça bağlı olduğu birçok araştırmacı tarafından ortaya konulmuştur [54]. Örneğin, Campbell vd. (1996), MS tipi elektronik aygıtların özelliklerini kontrol etmek için yarıiletken ve organik arayüzey tabakası arasında oluşan Schottky engel yüksekliğini ve yarıiletken bant aralığını ayarlayabilmek için organik ince filmler kullanmışlar ve engelin de bu yolla artacağını rapor etmişlerdir. Onlar, Schottky engelindeki değişiklikleri bir elektro-emme tekniği kullanılarak belirlemişler ve dolayısıyla yüzey potansiyel değişikliklerini başarıyla tanımlamışlardır. Böylece, organik ince filmlili Schottky diyotların, modifiye edilen kontak engel yükseklikleri nedeniyle geleneksel MS Schottky diyotlardan üstün tarafları ortaya koymuşlar. Ayrıca bu çalışma, metal ile yarıiletken arasındaki bağli enerji seviyelerini değiştirmek için fiziksel bir neden teşkil etmiş ve bu sayede organik aygıtların (MPS) geliştirmesine ışık tutmuştur [66].

Zahn vd. (2003), organik molekülün seçilmesi ve arayüzey kalınlığını ayarlanması ile istenilen özelliklere sahip aygıt tasarlanabileceğini ifade etmişler. Bunu ispatlamak için GaAs kristali üzerine benzer yapıya sahip iki farklı organik molekül, 3,4,9,10-perilenetetrakarboksilik dianhidrit (PTCDA) ve N, N₀-dimetil 3,4,9,10-perilenetetrakarboksilik diimid (DiMe-PTCDI) büyütürerek elde edilen diyotların I-V karakteristiklerini incelemişlerdir. Onlar, kalkojen pasivasyonu ile arayüzey dipollerin indüklenmesinin ve arayüzey tabaka kalınlığının, engel yüksekliği değişimi üzerindeki etkisini detaylı olarak açıklamışlar ve dolayısıyla, nanometre kalınlığında büyütölmüş organik yarıiletkenler, Schottky engel diyotların performansını kontrol edebileceğini belirtmişler [67].

Yakuphanoglu vd. (2008), Al/p-Si/CoPc Schottky yapıda organik arayüzey tabakasının diyotun elektriksel parametreleri ve arayüzey özellikleri üzerindeki etkisini göstermişler. Onlar, Al/p-Si/CoPc diyotun idealite faktörü (1,33), engel yüksekliği (0,90 eV) ve seri direnci (314,5 kΩ) olarak deneysel I-V özelliklerinden elde etmişlerdir. Ayrıca, Al/p-Si/CoPc diyot için elde edilen engel yüksekliğinin, geleneksel Al/p-Si Schottky diyot için elde edilenden önemli ölçüde daha yüksek olduğunu göstermişler ve bunun nedenini ise organik filmin, Al metal ile p-Si arasında fiziksel bir engel oluşturduğuna atfetmişlerdir. Ayrıca bu çalışmada diyotun arayüz durum yoğunluğunun $1,23 \times 10^{14} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ ile $0,69 \times 10^{14} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ arasında değiştiği gösterilmiştir [68].

Vural vd. (2010), tarafından yapılan çalışmada Al/Rhodamine/n-GaAs MPS yapısının doğru beslem I - V karakteristikleri 80-350 K sıcaklık aralığında incelenmiş ve sıcaklık artışı ile birlikte idealite faktörünün (n) azaldığı ve engel yüksekliğin (BH) ise artmakta olduğu gösterilmiştir. BH ve n 'nin böyle bir davranışı, metal/yarıiletken arayüzündeki BH'nın homojen olmadığına ve bir Gauss dağılımına sahip olduğuna atfetmişler. Ayrıca bu çalışmada, geleneksel Al/n-GaA engel yüksekliğinin, Al/ Rh101/n-GaAs için elde edilen engel yüksekliğinden oldukça yüksek olduğu da tespit edilmiş ve Rh101'in metal/GaAs Schottky engelinin ayarlanabileceğini göstermiştir [69].

Özmen (2014), farklı P3HT:PCBM kütle oranları kullanarak Au/P3HT:PCBM /n-Si MPS yapıları elde etmiş ve PCBM yoğunluğunun elektriksel parametreler üzerindeki etkilerini incelemiş ve n , Φ_{B0} , R_s , R_{sh} ve N_{ss} gibi temel elektriksel parametreleri farklı P3HT için I - V ölçümlerinden belirlenmiştir. Özmen, P3HT:PCBM organik katmanındaki PCBM yoğunluğunun arttırılmasının taşıyıcı mobilitelerinin ve akımın artmasına ve bunun sonucunda da n , Φ_{B0} , R_s ve N_{ss} parametrelerinin azalmasına neden olduğu açıklamıştır. Bu, MPS diyotlarının elektriksel özelliklerinin P3HT:PCBM organik katmanının PCBM yoğunluğuna güçlü bir şekilde bağlı olduğunu göstermiştir [70].

Kaymak vd. (2018), yaptıkları çalışmada spin kaplama tekniği ile Al/Maleic Anhydride (MA)/p-Si organik Schottky engel diyotu elde ederek düşük frekansa bağlı özelliklerini incelemişlerdir. Kapasite-gerilim (C - V) ve iletkenlik-gerilim (G - V) ölçümleri kullanılarak, engel yüksekliği, Fermi enerji seviyesi (E_F), tükenim bölgesinin genişliği (W_D), R_s ve N_{ss} gibi elektriksel parametreleri incelemişler ve R_s ile N_{ss} değerlerinin diyot performansını etkileyen önemli parametreler olduğunu açıklamışlardır. Direnç ve arayüz durumları, hem frekansa hem de voltaja büyük ölçüde bağlı olduğunu ve bunun nedeni ise, hareketli yükler ve yasak enerji bandında ancak yarıiletken/organik arayüzünde yerleşmiş bulunan tuzaklar olduğunu açıklamışlar [71].

Birçok bilimsel çalışmada, yarıiletken ve polimer arasındaki arayüzey durumların ve yapının elektriksel ve dielektrik özelliklerinin iyileşmesi açısından polimer matrisine çeşitli malzemeler katkılanmıştır. Örneğin Tecimer vd. (2013), çinko (Zn) katkılı PVA organik arayüzey tabakası kullanarak Au/ (Zn katkılı) PVA /n-GaAs yapısı elde etmişler ve onun akım-iletim mekanizmaları hakkında ayrıntılı bilgi edinmek için, 80-350 K sıcaklık aralığında ileri ve ters beslemede I - V karakteristiği incelemişlerdir. Sıcaklık artışı ile

birlikte idealite faktörünün 12,85'den 2,80'ye düştüğünü, engel yüksekliğin ise 0,145'ten 0,606 eV'a yükseldiğini gözlemlemişler. Φ_{B0} 'ın bu gibi pozitif sıcaklık katsayısı (α), GaAs bant aralığı veya ideal diyot engel yüksekliğinin (BH) negatif sıcaklık katsayısına aykırı olduğu ancak modifiye edilmiş ve bu durum M/S arayüzünde oluşan engelin bir Gaussian dağılım modeliyle başarıyla açıklanabildiğini göstermişlerdir. Yani M/S arayüzündeki engelin düz olmayıp ortalama bir engel yüksekliği civarında birçok küçük engel veya patikalardan oluşmaktadır. Buna ek olarak, düşük gerilim/voltaj bölgesine yarı-logaritmik $\ln I-V$ eğimlerin tüm sıcaklıklar için birbirine paralel olduğu ve bunun sonucu olarak $n.T$ çarpımının neredeyse sabit kaldığı ve tünellemenin (TFE, FE) bir göstergesi olan E_{00} ($nkT/q \approx 87$ meV) değerinin termal enerji (kT/q) değerinden oldukça büyük olduğunu göstermişler. Bu durum, akım ileti mekanizmalarında özellikle düşük sıcaklıklarda termiyonik emisyon (TE) yerine kuantum mekaniksel tünellemenin (termiyonik alan emisyonu (TFE) veya alan emisyon (FE) teorilerinin baskın olduğu ile açıklanmıştır [72].

Çiçek vd. (2016), yaptıkları çalışmada geniş ışık şiddet aralığında ve oda sıcaklığında Au/GaAs, Au/PVA/GaAs ve Au/Gr-PVA/GaAs MPS yapıların $I-V$ sonuçlarını karakterize etmişler ve grafen katkılı PVA arayüzey tabakanın Schottky diyot kalitesinin önemli ölçüde iyileştirdiğini gözlemlemişler. Oda sıcaklığında, hem karanlık hem de ışık altında (50–200 W) idealite faktör (n), engel yüksekliği (Φ_{B0}), R_s ve R_{sh} parametreleri farklı hesaplama yöntemleri (Termiyonik emisyon (TE) modeli, Ohm kanunu ve Norde metodu) kullanarak $I-V$ verilerinden elde ederek birbiriyle karşılaştırmışlar. Bu araştırma sonuçları, karanlık ve ışık koşulları altında saf PVA yapısına kıyasla Gr-katkılı PVA'nın R_s değerlerinde bir düşüş ve R_{sh} değerinde bir artış olduğunu göstermiştir. Dolayısıyla doğrultucu oranın ($RR=I_F/I_R$) ve yapı kalitesinin önemli ölçüde geliştirilmiş olduğunu kanıtlamışlar [73].

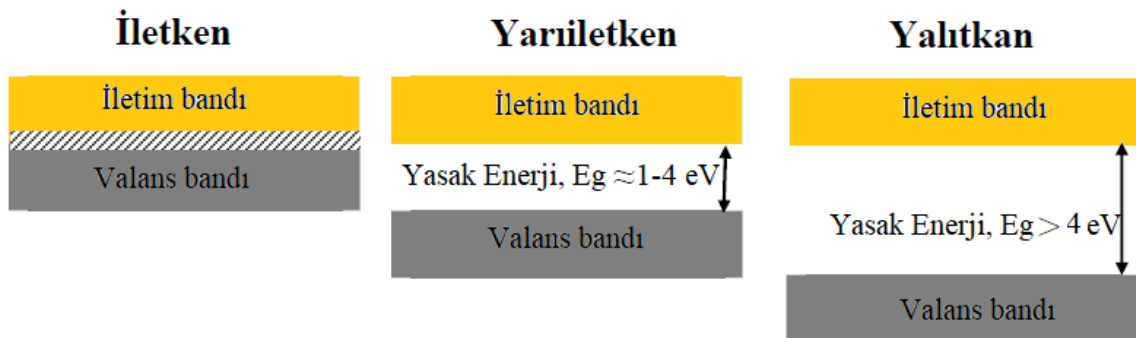
Çetinkaya vd. (2017), farklı oranlarda grafen içeren $Ca_{1.9}Pr_{0.1}Co_4O_x$ katkılı PVA arayüzey katmanının geleneksel Au/n-Si (MS) yapıların elektriksel özellikleri üzerindeki etkilerini görmek için Au/(grafen+ $Ca_{1.9}Pr_{0.1}Co_4O_x$ katkılı PVA)/n-Si (MPS) yapıları oluşturdular. Elde ettikleri bu yapıların, $I-V$ yöntemi kullanılarak temel elektriksel parametrelerin incelemesini oda sıcaklığında gerçekleştirmişler. Arayüz durumlarının yoğunluğu (N_{ss}) enerjiye bağlı dağılım profili, hem idealite faktörünün ($n(V)$) hem de etkin engel yüksekliğinin (Φ_e) voltaja bağlı değişimi dikkate alınarak doğru beslem ($I-V$) verilerinden elde edilmiştir. DeneySEL sonuç analizleri, grafen+ $Ca_{1.9}Pr_{0.1}Co_4O_x$ katkılı PVA arayüzey tabakanın yapının performansını oldukça iyileştirdiğini ortaya koydular [74].

4H-SiC yarıiletkenin; geniş bant aralığı, yüksek çalışma sıcaklığı, yüksek mobilite hızı ve yüksek tutma gerilimi gibi önemli özelliklerinden dolayı, elektronik uygulamalarda çok sayıda araştırmacılar tarafından tercih edilmiştir. Özellikle MIS/MPS tipi diyotlarda 4H-SiC yarıiletkeni tercih edilmiştir. Bunlardan Alaly vd. (2014), Au/TiO₂/n-4H-SiC (MIS) yapının etkin akım iletim mekanizmalarını belirlemek için, I - V ölçümlerini 200-380 K gibi geniş bir sıcaklık aralığında gerçekleştirmişler. Bu çalışmada, n , Φ_{B0} , R_s , R_{sh} gibi temel diyot parametreleri; 200 K için sırasıyla 5,09; 0,81 eV; 37,4 Ω ve 435 k Ω ve 380 K için 2,68; 0,95 eV; 5,99 Ω ve 73 k Ω olarak elde etmişlerdir. Buna ilave olarak $N_{ss}-(E_c-E_{ss})$ profilleri de doğru beslem I - V verilerinden n ve Φ_{B0} nin voltaja bağlı değişimi dikkate alınarak hesaplamışlardır. Elde edilen Φ_{B0} değerinin artan sıcaklıkla artması ve n değerinin ise azalmasının Gauss dağılımı ile (GD) açıklamak için $\Phi_{B0}-q/2kT$ grafiğinden standart sapma değeri elde edilerek klasik Richardson eğrisi elde edilmiştir. Modifiye Richardson eğrisinin eğiminden ve kesim noktasından elde edilen ortalama engel yüksekliği (Φ_{B0}) ve etkin Richardson sabiti değerleri yeniden elde edildi ve dolayısıyla akım-iletim mekanizmasının bu yapılarda GD dağılımı ile başarıyla açıklanabileceğini gösterdiler. Elde edilen deneysel sonuçlardan, Au/TiO₂/4H-SiC diyotlarda GD mekanizmasının yanı sıra özellikle düşük sıcaklıklarda alan emisyonun da (FE) etkili olduğunu gösterdiler [75].

Al-Dharoba vd. (2018), tarafından yapılan bir çalışmada, hazırlanan Au/(Zn_{0,07}-PVA)/4H-SiC (MPS) tipi diyotlarda, benzer şekilde n değerinin artan sıcaklıkla azaldığı ve Φ_{B0} nin ise arttığını gözlenmiştir. nkT/q 'ye karşı kT/q grafiğinin davranışı, termiyonik alan emisyonu (TFE) ve alan emisyonu (FE) mekanizmaların bir kombinasyonunun, özellikle düşük sıcaklıklarda baskın olabileceğini gösterilmiştir. Bu çalışmada da, geleneksel Richardson eğrisi modifiye edildi ve bu eğrinin düşük ve yüksek sıcaklık bölgeleri için iki farklı lineer bölge olduğu gözlemlendi. Dolayısıyla bu eğrilerin eğiminden ve y-ekseni kesme noktadan elde edilen deneysel $A^*(=144,97 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2})$ ve ortalama engel yüksekliği değerlerinin de mevcut literatöre gayet uygun olduğu gözlemlendi. Bu değer 4H-SiC için verilen $146 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ teorik değerine oldukça iyi uyum içindedir. Onlar da akım iletim mekanizmasının Au/(Zn_{0,07}-PVA)/4H-SiC (MPS) yapılarda, çift-Gaussian (DG) mekanizmasıyla başarılı bir şekilde açıklanabileceğini göstermişler [76].

2.2. Yarıiletken Kavramı

Katı cisimlerde, elektronlar en düşük enerji seviyesinden başlayarak üst seviyeleri doldurması ile farklı enerjiye sahip bandlar oluşturmaktadır. Her bant birbirine çok yakın olan çok sayıda ayırık seviye (izinli enerji seviyesi) içerir. Katı hal fiziğinde, en yüksek dolu bandına, valans bandı (E_V) ve en düşük boş banda iletim bandı (E_C) ismi verilir. Bu iki band arasında idealde hiçbir enerji seviyesi bulunamaz ve yasak band ($E_g = E_C - E_V$) veya yasak enerji aralığı denilir. Dolayısıyla, ideal durumda, yasak enerji bandı hiçbir izinli elektron durumunun bulunmadığı bir katı içindeki enerji aralığıdır [77]. Yarıiletkenler ve yalıtkanlar, iletkenlerin aksine, kızılötesi görünür veya ultraviyole spektral bölgenin yakınında temel bir bant boşluğuna sahiptir (Şekil 2.1). İletkenlerde valans ile iletim bandı arasında bant aralığı yoktur ve bu iki bant birbiriyle örtüşmektedir. Bu nedenle elektronlar kısmen dolmuş valans bandının veya iki örtüşen bandın içinde hareket edebilir. Bu durum iletme katılan serbest elektronların oluşmasını sağlar. Yalıtkanlarda valans bandı, kovalent bağlardan dolayı elektronlarla tamamen doludur ve dolayısıyla hareket edemez çünkü atomlar arasında hapsedilmişlerdir. Yarıiletkenlerde elektron iletimi ancak valans bandındaki elektronların iletkenlik bandına uyrılmasıyla mümkündür. Yalıtkanlarda yasak enerji aralığı yarıiletkenlere nazaran daha yüksektir (≥ 4 eV) ve dolayısıyla optik veya termal olarak elektronları valans bandından iletkenlik bandına çıkarılması neredeyse imkansızdır. Dolayısıyla yalıtkanlar enerji-bant yapılarından dolayı normal şartlarda iletken değildirler. Yarıiletkenlerde ise, yalıtkanlarla karşılaştırıldığında daha küçük bir bant aralığı vardır. Bu nedenle düşük sıcaklıklarda bile bazı elektronlar valans bandından iletkenlik bandına kolayca çıkabilir ve dolayısıyla artan sıcaklıkla iletim artar. Ancak mutlak sıcaklıkta (0 K) yarıiletken de bir yalıtkan gibi davranır. Yani, mutlak sıcaklıkta tüm taşıyıcıların dondurulmuş olduğu kabul edilir.

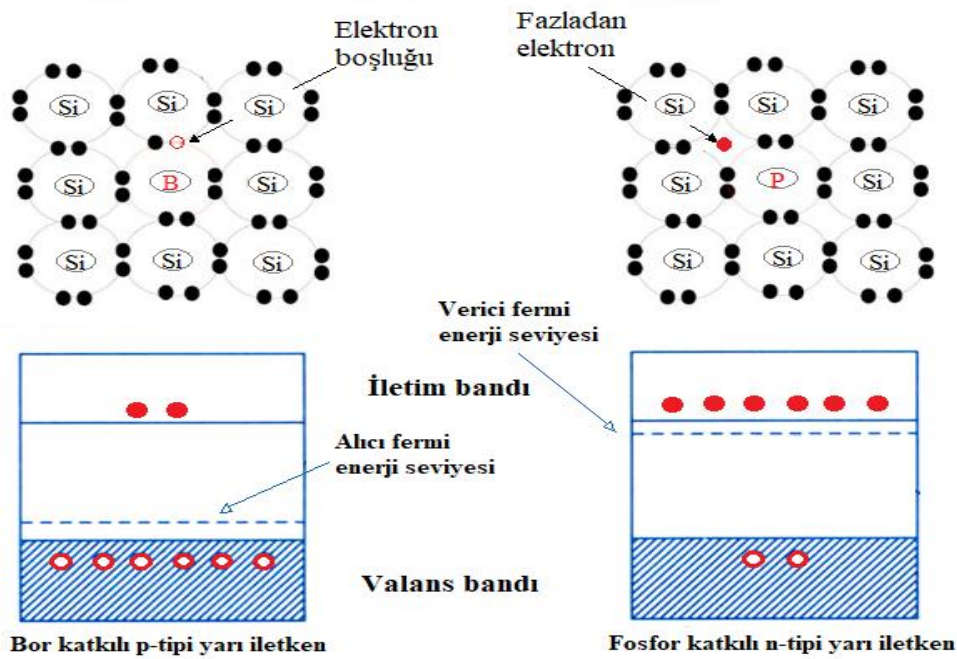


Şekil 2.1. İletken, yarıiletken ve yalıtkan için sematik bant diyagramı [77]

Yarıiletkenlerde yasak enerji bandı yarıiletkenden-yarıiletkene göre değişir ve 0.1 ile 4 eV arasında değerler alır. Temel yarıiletkenlerden Ge, Si ve GaAs oda sıcaklığında sırasıyla yaklaşık 0.66 eV, 1.12 eV ve 1.45 eV değerlerine sahiptir [4]. Ayrıca, her elektron valans bandından iletim bandına geçişinde, diğer elektronlar tarafından doldurulabilecek bir deşik bırakır. Böylece, valans bandında pozitif yük taşıyıcıları olarak dolaşan deşikler elde edilir. Elektronlar her zaman enerjisel olarak en düşük durumu kabul ettiğinden, valans bandına geri dönerler ve enerji kaynağı yoksa deşiklerle yeniden birleşir. Belli bir sıcaklıkta, iletim bandına yükseltilmiş elektronlar ile geri düşen elektronlar arasında bir denge düzenlenir. Dolayısıyla yarıiletkende iletim hem elektronlar hem de deşikler tarafından sağlanır. Ancak n-tipine çoğunluk taşıyıcılar elektronlar iken p-tipinde ise deşiklerdir. Artan sıcaklıkla birlikte hem taşıyıcılar ilave termal enerji ve hız kazanırlar hem de E_g kristalin genişlemesinden dolayı daraldığı/küçüldüğü için artan sıcaklıkla iletim hızla artar. Başka bir ifadeyle direnç azalır. Yarıiletkenler genellikle oda sıcaklığındaki 10^{-2} ile $10^9 \Omega$ arası öz dirençlere sahiptir ancak katkı atomlarının sayısı dahada artarsa iletken gibi davranırlar. Ancak yarıiletken aygıtlarda iletim, katkı atomlarının yoğunluğuna, sıcaklığa, içindeki safsızlıklara, örgü kusurları veya kimyasal bileşimden sapma gibi birçok faktöre bağlıdır.

Elektronikte, yarıiletkenlerin kullanışlığı, onun kristallerini oluşturan atomların yapısından kaynaklanır. İçsel veya saf yarıiletkenler oda sıcaklığında ihmal edilebilir iletkenliğe sahiptir ve oda sıcaklığında cm^{-3} başına yaklaşık 10^{10} serbest elektron ve deşik vardır. Böylece pozitif yükler kadar negatif yükün olmasından dolayı yarıiletken kristal bir bütün olarak nötrdür. Bu yarıiletkenin iletkenliğini arttırmak için $\sim 10^6$ ile 10^{10} yarıiletken atom başına bir oranında katkı atomları eklenebilir. Elde edilen bu yarıiletkenlere katkılı yarıiletken denilir. Katkı atomlar eklemenin amacı, bir yarıiletkendeki serbest elektronların veya deşiklerin sayısını arttırmak veya ayarlamaktır. Örneğin, bir Si veya Ge yarıiletkenin en dış yörüngesinde dört elektron vardır ve bunlara değerlik elektronları denilir. Tüm optik ve termal durumlarda bu dış valans elektronları rol alırlar. Bu yarıiletken kristaller erime sıcaklığı noktasına kadar ısıtılıp ve tekrar soğutulduğunda, organize kristal yapılar veya kafesler oluşturma eğilimindedir. Katkılama adı verilen bir işlemde, son yörüngesinde 5 elektronu bulunan Fosfor (P), Antimon (Sb), Arsenik (As) veya Bismut (Bi) gibi beşinci gurup atomlar, dördüncü grupta olan Si veya Ge yarıiletkenine eklendiği zaman, bu atomların 4 elektronu Si veya Ge yarıiletkenin son yörüngesinde bulunan 4 elektronla kovalent bağ oluşturarak her atom başına bir elektron (5. Elektron) açıkta (fazla) kalır. Dolayısıyla 10^6 ile 10^{10} atom o kadar sayıda sistemde elektron fazlalığı olduğu için bu tip

yapılara n-tipi yarıiletkenler ve katkı atomlarına da donör veya verici katkı atomları denilir. Tersine, bu kristallere son yörüngesinde 3 elektron bulunan üçüncü gruptaki Bor (B), Galyum (Ga), İndiyum (In) ve Aluminyum (Al) atomlar katkılандığında ise sistemde elektron eksikliği veya başka bir ifadeyle deşik fazlası oluştuğu için bu tip yarıiletkenlerde p-tipi yarıiletkenler ve katkı atomlarına ise alıcı (acceptor) atomları denilir. Şekil 2.2 'de görüldüğü gibi n tipi bir yarıiletkendeki elektronlar çoğunluk ve deşikler azınlık yük taşıyıcıları olarak bilinirken, p tipinde deşikler çoğunluk ve elektronlar azınlık yük taşıyıcıları olarak bilinmektedir [77].



Şekil 2.2. P-tipi ve n-tipi yarıiletkenlerin oluşumu

Yarıiletkenler, tek element veya bileşik olarak bulunmaktadır. Silisyum ve Germanyum (Ge) her ikisi de elmas kafes olarak adlandırılan kristalimsi bir yapıya sahip en yaygın yarıiletkenlerdir. Yani, her bir atom düzenli bir tetrahedronun köşelerinde en yakın dört komşusuna sahiptir ve atomun kendisi merkezdedir. Tek element yarıiletkenlere ek olarak InSb, InAs, GaP, GaSb, GaAs, SiC, GaN, AlGaIn ve InGaP gibi bileşik yarıiletkenler farklı alaşımların birbiriyle bağ kurmasından oluşmaktadır. Bileşik yarıiletkenin avantajı, aygıt mühendisliğinde geniş bir enerji aralığı ve hareketlilik yelpazesi sağlamasıdır ve böylece malzemeler belirli gereksinimleri karşılayan özelliklere sahip olurlar. Bu yarıiletkenlerin bazılarını bu nedenle geniş bant-aralıklı yarıiletkenler denilir.

2.3. Metal-Yarıiletken (MS) Eklemleri

Katı hal fiziğinde, bir metal-yarıiletkenin (MS) kontak edilmesi, bir metalin bir yarıiletken malzeme ile sıkı temasa girdiği bir bağlantı türüdür. Bir p-n eklem bir çok elektriksel özelliğini taşımaktadır. Ayrıca fabrikasyon işleminin sadeliği, doğrultma hızının yüksek olması ve yüksek frekans gerektiren işlemlerde p-n ekleme göre daha kullanışlı olmasından dolayı, bu yapılar birçok yarıiletken ayarda kullanılması tercih edilmektedir.

Metal ile yarıiletken arasındaki oluşan kontaklar doğrultucu veya omik olarak bilinmektedir. Doğrultucu kontaklar, bir engel yüksekliği oluşturarak Schottky diyotlarında, Schottky transistörlerinde ve metal-yarıiletken alan etkili transistörlerinde oldukça kullanışlıdır [78]. Belirli bir metal-yarıiletken bağlantının omik bir kontak mı yoksa bir Schottky engel kontağı mı olduğu, birleşme noktasının engel yüksekliğine (Φ_B) bağlıdır. Schottky-Mott teorisine göre [79] metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları engel yüksekliğini ve dolayısıyla kontağın omik kontak veya doğrultucu kontak olmasını belirler. Bir metalin iş fonksiyonu ($q\Phi_m$), bir elektronu metalin dışındaki Fermi enerji seviyesinden vakuma taşımak için gereken enerjidir. Örneğin Alüminyum (Al) için Φ_m 'in tipik değeri 4.1-4.3 eV ve Altın (Au) için ise bu değer 4.8-5.1 eV dur. Negatif yükleri bulunan n tipi yarıiletken metalin yüzeyine yaklaştırılırsa, metal içindeki pozitif yükler indüklenir ve etkin iş fonksiyonu azalır. Böylece metal-yarıiletken kontaklarda oluşan ve Schottky etkisi olarak ta bilinen potansiyel engeli terimini ortaya çıkarır [80].

2.3.1. Doğrultucu (Schottky) kontaklar

İdeal durumda, $q\Phi_m$ iş fonksiyonuna sahip bir metal ile $q\Phi_s$ iş fonksiyonuna sahip bir n-tipi yarıiletken bir biri ile kontak edildiğinde metal ile yarıiletkenin Fermi seviyeleri birbirine eşit olana kadar aralarında yük transferi gerçekleşir (Şekil 2.3). Örneğin eğer kontak yapılmadan önce metalin iş fonksiyonu yarıiletkenin iş fonksiyonundan büyük olursa, ($\Phi_m > \Phi_s$) yarıiletkenin Fermi seviyesi metalinkinden daha yüksek olduğu anlamına gelir. Kontak yapıldıktan sonra iki Fermi seviyesinin hizalanması için yarıiletkenin elektrostatik potansiyeli metale göre artmalıdır (Fermi seviyesi yani, elektronların enerjisi azalmalıdır). N-tipi yarıiletkenin verici atomlarından dolayı eklem bölgesinde pozitif yükler oluşarak metaldeki negatif yüklerle eşleşir ve bir tükenim bölgesi (W_D) ortaya çıkar. p-n eklem

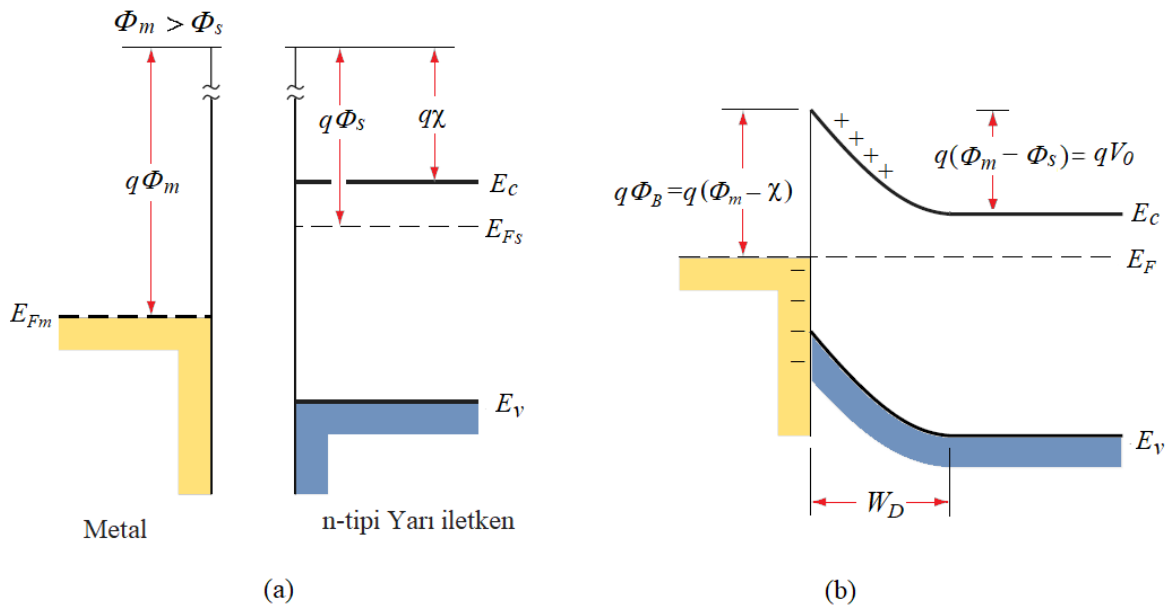
diyotlarad olduğu gibi burada da tükenim bölgesinde bir iç elektrik alan (ϵ) oluşarak enerji bantlarında bir bükülme ortaya çıkar ve böylece metal ile yarıiletken arasında bir potansiyel engeli oluşur [52, 79-81]. Şekil 2.3 'de görüldüğü gibi yarıiletkenin iletim bandındaki elektronların yarıiletken tarafına geçerken karşılaştıkları potansiyel engeli, metal ile yarıiletken iş fonksiyonları arasındaki farktır (qV_0 veya qV_{bi}).

$$qV_0 = q(\Phi_m - \Phi_s) \quad (2.1)$$

Ancak metalden yarıiletkenenin iletim bandına elektronların akması için aşılması gereken potansiyel engel yüksekliği ise,

$$q\Phi_B = q(\Phi_m - \chi) \quad (2.2)$$

ile ifade edilir. Burada χ yarıiletken iletim bandı ile vakum seviyesi arasındaki enerji farkı olup elektron yakınlığı (electron affinity) olarak tanımlanır[52, 80].



Şekil 2.3. $\Phi_m > \Phi_s$ olan bir n-tipi yarıiletken ile metalin; (a) kontak yapılmadan önceki ve (b) kontak yapıldıktan sonraki denge durumu için enerji bant diyagramı [80]

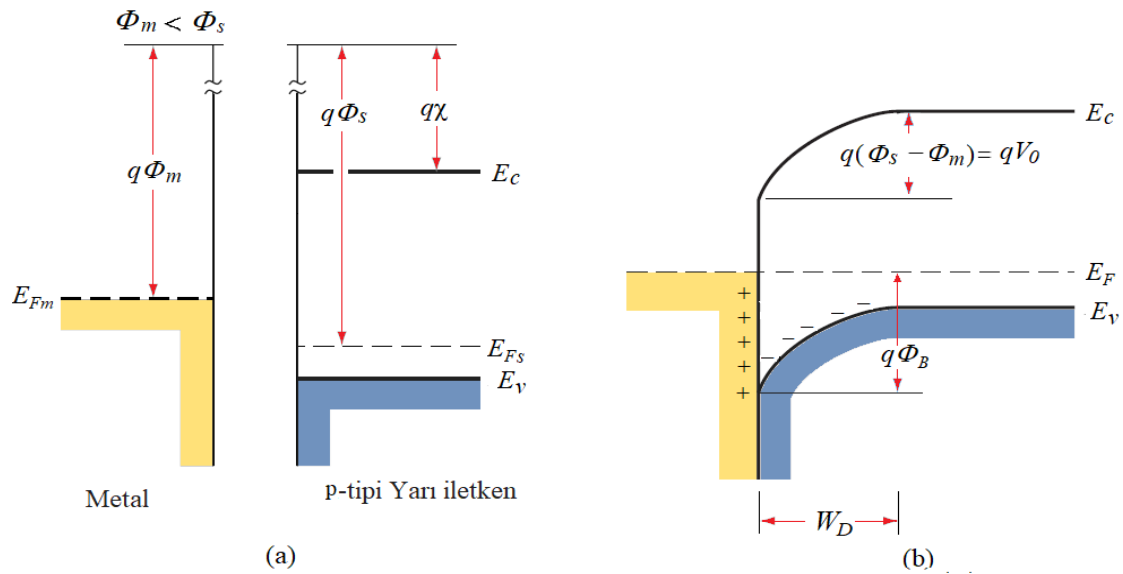
Diğer taraftan, $\Phi_m < \Phi_s$ olan p-tipi yarıiletkenle bir metalin birleşmesi sonucu yine Fermi seviyeleri bir biri ile hizalanmaktadır ancak p-tipi yarıiletkendeki mevcut olan boşluklardan dolayı eklem bölgesinin yarıiletken tarafında negatif ve metal tarafında pozitif yükler

indüklenir. Yarıiletkenden metale doğru pozitif yüklü deşik difüzyona engel olan denge potansiyeli,

$$qV_0 = q(\Phi_m - \Phi_s) \quad (2.3)$$

ile ifade edilir. Bu durum Şekil 2.4 'te gösterilmiştir. Şekil 2.4 'te deşikler için potansiyel engelin şematik görseli, pozitif yüklerin elektrostatik potansiyel engelinin elektronlarınkinin tersi yönünde olduğunu göstermektedir.

Bir V_d doğru beslem voltajı doğrultucu kontağa uygulandığı zaman, V_0 denge kontak potansiyeli ($V_0 - V_d$) 'ye azalır (Şekil 2.5). Dolayısıyla akım taşıyıcılar (n- tipi ise elektronlar ve p-tipi ise deşikler) potansiyel engeli kolayca aşarak yarıiletkenden metale doğru difüze edip doğru bir akıma yol açabilir.



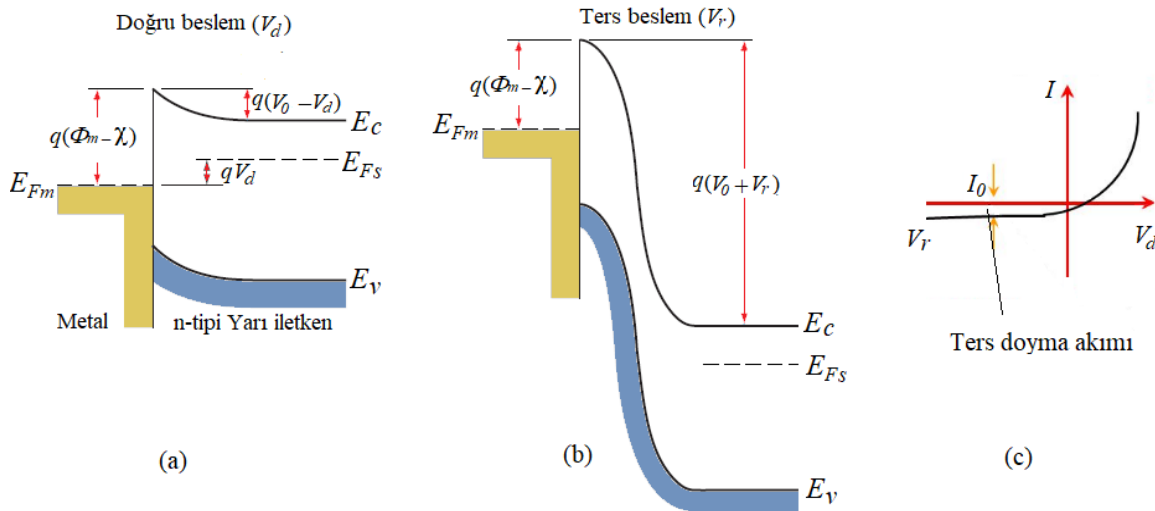
Şekil 2.4. $\Phi_m < \Phi_s$ olan bir p-tipi yarıiletkenden metale; (a) kontak yapılmadan önceki ve (b) kontak yapıldıktan sonraki denge durumu için enerji bant diyagramı [80]

Ters beslem voltajı uygulandığı durumda ise engel potansiyeli ($V_0 + V_r$) 'ye yükselir ve dolayısıyla yarıiletkenden metale engel üzerinden geçen taşıyıcılar ihmal edebilir kadar azalır. Her iki durumda da metalden yarıiletkene taşıyıcıların akışı $\Phi_m - \chi$ engeli ile geciktirilir. Schottky potansiyel engeli üzerinden oluşan akım, diyot denklemi olarakta bilinen,

$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.4a)$$

ile ifade edilir [80-81] . Burada I_0 ters doyma akımı, q elektronik yükü, k Boltzmann sabiti ve T ise Kelvin cinsinden sıcaklıktır. Ancak Eş. 2.4' de idealite faktörü saf TE teorisine göre (ideal durum) bir olarak kabul edilmiştir. Eğer idealite faktörü 1' den büyükse ve diyot bir seri dirence (R_s) sahip ise Eş.2.4(a), Eş.2.4(b)' ye dönüşür ve özellikle oda ve üstündeki sıcaklıklarda (-1) değeri üstel ifade yanında ihmal edilecek kadar düşüktür.

$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{q(V - IR_s)}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.4b)$$



Şekil 2.5. (a) Doğru beslem, (b) Ters beslemin bir metal-yarıiletken bant yapısı üzerindeki etkisi, (c) bir diyotun tipik akım-gerilim karakteristik eğrisi [80]

Doyma akımı metalden yarıiletkene doğru olan ve beslem voltajından etkilenmeyen Φ_B potansiyel engelin yüksekliğine bağlıdır ve aşağıdaki şekilde ifade edilebilir:

$$I_0 = AA^*T^2 \exp(-q\Phi_B/kT) \quad (2.5)$$

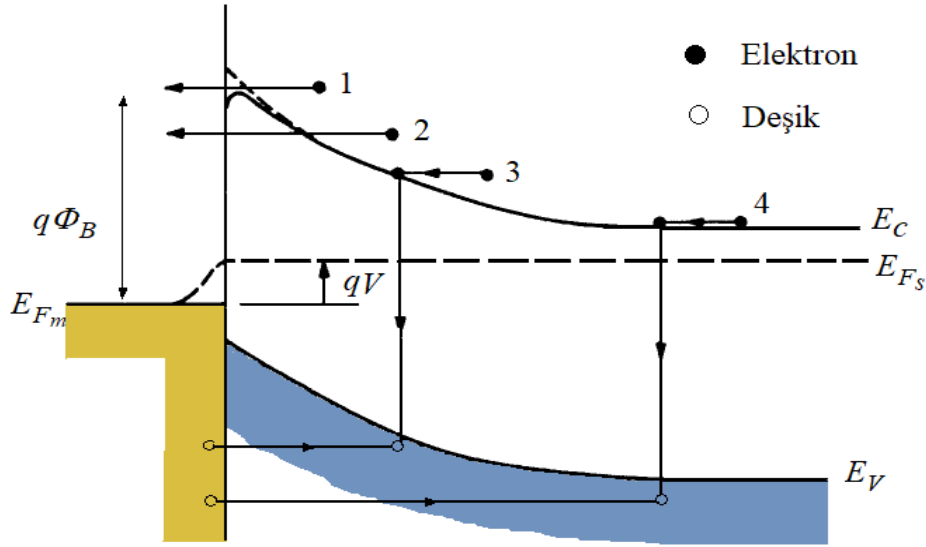
Burada A Schottky/doğrultucu kontakın aktif alanı ve A^* etkin Richardson sabitidir. Bu diyot denklemi hem n hem de p tipi yarıiletken diyotlar için geçerlidir ve Schottky engel diyotu doğru beslemde kolay yük taşıyıcı akışı ve ters yönde hemen-hemen hiç yük akımı sağlamaz/iletmez ve bu oran ideal durumda $\geq 10^9$ dur. Bölüm 2.3'te akım mekanizmaları ile ilgili detaylı açıklama yapılacaktır.

2.3.2. Omik kontaklar

Bazı durumlarda hem doğru hemde ters beslem doğrultusunda lineer bir I - V özelliği taşıyan omik bir metal-yarıiletken kontağa ihtiyaç duymaktayız. Bir MS kontağında yarıiletken n-tipi olup ve $\Phi_m < \Phi_s$ durumunda Fermi seviyesi elektronların metalden yarıiletkene geçişi ile eşit hale gelene kadar aralarında yük geçişleri devam eder. Metal ile yarıiletken arasındaki engelin küçük olduğundan dolayı elektronların akışı az miktar bir voltaj uygulanarak gerçekleşir. Diğer taraftan, $\Phi_m > \Phi_s$ durumunda (p-tipi) yine fermi seviyesinin dengede olması için metalden yarıiletkene pozitif yüklerin akışıyla gerçekleşir ve aralarında küçük bir potansiyel engeli oluşur. Her iki durumda da doğrultucu kontakların aksine, Fermi seviyelerin hizalanması için gereken elektrostatik potansiyel farkı, yarıiletkendeki çoğunluk taşıyıcıların birikimi ile gerçekleştiğinden, hiçbir tükenim tabakası ortaya çıkmamaktadır. Omik kontakların oluşmasının pratik bir yöntemi, yarıiletkenin kontak bölgesini ağır bir şekilde katkılamaaktır. Buda metal kontak yapıldıktan sonra kısa bir ısıtıl işleme tabi tutularak metalin yarıiletkene difüze edilmesini sağlamasıyla gerçekleşir. Dolayısıyla arayüzeyde oluşan engelin yeterince küçük olmasına dolayı omik bir kontak elde edilir ve başka bir ifadeyle akım – voltaj ilişkisi lineer olur [80-81].

2.4. Schottky Yapıların Akım İletim Mekanizması

Schottky tipi diyotlarda genelde Şekil 2.6' da 1 ile gösterilen dört ana akım taşıma mekanizması vardır. Bunlar termiyonik emisyonu (TE), tünelleme, uzay-yükü bölgesindeki rekombinasyon ve elektron-deşik difüzyonu. Potansiyel engel üzerinden yarıiletkenden metale doğru engelden daha yüksek enerjiye sahip elektronların geçmesi TE mekanizması olarak bilinir. Omik kontaklar ve yüksek katkılı malzeme için en önemli akım kaynağı Şekil 2.6' da 2 ile gösterilen engel üzerinde geçecek kadar enerjiye sahip olamayan elektronların engel içinden kuantum-mekaniksel tünellemesi tünelleme olarak bilinir. Üçüncü önemli akım mekanizması, Şekil 2.6' da 3 ile gösterilen bir p-n eklemesinde olduğu gibi, uzay-yükü bölgesindeki rekombinasyondan kaynaklanmaktadır. Dördüncü mekanizma, Şekil 6'da 4 ile gösterilen tükenme bölgesinde elektronların difüzyonu ve yarıiletken içine yayılan metalden enjekte edilmiş deşiklerden kaynaklanmaktadır. Diğer akımlar, MS kontağındaki tuzaklardan gelen kenar kaçak akımları ve ara yüzey akımlarından kaynaklanır[59, 82].



Şekil 2.6. Schottky yapılarıdaki dört temel akım iletim mekanizması. 1) Termiyonik emisyonu, 2) Tünelleme, 3) uzay-yükü bölgesindeki rekombinasyon, 4) Elektron ve deşik difüzyonu [82]

2.4.1. Termiyonik-emisyon (TE) teorisi

Bethe, akım iletimin yalnızca engel yüksekliğine dayanan TE teorisini geliştirmiştir [83]. Bu teori, potansiyel engel yüksekliğinin kT/q ' den çok daha büyük olduğunu, emisyonu belirleyen düzlemde termal dengenin kurulduğunu ve net akımın dengeyi etkilemediğini, böylece, her-biri farklı bir Fermi enerji seviyesine sahip metalden yarıiletken, diğeri yarıiletkenden metale iki akım akışını üstlenebilir. Bu varsayımlar, engelin şeklini önemsiz kılar ve elde edilen akım elektronların engel yüksekliği üzerinden taşınmasından kaynaklanmaktadır. Bu model, uzay yükü bölgesindeki çarpışmaların neden olduğu taşıyıcıların sürüklenmesini ve yayılmasını ihmal ediyor. Yarıiletkenden metale akan akım yoğunluğunu, $(J_{s \rightarrow m})$ potansiyel engelin üstesinden gelmeye yetecek enerjilere sahip elektronların yoğunluğu ile verilir;

$$J_{s \rightarrow m} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_B}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (2.6. a)$$

$$A^* = \left(\frac{4\pi q m^* k^2}{h^3}\right) \quad (2.6. b)$$

Burada, m^* elektronun etkin kütlesi, q elektronik yük değeri, k Boltzmann sabiti ve A^* termiyonik emisyon için etkin Richardson sabitidir. Çoklu-vadi modeli yarıiletkenler için, minimum bir tek enerjiyle ilişkili uygun Richardson sabiti [59, 82];

$$A_1^* = 4\pi \frac{qk^2}{h^3} (l^2 m_y^* m_z^* + m^2 m_z^* m_x^* + n^2 m_x^* m_y^*)^{1/2} \quad (2.7)$$

ile verilir. Buradaki l , m ve n , elipsoidin ana eksenlerine göre normalin yayma düzlemine olan yön kosinüsleridir ve m^* değerleri, elektronun etkin kütle tensörünün bileşenleridir. Serbest bir elektron için ($m^* = m_0$), $A^* = 120 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$. Gerçek yarıiletkenler için Richardson sabiti farklıdır. Örneğin 4H-SiC için bu değer, $143 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ olarak hesaplanmıştır.

Metalden yarıiletken içine hareket eden elektronların engel yüksekliği uygulanan voltaj altında aynı kaldığından, yarıiletkenine akan akım bu nedenle uygulanan voltajdan etkilenmez. Dolayısıyla bu akım, termal dengede (Yani $V=0$ olduğunda) yarıiletkenden metale akan akıma eşit ve ters yönde olmalıdır. Yani;

$$J_{m \rightarrow s} = -A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \quad (2.8)$$

Toplam akım yoğunluğu J_n , (2.6 a) ve (2.8) eşitliklerin toplanması ile verilir.

$$J_n = \left[A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] = J_{TE} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.9)$$

Burada J_{TE} (J_0) doyma akımı yoğunluğuna Dolayısıyla, Eş. 2.4 ile ifade edilen diyot denklemini elde etmiş oluruz. TE akımını türetmek için alternatif bir yaklaşım vardır. Bu yaklaşımda hız bileşenlerini ayrıştırmadan, sadece engel yüksekliğini aşabilecek enerjiye sahip elektronlar ileri akıma katkıda bulunacaktır. Böyle bir enerjiye sahip elektron sayısı;

$$n = N_C \exp\left[-\frac{q(\phi_B - V)}{kT}\right] \quad (2.10)$$

Burada N_C iletim bandında elektronlar için durumların etkin yoğunluğudur ve [82];

$$N_C = 2 \left[\frac{2\pi m_e^* kT}{h^2} \right]^{3/2} \quad (2.11)$$

ile elde edilir. Maxwell'in hız dağılımına göre, bir düzlem boyunca taşıyıcıların rasgele hareketinden gelen akımın;

$$J = nq \frac{v_{ave}}{4} \quad (2.12)$$

denklemini ile verildiği bilinmektedir. Burada v_{ave} ortalama(average) termal hızdır;

$$v_{ave} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m^*}} \quad (2.13)$$

Dolayısıyla Eş. 2.12. aşağıdaki şekilde yazılabilir [59]. Bu denklem Eş. 2.6a ile aynıdır.

$$J_n = \frac{4\pi q m^* (kT)^2}{h^3} \exp \left[-\frac{q(\phi_B - V)}{kT} \right] \quad (2.14)$$

2.4.2. Difüzyon teorisi

Schottky'nin difüzyon teorisi [84] aşağıdaki varsayımlardan türetilmiştir: 1) Engel yüksekliğinin kT/q 'den çok daha büyük olduğu varsayımlarına dayanmaktadır, 2) Tükenme bölgesi içindeki elektron çarpışmalarının etkileri dahil edilmiştir, 3) Tükenim bölgesi sınırındaki ($x=0$ and $x=W_D$) taşıyıcı konsantrasyonları, akımdan etkilenmez ve 4) yarıiletken içindeki safsızlık konsantrasyonu dejenere değildir. Tükenme bölgesindeki akım yerel alana ve konsantrasyon gradyanına bağlı olduğundan, akım yoğunluk denklemini kullanmalıyız [59]:

$$J_x = q \left(n\mu_n E + D_n \frac{dn}{dx} \right) = qD_n \left(\frac{n}{kT} \frac{dE_c}{dx} + \frac{dn}{dx} \right) \quad (2.15)$$

Kararlı durum koşulunda, akım yoğunluğu x değerlerinden bağımsızdır ve Eş. 2.15, $\exp[E_c(x)/kT]$ ile entegre edilebilir;

$$J_n \int_0^{W_D} \exp \left[\frac{E_C(x)}{kT} \right] dx = qD_n \left\{ n(x) \exp \left[\frac{E_C(x)}{kT} \right] \right\} \Big|_0^{W_D} \quad (2.16)$$

ve referans olarak $E_{Fm} = 0$ ve sınır koşullarını kullanarak (Şekil 2.6);

$$E_C(0) = q\phi_B, \quad (2.17)$$

$$E_C(W_D) = q(V_n + V), \quad (2.18)$$

$$n(0) = N_C \exp \left[\frac{E_{Fn}(0) - E_C(0)}{kT} \right] = N_C \exp \left(-\frac{q\phi_B}{kT} \right), \quad (2.19)$$

$$n(W_D) = N_D = N_C \exp \left(-\frac{qV_n}{kT} \right) \quad (2.20)$$

ve,

$$J_n = \frac{qN_C D_n \left[\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right]}{\int_0^{W_D} \exp \left[\frac{E_C(x)}{kT} \right] dx} \quad (2.21)$$

elde edilir. W_D 'yi $(\psi_{bi} + V)$ cinsinden ifade ettiğimizde;

$$\begin{aligned} J_n &\approx \frac{q^2 D_n N_C}{kT} \sqrt{\frac{2qN_D(\psi_{bi} - V)}{\epsilon_s}} \exp \left(-\frac{q\phi_B}{kT} \right) \left[\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] \\ &\approx q\mu_n N_C E_m \exp \left(-\frac{q\phi_B}{kT} \right) \left[\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] = J_D \left[\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] \end{aligned} \quad (2.22)$$

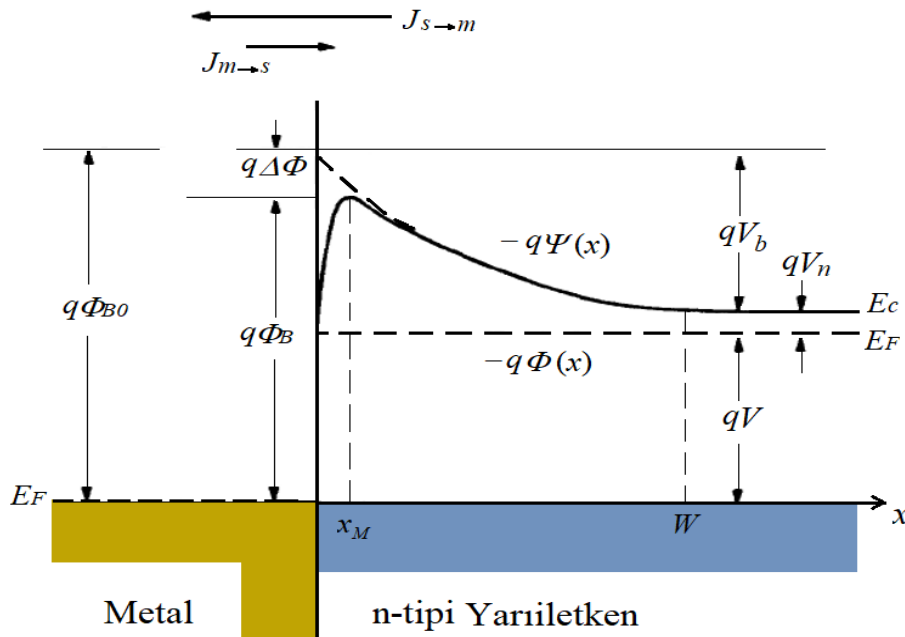
burada, μ taşıyıcı mobilitesi ve E_m arayüzeydeki elektrik alandır. Difüzyon ve TE teorilerinin akım yoğunluğu ifadeleri, temel olarak birbirine çok benzerdirler (Eş. 2.9 ve 2.22). Bununla birlikte, difüzyon teorisi için doyma akımı yoğunluğu (J_D) beslem voltajına bağlıdır ve termiyonik emisyon teorisi doyma akımı yoğunluğuna (J_{TE}) kıyasla sıcaklığa daha az duyarlıdır [59, 82].

2.4.3. Termiyonik-emisyon-difüzyon teorisi

Termiyonik emisyon ve difüzyon akımı proseslerini birleştiren bir teori, Crowell ve Sze tarafından önerildi [85]. Bu teori, metal-yarıiletken arayüzüne yakın bir termiyonik rekombinasyon hızının (v_R) sınır koşulundan türetilmiştir. Difüzyon, onun meydana geldiği bölgedeki potansiyelin şekline bağlı olduğundan, Schottky engel düşmesi etkisini içeren elektron potansiyel enerjisinin $q\Psi(x)$ şeklini dikkate alır (Şekil 2.7). Tükenim bölgesi içindeki iyonize verici atomlara eşdeğer bir yük yoğunluğu da varsayılır. Metal ve yarıiletken kütlesi arasında uygulanan bir voltaj olan V , metalden yarıiletkene bir elektron akışına yol açar. x_M ve W arasındaki akım yoğunluğu;

$$J = -q\mu n \frac{d\phi_n}{dx} \quad (2.23)$$

şekilde verilir. burada μ mobilite ve $d\phi_n$ yarı-fermi seviyesidir.



Şekil 2.7. Termiyonik-emisyon-difüzyon teorisi ve tünelleme akımının türevlerini gösteren ve Schottky etkisini içeren enerji bandı diyagramı [82]

Akım yoğunluğu, potansiyel enerji maksimumundaki etkin bir rekombinasyon hızı (v_R) ile ifade edilebilir;

$$J = -q(n_M - n_0)v_R \quad (2.24)$$

n_M , akımın aktığı zaman x_M 'deki elektron yoğunluğudur ve n_0 , meydana gelen bir yarı-denge elektron yoğunluğudur. Elektron yoğunluğu aşağıdaki eşitlikler tarafından verilmektedir;

$$n_0 = N_C \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \quad (2.25 a)$$

$$n_m = N_C \exp\left[\frac{(-q\phi(x_M) - q\phi_B)}{kT}\right] \quad (2.25 b)$$

buradaki ϕ_B , Schottky engel yüksekliği ve $\phi(x_M)$, potansiyel enerji maksimumundaki yarı-Fermi seviyesidir. $\phi(W) = -V$ verildiğinde, ve (2.23), (2.24) ve (2.25) denklemlerini birleştirerek aşağıdaki denklem elde edilir;

$$J_{TED} = \frac{qN_C v_R}{1 + v_R/v_D} \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \left[\exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) - 1\right] \quad (2.26)$$

burada v_D , elektronların W 'deki tükenme tabakası sınırından x_M 'deki potansiyel maksimuma taşınması ile bağlantılı bir etkili difüzyon hızıdır ve aşağıdaki eşitlik ile hesaplanır[82]:

$$v_D \equiv \left[\int_{x_M}^W \frac{q}{\mu kT} \exp\left[-\frac{q}{kT}(\phi_B + \psi(x))\right] dx \right]^{-1} \quad (2.27)$$

$x > x_M$ için elektron yoğunluğunun Maxwellian dağılımını ve $qn_0 v_R$ ile ilişkili olanlar dışında metalden elektronların geri dönmediğini varsayarsak, yarıiletken bir termiyonik emisyon görevi görür. Böylece, termal rekombinasyon hızı v_R ,

$$v_R = \frac{\int_0^\infty v_x \exp\left(-m^* v_x^2 / 2kT\right) dv_x}{\int_{-\infty}^\infty \exp\left(-m^* v_x^2 / 2kT\right) dv_x} = \left(kT / 2m^* \pi\right)^{1/2} = \frac{A^* T^2}{qN_C} \quad (2.28)$$

ile ifade edilir. Eş. 2.26'da görüldüğü gibi eğer $v_D \gg v_R$ ise, o zaman ilk terimde v_R daha etkili olacak ve bu termiyonik emisyon teorisinin en çok geçerli olduğu

durumdur ($J_{TED}=J_{TE}$). Ancak $v_R \gg v_D$ ise difüzyon işleminin baskın olduğu görülmektedir ($J_{TED}=J_D$). Özet olarak, Eş. (2.26), Schottky'nin difüzyon teorisi ve Bethe'nin termiyonik emisyon teorisinin birleşimi olan bir sonuç verir ve $\mu E(x_m) > v_R$, ise termiyonik emisyon teorisi ile temel uyum içinde olan akımları öngörmektedir.

Pek çok durumda, potansiyel enerjiyi aşan bir elektron, onun optik-fonon saçılma yardımı ile geriye saçılması olasılığı vardır. İlk yaklaşım olarak, potansiyelin maksimum değer üzerindeki elektron emisyonunun olasılığı $f_p = \exp(-x_m/\lambda)$ ile verilebilir. Buradaki λ taşıyıcı ortalama serbest yoldur. f_Q , tünelleme ve yansıtma etkilerini içeren akım akışının, bu etkileri ihmal eden akım akışına oranıdır ve aşağıdaki şekilde ifade edilir;

$$f_Q = \int_{-\infty}^{\infty} \tau \exp(-E/kT) dE/kT \quad (2.29)$$

Buradaki E , elektronun enerjisi ve τ , iletim katsayısıdır. Ek olarak, Richardson'un daha önce tartışılan sabiti, optik-fonon reaksiyonlarından elektronların geri saçılmasını, bariyerden kuantum-mekanik yansımayı veya elektronların bariyerden tünel açmasını hesaba katmaz. Bu etkiler, v_R 'nin hesaplanmasında varsayılan Maxwell dağılımını saptırılabilir. Bu etkileri dahil etmek için, düzeltilmiş bir Richardson sabiti Eş. (2.30) ile verilmiştir. Dolayısıyla J - V özelliklerinin f_Q ve f_p dikkate alarak Eş. (2.31) ile ifade edilebilir [59].

$$A^{**} = \frac{f_p f_Q A^*}{1 + (f_p f_Q v_R / v_D)} \quad (2.30)$$

$$J = A^{**} T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.31)$$

2.4.4. Tünelleme veya alan emisyon (FE)

Alan emisyonu (FE) olarak da bilinen tünelleme, önemli bir akım iletim mekanizmasıdır ve akım-gerilim özelliklerini önemli ölçüde değiştirebilir. En sık yüksek dopingler ve düşük sıcaklıklar durumunda ortaya çıkar. TE teorisi altında, mevcut denklemin şu şekilde değiştirilmesiyle ilave tünelleme etkisi dahil edilebilir [82];

$$J = \underbrace{A^{**}T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right)}_{J_0} \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.32)$$

n , idealite faktörüdür ve tünelleme etkisi yokluğunda bir'e eşittir. Eğer uygulanan gerilim $V \gg kT/q$ ise, üstel terim baskın olur ve Eş 2.32 yeniden;

$$J = J_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (2.33)$$

şekilde yazılabilir. J_0 , $\ln(I)$ - V eğrinin doğrusal bölgesinin $V = 0$ 'a ekstrapolasyonundan ve n , bu bölgenin eğiminden bulunur ve şöyle tanımlanır;

$$n \equiv \frac{q}{kT} \frac{\partial V}{\partial (\ln I)} \quad (2.34)$$

İdealite faktörü birden büyük ise, tünelleme etkisi baskındır. İç fiziksel etkiler de $n=1$ den sapmasına neden olabilir. Örneğin, hayali kuvvet düşürme, (image-force lowering) $\Delta\phi$, Eş 2.35'de gösterildiği gibi n değerini etkilemektedir [59];

$$n = \frac{1}{1 - \Delta\phi/4E} \quad (2.35)$$

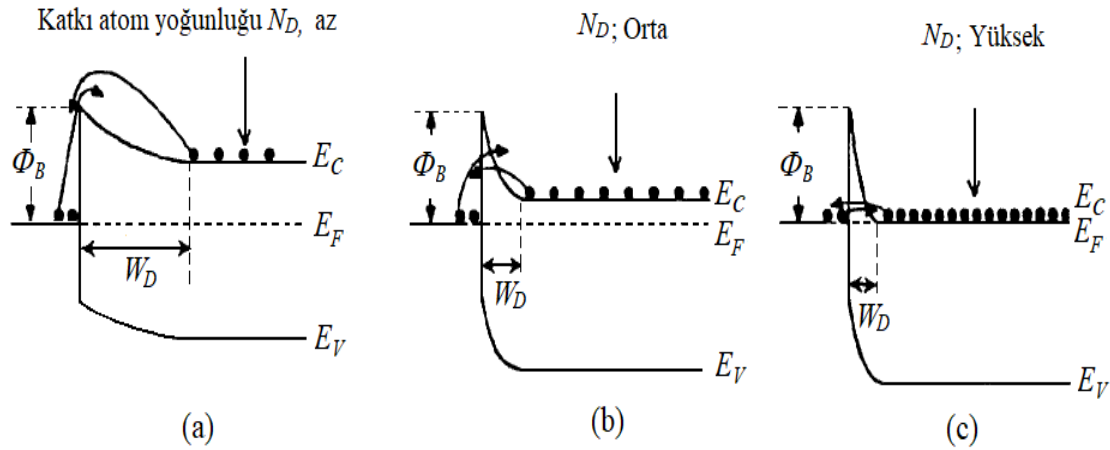
E , arayüzdeki elektrik alandır. Akımın tünelleme bileşeni;

$$J_t \sim \exp\left(-\frac{q\phi_B}{E_{00}}\right) \quad (2.36)$$

ile gösterilmektedir. E_{00} , Eş 2.37 ile tanımlanan ve tünellemenin olup-olmadığının bir göstergesi olan karakteristik bir enerjidir.

$$E_{00} \equiv \frac{q\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_D}{\epsilon_s m^*}} \quad (2.37)$$

Burada $\hbar$, 2π 'e bölünmüş Planck sabiti ($\hbar = h/2\pi$) ve N_D katkılanan verici atomların yoğunluğudur. Katkı atom yoğunluğun artmasıyla birlikte, tükenim bölgesi genişliği (W_D) azalır. Böylece alan emisyonu yani tunelleme artar. Düşük sıcaklıklar aynı zamanda daha yüksek tunelleme olasılıklarına neden olur. Şekil 2.8'de gösterildiği gibi $kT/E_{00} \gg 1$ olduğunda, termiyonik emisyon akımları baskın kalır. $kT/E_{00} \approx 1$, hem termiyonik emisyon hem de alan emisyonu baskındır. $kT/E_{00} \ll 1$ için, tunelleme akımları baskındır.



Şekil 2.8. Akım iletim mekanizmalarının gösterimi. a) Termiyonik emisyon. b) Termiyonik alan emisyonu. c) Alan emisyonu [82]

2.4.5. Azınlık-taşıyıcı enjeksiyonu

Diğer akım işlemi, metalden yarıiletkene azınlık taşıyıcı (deşik) enjeksiyonu şeklindedir. Bu nötr bölgedeki rekombinasyona eşdeğerdir. Enjeksiyon oranı, azınlık taşıyıcı akımının toplam akıma oranıdır [82];

$$\gamma \equiv \frac{J_p}{J_p + J_n} \quad (2.38)$$

Burada J_p ve J_n sırasıyladeşik ve elektron akımlarından gelen akım yoğunluklarıdır. Artan alan, büyük çoğunluktaki taşıyıcı termiyonik emisyon akımı ile belirlenir;

$$J_n = q\mu_n N_D E \quad (2.39)$$

Azınlık (deşik) taşıyıcıları için geçerli yoğunluk denklemi şöyledir;

$$J_P = q\mu_p N_A E - qD_P \frac{\partial N_A}{\partial x} \quad (2.40)$$

D_P azınlık taşıyıcı difüzyonu, N_A yarıiletkendekideşik yoğunluğu, E arayüzdeki elektrik alan ve μ_p deşik mobilitesidir. Birinci terim sürüklenme ve ikinci terim azınlık taşıyıcı difüzyon bileşenidir. Düşük doğru beslem koşullarında, azınlık taşıyıcı difüzyon terimi baskın olur. Bu durumu vedeşiklerin difüzyon uzunluğunun tükenim bölgesinden daha büyük olduğunu varsayarak,deşik akım yoğunluğunun Eş 2.41 olarak yazılabilir [59];

$$J_P = \frac{qD_P}{W} N_A \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] = \frac{qD_P}{W} \frac{n_i^2}{n_e} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.41)$$

n_i , iç taşıyıcı konsantrasyondur. Dolayısıyla, Eş 2.38 şöyle yazılabilir;

$$\gamma \cong \frac{J_P}{J_n} = \frac{qD_P n_i^2}{n_e L_P A^{**} T^2 \exp\left(-q\phi_B/kT\right)} \quad (2.42)$$

Daha büyük doğru beslemlerde, akımın sürüklenme bileşeninin difüzyona kıyasla artmasından dolayı, γ artar. Süreklilik ve taşıma denklemlerinden, enjeksiyon oranının (γ_0) kritik bir akım yoğunluğuna (J_{00}) kadar sabit olduğu bulunmuştur. J_{00} ,deşik kayması ve difüzyon bileşenlerinin eşitlendiği çoğunluk taşıyıcı akımıdır, γ_0 ve J_{00} (2.43) ve (2.44) tarafından verilmiştir.

$$\gamma_0 \equiv \frac{qD_P n_i^2}{n_e W J_0} \quad (2.43)$$

$$J_{00} \equiv \frac{qD_n n_e}{W} \quad (2.44)$$

D_n ve D_p sırasıyla elektronlar vedeşikler için difüzyon katsayısı ve J_s doyma akımı yoğunluğudur [82].

2.4.6. Uzay-yükü etkisi

Bir yarıiletkendeki uzay yükü hem doping konsantrasyonları hem de serbest taşıyıcı konsantrasyonları tarafından belirlenir;

$$\rho = (p - n + N_D - N_A)q \quad (2.45)$$

Yarıiletkenin nötr bölgesinde, $n = N_D$ ve $p = N_A$, böylece uzay yükü yoğunluğu sıfır olur. Farklı malzemeler, dopant tipleri veya doping konsantrasyonları tarafından oluşturulan bir kavşağın yakınında, n ve p , sırasıyla N_D ve N_A 'dan daha küçük veya daha büyük olabilir. Tükenim yaklaşımında n ve p sıfır kabul edilir, böylece uzay yükü çoğunluk taşıyıcı doping/katkı seviyesine eşittir. Enjekte edilen n veya p 'nin denge değerinden daha büyük olması durumunda, uzay-yükü etkisinin meydana geldiği söylenir. Enjekte edilen taşıyıcılar böylece uzay yükünü ve elektrik alan profilini kontrol eder. Uzay yükü etkisi az katkılanmış malzemelerde daha yaygındır ve tükenme bölgesi dışında ortaya çıkabilir. Bir uzay-yük etkisi varlığında, enjekte edilen taşıyıcıların sürüklenme bileşeni, akımın üzerinde olan etkisi baskınsa, bu akım, uzay yüküyle sınırlı akım (space-charge-limited-current) (SCLC) denir. Bu akım bir sürüklenme akımı olduğundan dolayı, elektron enjeksiyonu durumunda aşağıdaki şekilde yazılabilir [59];

$$J = qnv \quad (2.46)$$

Taşıyıcı hızı $v = \mu E$, elektrik alanı ile ilgilidir. Mott-Gurney yasasından uzay yüküyle sınırlı akım yoğunluğu;

$$J_{(SCLC)} = \frac{9\epsilon_s \mu V^2}{8d^3} \quad (2.47)$$

şeklinde elde edilebilir. Eş 2.47, her ne kadar Mott-Gurney kanunu olarak bilinse de çoğu zaman tuzaksız SCLC akımlar için “kare yasası” olarak ifade edilmektedir [86]. Dolayısıyla, uzay yüküyle sınırlı akım yoğunluğu, $J \sim V^m$ olarak gösterilebilir. $\ln I - \ln V$ grafiğinin eğimi bize direk m değerini verir. $m=1$ ise, iletim mekanizması basit şekilde omik olarak adlandırılır. m değeri 2'ye yakınsa, iletim mekanizması tuzaksız SCLC ve bu değer 2'den büyük olduğunda, iletim mekanizması SCLC olarak bilinmektedir.

Şekil 2.9’da SCLC mekanizması için akım-voltaj karakteristiği gösterilmiştir. Burada birinci bölge, omik akıma karşılık gelen durumu göstermektedir. Bu bölgede olan akım Ohm’un yasasına ($J \sim V$) uyar. Burada, serbest elektron yoğunluğu malzeme içine termal olarak enjekte edilen serbest elektronlardan fazladır. Bu fazladan serbest elektron yoğunluğu, termal olarak meydana gelen *no* yoğunluklu elektronlarla mukayese edilmeye başlayıncaya kadar Ohm kanunundan önemli bir sapma meydana gelmeyecektir. Dolayısıyla, akım yoğunluğu Ohm kanunundan [54];

$$J = qn_0\mu E = qn_0\mu \frac{V}{d} \quad (2.48)$$

olarak elde edilir. Şekil 2.9’ta ikinci bölge, tuzakların bulunduğu SCLC iletim mekanizmasını gösteren durumdur. Uygulanan düşük voltajlarda, omik iletimden SCLC iletime geçiş olduğu noktada akım yoğunlukları eşit olmalıdır;

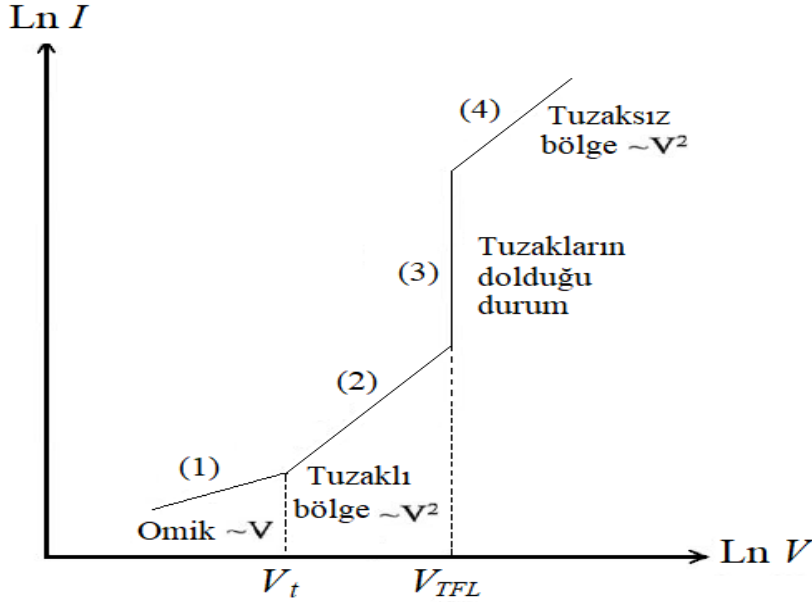
$$qn_0\mu \frac{V_t}{d} = \frac{9\varepsilon_s\mu V_t^2}{8d^3} \quad (2.49)$$

Dolayısıyla,

$$V_t = \frac{8qn_0d^2}{9\varepsilon_s} \quad (2.50)$$

şekilde yazılabilir. V_t , omik akımın SCLC’ye geçiş yaptığı voltaj değerini göstermektedir. Bu bölgede, enjekte edilen serbest elektronların hareketi daha baskındır ve serbest elektronların boş tuzaklar tarafından yakalanmasıyla bu tuzaklar doldurulur. Bu bölgede SCLC iletimi $J \sim V^2$ ile değişmektedir. Uygulanan voltaj arttırıldığında, SCLC iletimindeki artışla birlikte tuzakları doldurur ve uygulanan voltajın belirli bir değere aştığı zaman tüm tuzaklar doldurulabilir. Tuzakların tamamının dolması ile akım iletim mekanizması bir diğer bölgeye (üçüncü bölge) geçiş yapmaktadır. Bu bölgede $m > 2$ olacak ve voltajın artması ile birlikte artacaktır. Literatürde, bu bölgede olan iletim mekanizmasına tuzak yükleriyle sınırlandırılmış akım veya ingilizce olarak trap-charge-limited-current (TCLC) de denilmektedir. Bu bölgede ölçülebilecek en yüksek akım, tuzakların tamamen dolmasına karşılık gelen trap-filled-limited voltajında (VTFL) gerçekleşmektedir. VTFL voltajından sonra (dördüncü bölge), akım yoğunluğunda yine keskin bir artış söz

konusudur. Bu bölgede akım mekanizması tuzaksız kare yasasına uyarak devam edecektir [54].



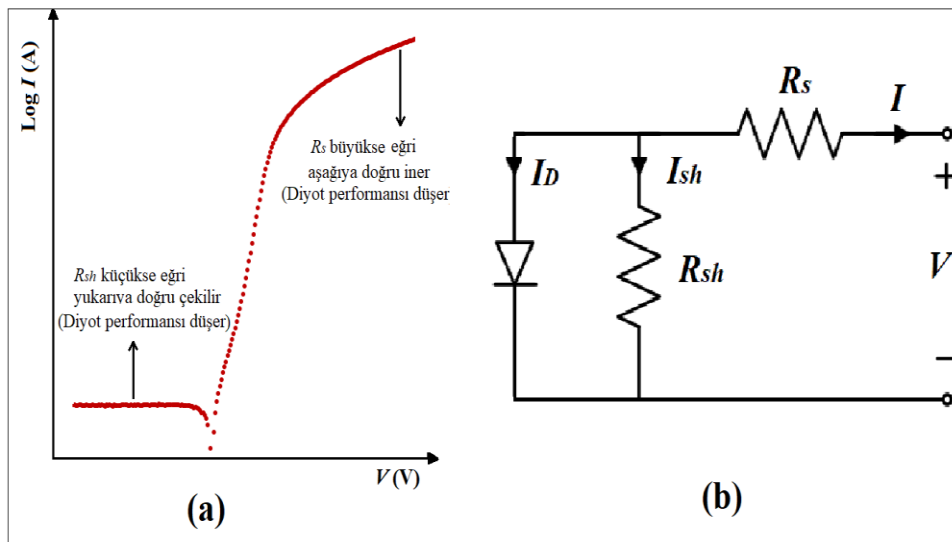
Şekil 2.9. Uzun yüküyle sınırlı akım (SCLC) iletim mekanizması için $\ln I$ - $\ln V$ karakteristiği [54]

2.4.7. Seri ve şönt direnç

Bir MS veya MIS/MPS Schottky diyotun temel I-V karakteristiğini etkileyen faktörlerden, bu yapıların sahip olduğu dirençtir. Bir Schottky diyotun iki karakteristik direnci olacaktır. Bunlardan biri özgül metal-yarıiletken kontak direnci veya şönt direnci (R_{sh}) ve diğeri ise yapının seri direncidir (R_s). Bir Schottky diyotta, seri direnci ile karşılaştırıldığında şönt direncinin çok daha büyük olması istenmektedir ve ideal durumda $1G\Omega$ dan büyüktür. Şönt veya paralel direnç, ideal bir diyot olmadığı gerçeğini modellemektedir. İyi bir diyot için şönt direnci büyüktür ama sonsuz değildir. Diyotun düşük şönt direnci, ters yönde alternatif bir akım yolu sağlayarak kaçak akımların artmasına neden olur. Şönt direnç (R_{sh}) değerinin, genel olarak eklem sınırında olan kusurlar, bozukluklar ve oksitler ve ölçüm sisteminden kaynaklandığı düşünülmektedir. Seri direnç (R_s) değeri ise, arayüzey durumları, yarıiletken malzemenin öz direnci, arka ve ön kontak arasındaki organik kirlilikler, arayüzey yalıtkan katmanı, arka omik kontak ve akımı sağlamak için alınan kontak tellerin direnci gibi çeşitli faktöre bağlıdır [87]. Seri direncin sebep olduğu IR_s

büyükluğündeki voltajın azalmasından dolayı bir Schottky yapının I - V karakteristiğinin ideal durumundan bir sapma meydana gelir. Şekil 2.10a'da görüldüğü gibi, bu yapıların I - V karakteristiğinde doğru beslem bölgesinde akım değerinin ileri voltajlarda daha büyük olmasından dolayı bu bölgedeki R_s 'nin etkisi daha fazla olacaktır. Dolayısıyla R_s , I - V eğrisindeki bükülmeden sorumludur ve doğrusal bir akım-gerilim ilişkisi verecektir. Ters beslem voltajlarda ise akım değerinin R_{sh} ile bağlantılı olduğu bilinmektedir. Bu nedenle, R_s ve R_{sh} pratik olarak doğru ve ters beslem I - V verilerini kullanarak Ohm yasasından ($R_i = \partial V_i / \partial I_i$) elde edilmektedir. Bu ifadeye göre, ileri ters beslem voltaj değeri ve bu voltaja karşılık gelen akım değerinden hesaplanan direnç, R_{sh} 'dir. Ve yine ileri doğru beslem voltaj değeri ve bu voltaj değerine karşılık gelen akım değerinden hesaplanan direnç R_s 'dir [54].

Şekil 2.10b, bir Schottky diyotun eşdeğer devresi olarak bilinen ve R_s 'nin diyot ile seri, R_{sh} 'nin ise diyot ile paralel bağlandığı bir devre göstermektedir. Burada, R_{sh} üzerinden geçen akım I_{sh} ve diyot üzerinden geçen akım I_D 'dir. Şekilde görüldüğü gibi, bir diyot düşük R_s ve yüksek R_{sh} değerine sahip olduğu durumda bu devrede aktarılan akımın çoğu diyot üzerinden geçecektir ve şönt direncin üzerinden neredeyse hiç akım geçmeyecektir. Ayrıca R_s değerinin de küçük olduğundan dolayı devreye uygulanan voltajın küçük bir kısmı R_s üzerinden ve büyük kısımda diyot üzerinden düşecektir. Bu iki durumda diyot maksimum güç değerine sahip olacaktır. İdeal bir diyot için R_s değeri yaklaşık olarak sıfır ve R_{sh} değeri $10^9 \Omega$ 'tan büyüktür.

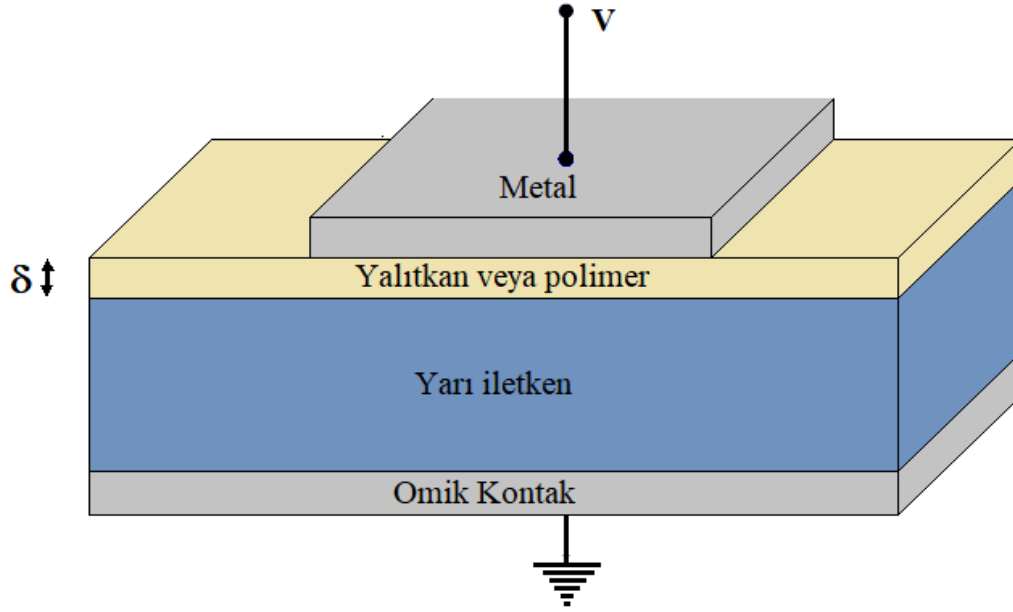


Şekil 2.10. a) Bir MS/MIS tipi Schottky diyotun I - V karakteristik eğrisi, b) R_s ve R_{sh} dirençlerine sahip bir MS/MIS tipi Schottky diyotun eşdeğer devresi

Seri ve şönt dirençler diyotta olduğu gibi ayrıca güneş pillerinin performansında etkilemektedir. Seri direnç (R_s) artması, güneş pilinin bağlantı voltajını önemli miktarda düşürmektedir ve I-V eğrisinin V terminal geriliminde bir düşüş ve kısa devre akımı olan I_{SC} 'de hafif bir azalma meydana gelir. Dolayısıyla güneş pili performansını azaltmak yönünde bir etki göstermektedir. Ancak düşük şönt direnci (R_{sh}), ışık kaynaklı akım için alternatif bir akım yolu sağlayarak güneş pillerinde güç kayıplarına neden olur. Böyle bir sapma, güneş hücresi bağlantısından geçen akım miktarını ve güneş hücresindeki voltajı azaltır. Şönt direncinin etkisi, düşük ışık seviyelerinde özellikle şiddetlidir, çünkü daha az ışık üretilen akım olacaktır. Bu nedenle akımın şönt üzerindeki kaybı daha büyük bir etkiye sahiptir. Ayrıca, güneş pilinin etkin direncinin yüksek olduğu düşük voltajlarda, paralel direncin etkisi daha büyüktür.

2.5. Metal-Yalıtkan-Yarıiletken (MIS) Schottky Yapılar

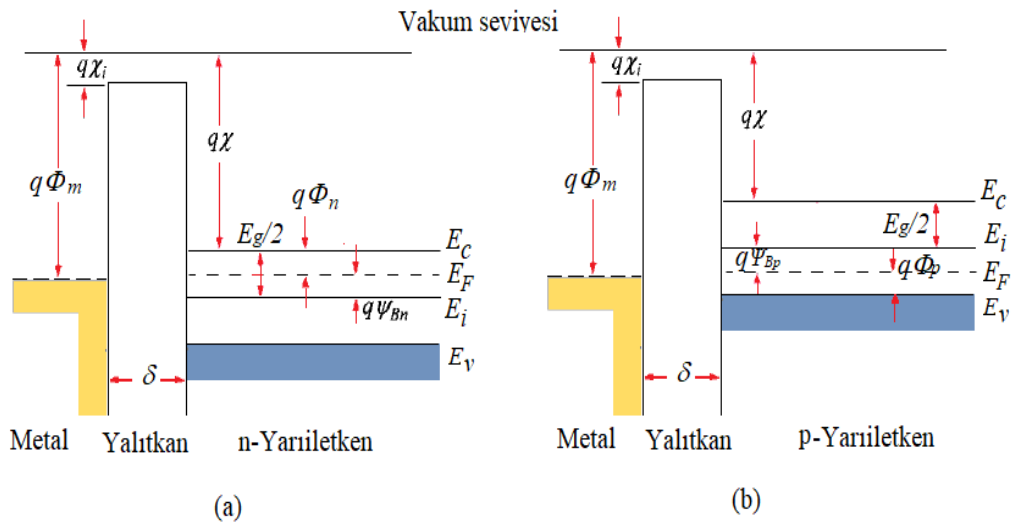
Metal-yarıiletken kontak arasındaki kendiliğinden veya depolanarak oluşan oksit, yalıtkan yada polimer bir tabaka sonucu Metal-Yalıtkan/Polymer/Oksit-Yarıiletken (MIS/MPS/MOS) yapılar elde edilebilir. Aynı zamanda bir kapasitör olarak ta bilinen bu yapılar, yarıiletken yüzeylerin çalışılmasında en kullanışlı cihazlardır. Tüm yarıiletken cihazların güvenilirliği ve stabilitesindeki çoğu pratik sorun, yüzey koşullarıyla yakından ilişkilidir. Dolayısıyla, İdeal MIS yapıların teorisi, pratik MIS yapılarını anlamak, ve yarıiletken yüzeylerin fiziğini araştırmak için bir temel olarak kullanılmaktadır. Bu yalıtkan/polimer/oksit tabakanın varlığı, metal ile yarıiletkeni birbirinden ayırarak onların arasındaki yük geçişlerini düzenler. Bir metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) yapısı, Şekil 2.11'de gösterilmektedir. Burada δ , yalıtkan tabakanın kalınlığıdır ve V uygulanan gerilimi gösterir. Bu bölümde, metal plaka yarıiletken gövdeye göre pozitif olarak bastırıldığında V voltajının pozitif olduğunu farz edeceğiz.



Şekil 2.11. metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) yapının perspektif görünümü

2.5.1. İdeal MIS Schottky Yapılar

İdeal bir MIS yapısının enerji bandı diyagramı, sıfır beslem ($V=0$) için Şekil 2.12'de gösterilmiştir. İdeal bir MIS yapısında arayüz tuzakları ya da herhangi bir oksit yükü yoktur. DC beslem koşulları altında yalıtkan tabakadan herhangi bir yük taşıyıcı geçmemektedir, yani yalıtkanın direnci sonsuzdur. Ayrıca ısı dengede ve sıfır beslemde olan metal ve yarıiletkenlerin Fermi seviyeleri hizalanarak metalin iş fonksiyonu ($q\Phi_m$) ile yarıiletkenin iş fonksiyonu ($q\Phi_s$) arasındaki fark sıfır olacak ($\Phi_{ms} = \Phi_m - \Phi_s = 0$).



Şekil 2.12. İdeal MIS/MPS yapıların dengede olan enerji bandı diyagramı ($V = 0$); (a) n tipi yarıiletken, (b) p tipi yarıiletken [59]

Şekil 2.12' yi dikkate alınarak yukarıdaki koşullar n-tipi bir yarıiletkenler için,

$$\Phi_{ms} = \Phi_m - \left(\chi_s + \frac{E_g}{2q} - \Psi_{Bn} \right) = \Phi_m - (\chi_s + \Phi_n) = 0 \quad (2.51. a)$$

ve p-tipi yarıiletkenler için,

$$\Phi_{ms} = \Phi_m - \left(\chi_s + \frac{E_g}{2q} + \Psi_{Bp} \right) = \Phi_m - \left(\chi_s + \frac{E_g}{q} - \Phi_p \right) = 0 \quad (2.51. b)$$

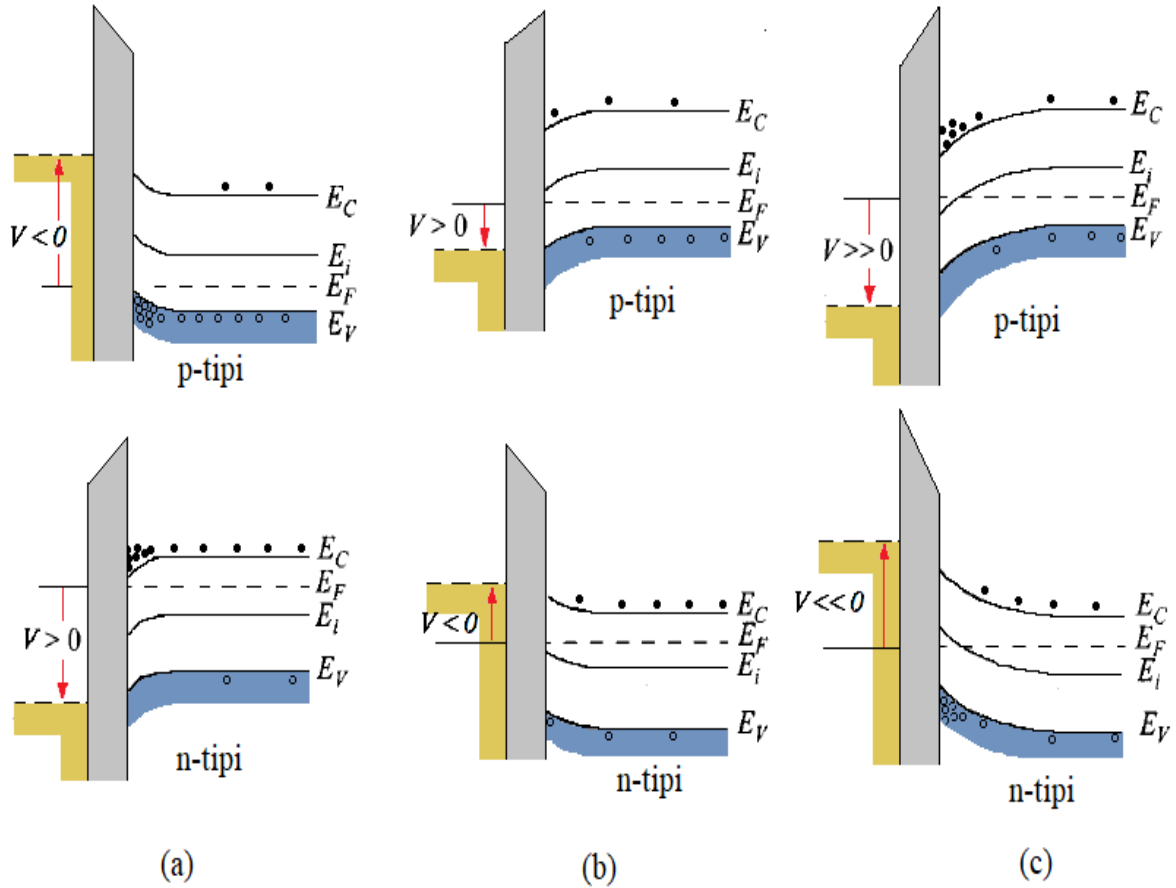
şekilinde ifade edilmektedir. Burada χ_s ve χ_i , sırasıyla yarıiletken ve yalıtkan için elektron eğilimleridir, E_g yasak enerji bant aralığı ve $q\Psi_B$ (p veya n tipi için) Fermi enerji seviyesi (E_F) ile saf enerji seviyesi (E_i) arasındaki farktır. İdeal bir MIS yapıya pozitif veya negatif voltaj uygulandığında temel olarak yarıiletken yüzeyinde üç farklı durum ortaya çıkabilir;

1) Yığılma: Örneğin bir p-tipi yarıiletken için metal plakaya negatif bir voltaj ($V < 0$) uygulandığında, yarıiletkenin arayüzey bölgesinde bantların bükülmesine sebep olan yük kaymaları oluşur ve bu bölgedeki valans bandı E_F ' ye yaklaşır (Şekil 2.13.a). İdeal bir MIS yapı olduğu için, yapıda hiçbir akım gerçekleşmez, bu nedenle Fermi seviyesi yarıiletkende sabit kalır ($dE_F/dx=0$). Taşıyıcı yoğunluğu $E_F - E_v$ enerji farkına bağlı olduğu için, bu bant bükülmesi yarıiletken yüzeyin yakınında çoğunluk taşıyıcılarının (p-tipinde deşiklerin) birikmesinden dolayı meydana gelir. Arayüzeydeki bu çoğunluk taşıyıcıların birikme olayına yığılma (accumualtion) adı verilir.

2) Tükenim: Metal plakaya küçük bir pozitif voltaj ($V > 0$) uygulandığında, arayüzey tabaka içinde oluşan elektrik alan yarıiletken arayüzeyindeki pozitif yükleri yüzeyden uzaklaştırır ve arayüzey bölgesinde, alıcı yonlardan dolayı negatif yük oluşur. Bu durumda yarıiletkenin yüzeyindeki deşik yoğunluğu, onun iç kısımlarındaki deşik yoğunluğundan daha küçük kalır. Bantlar aşağıya doğru bükülür ve çoğu taşıyıcı tükenir (Şekil 2.13.b). Yarıiletkenin arayüzey bölgesinde deşiklerin tükenmesinden (azalması) dolayı bu bölgeye “tükenim bölgesi” veya deplasyon denir.

3) Tersinim: Daha büyük bir pozitif voltaj uygulandığında ($V \gg 0$), bantlar daha da aşağı doğru bükülür, böylece yüzeydeki saf enerji seviyesi (E_i), Fermi seviyesi (E_F) 'nin altına

geçer (Şekil 2.13.c). Bu noktada, yüzeydeki elektronların (azınlık taşıyıcıları) sayısı deliklerden daha fazla olur ve p-tipi yarıiletken n-tipi gibi davranır. Bu nedenle yüzey tersine çevrilir ve bu durum (Tersinim) inversiyon durumudur. n tipi yarıiletken için benzer sonuçlar elde edilebilir. Ancak uygulanan gerilim n-tipi yarıiletken için ters yönde olması gerekmektedir [59].



Şekil 2.13. Uygulanan farklı voltaj altında ideal MIS yapılar için enerji bant diyagramları: (a) Yığılma, (b) Tükenim ve (c) Tersinim [59]

2.5.2. İdeal MIS kapasitör

Şekil 2.14, p tipi bir yarıiletken yüzeyinde daha detaylı bir bant şemasını göstermektedir. Burada, $\Psi_p(x)$, yarıiletken kütle potansiyelidir ve saf enerji seviyesine göre ölçülür ($\Psi_p(x) = E_i(x)/q$) ve Ψ_s yüzey potansiyeli olarak tanımlanır. Herhangi bir x konumundaki elektron ve deşik yoğunlukları, Ψ_p 'nin bir fonksiyonu olarak aşağıdaki eşitlikler tarafından verilmektedir;

$$n(x) = n_0 \exp(q\Psi_p/kT) \quad (2.52. a)$$

$$p(x) = p_0 \exp(-q\Psi_p/kT) \quad (2.52. b)$$

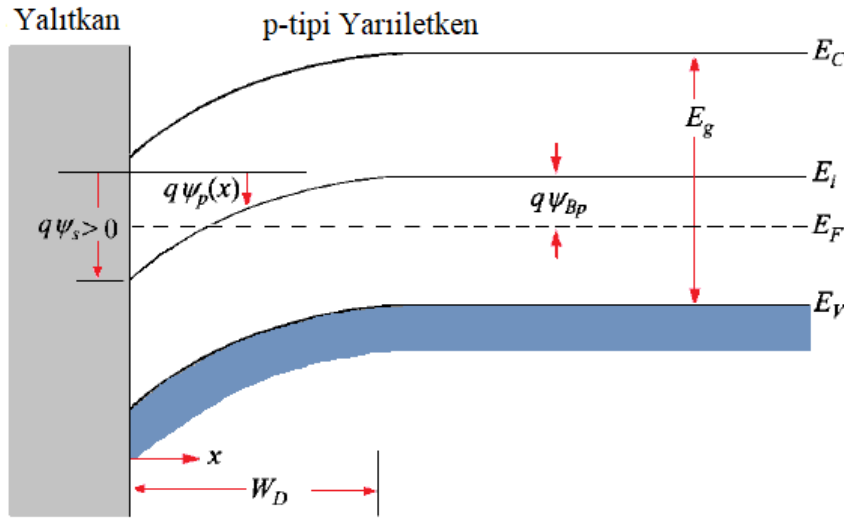
n_0 ve p_0 sırasıyla, denge durumunda yarıiletken kütle içindeki elektron ve deşiklerin yoğunluğudur ve,

$$n_0 = n_i \exp(-q\Psi_B/kT) \quad (2.53. a)$$

$$p_0 = n_i \exp(q\Psi_B/kT) \quad (2.53. b)$$

olarak hesaplanabilir [59, 80].

Şekil 2.14 'da görüldüğü gibi bantlar aşağıya doğru büküldüğünden, yüzey potansiyeli, Ψ_s , pozitif olmalıdır. Yukarıdaki denklemlerin yardımıyla, yüzey potansiyeli bölgeleri ayırt edilebilir.



Şekil 2.14. Yalıtkan bir tabakayla birleşmiş p-tipi yarıiletken yüzeyindeki enerji bandı diyagramı [59]

Örneğin $\Psi_s < 0$ olduğunda bantlar yukarıya doğru bükülür ve yığılma meydana gelir. $\Psi_s = 0$ düz bant durumunu gösterir. $\Psi_B > \Psi_s > 0$ olduğunda tükenim durumu meydana gelir ve bantlarda aşağıya doğru küçük bir bükülme olur. $2\Psi_B > \Psi_s > \Psi_B$ olduğunda, elektron sayısı artar ve zayıf tersinim durumunu gösterir. $\Psi_s > 2\Psi_B$, ise bükülme artar ve güçlü tersinim durumunu göstermektedir. Güçlü tersinim durumunda yarıiletken gövdesi ne kadar güçlü p-tipi ise yüzey o kadar güçlü n-tipi olacaktır. Yani gövdede E_i değeri E_F değerinin üstünde

iken, yüzeyde E_i değeri E_F değerinin çok altında kalır. Şekil 2.15.a kuvvetli tersinim durumunda ($V \gg 0$) yarıiletken bant bükülmeleri ile ideal bir MIS yapısının bant diyagramını göstermektedir. Yük dağılımı, Şekil 2.15.b 'de gösterilmektedir. Sistemin yük dengede olması için,

$$Q_m = -(Q_n + qN_A W_D) = -Q_s \quad (2.54)$$

Q_m , metal üzerindeki birim alan başına düşen yük, Q_n , inversiyon bölgede yüzeye yakın birim alandaki elektronlar, $qN_A W_D$, tükenim tabakasında birim alan başına iyonize alıcılar ve Q_s , yarıiletkenin birim alanındaki toplam yüküdür. Enerji dağılım diyagramında uygulanan potansiyel (V),

$$V = V_i + \Psi_s \quad (2.55)$$

yalıtkan boyunca potansiyel V_i , (Şekil 2.15.c) aşağıdaki şekilde gösterilir;

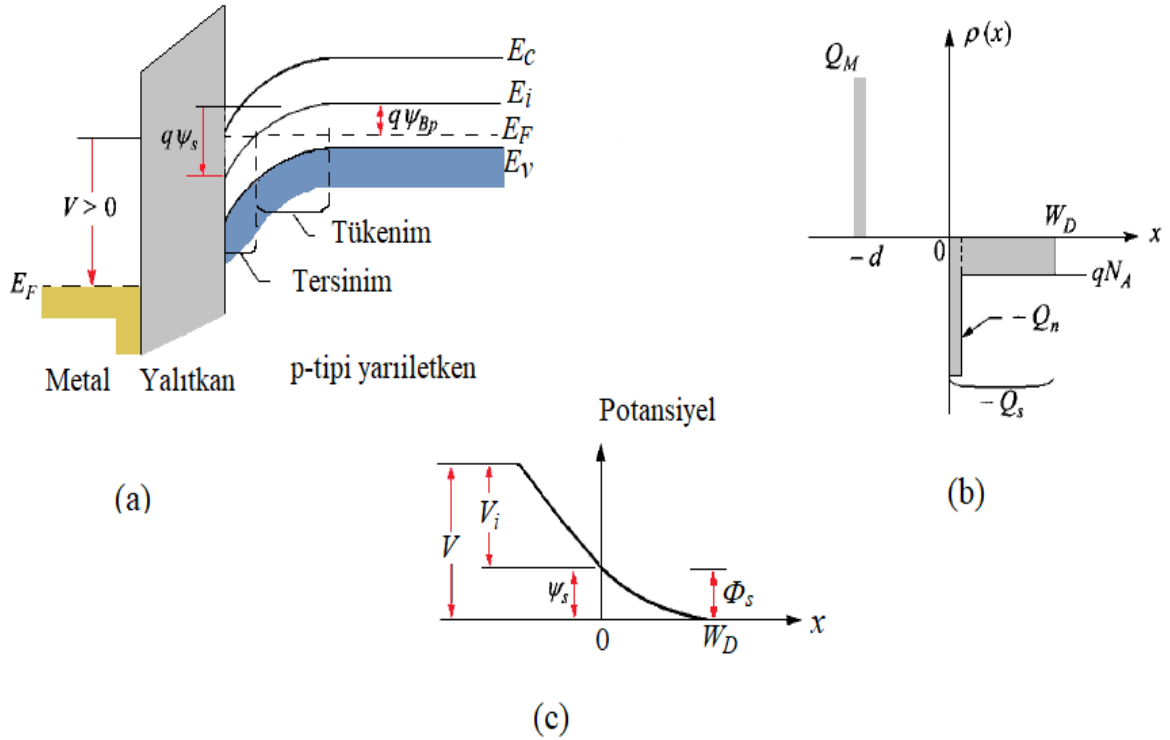
$$V_i = E d = \frac{|Q_s|d}{\epsilon_i} = \frac{|Q_s|}{C_i} \quad (2.56)$$

burada ϵ_i yalıtkanın geçirgenliği ve C_i yalıtkanın birim yüzey başına düşen kapasitanstır. Tükenim tabakası (W_D) Ψ_s 'nin bir fonksiyonu olarak hesaplanır.

$$W_D = \left[\frac{2\epsilon_s \Psi_s}{qN_A} \right]^{1/2} \quad (2.57)$$

Bu tükenim tabakası uygulanan gerilimin artmasıyla tersinim durumuna geçene kadar artar. Bundan sonra gerilimin artması tükenim tabakasını büyütme yerine tersinimi güçlendirir. Tükenim tabakasının ulaşabileceği maksimum değer aşağıdaki şekilde ifade edilebilir;

$$W_m = \left[\frac{2\epsilon_s \Psi_s(Tersinim)}{qN_A} \right]^{1/2} = 2 \left[\frac{\epsilon_s kT \ln(N_A/n_i)}{q^2 N_A} \right]^{1/2} \quad (2.58)$$



Şekil 2.15. (a) İdeal bir MIS yapının güçlü inversiyon altında bant diyagramı. (b) Yük dağılımı. (c) Yarıiletken kütlesine göre potansiyel dağılımı [59]

Güçlü tersinim durumunda tükenim bölgesinde birim alan başına düşen yük (Q_d),

$$Q_d = -qN_A W_m = -2(\epsilon_s N_A \psi_B)^{1/2} \quad (2.59)$$

olarak gösterilmektedir. Uygulanan voltaj bu tükenim yükünün yanısıra yüzey potansiyelini de oluşturacak kadar büyük olmalıdır. Kuvvetli tersinim için eşik voltajı;

$$V_T = -\frac{Q_d}{C_i} + \psi_B \quad (2.60)$$

ile gösterilir. Bu ifadeye göre, tersinimde yarıiletken yüzeyindeki negatif yükünün Q_s , çoğunlukla tükenim yükünden Q_d , kaynaklandığı varsayılmaktadır. Eşik voltajı, güçlü bir inversiyon elde etmek için gereken minimum voltajı temsil eder ve MOS transistörleri için son derece önemli bir değerdir. İdeal MIS yapının kapasitans-voltaj özellikleri, yarıiletken yüzeyin yığılma, tükenim veya tersinim olma durumuna bağlı olarak değişir. MIS yapının kapasitansı voltaja bağlı olduğundan, yarıiletken kapasitansı [1];

$$C_s = \frac{dQ}{dV} = \frac{dQ_s}{d\psi_s} \quad (2.61)$$

denklemini ile ifade edilir. Eğer bir MIS yapının elektriksel eşdeğer devresine bakılırsa, toplam kapasitans voltajdan bağımsız sabit bir yalıtkan kapasitansı ile bir voltaja bağlı yarıiletken kapasitansının seri kombinasyonuna eşdeğerdir. Böylece toplam MIS kapasitansı voltaja bağlı hale gelir. Yığılma durumunda yarıiletken kapasitansı en yüksek değere sahiptir çünkü birikim yükü, yüzey potansiyeli ile çok değişmektedir. Böylece yığılma durumundaki seri kapasitanslar aslında yalıtkan tabakanın kapasitansıdır. Dolayısıyla MIS yapının toplam kapasitansı (C), yarıiletkenin tüketim bölgesindeki kapasitans (C_D) ile yalıtkanın kapasitansının C_i seri bağlanmasının eşdeğeridir;

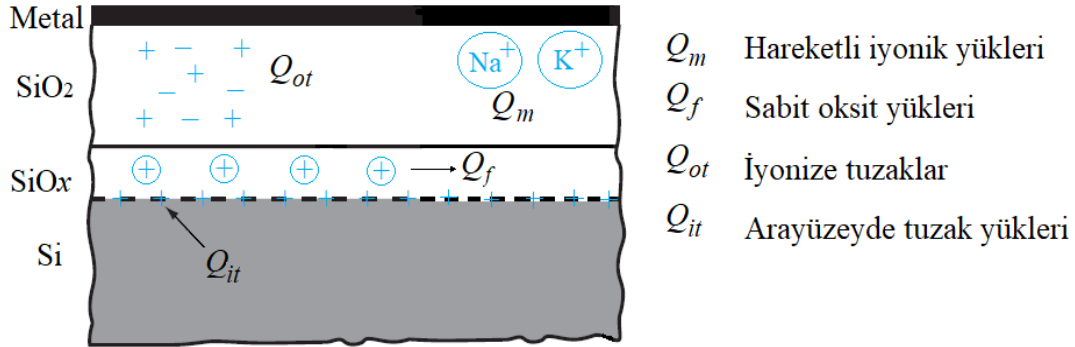
$$C = \frac{C_i C_D}{C_i + C_D} \quad (2.62)$$

Belirli bir yalıtkan kalınlığı d_i için, ($C_i = \epsilon_i A / d_i$)'nin değeri sabittir ve sistemin maksimum kapasitansına karşılık gelir. Ancak yarıiletken kapasitans C_D , sadece uygulanan beslem (veya ψ_s) bağlı değildir, aynı zamanda ölçüm frekansının bir fonksiyonudur. O yüzden farklı frekanslarda ve tarama hızlarında ölçülen C - V eğrileri çok farklı özellikler göstermektedir. Bu fark esas olarak tersinim bölgesinde, özellikle de güçlü tersinimde ortaya çıkar.

2.5.3. Gerçek yüzeylerin etkisi

MS yapılarında arayüzey tabakası olarak tipik polimer, oksit veya diğer yalıtkan malzemeler (Örn; SiO_2) kullanıldığında ideal durumdan bir sapma meydana gelir ve yapının özelliklerini güçlü bir şekilde etkilemektedir. Bu gerçek MIS/MOS/MPS yapılarında ilk önce, yarıiletken dopingine bağlı olarak metal ile yarıiletken arasındaki bir iş fonksiyonu farkı ortaya çıkmaktadır. Bu fark ideal durumda dikkate alınmamıştır. İş fonksiyonu farkına ek olarak, dengede olan MIS yapısı yalıtandaki ve yarıiletken ile yalıtkanın arayüzündeki yüklerden etkilenir. İdeal bir yalıtkanın içinde ve yalıtkan ile yarıiletkenin kontak yüzeyi arasında hiçbir tuzak veya elektriksel yük bulunmamaktadır. Ancak bildiğimiz üzere gerçek yapılarda hiçbir zaman yarıiletkenle yalıtkanın arayüzeyi elektriksel olarak nötr değildir. Doymamış bağlardan veya safsızlıklardan kaynaklanan

yalıtkan-yarıiletken arayüzeyindeki arayüzey durumları olarak adlandırılan tuzaklanmış yükler ve oksidasyon sırasında yõteme bağlı olarak hareketli iyonlar, tuzaklar, sabit oksit ve arayüzey yükleri ortaya çıkmaktadır. Bunlar MIS yapısının özelliklerini değiştirir, dolayısıyla MIS yapının ideal durumdan sapmasına neden olmaktadır. Bu durumlar Si üzerine büyütölmüş SiO₂ örneği için şekil 2.16'da gösterilmektedir [1].



şekil 2.16. Gerçek MIS yapısında çeşitli yük yoğunluklarının tanımları [1]

İş fonksiyonu farkı: Gerçek durumlarda yarıiletkenin dopingine bağlı olarak onun iş fonksiyonunun (Φ_s) değişmesi mümkündür. Dolayısıyla doping miktarı değiştiği zaman $\Phi_{ms} = \Phi_m - \Phi_s$ iş fonksiyonu potansiyel farkı değişecektir. En ağır biçimde katkılanmış p-tipi Si için (yani valans bandına yakın E_F için) Φ_{ms} 'nin en negatif değere sahip olduğu bilinmektedir. E_F hizalamasında oksit iletim bandında bir eğim dahil etmemiz gerektiğini (bir elektrik alanı ima ederek) bulduk. Böylece denge durumunda metal pozitif olarak yüklenir ve yarıiletken yüzey, iş fonksiyonu farkına uyum sağlamak için negatif olarak yüklenir. Sonuç olarak, bantlar yarıiletken yüzeyin yakınında bükölür. Aslında, eğer Φ_{ms} yeterince negatif ise, hiçbir harici voltaj uygulanmadan bir tersinim bölgesi bulunabilir [1].

Hareketli iyonlar (Q_m): alkali metal iyonları (özellikle Na⁺ ve K⁺) büyüme veya müteakip işlem aşamaları sırasında yanlışlıkla yalıtkan tabakaya dahil edilebilir. Dolayısıyla bu tür yapılarıdaki oluşan iyonların dielektrik tabakalar üzerindeki etkisini en aza indirmek için son derece temiz kimyasallar, su, gazlar ve işleme ortamı kullanmak gerekir. Hareketli iyonlar, ya metal-yalıtkan ya da yarıiletken-yalıtkan arayüzeyinde bulunabilir. Sodyum ve potasyum gibi iyonları hareketli pozitif yükler verir ve bu da yarıiletkende negatif yüklerin indüklenmesine sebep olur. Bu tür yalıtkan tabaka içindeki pozitif iyonik yüklerin etkisi, ilgili iyonların sayısına ve bunların yarıiletken yüzeylere olan mesafelerine bağlıdır. Eyer

pozitif iyonlar arayüzeyin yakınındaysa yarıiletkende indüklenen negatif yükler, uzaktakilerden daha fazladır. Bu iyonik yükün eşik voltajı üzerindeki etkisi, özellikle yüksek sıcaklıklarda bu iyonların nispeten hareketli olması ve uygulanan bir elektrik alanında sürüklenebilmesi nedeniyle MIS yapının kararlılığını büyük ölçüde bozmaktadır. Neyse ki, yalıtkan tabakanın bu iyonlarla kirlenmesi, işleme uygun özen gösterilerek ihmal edilebilecek seviyelere düşürülebilmektedir [1].

İyonize tuzaklar (Q_{ot}): Yalıtkan tabaka ayrıca içindeki kimyasal yapı bozukluklardan ve radyasyondan dolayı iyonize tuzaklar içermektedir. Yarıiletken arayüzeyiyle yük alışverişi yaparlar. Böylece yalıtkan içinde ve yalıtkan-yarıiletken arayüzeyinde fazladan yük oluştururlar. İyonlaşmış tuzakların, alıcı ve verici tipleri vardır. Bu tuzaklar, elektron yakalayarak veya bırakarak nötr duruma geçerler. MIS yapıların kapasitans-voltaj ($C-V$) ölçümlerinde pozitif voltajdan negatife ve negatif koltajdan pozitifte doğru giden eğimlerin elektronik histeresiz kaymalarına sebep olmaktadır. MIS yapı üretiminde ortaya çıkmış olan elektron ve deşik tuzakların daha sonra yapının tavlamaıyla kaldırılabilir. $C-V$ eğrisinin iki yönde ölçülen değerlerindeki kayma miktarı yalıtkan içinde mevcut olan tuzakların miktarını vermektedir [88].

Sabit oksit yükleri (Q_f): SiO_2 tabaka oluşumunda gerçekleştirilen oksidasyon işlemi sırasında, Si yüzeyden uzaklaştırılarak oksijenle reaksiyona girer. Oksidasyon durduğunda, arayüzeyde bir miktar tamamlanmamış iyonik Si bağları kalır. Bu iyonlar ve yarıiletkenden yalıtkan tabakasına geçerken kaçınılmaz olan kristal bozuklukları ile birlikte, arayüzeyin yakınında bir pozitif yük sayfası oluşturulur ve dolayısıyla sabit yükler içeren (Q_f) bir geçiş katmanı (SiO_x) ortaya çıkar (Şekil 2.16). Sabit oksit ve arayüzey yükleri yalıtkan içinde ve yalıtkan-yarıiletken arayüzeyinde bulunmaktadır. Bu yüklerin miktarı genellikle oksidasyon hızına, ardından ısı işlemlere tabi tutulmasına ve ayrıca kristal oryantasyonuna bağlıdır. Elektriksel ölçümlerde sabit oksit yükü, yalıtkan-yarıiletken arayüzeyinde tabaka halinde yerleşmiş yükler gibi görülebilmektedir. Hem n-tipi hemde p-tipi yarıiletkenler için, pozitif sabit oksit yükleri ($+Q_f$), ideal $C-V$ eğrisine göre, uygulama voltajın negatif değerlerine doğru kaymasına neden olur. Bunun tersi olarak negatif sabit oksit yükleri ($-Q_f$), $C-V$ eğrisinin ileri pozitif uygulama voltaja doğru kaymasına neden olmaktadır. [88].

Arayüzey durumları yükleri (Q_{it}): N_{ss} ile de gösterilen arayüzey durumları, yalıtkan-yarıiletken arayüzeyinde girilebilecek bir enerji seviyesidir ve kısa bir zaman içinde

yarıiletkenle yükleri değişebilmektedir. İyonize tuzaklarda olduğu gibi alıcı yada verici tipte olabiliyorlar. Alıcı, enerji seviyesi dolu ise negatif yüklü, boş ise yüksüzdür. Verici, enerji seviyesi dolu ise yüksüz, boş ise pozitif yüklüdür. İletim ve valans bantı ile yük alış veriş yapabilirler. Bir voltaj uygulandığı zaman, Fermi seviyesi sabitken arayüzey tuzak seviyeleri, valans ve iletkenlik bantları ile aşağı ve yukarı hareket ederler. Arayüzey tuzaklardaki yük değişimi, arayüzey tuzakların iletkenlik ve valans bandıyla yük alışverişi yapmasıyla meydana gelir. Bu yük değişimi MIS kapasitesine etkide bulunur ve ideal MIS eğrisinde bir sapma meydana gelir. Arayüzey durumlarında bulunan yük yoğunluğu Q_{it} , yarıiletkendeki katkı atom yoğunluğuna ve yalıtkan tabakanın kalınlığına bağlı değildir. Arayüzey durumları, uzay yükü kapasitesine ek bir kapasite ve direnç etkisi oluşturmaktadır. Arayüzey durumlarında depo edilmiş yük, arayüzey elektrik alanını değiştirir. Bu durumların varlığında arayüzey potansiyelini değiştirmek için ideal duruma göre daha fazla voltaj uygulanması gerekir [88].

2.6. Dielektrik Özellik

Bir dielektrik (veya dielektrik malzeme), uygulanan bir elektrik alanı tarafından kutuplanabilen elektriksel bir yalıtandır. Yalıtkan terimi düşük elektriksel iletimi belirtmek için kullanılırken, dielektrik terimi tipik olarak yüksek polarize edilebilir malzemeler anlamına gelir ve polarizasyon yoluyla enerji depolama kapasitesini belirtmek için kullanılır. Bir dielektrik bir elektrik alana yerleştirildiğinde, elektrik yükleri, bir elektrik iletkeninde olduğu gibi malzemeden akmaz, ancak dielektrik polarizasyona neden olan ortalama denge konumlarından yalnızca biraz kayır. Dielektrik kutuplaşma nedeniyle, pozitif yükler alan yönünde yer değiştirir ve negatif yükler ters yönde kaydırılır. Bu durum, dielektrik alanın içindeki toplam alanı azaltan dahili bir elektrik alan yaratır. Dielektrik özelliklerin incelenmesi, malzemelerde elektrik ve manyetik enerjinin depolanması ve yayılması ile ilgilidir. Dielektrikler elektronik, optik, katı hal fiziği ve hücre biyofiziğinde çeşitli olayları açıklamak için önemlidir [89].

Dielektrik modele klasik yaklaşımda, bir elektrik dipol yapısını sergilemek için, moleküler ya da atomik seviyede pozitif ve negatif elektrik yüklerin ayrılması söz konusudur. Dielektrik malzemelerin iki tipi vardır. Birincisi, kalıcı elektrik dipol momente sahip kutuplu dielektrik olarak adlandırılır. Polar moleküllerin yönelimi bir dış elektrik alan yokluğunda rasgele dağılmaktadır. Harici bir elektrik alan (E) uygulandığında, dipoller

elektrik alan yönüne doğru hizalanabilir. İkinci tip malzemeler, polar olmayan dielektriklerdir. Bu tipler kalıcı elektrik dipol momente sahip değildir. Her bir atom merkezinde pozitif bir nokta yükü ve onu negatif yük bulutu olan elektronlar çevrelemektedir. Bir elektrik alanının varlığında, pozitif ve negatif yükler yer değiştirerek bu yüklerin diziliş şeklini bozar ve basit bir dipole oluşturur. Elektrik alanı kaldırıldığında atom orijinal durumuna geri döner. Bunu yapmak için gereken zamana gevşeme zamanı (τ) denir.

Dielektrik sabiti (ϵ), malzemenin geçirgenliği ile ilgilidir. Geçirgenlik, bir malzemenin, uygulanan bir elektrik alana cevap olarak polarizasyon yeteneğini ifade eder. Bir malzemelerin geçirgenliği, vakumun geçirgenlik oranı ile belirlenmektedir. Geleneksel olarak dielektrik malzemeler, mika, SiO_2 ve TiO_2 gibi inorganik maddelerden yapılır. Bununla birlikte, polimerler dielektrik materyal olarak daha geniş kullanım alanına sahiptirler. Polimer malzemelerin dielektrik olarak kullanımının avantajı; kolay kullanım, esneklik, belirli kullanımlar için özel olarak üretilebilmesi ve kimyasal direncidir. Dolayısıyla 60'lı yıllardan beri polimerler, kapasitörlerde dielektrik malzemeler olarak kullanılır. Polimerlerin dielektrik sabiti genel olarak 2,0'den büyüktür ve sıcaklıktan ve frekanstan etkilenebilirler. Çizelge 2.1, birkaç inorganik malzeme ile karşılaştırmalı birkaç polimerin dielektrik sabitlerini göstermektedir.

Çizelge 2.1. Çeşitli polimerlerin ve inorganik malzemelerin dielektrik sabiti [91]

Polimer malzeme	Dielektrik sabiti, ϵ	İnorganik malzeme	Dielektrik sabiti, ϵ
PVDF	~9,12	Baryum titanat	>2000
PVP	~3,80	Alümina (Al_2O_3)	8,5-10
PVA	~7,80	Silikon (Si)	11,8-12,1
Teflon	~2,10	TiO_2	80-100
Polietilen (PE)	~2,40	SiO_2	3,5-4,5
PVC	~4,60	HfO_2	22-25

2.6.1. Paralel plakalı kondansatör

Kondansatör, elektrik yükünü depolayan elektronik bir bileşen olup dielektrik bir malzeme ile ayrılmış iki yakın iletken (genellikle plakalar) yapılmaktadır. Dielektrik malzeme cam, seramik, plastik film, hava, kağıt, mika vb. olabilir. Kondansatör birçok elektrikli cihazda, elektrik devrelerinin bir parçası olarak kullanılır. Bir dirençten farklı olarak, kondansatör enerjiyi dağıtmak yerine levhaları arasında elektrostatik bir alan şeklinde enerji depolar. Kondansatör, doğru akım (DC) devrelerinde akımı ve alternatif akım (AC) devrelerinde kısa devreyi keser. Plakalar aralarında potansiyel bir fark olduğunda bir plaka pozitif yükü (+Q) ve diğer plaka negatif yükü (-Q) biriktirir (Şekil 2.17). σ , yüzeyel yük yoğunluğu olmak üzere, plakalar arasında meydana gelen elektrik alan;

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (2.63)$$

Burada ϵ_0 ($=8,85 \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$) boş alanın geçirgenliğidir ve boş uzaydaki belli bir kapalı yüzeyin içindeki toplam elektrik yükünün bu yüzeyden geçen elektrik akısına oranı şeklinde tanımlanır [54]. Plakalar arasındaki potansiyel fark;

$$E = V = \frac{\sigma d}{\epsilon_0} \quad (2.64)$$

olarak yazılabilir. Diğer taraftan, kondansatörün kapasitansı (C), voltaj (V) ile bölünen elektrik yüküne (Q) eşittir;

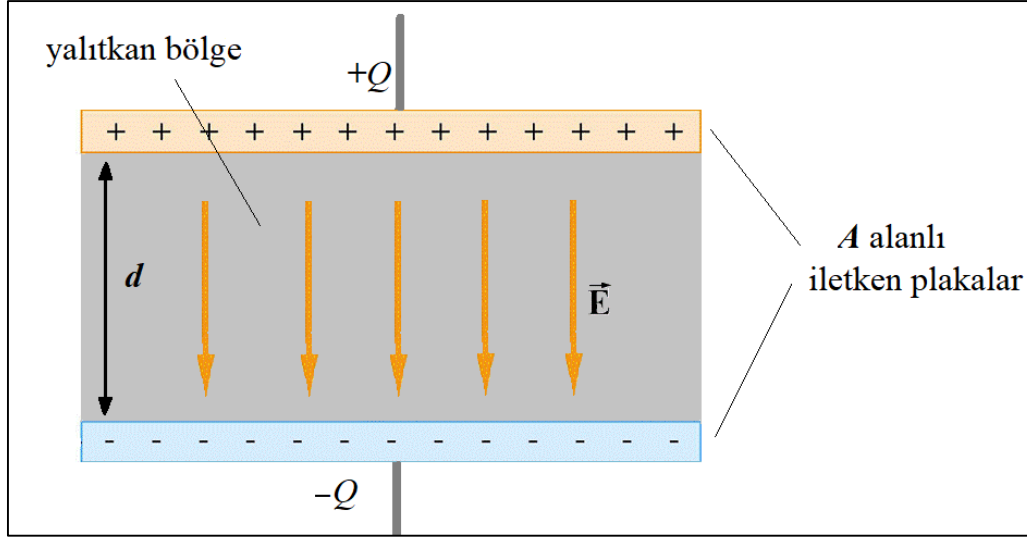
$$C = \frac{Q}{V} \quad (2.65)$$

C, farad (F) cinsinden ifade edilen kapasitans, Q, kondansatörde depolanan coulomb (C) cinsinden elektrik yükü ve V, kondansatör plakası arasındaki volt (V) cinsinden voltajdır. Sonuç olarak iki plakası arasında boşluk olan bir kondansatörün kapasitansı,

$$C = \epsilon_0 \frac{A}{d} \quad (2.66)$$

ile ifade edilir. Ayrıca σ yüzey yük yoğunluğu, plakalar arasındaki bölgede elektrik yerdeğiştirme kaynağı olarak düşünülebilir. Buna göre elektrik yerdeğiştirme [90];

$$D = \sigma = \varepsilon_0 E \quad (2.67)$$



Şekil 2.17. Paralel iletken plakalı kondansatör yapısı

Kondansatörde paralel iki iletken plaka arasındaki tüm boşluğu dolduracak şekilde bir dielektrik malzeme yerleştirilirse, deneysel olarak kapasitansın değeri aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$C = \varepsilon \frac{A}{d} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{A}{d} \quad (2.68)$$

ε , dielektrik malzemenin mutlak geçirgenliği olarak adlandırılır ve boyutsuz olan $\varepsilon_r = \varepsilon / \varepsilon_0$ dielektrik sabiti veya dielektrik nispi geçirgenlik olarak adlandırılır [89-90].

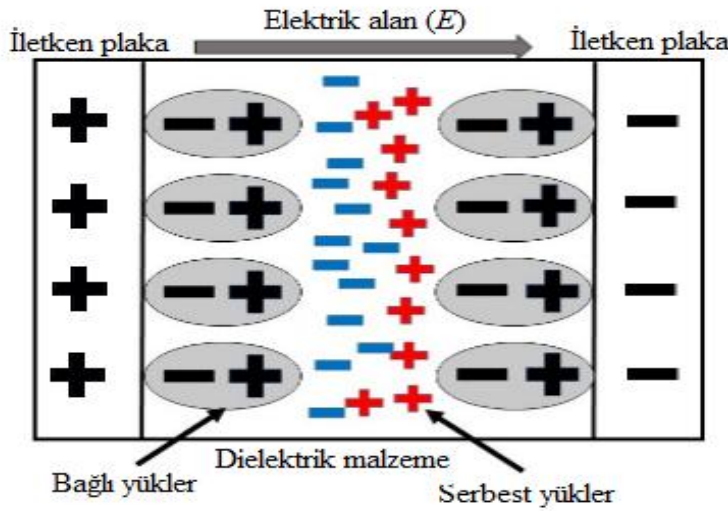
2.6.2. Dielektrik kutuplanma (polarizasyon)

Klasik elektromanyetizmada polarizasyon (kutuplanma), dielektrik bir malzemede kalıcı veya indüklenen elektrik dipol momentleri ifade eden vektör alanıdır. Dielektrik malzemenin birim hacmi başına indüklenen elektrik dipol momenti, dielektrik maddenin elektrik polarizasyonu olarak adlandırılır. Polarizasyon yoğunluğu ayrıca bir malzemenin uygulanan bir elektrik alanına nasıl tepki verdiğini ve malzemenin elektrik alanını nasıl

değiştirdiğini ve bu etkileşimlerden kaynaklanan kuvvetleri hesaplamak için nasıl kullanılabileceğini açıklar. Bir malzemenin manyetik alandaki manyetik alana karşı verdiği cevabın ölçüsü olan mıknatıslanma ile karşılaştırılabilir. İki iletken paralel plaka arasında dielektrik malzeme yerleştirilen bir kondansatördeki dielektrik kutuplanma Şekil 2.18’de gösterilmiştir. Dış elektrik alan altında negatif yükler malzemenin sol yüzeyinde, pozitif yükler ise malzemenin sağ yüzeyinde toplanmışlardır. Aynı zamanda negatif yüklü yüzeye bakan iletken plakaya pozitif yükler ve pozitif yüklü yüzeye bakan iletken plakaya ise negatif yükler indüklenir. Dielektrik malzeme bir bütün olarak düşünüldüğü zaman nötr olacağı için sol yüzeyde meydana gelen yüklerin miktarı ile sağ yüzeyde meydana gelen yüklerin miktarı eşit olur. Polarizasyon yoğunluğu P vektörü ile gösterilir ve SI ölçü birimi metre kare başına Coulomb’dur (C/m^2).

$$P = \chi \epsilon_0 E \quad (2.69)$$

$\chi = \epsilon_r - 1$, malzemenin elektriksel duyarlılığıdır. Boşluğun polarize olacak maddesi olmadığına göre $\chi = 0$ olur.



Şekil 2.18. Paralel plakalı bir kondansatördeki dielektrik kutuplanma [92]

Kapasitör modelini kullanarak, ölçülen ve test kapasitörlerin kapasitansı oranına eşdeğer bağıl geçirgenliğini veya dielektrik sabitini tanımlamak mümkündür. Bu aynı zamanda, vakum geçirgenliğine bölünen malzemenin mutlak geçirgenliğine de eşittir [92].

$$\varepsilon_r = \frac{Q}{Q_0} = \frac{C}{C_0} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \quad (2.70)$$

Kutuplanma etkisi, dielektrik yüzeyde bulunan yüklerin iletkende olduğu gibi serbestçe hareket edemeyip, yer değiştirmesi ile anlaşılır. Polarize dielektrikler için, D elektrik yerdeğiştirme veya elektrik akı yoğunluğu, dielektrik içindeki E alanı ile orantılıdır ve aşağıdaki şekilde ifade edilir [89-92].

$$D = \varepsilon_0 E + P = \varepsilon_0 E(1 + \chi) = \varepsilon_r \varepsilon_0 E \quad (2.71)$$

2.6.3. Dielektrik malzemelerin kutuplanma mekanizmaları

Bir dielektrik ortamdaki çeşitli elektrik kutuplanma mekanizmaları; Elektronik, iyonik, yönelimli (dipol) ve Arayüzey (uzay yük) kutuplanma olarak sınıflandırılabilir. Şekil 2.19 (a-d), bu kutuplanma mekanizmalarının dış elektrik alan uygulanmadığı durumu ve dış elektrik alan etkisi altındaki durumu göstermektedir. Bir malzemedeki toplam dielektrik kutuplanma miktarının elektronik, iyonik, yönelimli ve arayüzey kutuplanmanın toplamı olduğu belirlenmektedir. Her bir kutuplanma türü, dış elektrik alan altında doğası gereği belirli frekans bölgelerinde kendini göstermektedir. Şekil 2.19e’de, uygulanan frekansa bağlı olarak kutuplanma mekanizmaları gösterilmiştir [54].

Elektronik kutuplanma; elektrik alanına bir dielektrik yerleştirildiğinde, dielektrik molekülünü oluşturan atomdaki çekirdeklere göre negatif yüklü elektron bulutunun küçük bir yer değiştirmesi olur ve buda molekülde indüklenmiş bir dipol momentin ortaya çıkmasına sebep olur (Şekil 2.19a). Elektronik kutuplanma, mor ötesi ve görünür bölge frekanslarında ($\sim 10^{15}$ Hz) meydana gelir. Yani, elektronik kutuplanma, 10^{-14} s civarında kısa bir zamanda oluşur. Tek atomlu gazlarda sadece elektronik kutuplanma gerçekleşmektedir. Elektron bulutunun kayması bir dipol momentin p , ortaya çıkması ile sonuçlanır ve oluşan bu dipol moment elektrik yük ve kaydırma mesafesinin bir ürünü olarak tanımlanır ($p=qd$). Dipol moment aynı zamanda elektrik alanı kuvveti E , ile doğrudan orantılıdır.

$$p = \alpha_e E \quad (2.72)$$

Elektronik kutuplanma (polarizasyon) sabiti α_e , tüm malzemelerde ortaya çıkan ve dielektrik polarizasyonu sağlayan ana mekanizmalardan biri olan mikroskobik bir

polarizasyon olgusudur ve dielektrik sabiti ile ilişkilidir. Dielektrik sabitinin bir malzemenin elektronik polarizasyonu P_e , ile nasıl ilişkili olduğunu açıklamak için, malzemenin polarizasyonu belirlenmelidir. Bir malzemenin polarizasyonu, birim hacim başına toplam dipol momentini olarak tanımlanır ve Eş 2.73 ile verilir.

$$P_e = N_e p \quad (2.73)$$

Burada N_e birim hacim başına molekül sayısıdır. Dolayısıyla,

$$P_e = N_e \alpha_e E = \chi_e \epsilon_0 E \quad (2.74)$$

Bu polarizasyon sıcaklıktan bağımsızdır. Dolayısıyla bağıl geçirgenlik ve elektronik polarizasyon ile ilgili bir denklem aşağıdaki şekilde yazılabilir [92].

$$\epsilon_r = 1 + \frac{N_e \alpha_e}{\epsilon_0} \quad (2.75)$$

Bu denklem dielektrik sabiti ile elektronik polarizasyon kabiliyeti arasında ilişki kursa da, sadece materyali bir bütün olarak temsil eder ve yerel alanı veya bir dielektrik içinde olan bir molekülün üzerindeki elektrik alanı etkilemez. Bu alan Lorentz alanı olarak bilinir ve Eş 2.76 ile ifade edilir.

$$E_{loc} = E + \frac{1}{3\epsilon_0} P \quad (2.76)$$

ve bu değeri önceki yöntemde kullanılan alan yerine koyarak, aşağıdaki denklem belirlenir;

$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{N \alpha_e}{3\epsilon_0} \quad (2.77)$$

Bu denklem Clausius-Mossotti denklemi olarak bilinir ve elektronik geçirgenliğin mikroskobik özelliği ile dielektrik sabiti arasındaki ilişkileri göstermektedir [92].

İyonik kutuplanma; bir malzemenin nispi geçirgenliğine katkıda bulunan bir mekanizmadır. Bu tip polarizasyon tipik olarak NaCl, KCl ve LiBr gibi iyonik kristal

elementlerde meydana gelir. Harici bir elektrik alanı olmadığında bu malzemelerin içinde net kutuplaşma yoktur, çünkü negatif iyonların dipol momentleri pozitif iyonlarla iptal edilir. Ancak, dış bir alan uygulandığında, iyonlar yer değiştirerek indüklenen bir kutuplaşmaya yol açar. Şekil 2.19b, bu harici elektrik alandan dolayı iyonların yer değiştirmesini göstermektedir. Bu etkiyi açıklayan denklem Eş 2.78 ile gösterilmiştir.

$$p_{av} = \alpha_i E_{loc} \quad (2.78)$$

Burada p_{av} iyon çifti başına indüklenen ortalama dipol moment, α_i iyonik polarizasyon kabiliyeti ve E_{loc} , iyon çifti tarafından yaşanan yerel elektrik alanıdır. Genellikle, iyonik polarizasyon kabiliyeti, elektronik polarizasyon kabiliyetinden 10 kata kadar daha büyüktür. Bu yüzden iyonik maddeler genel olarak yüksek dielektrik sabitlerine sahipler.

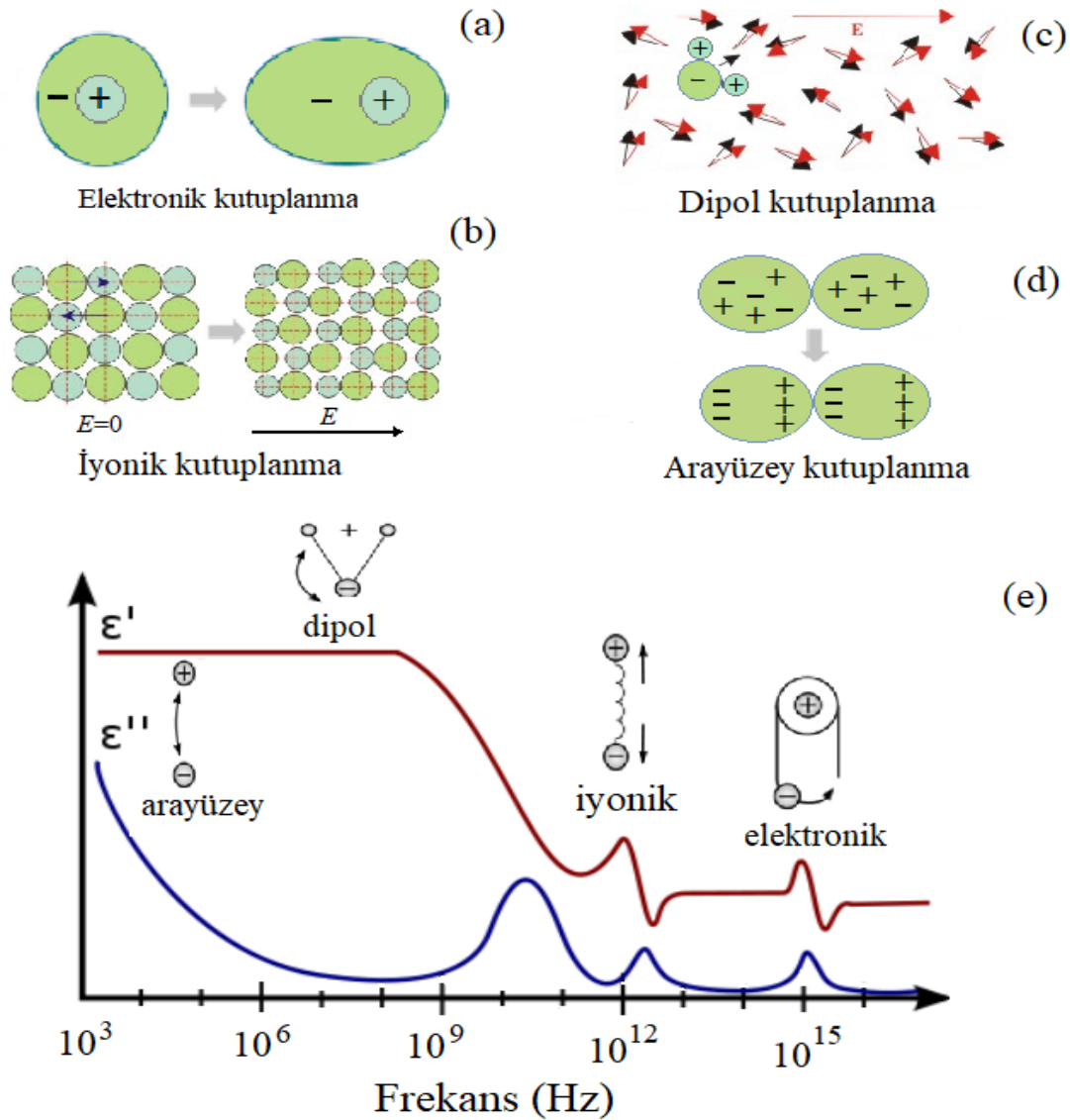
Elektronik polarizasyona benzer şekilde, iyonik polarizasyon da kendisiyle ilişkili toplam bir polarizasyona sahiptir. Denklem şöyle verilir;

$$P_i = N_i p_{av} = N_i \alpha_i E_{loc} \quad (2.79)$$

ve buda iyonik polarizasyon için Clausius-Mossotti denklemine yol açacak;

$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{N_i \alpha_i}{3\epsilon_0} \quad (2.80)$$

Bu denklemlerin, iyonik materyalin içinde bir yük dengesi olması şartıyla geçerlidir ve yük dengesi olmayan materyaller için farklı bir denklem kullanılmalıdır [92].



Şekil 2.19. Bir dielektrik malzemenin kutuplanma mekanizmaları; a) Elektronik, b) İyonik, c) Yönelimli, d) Arayüzey kutuplanma, e) Uygulanan frekansa bağlı kutuplanma mekanizması

Yönelimli (dipol) kutuplanma; HCl ve H_2O gibi net kalıcı bir dipol momentine sahip bir malzemede ortaya çıkar, çünkü bu moleküllerin yük dağılımları eğridir. Örneğin, bir HCl molekülünde, klorin atomu negatif olarak yüklenecek ve hidrojen atomları, molekülün dipolar olmasına neden olacak şekilde pozitif olarak yüklenecektir. Molekülün dipolar yapısı, malzemede bir dipol momentine neden olmalıdır, ancak bir elektrik alanın yokluğunda, bu dipol momentler termal titreşimlerden dolayı ve rasgele yöneldikleri için toplam net dipol momenti sıfır olur. Bir elektrik alan uygulandığında, molekül, alanla hizalamak üzere dönmeye başlayacak ve Şekil 2.19c’de gösterildiği gibi molekül başına net bir ortalama dipol momentine neden olacaktır. Elektrik alanı boyunca indüklenen

ortalama dipol momentinin olup olmadığını belirlemek için, dipolün ortalama potansiyel enerjisi hesaplanmalı ve beş serbestlik derecesi için termodinamik tarafından belirlenen ortalama termal enerji $1/5kT$ ile karşılaştırılmalıdır. Bunu yapmak için, kuvvet F , dipolar molekülünün gövdesi üzerinde etkili bir tork olarak görülebilir. Bu model kullanılarak, tork denklemi [92];

$$\tau = (F \sin \theta)a = Ep_0 \sin \theta \quad (2.81)$$

Bu denklemden maksimum potansiyel enerji, maksimum torkun anında integralini alarak hesaplanabilir. Bu maksimum potansiyel enerji, $2p_0E$ olarak hesaplanır, bu da ortalama dipol potansiyel enerjisinin $1/2E_{max}$ veya p_0E olduğu anlamına gelir. Ortalama dipol potansiyel enerjisini öğrendikten sonra, ortalama dipol moment p_{av} , Boltzmann'ın istatistiklerini kullanarak hesaplamak mümkündür;

$$p_{av} = \frac{p_0^2 E}{3kT} \quad (2.82)$$

Buda, Eş 2.83 ile gösterilen, molekül başına yönelimli polarizasyon kabiliyeti α_d 'nin elde edilmesine yol açar.

$$\alpha_d = \frac{p_0^2}{3kT} \quad (2.83)$$

Yönelimli kutuplanma, elektronik ve iyonik kutuplanmanın tersine, sıcaklığa bağlıdır. Bu, elektronik ve optik uygulamalar için dielektrik bir malzeme seçerken göz önünde bulundurulması gereken önemli bir faktördür [91-92].

Arayüzey kutuplanma; ya da uzay yükü kutuplanma, bir dış elektrik alan etkisi ile iki malzeme arasındaki arayüzeyde veya bir malzeme içindeki iki bölge arasındaki arayüzeyde yük birikmesi olduğunda meydana gelir (Şekil 2.19d). Bu tür elektrik kutuplanma bir bileşik dielektrik olduğunda veya bir dielektrik malzemeye bağlı iki elektrot olduğunda meydana gelebilir. Bu kutuplanma, yönelimli ve iyonik kutuplanmadan farklı olarak, iyonik ve kovalent bağlı elektriksel yükleri etkilemek yerine, arayüzeydeki serbest yükleri etkiler ve genellikle amorf veya çok kristalli katılarda gözlenir. Dielektrik malzemenin

yalıtım özelliği nedeniyle uygulanan elektrik alanı yük dengesizliğine neden olacaktır. Bununla birlikte, dielektrikteki hareketli yükler, elektriksel nötrlüğünü koruyarak geçecek ve daha sonra arayüzey kutuplaşmasına neden olacaktır. Yüklerin serbest olması nedeniyle, tane sınırları veya diğer arayüzey kusurların, arayüzey kutuplanmanın oluşması için önemli bir etken olduğu bilinmektedir [91-92].

2.6.4. Dielektrik kayıp

Daha önce bahsettiğimiz ε_r , DC koşulu altındaki polarizasyonun statik dielektrik geçirgenlik sabitidir. AC Elektrik alanı altında, polarizasyon akımı (I_p) ve iletim akımı (I_C) olarak adlandırılan bir kondansatörden geçen iki tür akım vardır. Bu durumda, dielektrik sabiti kompleks bir sayıyla ifade edilir;

$$\varepsilon^* = \varepsilon_r' - i\varepsilon_r'' \quad (2.84)$$

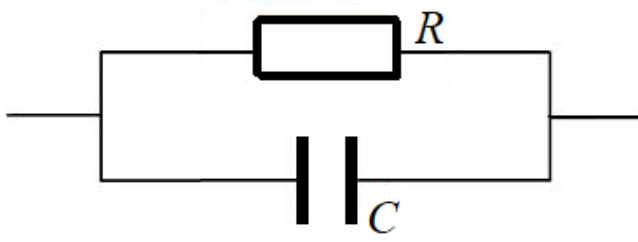
Birinci terime gerçek dielektrik sabiti, ikinci terime dielektrik sabitinin sanal kısmı denir. Bir dielektrik malzemeye açısal frekansı ($\omega=2\pi f$) olan periyodik bir elektrik alan ($E = E_0 e^{i\omega t}$) uygulandığında, eşdeğer devresi Şekil 2.20'de gösterildiği gibi ifade edilebilir. Kondansatör üzerinden akan I_p akımı enerji depolarken, enerjiyi tüketen I_C akımı dirençten geçer. Kondansatörün yüzey alanı A ve kalınlığı d olursa, polarizasyon ve iletim akımları aşağıdaki gibi ifade edilir;

$$I_p = i\omega\varepsilon_0\varepsilon_r'AE_0e^{i\omega t} \quad (2.85)$$

$$I_C = \omega\varepsilon_0\varepsilon_r''AE_0e^{i\omega t} \quad (2.86)$$

Bu, polarizasyon akımı uygulanan elektrik alan fazının 90° ilerisindeyken, iletim akımı uygulanan elektrik alanınkı ile aynı fazda kaldığını göstermektedir. İkisi arasındaki oran, dielektrik kaybı ya da tanjant kayıp olarak da adlandırılan dielektrik dağılımını tanımlar [92-94];

$$\tan \delta = \frac{I_C}{I_p} = \frac{\varepsilon_r''}{\varepsilon_r'} = \frac{1}{\omega RC} \quad (2.87)$$



Şekil 2.20. Dielektrik kondansatör için eşdeğer devre

Çok yüksek bir elektrik alanı altında, iletim akımı önemli ölçüde artar ve son olarak dielektrik, “kırılma noktası” olarak bilinen yüksek iletkenliğe sahip, denge dışı bir duruma girer. İletim akımı normalde uygulamalara zararlı olduğu için dielektrik kaybının nasıl azaltılacağı konusunda çok fazla çalışma var.

2.6.5. Dielektrik gevşemesi

Dielektriklerdeki temel sorunlardan biride, harici bir periyodik elektrik alana gösterdiği tepki süresidir. Kutuplanma, harici bir periyodik elektrik alanına göre geciktiğinde, dielektrik gevşeme meydana gelir. Dielektrik gevşeme, belirli bir kutuplanma için kendine özgü bir zamanda (karakteristik gevşeme süresi olarak adlandırılır) meydana gelebilir, böylece belirli kutuplanma mekanizmasını tanımlamaya yardımcı olabilir. Zaman t ve frekans f arasındaki ters ilişki ($f = 1/t$) nedeniyle, dielektrik gevşemesi, dielektrik spektroskopisi teknolojisi ile geleneksel olarak frekans alanında incelenir. Tipik empedans analizörü (veya LCR metre olarak da bilinir) genellikle birkaç Hz ile 10 MHz arasında gerçekleştirilir. Bir gevşeme mekanizmasını netleştirmek için, kompleks dielektrik sabiti $\epsilon^* = \epsilon' - i\epsilon''$, kompleks empedans $Z^* = Z' - iZ''$, kompleks admitans $Y^* = Y' - iY''$, ve kompleks elektrik modülü $M^* = M' - iM''$ gibi farklı elektrik parametreleri uygulanabilir. Elektrik modülü, elektriksel yer değiştirme sabit kaldığında bir malzemede elektrik alanın gevşemesine karşılık gelen, dielektrik geçirgenliğin tersidir ($M^* = 1/\epsilon^*$) [92].

Debye gevşeme; Debye gevşeme denklemi, gevşeme olgusunu tanımlamak için kullanılan en basit ve zarif matematiksel denklemdir.

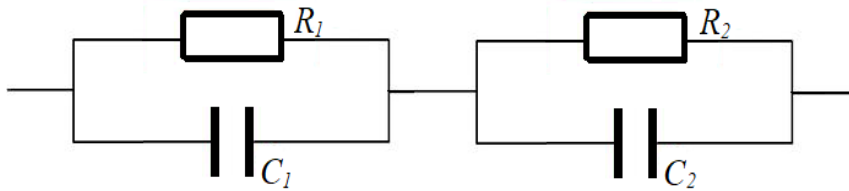
$$\epsilon_r = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + i\omega t} \quad (2.88)$$

Burada ε_s ve ε_∞ , sırasıyla statik ve yüksek frekanslı dielektrik geçirgenliktir. t karakteristik gevşeme zamanıdır. Bu gevşeme ilk önce fizikçi Peter Debye tarafından benzersiz bir gevşeme süresine sahip alternatif bir harici elektrik alanında birbiriyle etkileşmeyen dipoller için tanıtıldı. Karmaşık bir düzlemde, $\varepsilon' - \varepsilon''$ Debye gevşemesi için ideal bir yarım daire çizer. Dipollerin gerçek malzemelerdeki karşılıklı etkileşimleri nedeniyle yarım daire, Cole-Cole çemberi adı verilen bir elips şekline değişir. Gevşeme, Cole-Cole gevşemesi olarak adlandırılır aşağıdaki denklem ile açıklanır.

$$\varepsilon_r = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + (i\omega t)^{1-\alpha}} \quad (2.89)$$

Burada α , 0 ile 1 arasında bir değer almaktadır. $\alpha=0$ olduğunda, Cole-Cole denklemi Debye denklemine indirgenir. Cole-Cole gevşemesi birçok polimerde görülmektedir [94].

Maxwell-Wagner'in gevşemesi; elektriksel homojen olmayan malzemelerde, örneğin dielektrik ve elektrot arayüzeyi, tane sınırlarında vb. ortaya çıkar. Genellikle, Şekil 2.21'de gösterildiği gibi iki katmanlı bir eşdeğer kondansatör devresi ile temsil edilir.



Şekil 2.21. Maxwell-Wagner gevşemesi için eşdeğer iki katmanlı elektrik devresi

Maxwell-Wagner gevşemesi için dielektrik geçirgenlik, Debye gevşemesi tarzı olarak da ifade edilebilir;

$$\varepsilon_r = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + i\omega t} - i \frac{\sigma}{\omega} \quad (2.90)$$

İki direnç arasında önemli bir fark olduğunda gevşemenin gözleneceği açıktır. Şekil 2.21'de, her bir RC ünitesi, üzerinde çalışılan dielektriklerdeki, tane sınırları veya elektrot ile dielektrik ara yüzeyindeki bir bileşeni temsil eder. Bu farklı bileşen gevşemeleri ayırmak için, hem empedans hem de elektrik modülü analizleri yaygın olarak uygulanır.

Devrenin empedansı aşağıdaki gibidir [92];

$$Z' = \frac{R_1}{1 + (\omega R_1 C_1)^2} + \frac{R_2}{1 + (\omega R_2 C_2)^2} \quad (2.91)$$

$$Z'' = R_1 \frac{\omega R_1 C_1}{1 + (\omega R_1 C_1)^2} + R_2 \frac{\omega R_2 C_2}{1 + (\omega R_2 C_2)^2} \quad (2.92)$$

ve devrenin elektrik modülü aşağıdaki gibidir;

$$M' = \frac{C_0}{C_1} \frac{(\omega R_1 C_1)^2}{1 + (\omega R_1 C_1)^2} + \frac{C_0}{C_2} \frac{(\omega R_2 C_2)^2}{1 + (\omega R_2 C_2)^2} \quad (2.93)$$

$$M'' = \frac{C_0}{C_1} \frac{\omega R_1 C_1}{1 + (\omega R_1 C_1)^2} + \frac{C_0}{C_2} \frac{\omega R_2 C_2}{1 + (\omega R_2 C_2)^2} \quad (2.94)$$

Bu denklemlerden, empedans normalleşmesinin büyük dirençli gevşemeyi vurguladığını, elektriksel modül normalleşmesinin küçük kapasitans gevşemesini vurguladığını görebiliriz. Eşdeğer elektrik devresi durumdan duruma değişebilir ve Maxwell-Wagner gevşemenin dielektrik davranışını düzeltmek için daha karmaşık bir devre modeli uygulanabilmektedir. Burada, sadece iki dielektrik madde içeren en basit durum söz konusudur.

Evrensel dielektrik gevşeme; aynı zamanda evrensel dielektrik tepki olarak da adlandırılır. Bunu daha iyi anlayabilmek için, ilk önce kompleks iletkenliği (σ) açıklamak gerekir.

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma' - i\sigma'' \quad (2.95)$$

Burada σ_0 , DC iletkenliği ve σ' , AC iletkenliğidir. σ_0 ve σ' arasındaki ilişki, $\sigma_0 = \lim_{f \rightarrow 0} \sigma'$, olarak görülebilir. Genel olarak, dielektrik ölçümden, AC iletkenliği şu şekilde hesaplanır;

$$\sigma = \varepsilon_0 \varepsilon'' \omega \quad (2.96)$$

A. K. Jonscher [93], güç yasası (power law) dediği pek çok dielektrik için frekansa bağlı alternatif akım iletkenliği;

$$\sigma(\omega) = \sigma_0 + A\omega^n, \quad (0 < n < 1) \quad (2.97)$$

ile ifade edilmektedir. Burada σ_0 , iyonların uzun mesafeli hareketinden kaynaklanan dc iletkenlik, A ise belirli sıcaklık için bir sabittir. Bu durumda Cole-Cole eğrisinin yüksek frekanslar kısmında yatay ekseni kestiği nokta ε_∞ ile değil, $A(i\omega)^{n-1}-\varepsilon_\infty$ ile tanımlanır. Eş 2.97'daki n değeri, ideal Debye dipolar süreci için 1, ideal iyonik tipteki kristal için 0 değerini alır. $n=1$ olduğunda, sabit kayıp olarak adlandırılır ve yeterince düşük sıcaklıkta veya yüksek frekansta meydana gelmektedir [93].

Şimdiye kadar, belirli bir gevşemeyi tanımlamak hala kolay değil. Çoğu durumda, karakteristik gevşeme zaman sabiti τ , sıcaklığın üstel bir fonksiyonu olarak ifade edilebilecek olan sıcaklıktan önemli ölçüde etkilenir.

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right) \quad (2.98)$$

Burada E_a , aktivasyon enerjisi, k , Boltzmann sabiti ve T , sıcaklıktır. Aktivasyon enerjisi, dipoller için bir potansiyelden diğerine atlamak için gereken enerjiyi yansıtır. Böylece, olası gevşeme mekanizması hakkında bilgi vermektedir [92].

2.7. Deneyisel Çalışmada Kullanılan Materyallerin Temel Özellikleri

2.7.1. 4H-SiC'in temel özellikleri

Aşırı sert ve kristalli bir bileşik olan silisyum karbür (SiC), kristal kafesde güçlü bağları olan karbon ve silisyum atomlarından sentetik olarak oluşmaktadır. SiC'un en önemli özelliği bandgap enerjisi silikon dakine göre oldukça yüksek olmasıdır. Buda yarıiletkenin yırtılması (Yasaklı alana elektron kaçması) için gerekli sıcaklığın oldukça yüksek olması demektir. Bu değer silikon cihazlarda 200-300 °C iken, SiC'da 600-800 °C aralığındadır. SiC bu geniş bant aralığı sayesinde ayrıca yüksek frekanslı anahtarlama sistemlerinde kullanılabilir. Bunun yanı sıra, SiC'un elektrik alana karşı dayanımı silikondan 10 kat daha büyüktür dolayısıyla ince katmanlar oluşturmaya müsaade etmektedir ve yüksek voltajlarda bile küçük iletim direnci gösterir. Ayrıca, SiC'daki madde özelliğinden kaynaklanan yüksek termal iletkenliği de yüksek güçlerde hot spot gibi durumların daha az oluşmasını sağlar. SiC, 800 °C'ye kadar asit veya alkaliler veya erimiş tuzlardan etkilenmez. Havada, SiC 1200 °C'de koruyucu bir silikon oksit kaplama oluşturur ve 1600

°C'ye kadar kullanılabilir. Düşük termal genleşme ve yüksek mukavemeti bu malzemeye olağanüstü ısıl dayanıklılık özellikleri verir [82].

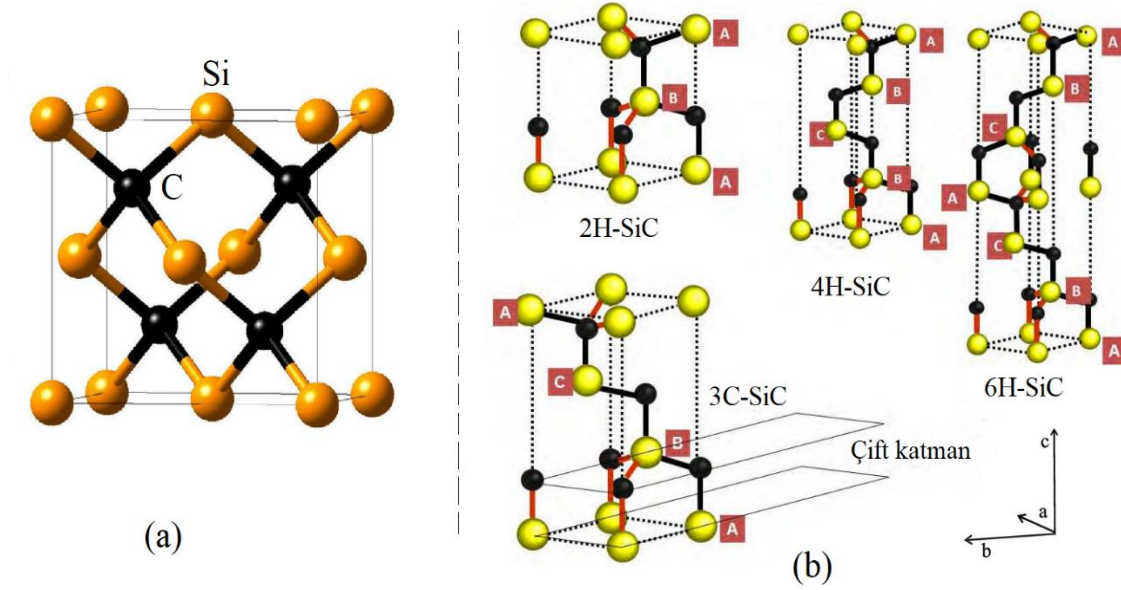
SiC'ün iki-boyutlu biçimliliği politip olarak adlandırılır ve bu malzemenin 200'den fazla kristal politipinin olduğu bilinmektedir. Her biri farklı fiziksel özelliklere sahip bu SiC politiplerin en önemlileri, 3C-SiC, kübik ünite hücresine sahip (çinkoblend kristal yapısına benzer), 4H-SiC ve 6H-SiC ise hegzagonal ünite hücresine (Wurtzite kristal yapısına benzer) sahiptir. Bu politiplerden 4H-SiC, elektronik alanlarda en yaygın kullanılmaktadır [54]. Çizelge 2.2'de 4H-SiC'un bazı dielektrik özellikleri, diğer yarıiletkenler ile kıyaslanmaktadır. Burada görüldüğü gibi yüksek kırılma alanı, yüksek termal iletkenlik ve geniş yasak enerji band aralığına sahip olması 4H-SiC'ü birçok elektronik uygulamalar için en ideal aday yapmaktadır. Şekil 2.22a'da, dört Si atomuyla çevrili bir C atomunun tetragonal yapısını göstermektedir. Burada C atomu ile her Si atomu arasındaki mesafe (C-Si) aynıdır. Tüm politipler, Si atomlarının bir üçgeninin ortasında yer alan ve bir sonraki katmana ait bir Si atomunun altında C atomu bulunan hegzagonal bir yapıya sahiptir. En yakın komşuların bireysel bağ uzunlukları ve lokal atomik ortamlar tüm politipler için neredeyse aynıdır (Komşu Si ve C atomları arasındaki mesafe yaklaşık olarak 1,89 Å ve komşu iki C arasındaki mesafe yaklaşık olarak 3,08 Å'dur). Ancak ikinci ve üçüncü en yakın komşu atomlar göz önüne alındığında farklılıklar ortaya çıkar. SiC'un politipleri, dört yüzölçümü olarak bağlanmış Si-C çift katmanlarının istifleme dizisi ile farklılaştırılır. Bu farklılıklar, kristalin genel simetrisini belirleyen farklı istifleme periyodikliğine yol açar (Şekil 2.22b).

Her iki SiC tabakası tetragonal bağları korurken, , kafes için A, B veya C olarak belirtilen üç olası pozisyondan birine yerleştirilebilir. Aygıt uygulamaları için göz önüne alınan üç SiC politipi, 3C, 4H ve 6H ile gösterilir. H veya C terimi, sırasıyla kristalin kübik veya hegzagonal simetrisini belirtir. 3, 4 ve 6 terimi ise iki tabakalı periyodikliğe atıfta bulunur. Çok katmanlı politiplerin alt parçaları içinde, kristalografik olarak eşdeğer olmayan atomlar vardır. Politiplerin birim hücre boyutları $a = b = 3,08 \text{ Å}$, $c = n \times 2,52 \text{ Å}$ dur. Burada n , iki katmanın periyodiklik numarasıdır. SiC'un her bir farklı politipi farklı kristal yapılarından dolayı yasak band aralığı, elektron doyma hızı ve taşıyıcı mobilitesi gibi farklı özelliklere sahiptir (Çizelge 2.2). ABC istifleme dizisine sahip 3C-SiC, tek kübik SiC'dir ve çinkoblend benzeri bir kristal yapısı vardır. Genellikle β -SiC olarak adlandırılır. Diğer tüm politipler α -SiC olarak belirtilir. 6H-SiC, ABCACB istifleme dizisine sahiptir ve silikon

karbürün en sık meydana gelen politipidir. 300 K'de 2.86-3.0 eV bir bant aralığına sahiptir. Bununla birlikte, elektron mobiliteside o kadar yüksek değildir. 4H-SiC bir ABCB istifleme dizisine sahiptir. Diğer politiplere göre en geniş bant aralığına (3.2 eV) ve yüksek elektron mobilitesine sahiptir. 3C-SiC ve 6H-SiC ile geniş bant aralığına (3.2 eV) ve yüksek elektron mobilitesine sahiptir. 3C-SiC ve 6H-SiC ile karşılaştırıldığında, 4H-SiC elektronik uygulamalar için en ideal özelliklere sahiptir ve yaygın olarak kullanılmaktadır [82].

Çizelge 2.2. Bazı yarıiletken materyallerin özellikleri [54, 82]

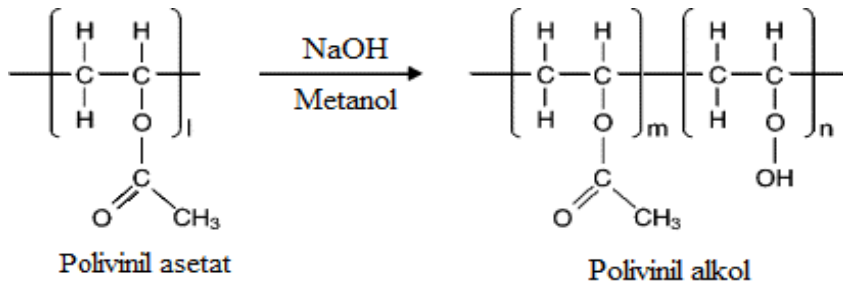
Özellikler	Silikon	GaAs	GaN	3C-SiC	4H-SiC	6H-SiC
Fiziksel dayanıklılık	İyi	Zayıf	İyi	Çok iyi	Çok iyi	Çok iyi
Bant aralığı, E_g ; (eV)	1,12	1,43	3,39	2,20	3,26	3,00
Elektron mobilite μ_n ; (cm ² /vs)	1400	8500	1250	800	900	400
Deşik mobilite μ_p ; (cm ² /vs)	600	400	200	320	120	90
Kırılma alanı E_B ; (V/cm)x10 ⁶	0,3	0,4	3	4	4	4
Termal iletkenlik (W/cm)	1,5	0,5	1,3	2,6	4,9	4,9
Bağıl dielektrik sabiti, ϵ_r	11,8	12,8	9,5	9,7	9,7	9,7



Şekil 2.22. a) Dört silikon atomuyla bir carbon atomunun tetragonal bağlanması, b) Yaygın SiC politiplerinde çift katmanların istiflenme sırası

2.7.2. PVA'nın temel özellikleri

Esas olarak polivinil asetatın hidroliz yoluyla yapılan polivinil alkol (PVA), suda çözünabilir bir kristal yapı polimeridir. Mikro yapı açısından, genel olarak 1,3-diol $[-CH_2-CH(OH)-CH_2-CH(OH)-]$ bağlantılardan oluşur ancak az miktarda 1,2-diol $[-CH_2-CH(OH)-CH(OH)-CH_2-]$ bağlantılardan da oluşmaktadır [95]. Çoğu vinil polimerin aksine, PVA karşılık gelen monomerin polimerizasyonu ile hazırlanmaz. Bunun yerine, PVA başka bir polimer olan polivinil asetatın metanol gibi bir alkol içerisinde çözündürülmesi ve sodyum hidroksit gibi bir alkalın katalizör ile işlenmesi suretiyle yapılır (Şekil 2.23).



Şekil 2.23. Polivinil alkol'un yapı formülü

PVA'nın kokusu yoktur, toksik değildir, yağlara ve çözücülere karşı dayanıklıdır. Ayrıca, mükemmel film oluşturma, emülsifiye edici ve yapışkan özellikleri vardır. PVA'nın kristalleşme kabiliyeti tek başına, en önemli fiziksel özelliğidir. Bu özellik, suda

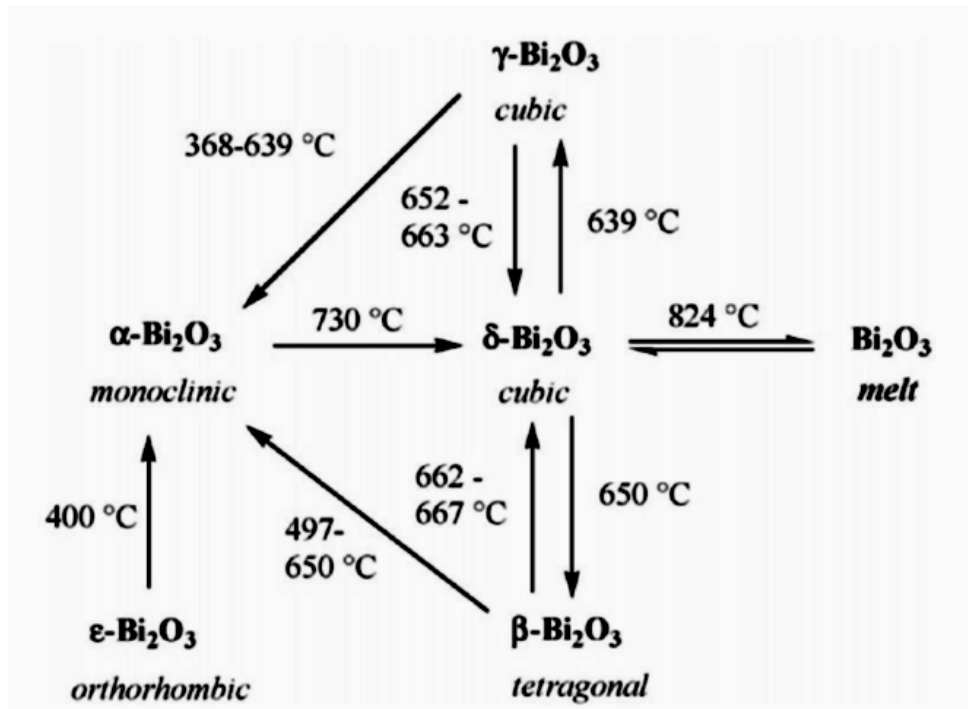
çözünürlüğünü, gerilme mukavemetini, oksijen bariyer özelliklerini ve termoplastik özelliklerini kontrol eder. Kristallerin boyutu erime noktasını belirler. Tamamen hidrolize edilmiş yüksek molekül ağırlıklı PVA'nın rapor edilen erime noktası 230 °C ve camsı geçiş sıcaklığı 85 °C olarak belirlenmiştir. Yüksek sıcaklıklarda pirolize maruz kalabileceği için 200 °C'nin üzerinde hızla ayrışmaktadır [95]. PVA sıkıştırılmaz duruma yakındır. Poisson oranı 0,42 ile 0,48 arasındadır. Sayılan bu özelliklerinden dolayı endüstriyel, ticari, tıbbi ve gıda sektörlerinde yaygın olarak kullanılmaktadır.

Elektriksel olarak farklı iletkenlik derecesine sahip polimer kompozitler, çok çeşitli pratik uygulamalarda kullanılmıştır. Bunlar arasında kapasitörler, sensörler, iletken kaplamalar ve antistatik, mikrodalga emici ve elektromanyetik girişim koruyucu malzemeler bulunur. PVA'nın mükemmel elektriksel, dielektrik, optoelektronik ve yalıtım özellikleri nedeniyle araştırmacılar tarafından çok incelenen polimerik dielektrik malzeme olmuştur. PVA yüksek dielektrik geçirgenlik derecesine sahiptir, bu yüzden ara tabaka dielektrikleri için uygun bir organik malzeme olarak nitelendirilir. Dolayısıyla birçok polimer arasında PVA, büyük ölçekli elektronik ve optoelektronik uygulamaları için en uygun malzemelerdendir [54].

PVA'nın, elektriksel iletkenliği zayıftır, ancak bazı malzemeler ile katkılanarak iletkenliği artırılabilir. Polimerlerin başka bir malzeme ile katkılanması, onların mikroyapı özelliklerinin yanı sıra moleküler yapılarının ve dolayısıyla elektriksel ve dielektrik özelliklerinin de değişmesine sebep olmaktadır. PVA'nın elektriksel ve dielektrik özelliklerinin sadece katkı maddesinin yapısı ve karakteristiğinden değil aynı zamanda katkı yoğunluğu ve işlem prosedüründen de etkilenir. Örneğin CoCl_2 , CuCl_2 , ve FeCl_3 gibi metal tuzların PVA'ya katkılanması, bu polimerin kızıl ötesi absorpsiyon bandlarında yoğunluk değişikliği meydana getirdiği ve filmlerin elektriksel iletkenliğinde 100 kat artış olduğu görülmektedir [54]. Bunun yanı sıra, bazı metal oksitlerin de PVA'ya eklenmesi onun elektronik, optik ve mekanik özelliklerini iyileştirme yönünde bulgular elde edilmiştir [21, 23, 30]. Bu metal oksit malzemeler PVA içine katkılандığında, organik kısımlar ve inorganik nanopartiküller arasındaki yüksek arayüzey etkileşimi nedeniyle elektriksel, mekanik ve optik özelliklerini geliştirir. Bunlar arasında, çinko oksit (ZnO), titanyum (IV) oksit (TiO_2) ve bismut oksit (Bi_2O_3) yukarıda belirtilen çeşitli uygulamalar için ümit verici malzemelerdir [7, 14, 30,70].

2.7.3. Bi₂O₃'ün temel özellikleri

Bizmut (III) oksit (Bi₂O₃) endüstriyel olarak en önemli bizmut bileşiğidir. Doğal olarak mineral bizmit (monoklinik) ve sfalerobismoit (dörtgen, çok daha nadir) olarak bulunur, ancak genellikle bakır ve kurşun cevherlerinin erimesinin bir yan ürünü olarak elde edilir. Bi₂O₃ sıcaklığa bağlı olarak beş farklı kristalografik polimorfa sahiptir. Oda sıcaklığında, monoklinik bir kristal yapıya sahip olan α -Bi₂O₃ fazındadır. Yüksek sıcaklıklarda ise dört farklı fazı vardır. Bunlar, tetragonal β -Bi₂O₃ fazı, kütle merkezli kübik γ -Bi₂O₃ fazı, kübik δ -Bi₂O₃ fazı ve ortorombik ϵ -Bi₂O₃ fazıdır. α -Bi₂O₃, aralarında bizmut atom katmanları bulunan oksijen atomu katmanları ile karmaşık bir yapıya sahiptir. β -Bi₂O₃, florit (CaF₂) kristal yapısına benzer bir yapıya sahiptir. Monoklinik α -fazı, 729 °C'nin üzerinde ısıtıldığında kübik δ -Bi₂O₃'e dönüşür ve erime noktasına (824 °C) ulaşılana kadar bu yapıda kalır. Sıcaklık 727 °C'nin altına düştüğünde α -Bi₂O₃'e geri döner [29, 37]. Şekil 2.24 Bi₂O₃'ün faz geçişleri için gereken sıcaklıkları göstermektedir.



Şekil 2.24. Bi₂O₃ faz geçişleri için gereken sıcaklıklar [96]

γ -Bi₂O₃'de Bi atomlarının bir kısmının Si'un işgal ettiği pozisyonu kapladığı sillenit (Bi₁₂SiO₂₀) yapısına benzer bir yapıya sahiptir ve Bi₁₂Bi_{0.8}O_{19.2} olarak yazılmaktadır. δ -Bi₂O₃ ünite hücresindeki sekiz oksijen bölgesinden ikisinin boş olduğu, florit tipi kusurlu bir kristal yapıya sahiptir. ϵ -Bi₂O₃, α ve β fazlara benzer bir yapıya sahiptir, ancak yapı

tamamen iyonik bir yalıtkandır. Bu yapı hidrotermal yollarla hazırlanabilir ve 400 °C'de α -faza dönüşür. Tüm kristal fazların Bi-O bağları kovalent bağ karakteristiğine sahiptir ve bu nedenle iyonik bağlardan daha zayıftır, böylece oksijen iyonları boşluklara daha serbest şekilde atlayabilmektedir [29, 37].

Bir yarıiletken olarak bilinen Bi_2O_3 , oda sıcaklığında p-tipi elektronik iletkenliği (elektriksel yük pozitif deşiklerle taşınır) gösterir. Ancak 550 °C ila 650 °C oksijenin kısmi değerine bağlı olarak n-tipi iletkenliğe (elektriksel yük elektronlar tarafından taşınır) dönüşmektedir. Kendine özgü özelliklere sahip bir Bi_2O_3 , yüksek kırılma ve dielektrik katsayısı değerlerine sahiptir. Bi^{3+} katyonların kutuplaşması ışığa karşı oldukça hassastır. Ayrıca, geniş enerji bant aralığına (1,73- 3,98 eV) sahiptir buda güneş pilleri uygulamasında öne çıkan bir filtre olarak kabul edilen CdS'ye yakındır. Bu ilginç özelliklerden dolayı Bi_2O_3 , optik kaplamalar, fotovoltaiik, fotodiyot ve diyot gibi çok çeşitli optik ve elektronik uygulamalar için uygun bir malzeme olduğu bilinmektedir [37].

3. DENEYSEL YÖNTEM

3.1. MPS Tipi Schottky Yapıların Hazırlanması

3.1.1. Bi₂O₃ nanokristallerin hazırlanması

Bizmut kaynağı olarak kullanılan bismuth nitrat (%98 Bi(NO₃)₃.5H₂O; moleküler kütlesi 485,07 g/mol), Sigma-Aldrich firmasından satın alınmıştır. Önce bizmut hidroksit (Bi(OH)₃) çözeltisini elde etmek için, 20 ml ultra saf/deiyonize su içinde 0,97 g bizmut nitrat çözündürüldü ve 0,1 molarlık bir çözelti oluşturuldu. Bu çözelti süt rengindedir ve asidik bir yapıya sahiptir. Çözelti 30 dakika boyunca ultrasonik banyoda (28 kHz $\pm$ 5%, 100 W) tutuldu. Daha sonra sıvı fazı katı fazdan ayırmak için bu çözelti tüpe koyuldu ve Hettich EBA 20s model santrifüj cihazına yerleştirilerek 5 dakika boyunca 3,000 rpm'de santrifüjlendi. Bu işlem beş kez ard arda yapıldı. Elde edilen katı fazı ultra saf su ile yıkandı ve daha sonra laboratuvar ortamında oda sıcaklığında kurutuldu. Böylece Bi(OH)₃ nano yapıları toz halinde elde edildi. Bi₂O₃ nanokristalleri elde etmek için, Bi(OH)₃ nano yapıları 24 saat boyunca 530 °C'deki bir fırında bekletilerek kalsinasyon işlemi yapıldı ve sonra yavaşça soğutulularak Bi₂O₃ nanokristallerin oluşumu sağlandı.

3.1.2. Molibden (Mo), Kalay (Sn) ve Samaryum (Sm) katkılı Bi₂O₃:PVA'nın hazırlanması

Kalay diklorür (SnCl₂, MW~189,6 g/mol), sodyum molibdat dihidrat (Na₂MoO₄.2H₂O; MW~241,9 g/mol) ve samaryum nitrat heksahidrat (Sm(NO₃)₃.6H₂O; MW~444,5) Sigma-Aldrich'den satın alınmıştır. Tipik bir prosedürde, 0,1 molar SnCl₂, Na₂MoO₄.2H₂O ve Sm(NO₃)₃.6H₂O çözeltilerini elde etmek için bu malzemelerden sırasıyla 0,38 g, 0,48 g ve 0,89 g miktarında 20 ml ultra saf su içinde çözündürülerek hazırlandı. Daha sonra, hazırlanan bu çözeltilerin her birinden 4 ml miktarında, önceki aşamada elde edilen 20 ml ve 0,1 molarlık bizmut nitrat çözeltisine ayrı ayrı eklenerek 30 dakika boyunca ultrasonik banyoda bekletildi. Elde edilen bu karışımdan Bi(OH)₃-Mo, Bi(OH)₃-Sm ve Bi(OH)₃-Sn nano yapıları üretmek için önceki aşamada Bi(OH)₃ nano yapıların üretiminde izlenen adımların benzeri yapıldı ve bu yapılar toz halinde elde edildi. Daha sonra, bu metal katkılı hidroksi bismut tozları 24 saat boyunca 530 °C'deki bir fırında yakılarak Bi₂O₃-Mo, Bi₂O₃-

Sm ve Bi₂O₃-Sn nanokristalleri elde edildi. Kalsinasyon işlemi sonrası ortaya çıkan bu nanokristal yapıları havan da öğütülerek toz haline getirildi. Bir diğer aşamada 5 g PVA'yi 95 ml suda 80 °C de manyetik karıştırıcı ile çözdürülerek %5 PVA çözeltisi hazırlandı. Elde edilen Bi₂O₃, Bi₂O₃-Mo, Bi₂O₃-Sm ve Bi₂O₃-Sn tozların her birinden 0,1 g miktarında 5 ml hazırlanan %5 PVA'ya ilave ederek önce manyetik karıştırıcı sonra da 80 °C'de ultrasonik banyoda 1 saat bekletildi. Dolayısıyla, bu nanokristallerin tamamen polimer içinde homojen bir şekilde dağılması sağlandı. Böylece Bi₂O₃:PVA, Bi₂O₃-Sm:PVA, Bi₂O₃-Sn:PVA ve Bi₂O₃-Mo:PVA'nin jel halinde bir karışımı elde edildi.

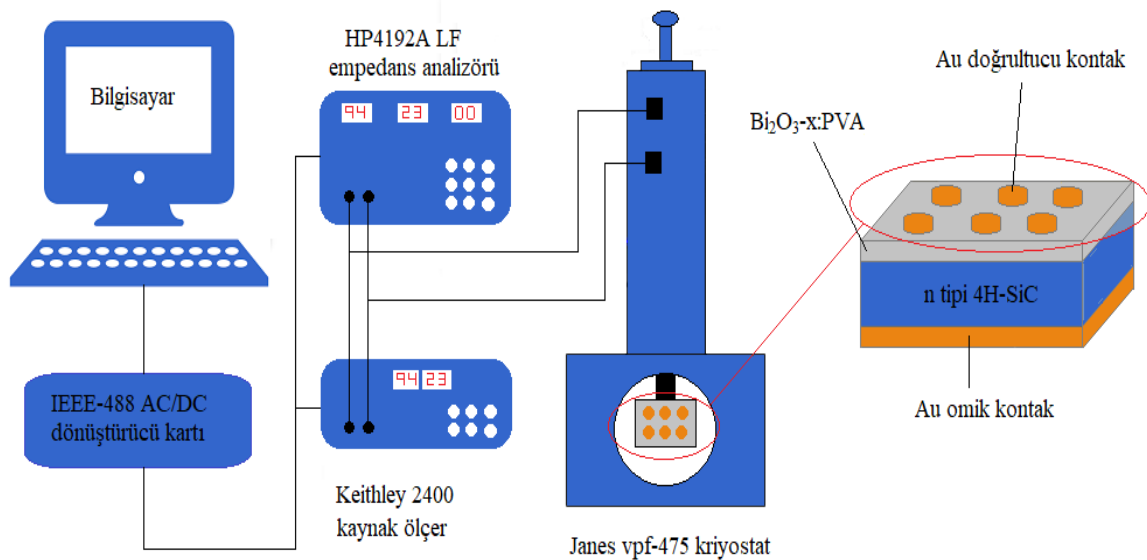
3.1.3. Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC, (x=Sm, Sn, Mo) yapılarının hazırlanması

Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC (x=Sm, Sn, Mo) yapıların imalatında, $7,2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ verici atom yoğunluğuna (N_D), 0,012 – 0,0028 $\Omega \cdot \text{cm}$ öz dirence ve $(250 \pm 25) \mu\text{m}$ kalınlığa sahip olan *n*-tipi 4H-SiC yarıiletken alttaş kullanıldı. Önce 4H-SiC alttaşı, metanol ve saf su karışımı ile ultrasonik banyoda 5 dk boyunca temizlendi ve sonra de-iyonize su içinde durulandı ve üzerinde oksit yapının oluşmasını önlemek için nitrojen (N₂) gazı ile kurutuldu. Hemen ardından, alttaşlar ikinci defa sırayla 70 °C'de H₂O:H₂O₂:NH₄OH (65:13:13) ve HF:H₂O (1:24) , çözeltileri içinde yıkanıp de-iyonize su ile duruladıktan sonra yine nitrojen ile kurutuldu. Bir sonraki aşamada, temizlenen 4H-SiC yarıiletkenin parlak ön yüzeyi bir maske ile kapatılarak arka mat yüzeyine ise yüksek vakum metal buharlaştırma sisteminde $\sim 10^{-6}$ Torr basınç altında, $\sim 150 \text{ nm}$ kalınlığında yüksek saflıkta ($\sim 99,99\%$) altın (Au) buharlaştırıldı. Düşük dirençli bir omik kontak elde edilmesi için, altın ile kaplanmış 4H-SiC yaprak (wafer) 500 °C'de N₂ ortamında 5 dk boyunca tavlandı. Bu yolla Au'nun 4H-SiC yarıiletken içerisine çöktürülmesi sağlandı. Omik kontakın oluşmasından sonra, hazırlanan Bi₂O₃:PVA karışımı, spin-kaplama tekniği kullanılarak 4H-SiC alttaşın ön yüzeyine kaplandı. Bu yöntemde 3000 rpm dönüş hızına sahip bir alttaş üzerine kaplama yapmak istenen Bi₂O₃:PVA çözeltisi damlatıldı. Merkezci kuvvetin etkisi altında çözelti tüm alttaş üzerine düzgün şekilde yayılır. Burada kullanılan çözeltinin kaplama süresi 30 s olarak ayarlanmıştır. Son olarak kaplanan Bi₂O₃:PVA üzerine, 2 mm çapında dairesel noktalar bulunan maske yerleştirilerek, 150 nm kalınlığında yüksek saflıkta ($\sim 99,99\%$) Au yine aynı metal buharlaştırma sistemde termal olarak büyütüldü. Böylece Au/(Bi₂O₃:PVA)/4H-SiC yapıların üretim aşaması tamamlandı. Yukarıda açıklanan yöntemle benzer bir şekilde diğer numunelerin üretimi de başarılı bir şekilde yapıldı ve karakterizasyon aşamasına geçildi. Büyütülen arayüzey (Bi₂O₃:PVA) polimer

tabakasının kalınlığı, arayüzey kapasitans değerinden ($C_i = \epsilon' \epsilon_0 A / d_i$) ~50 nm olarak hesaplandı.

3.2. Hazırlanan numunelerin karakterizasyon için kullanılan cihazlar

Hazırlanan katkılı ve katkısız Bi_2O_3 nanokristallerin termal reaksiyonu, termogravimetrik ve diferansiyel termal analiz (TG/DTA-LINSEIS STA-PT 1000) kullanılarak yapılmıştır. Yine bu numunelerin yapısal analizleri, bir Cu-Ka ($\lambda = 1,5406 \text{ \AA}$) radyasyonuna sahip Philips X'Pert markalı X-ışını kırınımı (XRD) ile incelenmiştir. Numunelerin morfolojik yapısı aynı zamanda LEO 1430VP model taramalı elektron mikroskobu (SEM) ile incelenmiştir. Nanoyapıların absorbans değerini ve bant boşluğunu ölçmek için UV-1800 Shimadzu UV-Vis spektrofotometresi kullanılmıştır. Hazırlanan $\text{Au}/(\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-x:PVA})/4\text{H-SiC}$ diyotların akım-voltajı (I - V) ölçümleri bir Keithley 2400 ölçüm cihazı kullanılarak gerçekleştirildi. C - V ve G/ω - V ölçümleri ise (-4V) ile (+4V) DC beslem voltaj aralığında, 50 mV adımlarla oda sıcaklığında HP4192A LF (5 Hz–13 MHz) empedans analizörü kullanılarak gerçekleştirildi. Tüm bu ölçümler bir yazılım programı kullanılarak IEEE-488 AC/DC dönüştürücü kartı aracılığıyla gerçekleştirilmiştir. Ayrıca ortamdaki ışık, hava akışı ve diğer olumsuz etkenlerin elektriksel ölçüm sonuçlarını etkilememesi için tüm ölçümler Janes VPF-475 kriyostat içinde gerçekleştirildi. Hem elektriksel ölçüm sisteminin hemde hazırlanan numunelerin şematik gösterimi şekil 3.1'de verilmiştir.

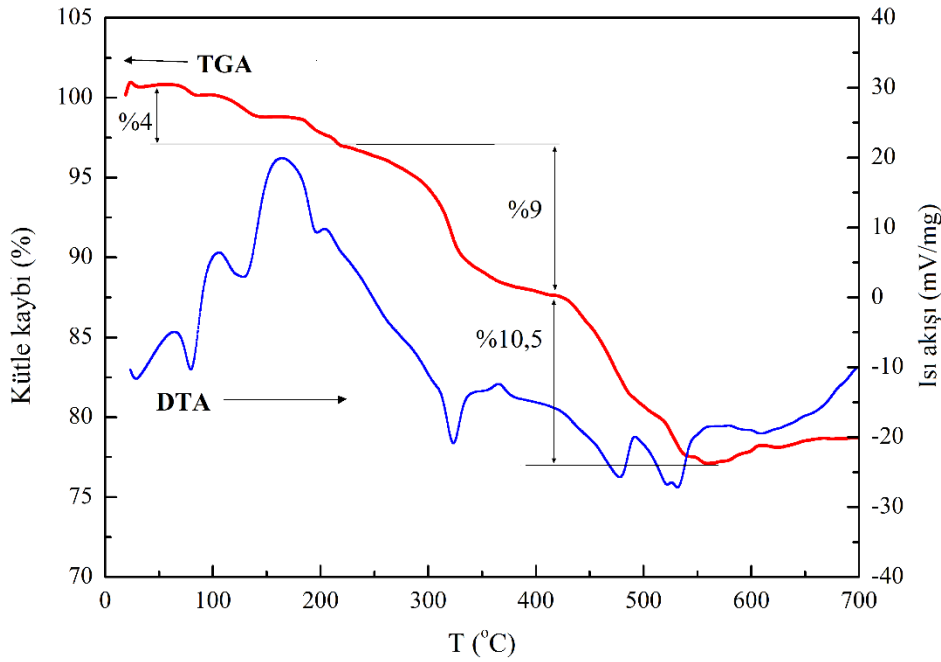


Şekil 3.1. Elektriksel Ölçüm sisteminin şematik gösterimi

4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

4.1. Termogravimetrik-Diferansiyel Termal Analizi (TG-DTA)

Elde edilen $\text{Bi}(\text{OH})_3$ nano yapıların kalsinasyon sıcaklığını öğrenmek için, numunenin termogravimetrik ve diferansiyel termal analizleri (TG/DTA) yapılmıştır. Şekil 4.1, alümina (Al_2O_3) krozeler içine yerleştirilen numunenin, N_2 gazı ortamında ve $10\text{ }^\circ\text{C/dk}$ hız ile ısıtılmasından elde edilen $\text{Bi}(\text{OH})_3$ nano yapılarının TG/DTA grafiklerini göstermektedir. Şekil 4.1'de, TGA grafiğın ilk aşamasında, $220\text{ }^\circ\text{C}$ sıcaklıkta %4'lük bir kütle kaybı, su moleküllerinin öncüllerden uzaklaştırılmasıyla ilgilidir. $220\text{--}420\text{ }^\circ\text{C}$ arasında olan %9'luk bir ikinci kütle kaybı, organik elementlerin öncüllerinden ayrışması ve uzaklaştırılması ile ilgilidir.



Şekil 4.1. Ultrason destekli yöntemle hazırlanan bizmut hidroksit $\text{Bi}(\text{OH})_3$ nano yapılarının TG-DTA analizi

$420\text{ }^\circ\text{C}$ ile $530\text{ }^\circ\text{C}$ arasındaki sıcaklıklarda, %10,5'luk bir kütle kaybı meydana gelmektedir. Bu kütle kaybı yine suyun yapıdan uzaklaştırılması ve yapıdaki faz geçişleri ile ilgili olduğu düşünülmektedir. Ek olarak, $\text{Bi}(\text{OH})_3$ nano yapıların DTA sonucuna bakıldığında, 30 ile $200\text{ }^\circ\text{C}$ arasında su moleküllerinin öncüllerden uzaklaştırılması ile ilgili olan yaklaşık %4 ağırlık kaybına eşlik eden geniş endotermik pikler görülmektedir. Başka bir geniş endotermik pik, $300\text{ }^\circ\text{C}$ ile $350\text{ }^\circ\text{C}$ arasında meydana gelen kütle kaybına eşlik

eden yaklaşık 323 °C’de gözlenmiştir. 485 °C ile 530 °C arasında görünen geniş endotermik pikler, bizmut grubunun ayrışmasına ve Bi₂O₃ nano kristallerin oluşumuna bağlanmıştır [97]. Sıcaklık 530 °C’ye ulaştıktan sonra herhangi bir termal etki piki veya ağırlık kaybı görülmedi. Buda, tüm organik maddelerin malzemeden tamamen uzaklaştığını ve oluşan fazın, 530 °C’den daha yüksek sıcaklıklarda stabil olduğunu göstermektedir.

4.2. X-ışını Difraksiyon (XRD) Analizi

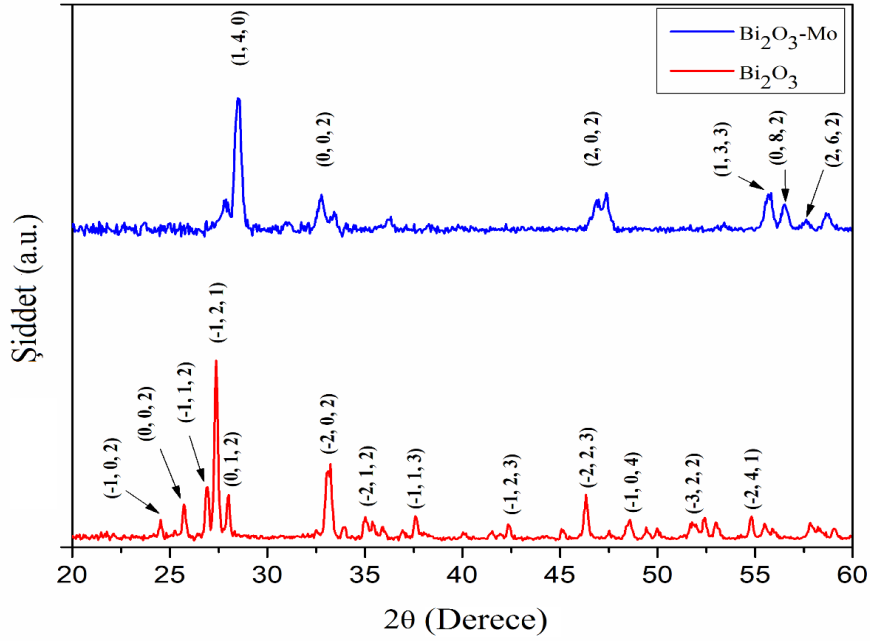
Ultrason destekli yöntemle hazırlanan katkılı ve katkısız Bi₂O₃ nano yapıların yapısal özellikleri, 2θ’sı 20 ile 60 derece aralığında bir Cu-Kα radyasyonuna sahip X-ışını kırınımı (XRD) ile incelenmiştir. Şekil (4.2, 4.3 ve 4.4), ultrason destekli yöntemle elde edilen Bi₂O₃ ve sırasıyla samaryum (Sm), kalay (Sn) ve molibden (Mo) ile katkılanmış Bi₂O₃ nano yapıların XRD sonuçlarını göstermektedir. Şekillerde görüldüğü gibi katkısız Bi₂O₃ nano yapıların kırınım deseni ICDD kartında (NO. 27-0053) bildirilen monoklinik α fazı Bi₂O₃’e iyi bir şekilde indekslenmektedir. Bu XRD desenindeki pik noktalar, (-1 0 2), (0 0 2), (-1 1 2), (-1 2 1), (0 1 2), (-2 0 2), (-2 1 2), (-1 1 3), (-1 2 3), (-2 2 3), (-1 0 4), (-3 2 2) ve (-2 4 1) kristal düzlemlerine aittir. Bu düzlemler, monoklinik kristal yapılı ve P21/c uzay gruba ait Bi₂O₃ nano kristallerin oluşumunu doğrulamaktadır [98]. Elde edilen bu yapıların ortalama kristal büyüklüğü Debye-Scherrer denkleminde hesaplanmıştır.

$$D = k\lambda / \beta \cos\theta \quad (4.1)$$

Bu eşitlikte D , kristal tanecik büyüklüğü, k , Scherrer sabiti ($\sim 0,9$), λ , Cu-Kα kaynağının X-ışını dalga boyu ($\lambda = 1,5406 \text{ Å}$), β , pikin maksimum şiddetinin yarısındaki genişliği (FWHM) ve θ , Bragg kırınım açısıdır [99]. Bu yöntemle elde edilen Bi₂O₃ nano yapıların ortalama kristal büyüklükleri yaklaşık 37 nm olarak hesaplanmıştır.

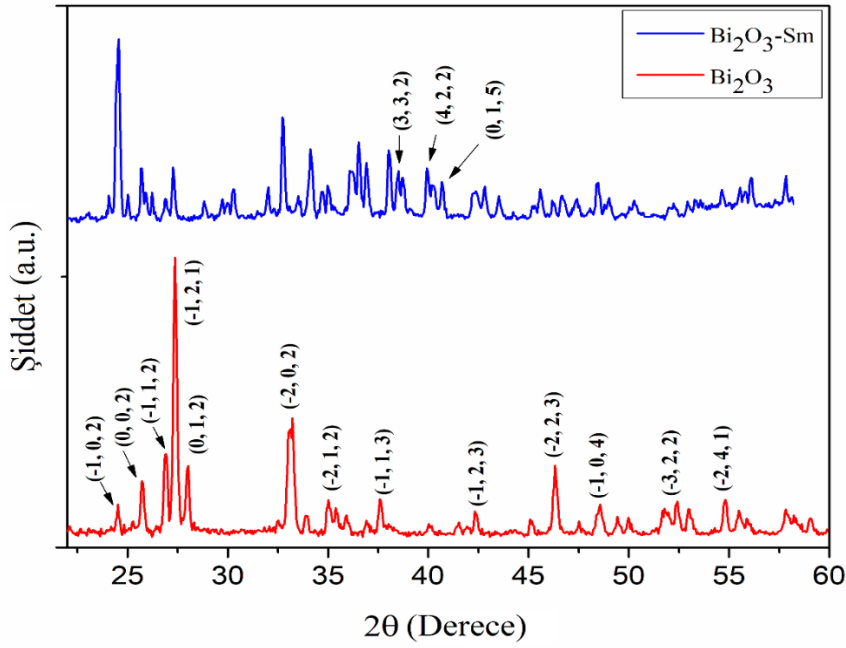
Molibden katkılı Bi₂O₃’ün XRD sonuçları (Şekil 4.2), kırınım deseninin ICSD kartta (NO. 72-1524) bildirilen ortorombik kristal fazına yani Bi₂MoO₆’ya endekslenilebileceğini gösterdi. Bu desendeki (1 4 0), (0 0 2), (2 0 2), (1 3 3), (0 8 2) ve (2 6 2) pik düzlemler, Bi₂O₃-Mo nanoyapıların yanısıra, ortombomik kristal yapılı ve uzay grubu 61 olan Bi₂MoO₆ nano yapıların oluşumunun da gerçekleştiğini göstermektedir [100]. Debye-

Scherrer yöntemi ile Bi_2MoO_6 nano yapılarının ortalama kristal büyüklüğü yaklaşık olarak 27 nm hesaplanmıştır.



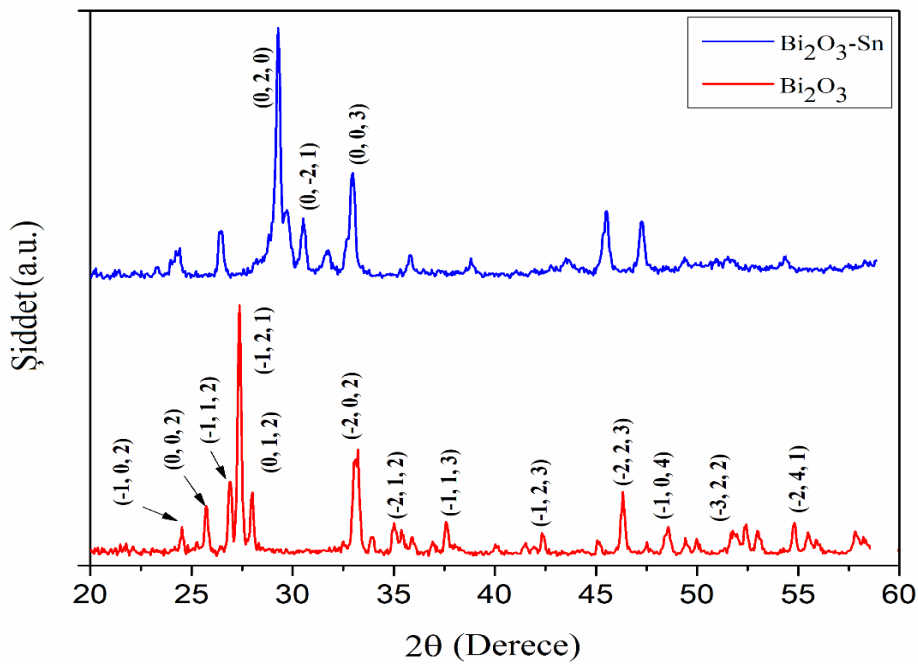
Şekil 4.2. Hazırlanan Bi_2O_3 ve $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Mo}$ nano yapıların XRD deseni

Samaryum katkılı Bi_2O_3 'ün XRD sonuçları (Şekil 4.3), kırınım deseninin ICSD kartında (NO. 85-2251) bildirilen kübik faz $\text{Bi}_{0.62}\text{O}_{0.15}\text{Sm}_{0.38}$ 'e endekslenebileceğini göstermektedir. Bu XRD desenindeki pik noktalar, kübik kristal yapısına sahip ve uzay grubu 1213 olan $\text{Bi}_{0.62}\text{O}_{0.15}\text{Sm}_{0.38}$ nano yapıların oluşumunu gösteren düzlemlere (3 3 2), (4 2 2) ve (0 1 5) 'e aittir [101]. Kübik $\text{Bi}_{0.62}\text{O}_{0.15}\text{Sm}_{0.38}$ nano yapıların ortalama kristal büyüklüğü yaklaşık 32.6 nm olarak elde edilmiştir.



Şekil 4.3. Hazırlanan Bi_2O_3 ve $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Sm}$ nano yapıların XRD deseni

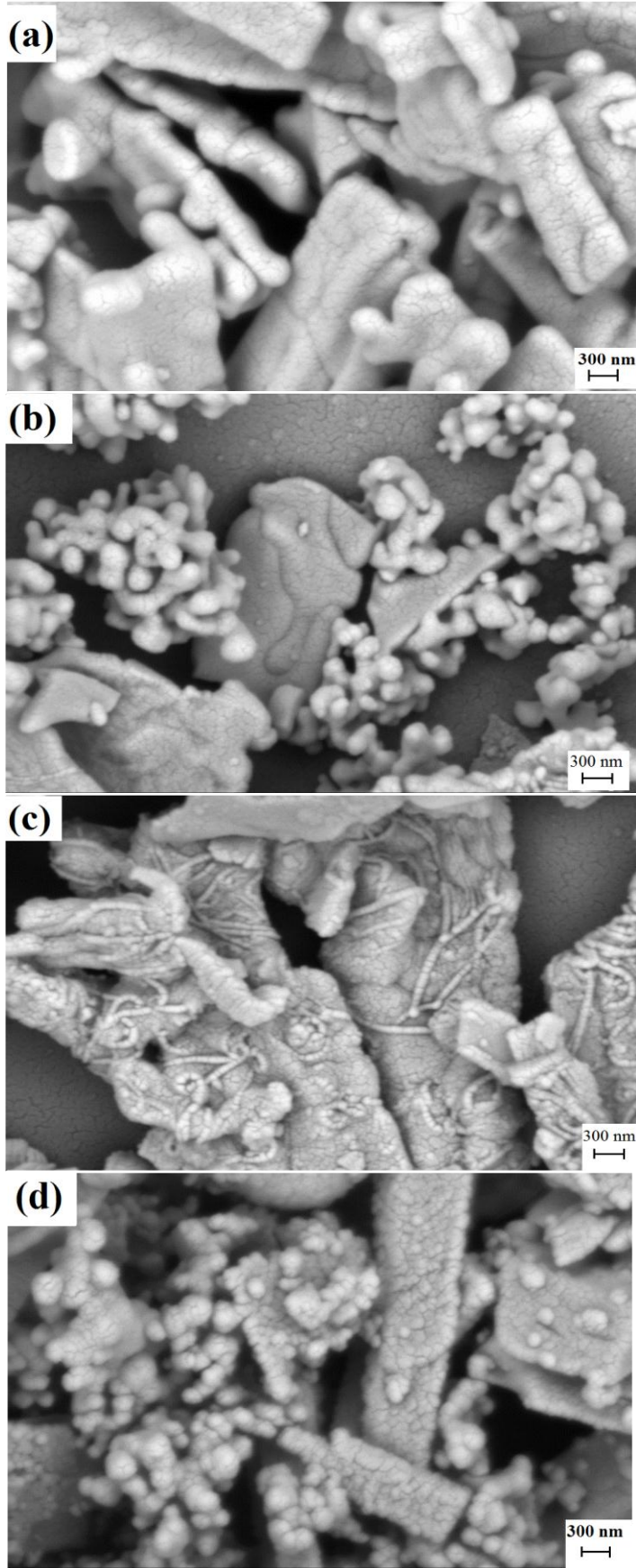
Kalay katkılı Bi_2O_3 'ün XRD sonuçları (Şekil 4.4), kırınım deseni piklerinin, Sn_3O_4 nano yapılarının oluşumunu doğrulayan düzlemlere (3, 3, 2), (4, 2, 2) ve (0, 1, 5) ait olduğunu göstermektedir. $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Sn}$ nano yapıların yanısıra elde edilen Sn_3O_4 'ün kristal yapısı, triklirik ve uzay grubu P^* olup [102] ortalama kristal büyüklükleri yaklaşık 29.8 nm olmaktadır.



Şekil 4.4. Hazırlanan Bi_2O_3 ve $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Sn}$ nano yapıların XRD deseni

4.3. Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) Analizi

Hazırlanan Bi_2O_3 , $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Sm}$, $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Sn}$ ve $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Mo}$ nano yapıların SEM görüntüleri, Şekil 4.5 a-d'de verilmiştir. Şekil 4.5 a'da katkısız Bi_2O_3 yapının, yaklaşık 100-300 nm kalınlığa sahip, homojen olmayan kabuklar formunda oluştuğu görülmektedir. Şekil 4.5 b, $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Sm}$ nano yapıların SEM görüntülerini göstermektedir. Şekilde görüldüğü gibi, $\text{Bi}_{0.62}\text{O}_{0.15}\text{Sm}_{0.38}$ kristallerinin küresel yapılarda oluştuğu ve Bi_2O_3 tabakaları arasına küme şeklinde yerleştiği tespit edilmiştir. Şekil 4.5 c, Bi_2O_3 tabakalarının içinde ve arasında yaklaşık 70-90 nm çapındaki zincirlerden oluşan Sn_3O_4 yapılarını göstermektedir. Ayrıca bu şekil, Sn_3O_4 nanoyapıların ayrı fazlarda olduğunu ve $\text{Sn}_3\text{O}_4/\text{Bi}_2\text{O}_3$ nanokompozitlerin oluştuğunu göstermektedir. Şekil 4.5 d, Mo katkılı Bi_2O_3 nano yapılarını göstermektedir. Bu şekilde görüldüğü gibi Bi_2MoO_6 kristalleri küre yapıda olup Bi_2O_3 yatağı üzerinde kümeler şeklinde yerleşmiştir. Tüm numunelerin SEM görüntüleri, elde edilen yapıların büyük polidispersif kümeler şeklinde olduğunu göstermektedir. Ayrıca SEM görüntüleri, üretilen tüm yapıların kristal boyutları nano ölçekte olduğunu ve muntazam bir nano kristal kümeleri oluşturduğunu göstermektedir. Hazırlanan numunelerin yüzey morfolojisindeki varyasyonlar, kafes uyumsuzluğuna, kalıntı oksitlerin varlığına ve arayüz boyunca kimyasal bağlanmaya atfedilir.



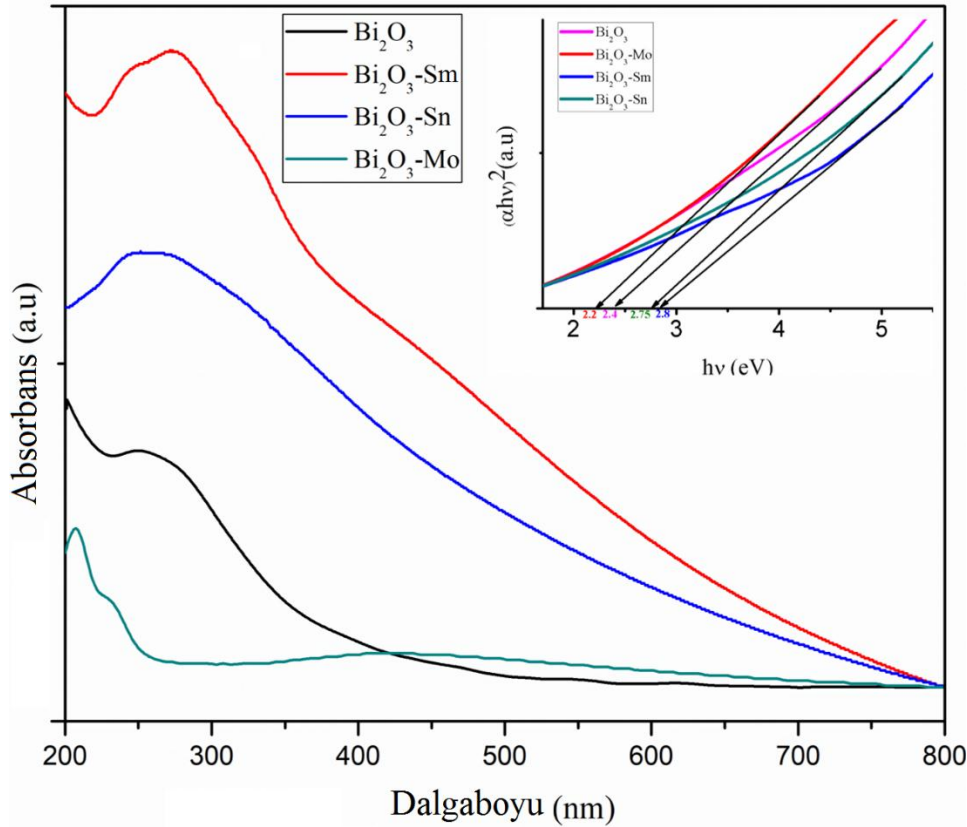
Şekil 4.5. Hazırlanan a) Bi_2O_3 , b) $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Sm}$, c) $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Sn}$ ve d) $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Mo}$ nano yapıların SEM görüntüsü

4.4. UV-Görünür Bölge (UV-Vis) Spektrometre Analizi

Yarıiletkenlerdeki önemli optik parametrelerden biri, UV-Vis absorpsiyon spektrumundan elde edilen enerji bant boşluğudur. Bu çalışmada, UV-Vis absorpsiyon spektrofotometresi (Şekil 4.6), katkısız Bi_2O_3 ve molibden, samaryum ve kalay katkılı Bi_2O_3 nanoyapılarının absorbans değerini ve yasak enerji bant aralığını ölçmek için kullanılmıştır. Hazırlanan nano yapıların Tauc denklemi kullanılarak yasak enerji bant aralığı (E_g) aşağıdaki şekilde hesaplanabilir:

$$\alpha h\nu = c(h\nu - E_g)^m \quad (4.2)$$

Burada, α soğurma katsayısı, c enerji seviyeleri arasında geçiş olasılığını ifade eden birimsiz bir sabit, $h\nu$ foton enerjisi, E_g ölçülen numunenin yasak enerji bant aralığı değeridir ve m ise değeri doğrudan bant geçişler için 0,5 ve dolaylı bant geçişler için 2 olan birimsiz bir sabittir [103].



Şekil 4.6. Hazırlanan nano yapıların UV-görünür absorpsiyon spektrumları ve $(\alpha h\nu)^2 - (h\nu)$ grafiği

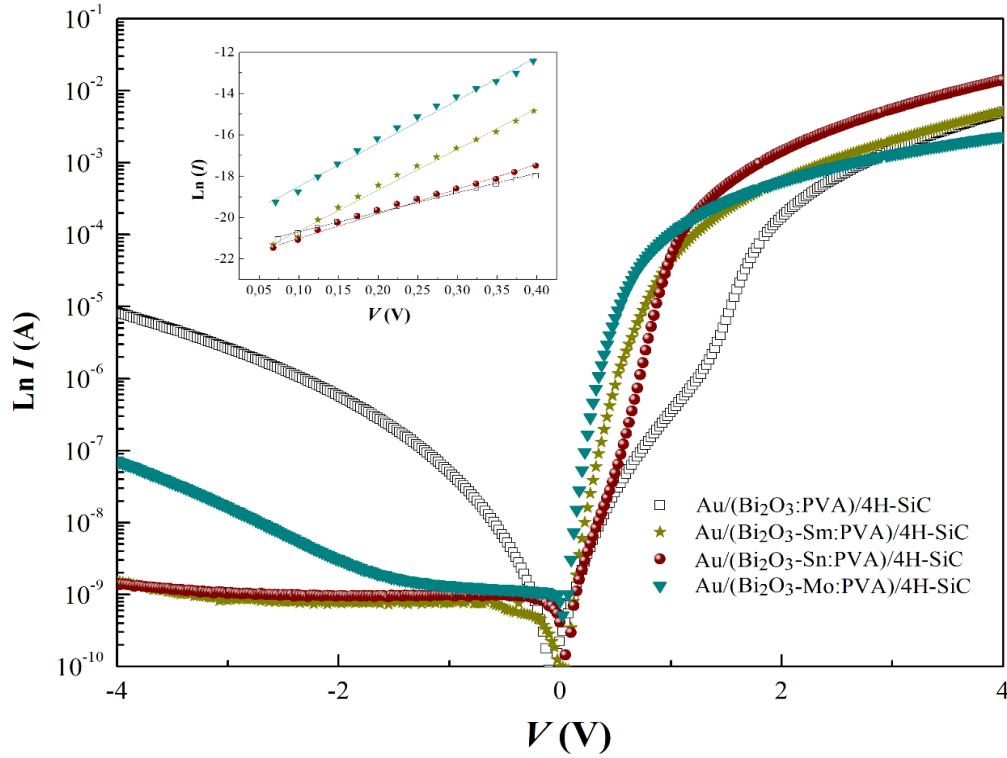
Bu çalışmada m değerinin tüm nano yapılar için matematiksel olarak 0,5'ye eşit olduğu yani doğrudan bant geçişlerinin olduğunu bilinmektedir. Dolayısıyla, $(ah\nu)^2$ değerinin, ışık enerjisi $h\nu$ 'ye doğrusal olarak bağımlı olduğu ve bu doğrusal bağımlılık kullanılarak $(ah\nu)^2$ değerinin 0 olduğu noktada, $h\nu$ değerinin E_g 'yi verdiği matematiksel değer olarak görülmektedir. Bu analiz dikkate alınarak şekil 4.6'da görüldüğü gibi, $(ah\nu)^2$ 'ın foton enerjisine ($h\nu$) karşı eğrilerin ekstrapolasyonu kesişmesiyle E_g elde edilmiştir. Bu yöntemle Bi_2O_3 ve $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Mo}$, $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Sm}$ ve $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Sn}$ 'un yasak enerji bant aralığı (E_g) sırasıyla 2,4, 2,2, 2,75 ve 2,8 eV elde edildi.

4.4. Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC Yapıların Akım-Voltaj (I-V) Karakteristiği

4.4.1. I-V ölçümlerinden elde edilen parametreler

Hazırlanan Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC (MPS) yapıların akım-voltaj (I - V) karakteristiği, bir Keithley 2400 kaynak-metre kullanılarak yapılmıştır. Şekil 4.7, hazırlanan Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC (x=Sm, Sn, Mo) yapılarının yarı-logaritmik ileri ve ters beslem I - V özellikleri (-4 V) ve (+4 V) voltaj aralığında verilmiştir. Şekil 4.7'de görüldüğü gibi, doğru öngerilim $\ln I$ - V grafikleri tüm numuneler için orta beslem bölgesinde net bir lineer davranış sergilerken daha ileri beslemlerde ise seri direnç (R_s) ve arayüz polimer tabkasının etkisinden dolayı bükülmektedirler [87].Çünkü uygulanan gerilim; yapının seri direnci (R_s), arayüz tabaksı ve tüketim tabakası tarafından paylaşılacaktır. Şekil 4.7'den de görüldüğü gibi tüm yapılar için, $\ln I$ - V grafikleri aynı zamanda iyi bir doğrultma oranına ($RR=I_{ileri}/I_{ters}$) sahiptirler. Ancak bunların içinde, Au/(Bi₂O₃-Sn:PVA)/4H-SiC yapısı ± 4 V'da $9,98 \times 10^6$ gibi en yüksek doğrultma oranı (RR) değerine sahiptir. En düşük doğrultma oranı ise, Au/(Bi₂O₃:PVA)/4H-SiC numunenin sahip olduğu $6,03 \times 10^2$ değeridir. Doğrultma oranı, MS veya MIS/MPS yapıların performansını en iyi belirleyeci unsurlarından biridir. Çünkü RR 'in büyük çıkması aynı zamanda R_s değerinin küçük ve R_{sh} değerinde genelde büyük olması anlamına gelir. Başka bir ifadeyle, bu elektronik aygıtların performansı; arayüzey tabakanın kalınlığı ve onun homojenliği ile dielektrik sabitine, seri ve şönt dirençlerine, engelin biçimine, arayüzey durumlarının yoğunluğuna, uygulanan voltaja ve numunenin sıcaklığı gibi birçok parametreye bağlıdır. Burada özellikle R_s , R_{sh} , N_{ss} ve arayüzey tabakasının etkileri üzerinde durulmuştur. Elektronik yapılarda R_s , genelde ön ve arka kontaklar, yüzey temizleme ve fabrikasyon sırasında yarıiletken kristale

bulaşan laboratuvar ortamındaki organik safsızlıklar, katkı atomları, kullanılan kontak telleri ve yarıiletkenin gövde direncinden kaynaklanmaktadır. N_{ss} değerleri ise genelde kristal örgüdeki bir bozukluk, katkılanma ve yüzey temizleme faktörlerine bağlıdır.



Şekil 4.7. Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC yapıların oda sıcaklığındaki LnI–V karakteristikleri

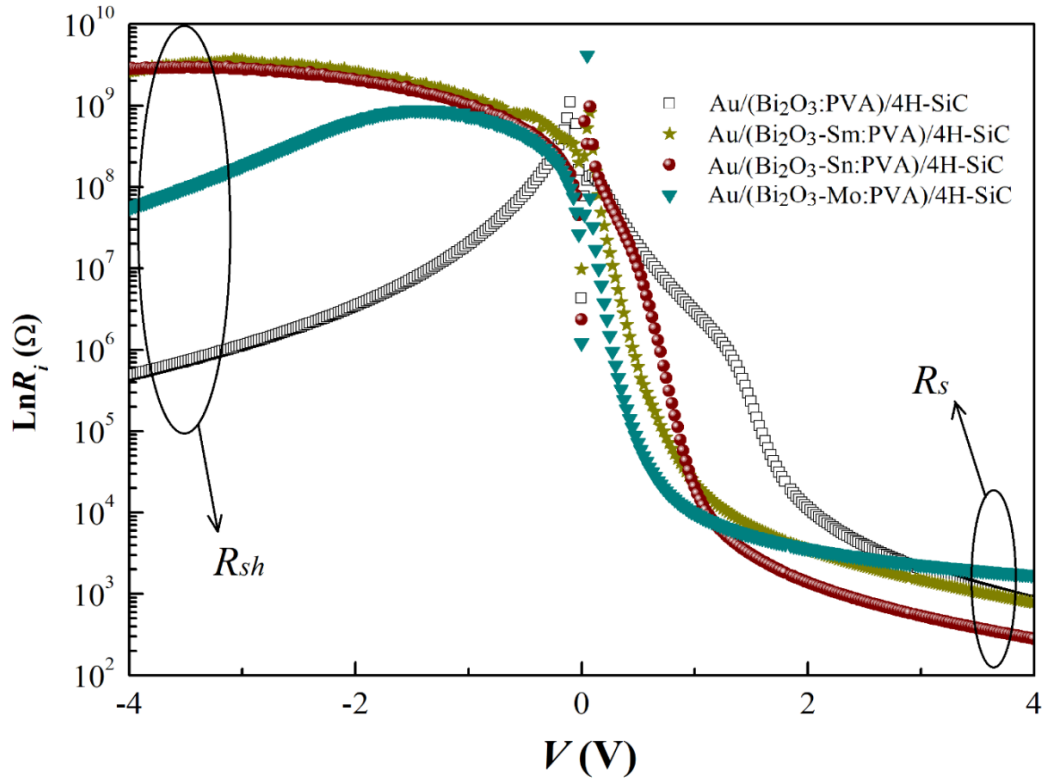
Yine Şekil 4.7’ den görüldüğü gibi, hem Au/(Bi₂O₃-Sn:PVA)/4H-SiC hem de Au/(Bi₂O₃-Sm:PVA)/4H-SiC numuneleri -4 V için oldukça düşük olan yaklaşık $\sim 1,3 \times 10^{-9}$ A akım değerlerine sahiptir buda onların R_{sh} değerlerinin oldukça yüksek (iyi) olduğunu göstermektedir. Bu durumda, R_{sh} üzerinden geçen akım değeri iyice azalarak neredeyse tüm akım diyot üzerinden geçmesini sağlamaktadır. Dolayısıyla bu her iki arayüzey katkılı diyotun da katkısız Bi₂O₃ arayüzey tabakalı diyota göre oldukça iyi bir performansa sahip olduklarını göstermektedir. Bu durum; Sm ve Sn materyallerin Bi₂O₃ nano yapılar içine katkılanması sonucu arayüzey durumlarından birçoğunu pasivize ettiği, dielektrik sabiti ile engel yüksekliğini artırdığından kaynaklanmaktadır. Bilindiği gibi plimerler düşük iletkenlik değerlerine sahiptir, ancak bunlar uygun oranda metal ve oksitli malzemelerle katkılanarak hem iletkenliği artırılabilir hem de birçok istenmeyen arayüzey durumu ve dislokasyonları pasivize derek yapının performansı artırılabilir.

Yine Şekil 4.7' den görüldüğü gibi; hem Au/(Bi₂O₃:PVA)/4H-SiC hem de Au/(Bi₂O₃-Mo:PVA)/4H-SiC yapılarda ters öngerlim bölgesinde akım değerleri bir doyuma sahip olmayıp artan negatif voltajla artmaktadır. Bu arzulanan bir durum olmayıp rekombinasyon akımları, hayali kuvvetlerden dolayı Schottky engel alçalması ve arayüzey durumları yoluyla oluşan kaçak akımlardan kaynaklanmaktadır [52, 54,104]. İyi bilindiği gibi hem R_s hem de R_{sh} değerleri I - V karakteristiklerini olukça etkilemektedir. R_s değerini hesaplamanın birçok yöntemi vardır ve bunlardan en çok kullanılanı Ohm yasası, Norde ve Cheung metotlarıdır [105-107]. Aynı zamanda elektronik aygıtların direnci (R_i) voltaja da bağlıdır.

Bu çalışmada hazırlanan Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC (MPS) yapıların R_i - V grafikleri ± 4 V aralığında Ohm yasasından elde edildi ve Şekil 4.8' de verildi. Yeterince ileri pozitif voltajlarda elde edilen R_i değeri yapının gerçek seri direncine yaklaşır. Aksine yeterince negatif voltajlarda elde edilen R_i değeri ise yapının gerçek kısa devre direncine (R_{sh}) yaklaşır [7, 14, 69]. Bu nedenle R_s ve R_{sh} değerleri önce Ohm yasası kullanılarak Eş.4. den elde edildi ve Çizelge 4.1' de verildi.

$$R_i = \frac{\partial V}{\partial I} \quad (4.3)$$

Burada, V uygulanan voltaj ve I akımın ölçülen değeridir. Şekilden de görüldüğü gibi Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC yapılarının R_i değerleri ileri pozitif voltajında R_s 'ye karşılık gelen minimum değerlere yaklaşırken, ters beslem voltajında R_{sh} 'ye karşılık gelen maksimum değerlere ulaştığı açıkça görülmektedir



Şekil 4.8. Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC yapıların oda sıcaklığındaki LnR_i-V karakteristikleri

Çizelge 4.1'e bakıldığında, Au/(Bi₂O₃-Sn:PVA)/4H-SiC yapının R_s değerinin (277 Ω) diğer numunelere göre çok küçük olduğu ve R_{sh} değerinin ($2,77 \times 10^9 \Omega$) çok daha yüksek olduğunu görülmektedir. İdeal Schottky diyotlarda R_{sh} değeri $\geq 10^9 \Omega$ dur ve dolayısıyla, bu yapının R_{sh} değeri neredeyse ideal Schottky diyota benzer bir davranış göstermektedir. Ancak tüm yapılar için ileri beslem voltajlarda (+4 V) R_i minimum değerlere ulaşsa da, bu yapıların R_s değerleri yüksek olduğu görünmektedir. Bu durum yapı üzerine uygulanan voltajın yapının seri direnci, arayüzey polimer tabakası ve diyot tarafından paylaşıldığını göstermektedir. Eğer MIS/MPS yapıları bir R_s değerine ve birden büyük bir idealite faktörüne (n) sahip ise saf TE teorisinden sapma olduğunu ve bu durumda doğru öngerilim ($V > 3kT/q$) için I ile V arasındaki ilişki TE teorisine göre aşağıdaki gibi ifade edilebilir [69, 104-106]:

$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT} \right) - 1 \right] \quad (4.4)$$

Burada, k Boltzmann sabiti, T ise Kelvin cinsinden sıcaklıktır. I_0 değeri Eş 4.5 ile verilen ters-beslem doyum akımıdır:

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_{B0}}{kT}\right) \quad (4.5)$$

Burada; A diyotun doğrultucu kontak alanıdır ve bu çalışmada $0,0314 \text{ cm}^2$ seçilmiştir, A^* ise Richardson sabiti olup 4H-SiC için $143 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ teorik değerine sahiptir [82] ve Φ_{B0} , sıfır beslemde görünen engel yüksekliğidir. I_0 değerleri, ileri beslem $\ln I$ - V eğrisinin lineer bölgesinin $V=0$ da I eksenini kestiği noktadan her numune için elde edildi (Şekil 4.7). Her yapının n değeri ise $\ln I$ - V eğrisinin eğiminden ve Eş (4.6)'den faydalanılarak hesaplandı.

$$n = \frac{q}{kT} \left(\frac{dV}{d(\ln I)} \right) \quad (4.6)$$

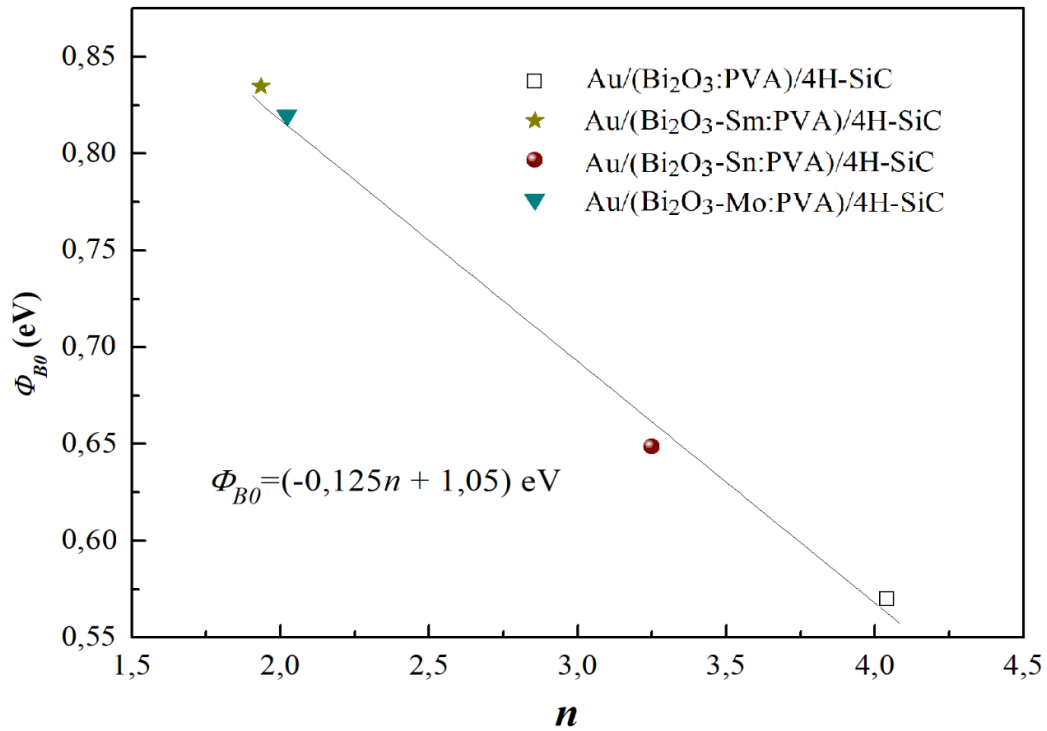
Her MPS yapısının Φ_{B0} değeri, teorik Richardson sabiti A^* ve elde edilen doyma akımı I_0 , ile doğrultucu kontak alanı (A) kullanılarak Eş 4.5'den hesaplandı.

$$\Phi_{B0} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{AA^*T^2}{I_0} \right) \quad (4.7)$$

Dolayısıyla hazırlanan tün numunelerin deneysel I_0 , n , Φ_{B0} , R_s , R_{sh} ve RR değerleri Çizelge 4.1'de topluca verilmiştir. Deneysel sonuçlar, bu parametrelerin ara tabaka yapılarının güçlü fonksiyonları olduğunu göstermektedir. Au/(Bi₂O₃:PVA)/4H-SiC yapısı için elde edilen yüksek n değeri, yapısal kusurların varlığına, arayüzey polimer tabakasına ve engel homojensizliğine atfedildi. Çizelge 4.1'de, yüksek Φ_{B0} 'e sahip MPS yapıların n değerinin küçük olduğu görülmektedir. Bu davranış, organik katmanın (Bi₂O₃-x:PVA) varlığına, düşük engel yüksekliğinin homojen dağılımına ve yarıiletken ile organik katman arayüzündeki durumların varlığına atfedilmiştir. Şekil 4.9'da görüldüğü gibi Φ_{B0} ve n değerleri arasında iyi bir doğrusal ilişki vardır. İdeal durumda ($n = 1$), ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_{B0}$) değeri 0,92 eV olarak bulunmuştur.

Çizelge 4.1. $\ln I$ - V ve $\ln R_i$ - V karakteristiklerinden elde edilen bazı diyot parametreleri

Yapı	I_0 (A)	n	Φ_{B0} (eV)	R_s (Ω)	R_{sh} (Ω)	RR
Au/(Bi ₂ O ₃ :PVA)/4H-SiC	$7,77 \times 10^{-5}$	4,08	0,57	777	$4,69 \times 10^5$	$6,03 \times 10^2$
Au/(Bi ₂ O ₃ -Sm:PVA)/4H-SiC	$2,47 \times 10^{-9}$	1,95	0,84	763	$2,55 \times 10^9$	$3,34 \times 10^6$
Au/(Bi ₂ O ₃ -Sn:PVA)/4H-SiC	$6,39 \times 10^{-6}$	3,23	0,65	277	$2,77 \times 10^9$	$9,98 \times 10^6$
Au/(Bi ₂ O ₃ -Mo:PVA)/4H-SiC	$4,23 \times 10^{-9}$	2,00	0,82	1691	$5,40 \times 10^7$	$3,19 \times 10^4$

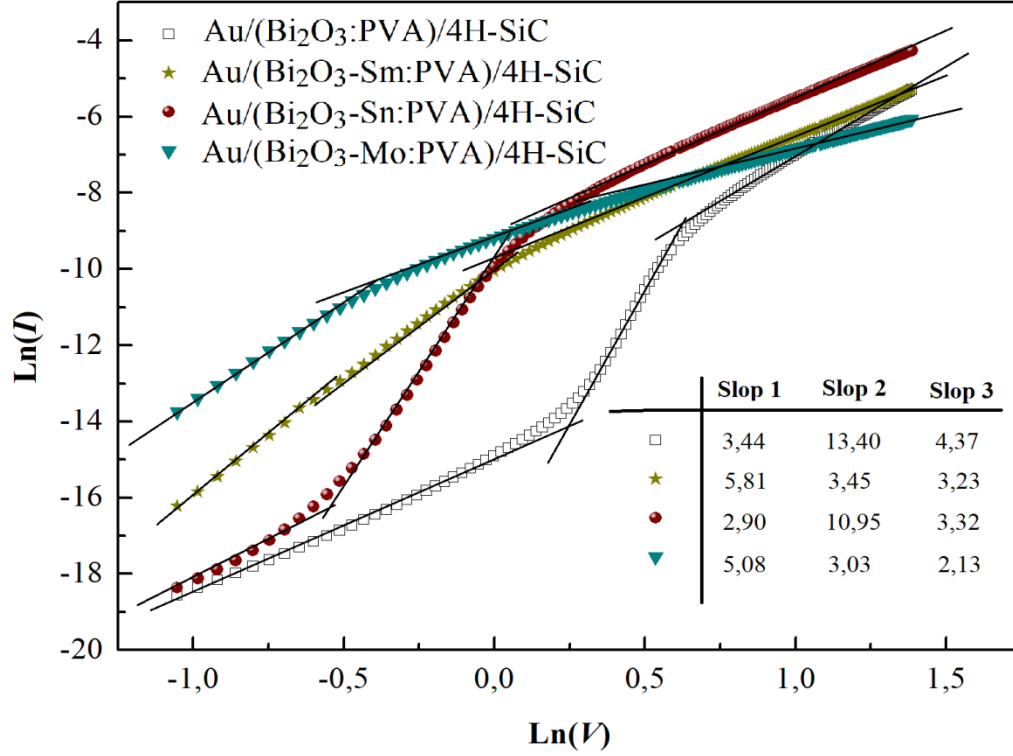


Şekil 4.9. Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC yapıların Φ_{B0} ile n değerleri arasındaki ilişki

İdealite faktörünün 1'den büyük ise akım iletim mekanizması artık sadece TE teorisi ile açıklanamıyacağını göstermektedir. Diyot davranışını kontrol eden akım iletim mekanizması hakkında daha detaylı bilgi edinmek için doğru öngerilim $\ln(I)$ - $\ln(V)$ grafikleri çizilerek Şekil 4.10'da verildi. Bu eğrilerin lineer kısımlarının eğimlerinden faydalanılarak akım mekanizmasında; ohmik, uzay yükü sınırlı akım (SCLC) ve tuzak yükü sınırlı akım (TCLC) mekanizmalarından hangisinin baskın olduğu belirlenebilir [54].

Doğru öngerilim bölgesinde yukarıda belirtilen olası iletim mekanizmalarını belirlemek için çift-logaritmik $\ln(I)$ - $\ln(V)$ eğrileri çizilerek Şekil 4.10'da verilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi, bu eğriler her numune için eğimleri farklı olan üç doğrusal bölge mevcuttur ve bu bölgeler düşük (eğim 1), orta (eğim 2) ve yüksek (eğim 3) voltajlara karşılık gelmektedir. Elde edilen eğim değerleri 1 veya 1'e yakın ise akım iletiminin Ohm yasası ile açıklanabilir. Ancak be eğimler 2 'den büyükse SCLC ve daha büyükse TCLC ile açıklanabilir. Şekil 4.10 ve içindeki Çizelgeden de görüldüğü gibi neredeyse tüm eğimler 2 den oldukça yüksektir. Bu nedenle akım iletiminde SCLC den ziyade TCLC daha baskın görünmektedir. Yani özellikle orta ve yüksek ileri beslem voltajlarında ($V > 2$), akım iletimi TCLC mekanizması tarafından sağlanmaktadır. TCLC'ye göre, enjekte edilen yüklerin sayısındaki artış, N_{ss} veya tuzakların dolmasına ve alan yükünün artmasına neden

olur [4, 105]. Diğer taraftan eğimin yüksek değeri, Fermi seviyesinin altındaki tuzak durumlarının dağılımını ölçen bir parametre olarak bilinir.



Şekil 4.10. Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC yapıların Ln(I)-Ln(V) karakteristikleri

4.4.2. Cheung fonksiyonundan elde edilen parametreler

Akım-iletim mekanizmalarının incelenmesinde kullanılan hesaplama metodu da çok önemlidir. Çünkü kullanılan metodlar için akım-iletiminde farklı voltaj veya elektrik alan bölgelerine karşılık gelebilir. Bu nedenle elde edilen elektriksel sonuçlar bir metotdan diğerine farklılıklar gösterebilir. Bu yüzden, temel elektriksel parametreler olan n , Φ_{B0} , ve R_s değerleri, TE teorisine ilave olarak Cheung fonksiyonlarından da hesaplandı. Cheung fonksiyonlarını türetmek için Eş 4.4'den bulunan I_0 , yerine yazılarak her iki tarafın logaritması alınırsa:

$$V = \left(\frac{nkT}{q} \right) \ln \left(\frac{I}{AA^*T^2} \right) + n\Phi_{B0} + IR_s \quad (4.8)$$

eşitliği elde edilir ve buradan da I. Cheung fonksiyonu türetilir [106]:

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

$dV/d(\ln I)$ - I grafiği, $\ln I$ - V eğrisinin R_s etkisinden dolayı böküldüğü kısımda genelde net bir lineer bölge verir ve bu lineer bölgenin eğiminden R_s , $I=0$ 'da eksenini kestiği noktadan ise n değerleri elde edilir. Ayrıca Eş 4.8'in her iki tarafı da $H(I)$ ile eşitlenirse:

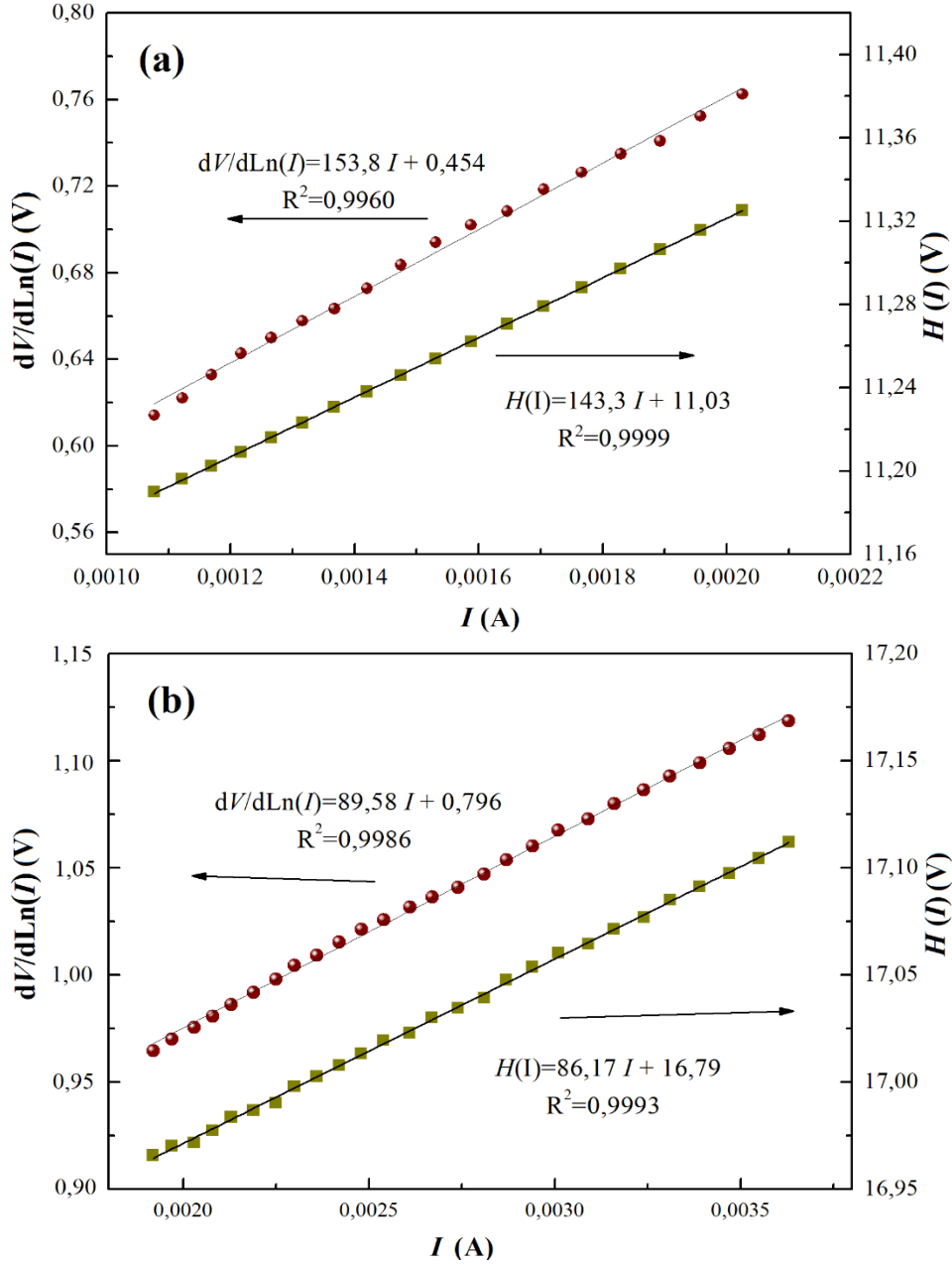
$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{q} \right) \ln \left(\frac{I}{AA^*T^2} \right) \quad (4.10)$$

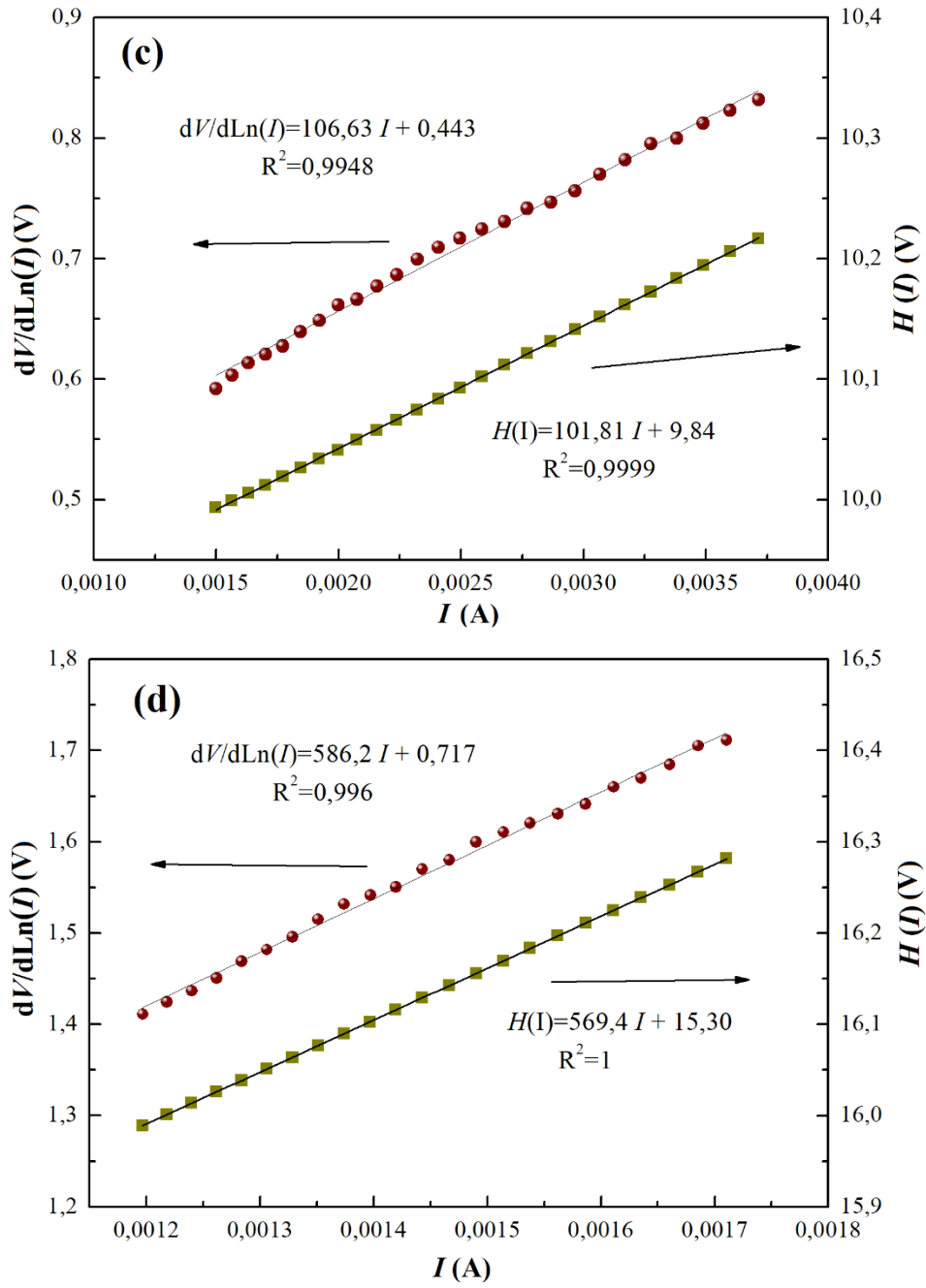
$$H(I) = n\Phi_B + IR_s \quad (4.11)$$

eşitlikleri bulunur. Bu ifadeler, II. Cheung fonksiyonları olarak bilinir. Dolayısıyla, $H(I)$ - I grafiği de $dV/d(\ln I)$ - V grafiği gibi aynı bölgede lineerdir ve elde edilen lineer kısmın eğiminden ikinci kez R_s değeri elde edilir. Bu lineer bölgenin $I=0$ için $H(I)$ eksenini kestiği noktadan ise $n\Phi_B$ ye eşit olduğu için, Cheung'ın I eşitliğinden bulunan n değeri burada kullanılarak Φ_B değeri elde edilir [106]. Ancak $\ln I$ - V eğrilerinden hesaplanan sıfır-beslem engel yüksekliği ile buradan elde edilen Φ_B değerleri, kullanılan metodların farklı voltaj bölgesine karşılık gelmesinden dolayı biraz farklı olabilir. Benzer şekilde R_s değerleri de Ohm yasasından bulunanlardan farklı çıkabilir.

Eş 4.9 ve Eş 4.10 kullanılarak farklı arayüzey tabakalı $\text{Au}/(\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-x:PVA})/4\text{H-SiC}$ MPS yapıların $dV/d(\ln I)$ ve $H(I)$ değerleri hesaplandı ve Çizelge 4.2' de verildi. Hazırlanan her-dört yapının $dV/d(\ln I)$ - I ve $H(I)$ - I grafikleri Şekil 4.11 (a-d)'de verilmektedir. Şekilde görüldüğü gibi tüm yapıların $dV/d(\ln I)$ - I ve $H(I)$ - I eğrileri doğrusaldır. Bu eğrilerin eğiminden ve y-ekseni kestiği noktalardan elde edilen n , Φ_{B0} , ve R_s değerleri her-dört yapı için Çizelge 4.2' de topluca verildi. Çizelge 4.1 ve 4.2 de elde edilen bu değerler karşılaştırıldığında aralarında bazı farklılıklar vardır ve bu farklılıklar elde edilen değerlerin voltaja bağlı olmasından kaynaklanmaktadır. Elde edilen bu sonuçlar, bize kullanılan ölçüm veya hesaplama yöntem kadar voltaj bölgesinin de temel elektriksel parametrelerin hesaplanmasında önemli bir etkiye sahip olduğunu gösterir ve bu yüzden mutlaka hesaplamalarda dikkate alınmalıdır. Aksi takdirde şartların farklı olmasından dolayı sonuçlar da farklı çıkabilir. Örneğin, Cheung fonksiyonlarından hesaplanan n değerleri (Çizelge 4.2) I - V karakteristiklerinden hesaplanan n değerlerinden (Çizelge 4.1) daha yüksek ve R_s değerlerinden daha düşük olduğu görülmektedir. Bu sonuçlarda hem idealite

faktörünün hem de engel yüksekliğinin voltaja bağlı ciddi oranda değişmekte olduğunu göstermektedir [54, 70]. Yapının rezistansı, ileri pozitif voltaj bölgelerine doğru gidildikçe o yapının gerçek seri direncine karşılık gelmektedir. Başka bir ifadeyle R_s ileri pozitif voltajlarda çok baskın iken arayüzey durumları daha ziyade orta gerilim bölgelerinde baskın olur.





Şekil 4.11. a) Au/(Bi₂O₃:PVA)/4H-SiC, b) Au/(Bi₂O₃-Sm:PVA)/4H-SiC, c) Au/(Bi₂O₃-Sn:PVA)/4H-SiC, d) Au/(Bi₂O₃-Mo:PVA)/4H-SiC yapıların $dV/d(\ln I)$ - I ve $H(I)$ - I karakteristikleri

Çizelge 4.2. Cheung fonksiyonlarından elde edilen bazı diyot parametreleri

Yapı	dV/d(lnI)-I		H(I)-I	
	$R_s (\Omega)$	n	$R_s (\Omega)$	Φ_B (eV)
Au/(Bi ₂ O ₃ :PVA)/4H-SiC	154	18,3	143	0,60
Au/(Bi ₂ O ₃ -Sm:PVA)/4H-SiC	89	31,6	86	0,53
Au/(Bi ₂ O ₃ -Sn:PVA)/4H-SiC	106	17,7	101	0,54
Au/(Bi ₂ O ₃ -Mo:PVA)/4H-SiC	586	28,8	569	0,53

4.4.3. Norde fonksiyonundan elde edilen parametreler

Hazırlanan elektronik aygıtların R_s ve engel yüksekliklerini belirleyen bir metot da Norde tarafından geliştirilmiştir. Ancak bu metod, $n=1$ ideal durumu için geliştirilmiştir. Daha sonraları bu metod $1 < n < 2$ için Sato-Yasamora ve $n > 2$ için Bohlin tarafından modifiye edilmiştir [105, 107]. Özellikle, bir yapının R_s değerinin yüksek olması durumunda, $\ln I$ - V eğrisi belirgin bir doğrusal bölgeye sahip olmayacak veya çok dar bir doğrusal bölgeye sahip olacaktır. Bunun sonucu hesaplanan doyma akım (I_0) değeri ve diğer parametrelerin doğruluğu ve güvenilirliği azalacaktır. Bu durumda, R_s ve Φ_B değerlerini hesaplamak için Bohlin tarafından modifiye edilen Norde fonksiyonu kullanıldı [105, 107]. Norde fonksiyonu ($F(V)$), aşağıdaki eşitlik ile ifade edilebilir:

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I(V)}{AA^*T^2} \right) \quad (4.12)$$

Burada, $I(V)$ terimi, I - V verilerinden belirlenen akım değeridir. Daha sonra Bohlin, R_s ve Φ_B 'yi elde etmek için Norde fonksiyonun modifiye edilmiş formu aşağıdaki gibidir [107].

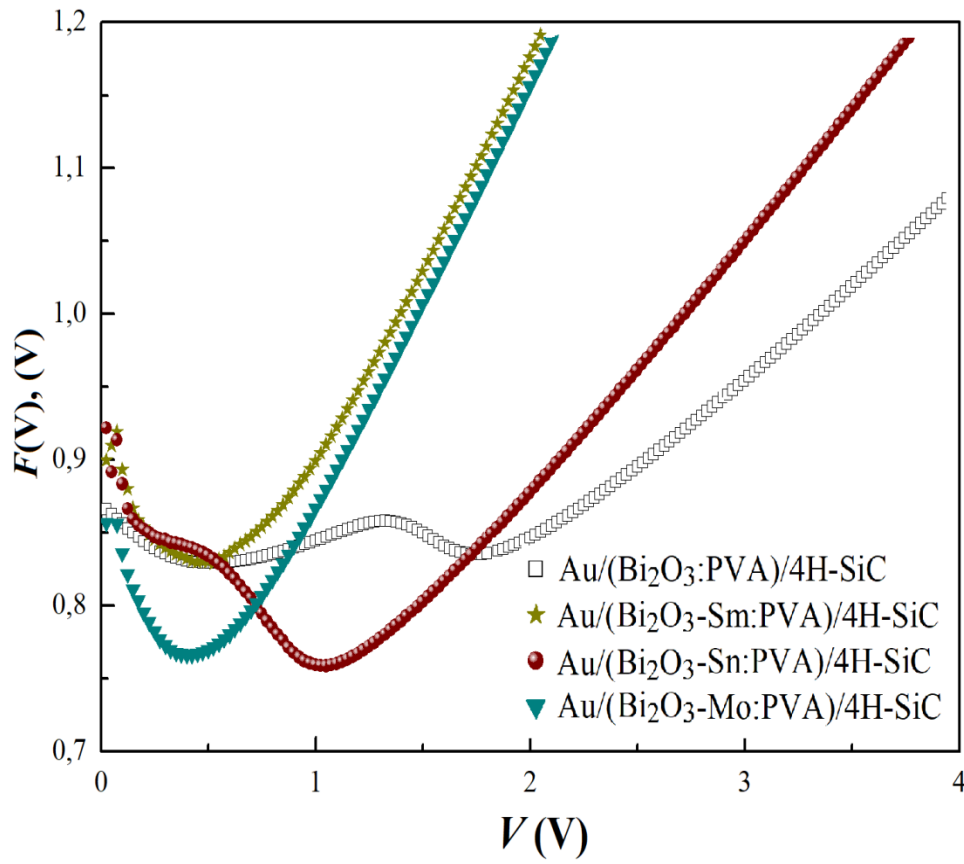
$$F(V) = \frac{V}{\gamma} - \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I(V)}{AA^*T^2} \right) \quad (4.13)$$

Burada γ , I - V ölçümlerinden elde edilen n değerinden daha büyük olan ($1 < n < \gamma$) boyutsuz bir tamsayıdır. $F(V)$ - V grafiğindeki minimum nokta $F(V_{min})$, aşağıdaki eşitliklerde Φ_{B0} ve R_s değerlerini hesaplamak için kullanılmaktadır.

$$\Phi_B = F(V_{min}) + \frac{V_{min}}{\gamma} - \frac{kT}{q} \quad (4.14)$$

$$R_s = \frac{(\gamma - n)kT}{qI_{min}} \quad (4.15)$$

Burada, $F(V_{min})$, $F(V)$ grafiğindeki minimum nokta, V_{min} , bu noktaya karşılık gelen voltaj değeri ve I_{min} ise, V_{min} değerine karşılık gelen akım miktarıdır [107]. Farklı arayüzey tabakasına sahip Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC (MPS) yapıların $F(V)$ fonksiyonları Eş 4.26 kullanılarak hesaplanmış ve $F(V)$ - V eğrileri Şekil 4.12’de gösterilmiştir. Her dör yapı için bu eğrilerin minimum bir noktadan ($F(V_{min})$) geçtiği açıkça görülmektedir. Bu çalışmada, elektriksel parametreleri belirlemek için kullanılan Norde fonksiyonlarında γ değeri $1,5n$ olarak alınmıştır. Ayrıca, her yapı için $F(V)$ - V eğrisinden, $F(V)$ ’nin minimum noktasına karşılık gelen voltaj değerleri (V_{min}), ve bu voltajlara karşılık gelen akım değerleri (I_{min}) elde edilmiştir. Bu değerler, Eş 4.14 ve Eş 4.15’de kullanılarak hem R_s hem de Φ_{B0} değeri hesaplanmış ve Çizelge 4.3’de verilmiştir. Elde edilen sonuçlar, tüm yapılar için Norde fonksiyonları ile elde edilen Φ_{B0} değerlerin, TE teorisi/Ohm yasası ve Cheung fonksiyonlarından elde edilenlerden daha yüksek olduğunu göstermektedir. Φ_{B0} ’nin bu farklılıkları uygulanan beslem voltajına ve kullanılan hesaplama yönteminin niteliğine bağlıdır.



Şekil 4.12. Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC yapıların $F(V)$ - V karakteristikleri

Çizelge 4.3. Norde fonksiyonlarından elde edilen bazı diyot parametreleri

Yapı	F_{min} (V)	V_{min} (V)	I_{min} (A)	Φ_B (eV)	R_s (Ω)
Au/(Bi ₂ O ₃ :PVA)/4H-SiC	0,84	1,75	$5,58 \times 10^{-5}$	1,09	944
Au/(Bi ₂ O ₃ -Sm:PVA)/4H-SiC	0,83	0,89	$2,50 \times 10^{-5}$	1,11	1006
Au/(Bi ₂ O ₃ -Sn:PVA)/4H-SiC	0,76	1,197	$17,4 \times 10^{-5}$	0,98	239
Au/(Bi ₂ O ₃ -Mo:PVA)/4H-SiC	0,77	0,72	$3,62 \times 10^{-5}$	0,87	714

Ayrıca Norde fonksiyonundan elde edilen R_s değerlerin Cheung fonksiyonlarından elde edilen R_s değerlerinden büyük olduğu görülmektedir. Bunun sebebi ise, Cheung fonksiyonlarının doğru beslem I - V karakteristiklerinin yüksek voltajlarda doğrusal olmayan bölgeye uygulanırken, Norde fonksiyonlarının I - V karakteristiklerinin ileri beslem voltajın tümüne uygulanması ile açıklanabilir [54].

4.4.4. Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC yapılarında arayüzey durumlarının enerjiye bağlı dağılım profili

MS ve MIS/MPS yapılarında, doğal veya yapay oluşan arayüzey tabakası ile yarıiletken arasında enerjileri yasak enerji bandına takabül eden çok sayıda istenmeyen arayüzey durumları (N_{ss}) yukarıda belirtilen nedenlerden dolayı oluşur. Bu arayüzey durumlarının yoğunluğu ve yaşama ömürleri (τ), bu yapıların elektriksel özelliklerini oldukça etkilemektedir. N_{ss} 'nin dağılım profilinin elde edilmesi aygıt için güvenilir elektriksel karakteristikler elde etmek açısından oldukça önemlidir. Genelde, ileri beslem bölgesinde $\ln I-V$ eğrilerin doğrusal kısmının eğiminden (lineer bölge) elde edilen n ve Φ_{B0} değerleri pratik olarak uygulanan voltajdan bağımsızdır. Çünkü bu bölgede eğim tek olduğu için n ve Φ_B değerleri neredeyse hiç değişmez. Ancak bu doğrusal bölgeden sonra, uygulanan beslem voltajına tamamen bağımlı olduğu bilinmektedir. Bu nedenle, R_s değeri $\ln I-V$ eğrisinin yüksek voltajdaki bükülen bölgesinde baskın iken, arayüzey durumları (N_{ss}) düşük ve orta beslem voltajlarda baskındır. Enerji bant aralığındaki N_{ss} profili, arayüzey tabakası ve yarıiletken arasında bölgeden bölgeye değişmektedir. N_{ss} 'nin bu enerji dağılımı, aşağıdaki gibi bulunan voltaja bağlı etkin bariyer yüksekliği (Φ_e) ve idealite faktörü ($n(V)$) dikkate alınarak elde edilebilir [62]:

$$\Phi_e = \Phi_{B0} + \alpha(V) = \Phi_{B0} + \left(1 - \frac{1}{n(V)}\right)V \quad (4.16)$$

$$n(V) = \frac{qV}{kT \ln(I/I_0)} = 1 + \frac{d}{\epsilon_i} \left[\frac{\epsilon_s}{W_D} + qN_{ss}(V) \right] \quad (4.17)$$

Eş 4.16, ve Eş 4.17'de $\alpha(V) = d\Phi_e/dV$, bariyer yüksekliğin uygulanan beslem voltajı (V) ile değişmesini gösteren bir terimdir. W_D , yüksek frekanstaki $C^{-2}-V$ eğrisinden hesaplanan tükenim tabakası genişliği ve d , arayüzey tabaka kalınlığıdır. ϵ_s ve ϵ_i ise, sırasıyla yarı iletken malzemenin ve arayüz tabakanın dielektrik sabitleridir. n-tipi yarıiletkenler için, iletim bant kenarına (E_c) göre yüzey durumlarının (E_{ss}) enerjisi [62]:

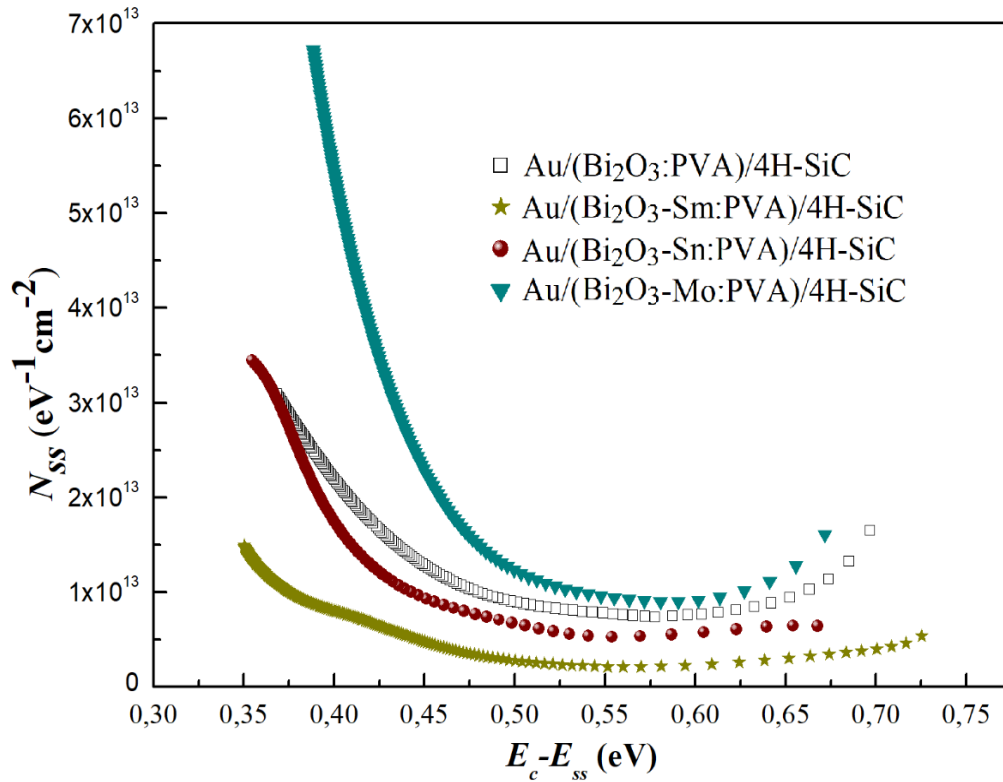
$$E_c - E_{ss} = q(\Phi_e - V) \quad (4.18)$$

ile ifade edilir. MIS veya MPS yapılarında arayüzey tabaka kalınlığı 30 Å'dan büyük olduğunda, arayüzey durumları yarıiletken ile dengededir. Yani arayüzeydeki elektronlar

yarıiletken ile yük alışverişinde bulunurlar. Eğer MS yapılarda olduğu gibi bu tabaka 30 Å'dan küçükse, o zaman arayüzeydeki elektronlar metal ile yük alışverişinde bulunurlar. Her iki durumda da bu arayüzey durumları, n değerinin 1'den büyük çıkmasına neden olur. Yarıiletken ile dengede olan N_{ss} 'in enerjiye bağlı dağılım profili, hem n hem de enegel değerlerinin voltaja bağlı olduğu kabul edilerek Card tarafından aşağıdaki şekilde ifade edilmiştir [62]:

$$N_{ss} = \frac{\varepsilon_0}{q} \left[\frac{\varepsilon_i}{d} (n(V) - 1) - \frac{\varepsilon_s}{W_D} \right] \quad (4.19)$$

Dolayısıyla, hazırlanan Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC yapılar için N_{ss} yoğunluk dağılım profilleri, Eş 4.18 ve Eş 4.19 kullanılarak ileri beslem $\ln I$ - V verilerinden elde edildi. Bu hesaplamalarda tüm yapılar için kullanılan 4H-SiC geçirgenliği, $\varepsilon_s = 9,7$ ve arayüzey tabaka kalınlığı, $d = 50$ nm olarak alınmıştır. Arayüzey tabaka geçirgenliği ε_i , ve tükenim tabaka genişliği W_D , için sonraki bölümlerde yapıların C - V karakteristiğinden elde edilen değerler kullanılmıştır. Dolayısıyla her dört numune için elde edilen $N_{ss} - (E_c - E_{ss})$ grafikleri, Eşitlik 4.16-19 kullanılarak elde edilerek Şekil 4.13'te verildi.



Şekil 4.13. Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC yapılarının enerji yoğunluğu dağılım profili

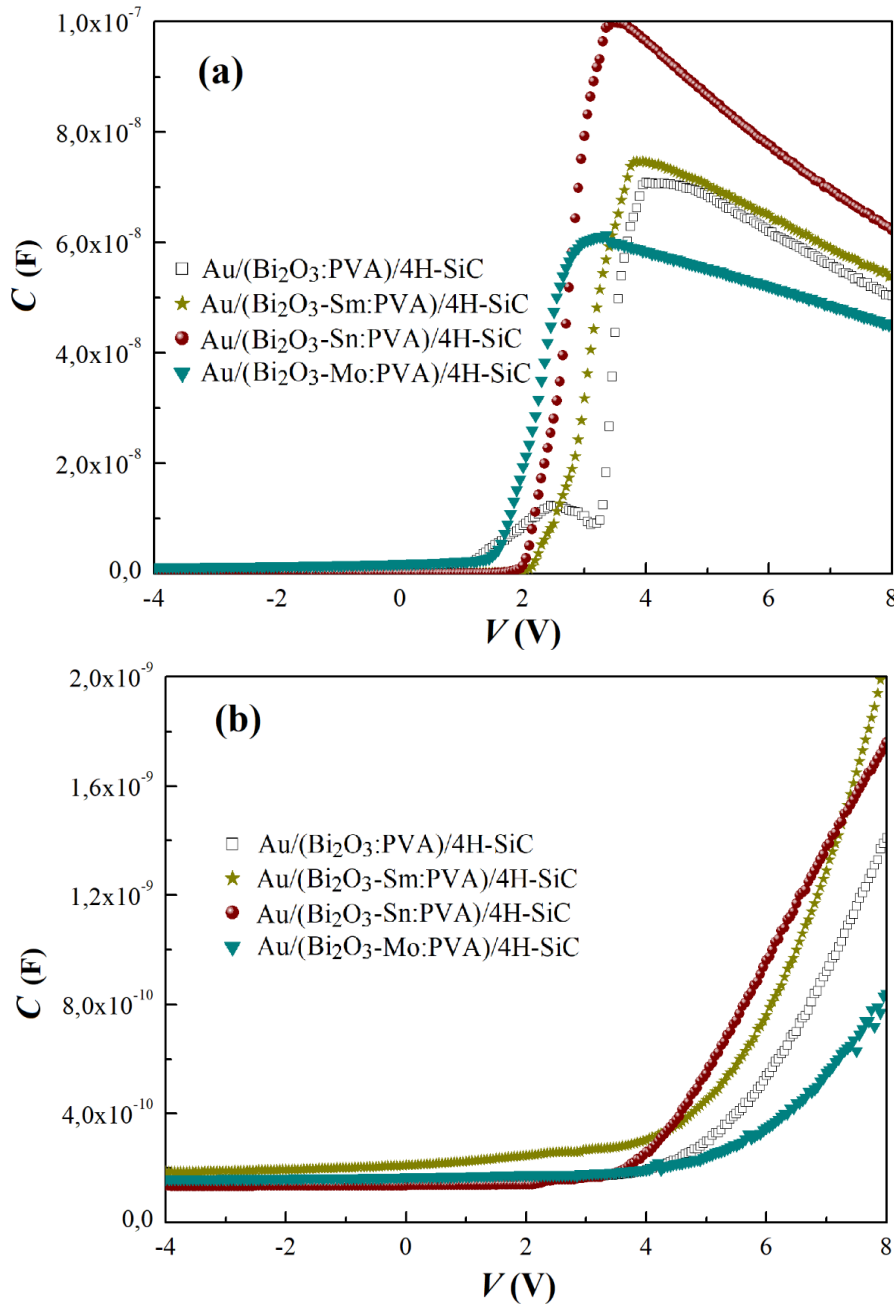
Şekil 4.13’de görüldüğü gibi, tüm yapılar için N_{ss} değeri, SiC'nin yasak bant aralığının (E_g) neredeyse ortasından iletkenlik bandının (E_c) tabanına doğru üstel olarak artmaktadır. N_{ss} için bu eğrilerin yaklaşık olarak yasak bandın ortasından sonra kısmen artmış olması, yarı iletkenin yasak bant boşluğunda yüzey durumlarının daha derin seviye yoğunluğuna atfedildi. Bu bölgedeki artış II-grup safsızlıklarına (Alıcı) veya arayüzey durumların yasak enerji aralığındaki özel bir dağılımına da atfedilebilir. Şekil 4.13’de Au/(Bi₂O₃-Sn:PVA)/4H-SiC yapının N_{ss} değeri diğer yapılara göre en düşük seviyede olduğu görülmektedir. Buda, arayüzey tabakasındaki Bi₂O₃’in içine Sn katkılanmasının, MPS yapıların performansında olumlu etki bıraktığını kanıtlamaktadır. Bu sonuç, (Bi₂O₃-Sn:PVA) arayüzey tabakanın kullanılmasının, N_{ss} ’nin azalması ve RR ve R_{sh} değerlerin artışı bakımından yapının performansını arttırdığını da ortaya koymaktadır.

4.5. Au/(Bi₂O₃-x-PVA)/4H-SiC Yapıların Kapasitans-Voltaj (C-V) Karakteristiği

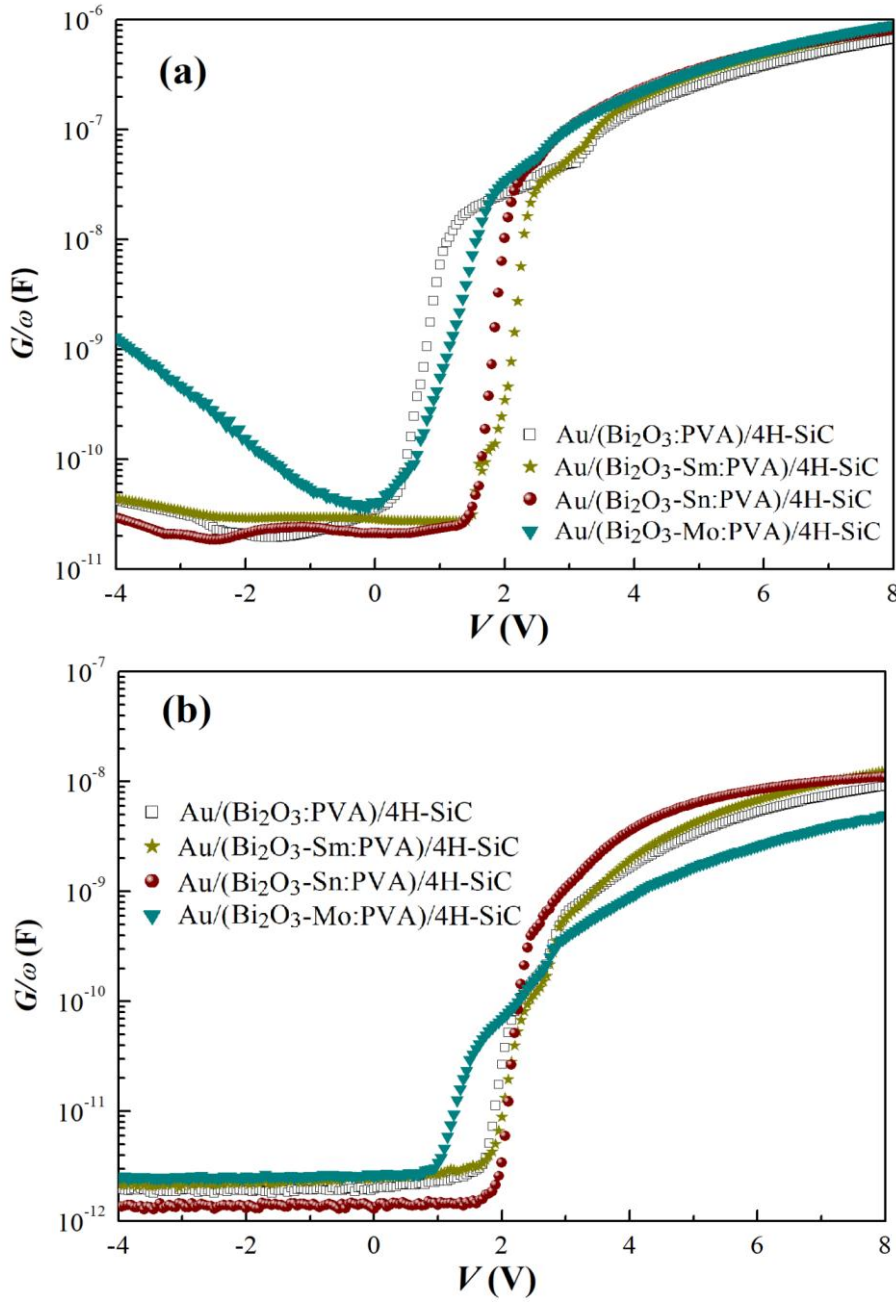
Tüm Au/(Bi₂O₃-x-PVA)/4H-SiC yapıların 1 kHz ve 500 kHz frekanslarda ve -4 ile +8 voltaj aralığında gerçekleşen $C-V$ ve $G/\omega-V$ ölçümlerin eğrileri Şekil 4.14 ve Şekil 4.15’de karşılaştırmalı olarak verilmiştir. $C-V$ eğrilerine bakıldığında, tipik metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) yapılarda olduğu gibi her bir Au/(Bi₂O₃-x-PVA)/4H-SiC yapı için tersinim, tükenim ve birikim olarak üç bölgenin mevcut olduğu görülmektedir [59]. Ancak, bu eğrilerin davranışı her numune için ve her voltaj bölgesi için farklıdır. En yüksek kapasitans değerini Au/(Bi₂O₃-Sn-PVA)/4H-SiC numunesine ait olduğu Şekil 4.14 a ve b’de açıkça görülmektedir. İdeal durumda, hem C hem de G değeri frekanstan bağımsızdır ve uygulanan beslem voltajın artmasıyla artar, ancak bu şekillerde gösterildiği gibi uygulamada durum oldukça farklıdır.

Tipik uygulamalarda genel olarak arayüzey durumlarının (N_{ss}) özel bir yoğunluk dağılımı veya arayüzey tabakası ile yarıiletkenler arasında yer alan tuzaklar, polarizasyon süreçleri ve yapının seri direnci (R_s) nedeniyle C ve G ’nin değeri, azalan frekansla artmaktadır [7-87]. Bu nedenle, tüm yapılar için düşük frekansta (1 kHz) elde edilen kapasitans değerinin yüksek frekansta elde edilen kapasitans değerlerinden daha büyük olduğu açıkça görülmektedir. Ayrıca bu yapıların 1 kHz’deki kapasite değerleri (Şekil 4.14a) güçlü yığılma bölgesinde bir pik davranışı segilireken bu pik 500 kHz’ de kaybolduğu açıkça görülmektedir (Şekil 4.14b). Kapasitansın bu pik değeri, (Bi₂O₃-x-PVA)/4H-SiC arasındaki N_{ss} ’in yoğunluk dağılımına, doping konsantrasyonuna, yüzey polarizasyonunun varlığına ve M/S arasındaki arayüzey tabakanın kalınlığı gibi bir dizi parametreye bağlıdır. Yeterince düşük frekanslarda ($T=1/f$) peryot,

tuzaklardaki yüklerin yaşam sürelerinden ($\tau \sim 10^{-4}$ - 10^{-6} sn) büyük olduğu için tuzaklardaki yüklerin neredeyse tümü AC sinyali kolayca takip edebilir ve bu da ölçülen C ve G değerlerine ilave bir katkı getirir. Ancak yeterince yüksek frekanslarda ise, $T \leq \tau$ olduğu için tuzaktaki yüklerin neredeyse hiçbirisi artık AC sinyali takip edemez ve dolayısıyla ölçülen C ve G değerlerine de bir katkı getiremez. Bunun yanı sıra, arayüz durumlarının, tersinim ve tükenim bölgesi için etkili iken, cihazın seri direnci, sadece yığılma bölgesinde veya yeterince ileri beslem voltaj bölgesinde etkilidir [87, 104].



Şekil 4.14. Au/(Bi₂O₃-x-PVA)/4H-SiC yapıların (a) 1 kHz ve (b) 500 kHz frekansta ölçülen ters ve ileri beslem C - V karakteristikleri



Şekil 4.15. Au/(Bi₂O₃-x-PVA)/4H-SiC yapıların (a) 1 kHz ve (b) 500 kHz frekansta ölçülen ters ve ileri beslem G/ω - V karakteristikleri

Yeterince yüksek frekanslarda neredeyse hiçbir arayüzey durumu uygulanan AC sinyalini takip edememesi ve yeterince düşük frekanslarda ise neredeyse tümünün AC sinyalini takip edebilmesi mantığından hareket ederek, N_{ss} - V grafikleri yüksek-düşük frekans metodundan elde edilebilir. Bu metod sadece iki C - V eğrisini içerdiğinden dolayı hem çok hızlıdır hem de çok daha zaman gerektiren yüksek hassasiyetli kondüktans/admitans metoduna yaklaşık sonuçlar vermektedir. Bu nedenle literatürde sıkça (C_{LF} - C_{HF}) yöntemi kullanılarak, yüzey durumlarının (N_{ss}) voltaja bağlı dağılım profili elde edilir. Dolayısıyla, N_{ss} - V dağılım

profilini, aşağıdaki denklemde görüldüğü gibi, düşük-yüksek frekanslı kapasitans ölçümlerinden elde edilmiştir [104].

$$N_{ss} = \frac{1}{qA} \left[\left(\frac{1}{C_{LF}} - \frac{1}{C_i} \right)^{-1} - \left(\frac{1}{C_{HF}} - \frac{1}{C_i} \right)^{-1} \right] \quad (4.20)$$

C_{LF} ve C_{HF} sırasıyla düşük frekanslı kapasitans (1 kHz) ve yüksek frekanslı kapasitans (500 kHz) ve C_i yalıtkan arayüzey tabakanın kapasitansıdır. Güçlü yığılma bölgesinde, MIS/MPS yapıların maksimum kapasitansı, arayüzey tabakanın kapasitansına (Bi_2O_3 -x-PVA) karşılık gelmektedir. Dolayısıyla, bu yalıtkan tabakanın kapasitansı (C_i), kuvvetli yığılma (strong accumulation) bölgesi kapasitansından aşağıdaki şekilde elde edilir:

$$C_i = C_{ma} \left[1 + \left(\frac{G_{ma}/\omega}{C_{ma}} \right)^2 \right] \quad (4.21)$$

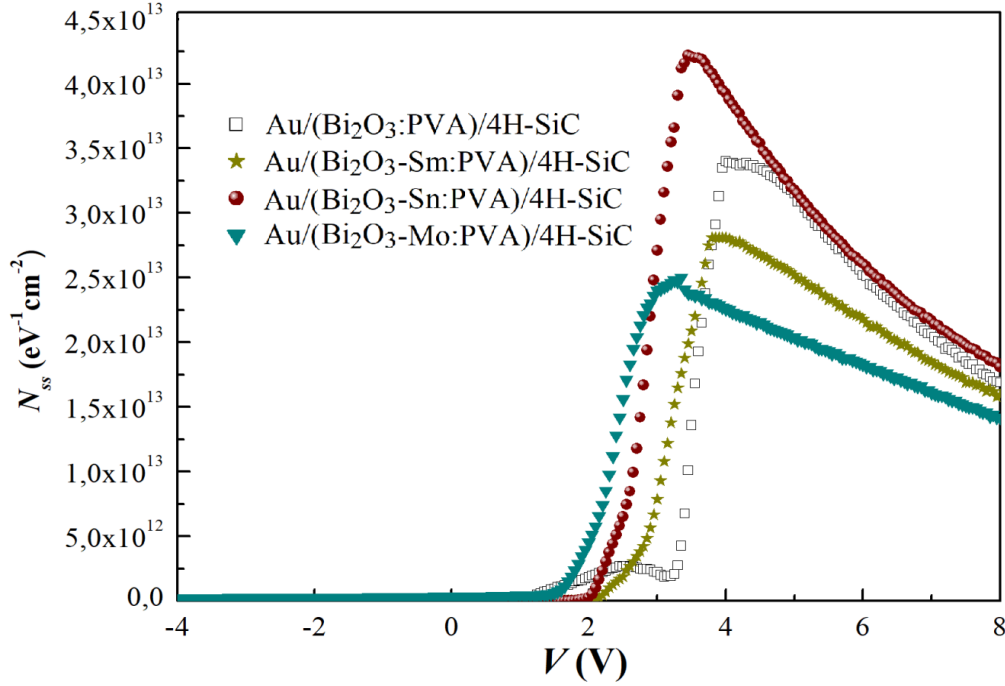
Burada; C_{ma} ve G_{ma} değerleri, yüksek frekanslarda kuvvetli yığılma bölgesine karşılık gelen değerlerdir. Tüm örnekler için elde edilen C_i ve ϵ_i değerleri çizelge 4.4’de gösterilmektedir. Burada, yüzey alan $0,0314 \text{ cm}^2$ ve arayüzey tabaka kalınlık değeri 50 nm olarak alınmıştır. MIS tipi yapıların eşdeğer devresinde, C_i , arayüz durum kapasitansı ve alan yük kapasitansı ile seri halindedir. Yüksek frekanslarda, arayüz durumları AC uyarımına cevap veremediği için toplam kapasitansa doğrudan katkıda bulunmazlar.

Çizelge 4.4. Bi_2O_3 -x:PVA arayüzey tabakalar için oda sıcaklığında elde edilen kapasitans ve dielektrik değerleri

Yapı	C_0 (μF)	C_i (1 kHz) (μF)	ϵ_i	C_i (500 kHz) (μF)	ϵ_i
Au/(Bi_2O_3 :PVA)/4H-SiC	$5,5 \times 10^{-4}$	$3,81 \times 10^{-2}$	68,2	$6,0 \times 10^{-3}$	10,8
Au/(Bi_2O_3 -Sm:PVA)/4H-SiC	$5,5 \times 10^{-4}$	$4,02 \times 10^{-2}$	72,3	$7,6 \times 10^{-3}$	13,7
Au/(Bi_2O_3 -Sn:PVA)/4H-SiC	$5,5 \times 10^{-4}$	$3,39 \times 10^{-2}$	61,0	$7,2 \times 10^{-3}$	13,0
Au/(Bi_2O_3 -Mo:PVA)/4H-SiC	$5,5 \times 10^{-4}$	$3,78 \times 10^{-2}$	68,0	$3,1 \times 10^{-3}$	5,4

Bu yöntemle tüm numuneler için elde edilen N_{ss} 'nin voltaja karşı yoğunluk dağılım profili, Şekil 4.16’da gösterilmektedir. Şekil 4.16’de görüldüğü gibi, tüm yapıların tükenim bölgesine karşılık gelen 3-4 V arasında en yüksek N_{ss} değerine sahiptir. Başka bir ifade ile

tüm yapılar için N_{ss} - V grafiği, 3-4 V arasında net bir pik vermekte ancak piklerin yüksekliği ve pozisyonu numuneden numuneye değişmektedir. Bu pik davranışı, hazırlanan yapıların arayüzey tabaka ile yarıiletken arasında yerleşmiş olan arayüzey durumlarının özel bir dağılımına atfedildi.



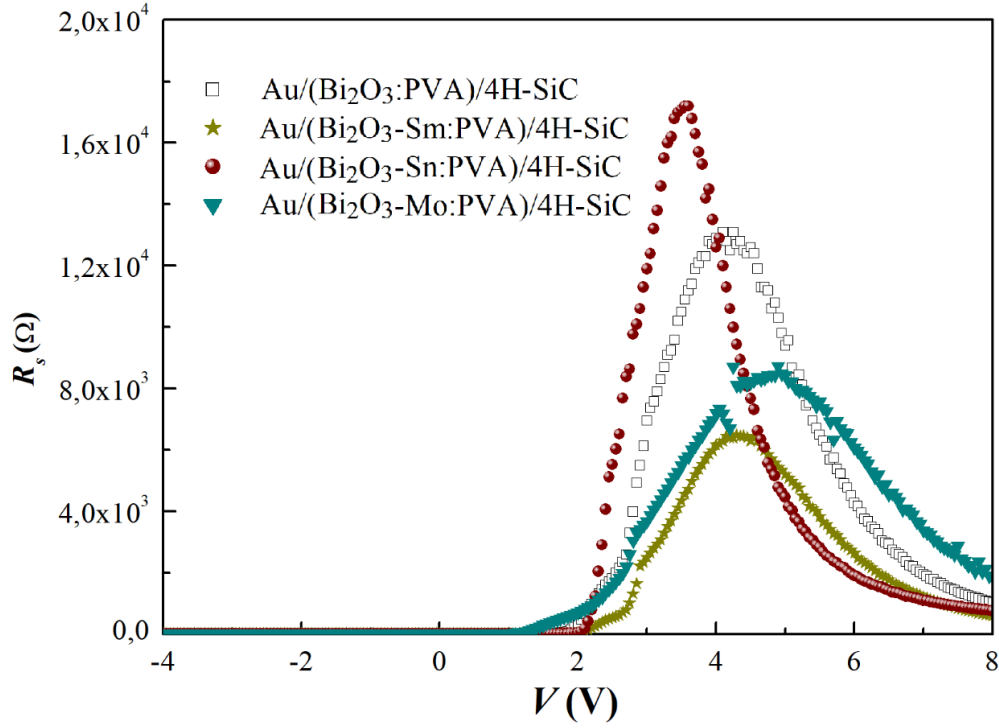
Şekil 4.16. Düşük-yüksek frekans (C_{LF} - C_{HF}) metodu kullanılarak Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC yapılar için elde edilen N_{ss} - V dağılım profilleri

Her numune için R_s 'nin voltaja bağlı dağılım profili, Niccollian ve Brews metodu kullanılarak ölçülen kapasitans (C_m) ve iletkenlik (G_m) değerlerinden de çıkarıldı. Bu yöntemle göre, R_s 'nin doğru değeri, güçlü/kuvvetli yığılma bölgesindeki C ve G değerlerinden elde edilebilir. Ancak aynı zamanda aşağıdaki Eşitlik ile uygulanan beslem voltajın bir fonksiyonu olarak da kullanılabilir [87]:

$$R_s = \frac{G_m}{G_m^2 + (\omega C_m)^2} \quad (4.22)$$

Uygulanan düşük frekanslarda R_s 'nin etkisinin az olmasından dolayı, sadece yüksek frekanslardaki değerleri dikkata alınmalıdır. Dolayısıyla, Şekil 4.17'de oda sıcaklığında her numune için 500 kHz frekanstaki R_s 'nin voltaj bağımlı profili verildi. Tüm yapıların yüksek frekanstaki (500 kHz) R_s değerinin 4 V ile 6 V uygulanan beslem voltaj arasında maksimum değere ulaşmaktadır ve bunun üstündeki voltajlarda ise yavaş yavaş inmeye

başlar. Literatüre göre, R_s 'nin gerçek değerinin yüksek frekanstaki kuvvetli yığılma bölgesine (4-6 V) karşılık geldiği görülmektedir. Düşük frekanslarda yüksek R_s değerleri N_{ss} değerlerinin varlığı ve onların özel bir dağılımının sonucudur, ancak yeterince yüksek frekanslarda ve kuvvetli yığılma bölgesinde doğrudan R_s 'nin toplam değerine katkıda bulunmazlar [4, 24, 87].



Şekil 4.17. Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC yapıların 500 kHz deki R_s - V dağılım profilleri

Yüksek frekanstaki deneysel C - V verilerini analiz etmek için en önemli yöntemlerden, C^{-2} - V eğrisinin eğiminden elde edilen diğer temel elektriksel aygıt parametrelerin elde edilmesidir. MIS/MPS tipi Schottky yapıların tükenim bölgesindeki C^{-2} ile V ilişkisi aşağıdaki gibi ifade edilebilir [4, 24];

$$C^{-2} = \frac{2}{q\epsilon_s\epsilon_0 N_D A^2} \left(V_D - \frac{kT}{q} - V \right) \quad (4.23)$$

Burada, N_D verici atomların yoğunluğu, V_D difüzyon potansiyeli, A , doğrultucu kontak alanı, ϵ_s ve ϵ_0 ise sırasıyla yarı iletken ve boşluğun geçirgenliğidir. C^{-2} - V grafiğin doğrusal kısmının V eksenine ile kesişme noktası, V_D ile ilişkili olan V_0 'yı verir ($V_D = V_0 + kT/q$). N_D değerleri, yine aynı grafiklerin doğrusal kısmının eğiminden aşağıdaki eşitlik (4.24) elde edilmiştir.

$$N_D = \frac{2}{q\epsilon_s\epsilon_0 A^2 \tan\theta} \quad (4.24)$$

Daha sonra, aşağıdaki ilişkiler kullanılarak her bir yapı için Fermi enerji seviyesi (E_F) değeri hesaplanmıştır [4, 24].

$$E_F = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_C}{N_D}\right) \quad (4.25)$$

Burada,

$$N_C = 2 \left[\frac{2\pi m_e^* kT}{h^2} \right]^{3/2} \quad (4.26)$$

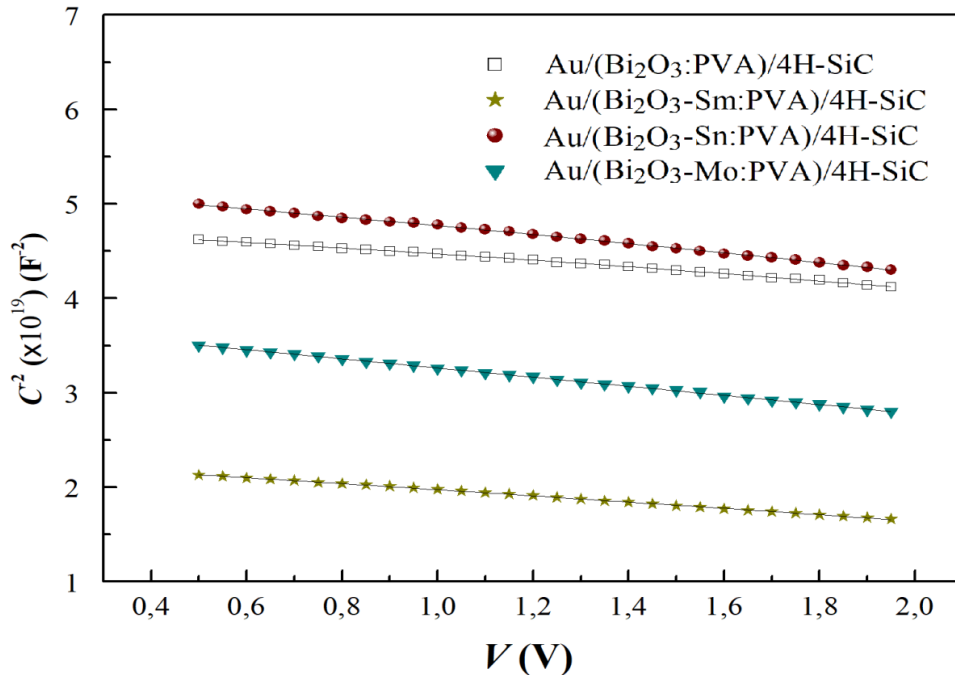
Eşitliği ile verilir. N_C yarıiletkenin iletkenlik bandındaki durumların etkin yoğunluğu ve m_e^* elektronun etkin kütlesidir. 4H-SiC için N_C değeri $1,7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ dir. Dolayısıyla, engel yüksekliği değeri $\Phi_B(C-V)$, hazırlanan her dört yapı için aşağıdaki eşitlikten hesaplandı.

$$\Phi_B(C - V) = \left(V_0 + \frac{kT}{q} \right) + E_F = V_D + E_F \quad (4.27)$$

Böylece Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC yapıların, V_0 , N_D , W_D , E_F , ve $\Phi_B(C-V)$ gibi bazı temel elektriksel parametreleri, Şekil 4.18'deki $C^{-2}-V$ eğrilerin eğiminden ve kesişime noktasından elde edilmiş ve sonuçları Çizelge 4.5'de verilmiştir.

Çizelge 4.5'de görüldüğü gibi, tüm yapılar için elde edilen kesişme gerilimi (V_0) veya difüzyon potansiyeli (V_D), arayüzey polimer tabakası nedeniyle oldukça yüksektir ve bu da $\Phi_B(C-V)$ değerinin yasak enerji bandından (E_g) yüksek olmasına yol açmaktadır. N_D 'nin teorik ($=7,2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) ve deneysel değerinin oranı c_2 ($\cong N_D(\text{exp.})/N_D(\text{teor.})$) olarak bilinmektedir. Dolayısıyla, Eşitlik 4.27' de verilen $\Phi_B(C-V)$ değeri aşağıdaki gibi modifiye edilmiştir [24, 87]:

$$\Phi_B(C - V) = \left(c_2 V_0 + \frac{kT}{q} \right) + E_F \quad (4.28)$$



Şekil 4.18. Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC yapıların C^2-V eğrileri

İleri beslem $\ln I-V$ karakteristiklerden elde edilen engel yüksekliğinin deneysel değerleri, ölçüm yönteminin ve farklı beslem voltajı aralığının etkisi nedeniyle ters beslem C^2-V karakteristiğinden elde edilen değerlerden daha düşük olduğu (yaklaşık E_F kadar) açıkça görülmektedir. $I-V$ ve $C-V$ karakteristiklerinden belirlenen Φ_B 'deki farklılıkların diğer nedeni ise engelin homojen olmaması ve metal ile yarıiletkenler arasında özel bir enerji yoğunluğu dağılımının olmasıdır. Ayrıca, teorik kısımda tartışıldığı gibi bir metalden yarıiletkeneye doğru görünen engel yüksekliği, yarıiletkenden metale doğru görünenden yaklaşık E_F kadar daha yüksektir [24, 87].

Çizelge 4.5. Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC yapıların $C-V$ karakteristiklerinden hesaplanan V_D , N_D , W_D , E_F , ve Φ_B sonuçları

Yapı	V_0 (V)	E_F (eV)	N_D (cm ⁻³)	W_D (cm)	c_2	$c_2 \times V_0$ (V)	Φ_B (eV)	N_{ss} (eV ⁻¹ cm ⁻²)
Au/(Bi ₂ O ₃ :PVA)/ 4H-SiC	14,12	0,138	6,91x10 ¹⁶	1,45x10 ⁻⁵	0,096	1,35	1,51	7,76x10 ¹⁴
Au/(Bi ₂ O ₃ - Sm:PVA)/4H-SiC	7,06	0,137	7,20x10 ¹⁶	1,03x10 ⁻⁵	0,100	0,71	0,87	5,48x10 ¹³
Au/(Bi ₂ O ₃ - Sn:PVA)/4H-SiC	11,03	0,146	4,97x10 ¹⁶	1,28x10 ⁻⁵	0,069	0,76	0,93	4,51x10 ¹³
Au/(Bi ₂ O ₃ - Mo:PVA)/4H-SiC	7,44	0,146	4,88x10 ¹⁶	1,05x10 ⁻⁵	0,068	0,50	0,68	3,29x10 ¹⁴

N_{ss} 'nin ortalama değerleri Eş 4.29'dan de ayrıca elde edilmiştir.

$$N_{ss} = \frac{\varepsilon_i(1 - c_2)}{c_2 q d_i} \quad (4.29)$$

Burada d_i , arayüzey tabakanın kalınlığı ve ε_i , onun dielektrik geçirgenliğidir. Bu yöntemle tüm yapılar için elde edilen N_{ss} 'nin ortalama yoğunluk değerleri ayrıca Çizelge 4.5'de verilmiştir. DeneySEL sonuçlar, N_{ss} 'nin ortalama değerlerinin Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC yapılar için $\sim 10^{13}$ - 10^{14} eV⁻¹cm⁻² mertebesinde olduğunu göstermiştir. Bu değerler, diğer bölümlerde N_{ss} ile ilgili elde edilen sonuçlarla da uyuşmaktadır. Kullanılan tüm yöntemlerden elde edilen en düşük N_{ss} değerleri Au/(Bi₂O₃-Sn:PVA)/4H-SiC yapıya ait olduğunu göstermiştir. Bu değerlerin miktarı elektronik aygıtlar için uygun sınırlar içindedir [24]. Çünkü bir yarıiletken kristal ne kadar temizlenirse temizlensin arayüzey safsızlıklarını tümünden kaldırmak mümkün değildir ve elektronik aygıtlarda pratikte/uygulamada elde edilen N_{ss} değerleri genelde 10^{11} ile $\sim 10^{14}$ eV⁻¹cm⁻² arasında değişmektedir.

4.6. Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC Yapıların Dielektrik Özellikleri

Bir MIS/MPS tipi yapının dielektrik sabiti (ε') ve dielektrik kaybını (ε'') elde etmek için en genel yaklaşım, kompleks empedans (Z^*) veya admitans (Y^*) ($Z^* = 1/Y^*$) ölçümlerini kullanmaktır. MPS tipi yapıların devre elemanının admitansı (Y^*) kompleks geçirgenliği, ε^* cinsinden aşığıdaki Eşitlik ile verilir [88-90,108]:

$$Y^* = j\omega C_0 \varepsilon^* \quad (4.30)$$

Burada ω , açısal frekans C_0 ($= \varepsilon_0 \frac{A}{d_i}$), boş kapasitörün kapasitansı ve j , -1'in sanal kareköküdür. A ($= 0,0314$ cm²), doğrultucu kontak alanı ve d_i , arayüzey yalıtkan tabakası kalınlığıdır (50 nm). Kompleks geçirgenlik daha önce gösterilen Eş 2.84'ye benzer şekilde aşığıdaki gibi verilmektedir.

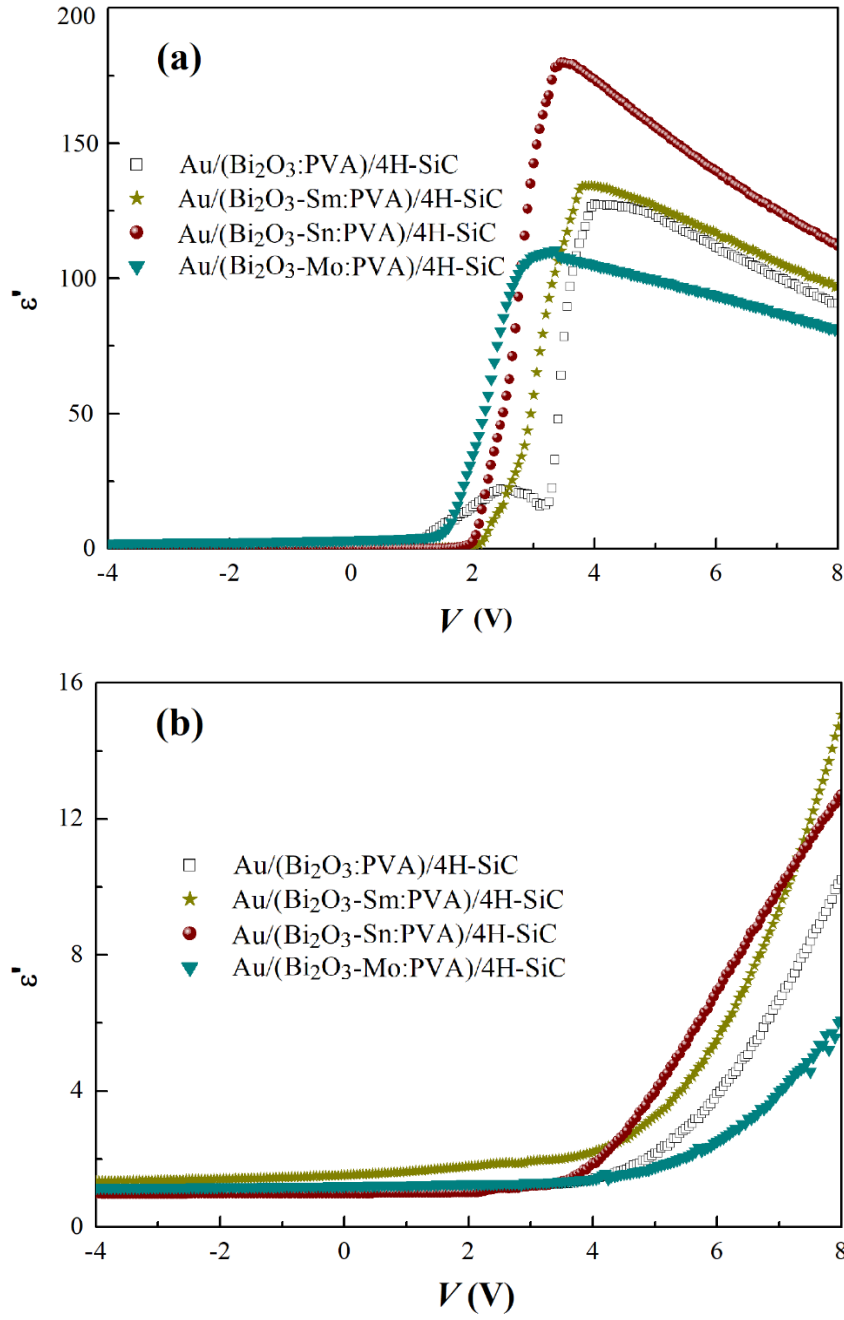
$$\varepsilon^* = \varepsilon' - j\varepsilon'' = \frac{C_m}{C_0} - j \frac{G_m}{\omega C_0} \quad (4.31)$$

C_m ve G_m dielektriklerin ölçülen kapasitansı ve iletkenliğidir. Kompleks geçirgenliğin gerçek kısmı olan dielektrik sabiti (ϵ'), her numune için 1 kHz ve 500 kHz frekanslarda voltaja bağlı ölçülen C değerleri kullanılarak Eş 4.31'den hesaplanmıştır. Ayrıca her numune için kompleks geçirgenliğin sanal kısmı olan dielektrik kayıp (ϵ''), yine Eş 4.31'den voltaja bağlı ölçülen G_m değerler kullanılarak 1 kHz ve 500 kHz frekanslar için hesaplanmıştır. Dielektrik malzeme olarak arayüzey tabakanın kayıp tanjantı, $\tan\delta$ ile gösterilir ve aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

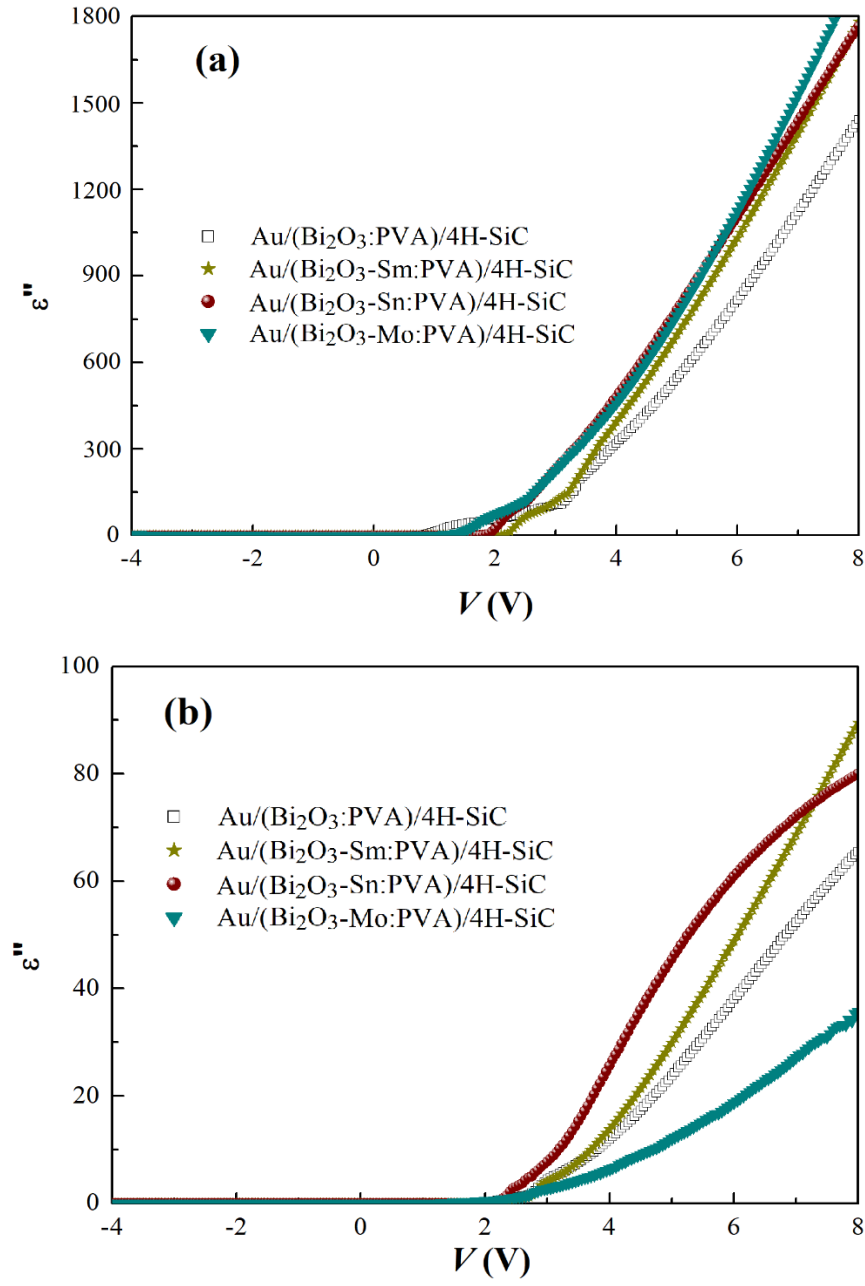
$$\tan \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \quad (4.32)$$

Arayüzdeki dipollerin dielektrik özellikler üzerindeki etkisi çok önemlidir. Önceki bölümlerde anlatıldığı gibi kutuplaşma genellikle elektronik (α_e) atomik/iyonik (α_a), oryantal/dipolar (α_d) ve arayüzey (α_i) kutuplaşma olarak dört kategoride sınıflandırılmaktadır. Her kutuplaşma mekanizması yüklerin kısa mesafeli bir hareketini içerir ve malzemenin toplam kutuplaşmasında bir etki göstermektedir. Bunlar arasında elektronik kutuplaşma çok yüksek frekanslarda meydana gelebilir ($f > 10^{15}$ Hz). Atomik kutuplanma, 10^{10} ila 10^{13} Hz arasında oluşabilmektedir [109-114]. Öte yandan, dipolar kutuplaşma, daha uzun gevşeme süreleri nedeniyle, 1 kHz–1 MHz'lik orta veya yüksek frekans aralıklarında meydana gelebilir ve kalıcı yönlendirilebilen dipollerin, kirliliklerin, yüzey yüklerden veya dislokasyondan kaynaklanabilir. Arayüzey kutuplaşma, hareketli yük taşıyıcılar fiziksel bir bariyer tarafından engellendiğinde meydana gelir ve özellikle düşük frekanslarda ($f \leq 1$ kHz) daha etkindir. Böylece, yükler engelde birikerek malzemelerin lokalize bir şekilde kutuplaşmasına neden olurlar.

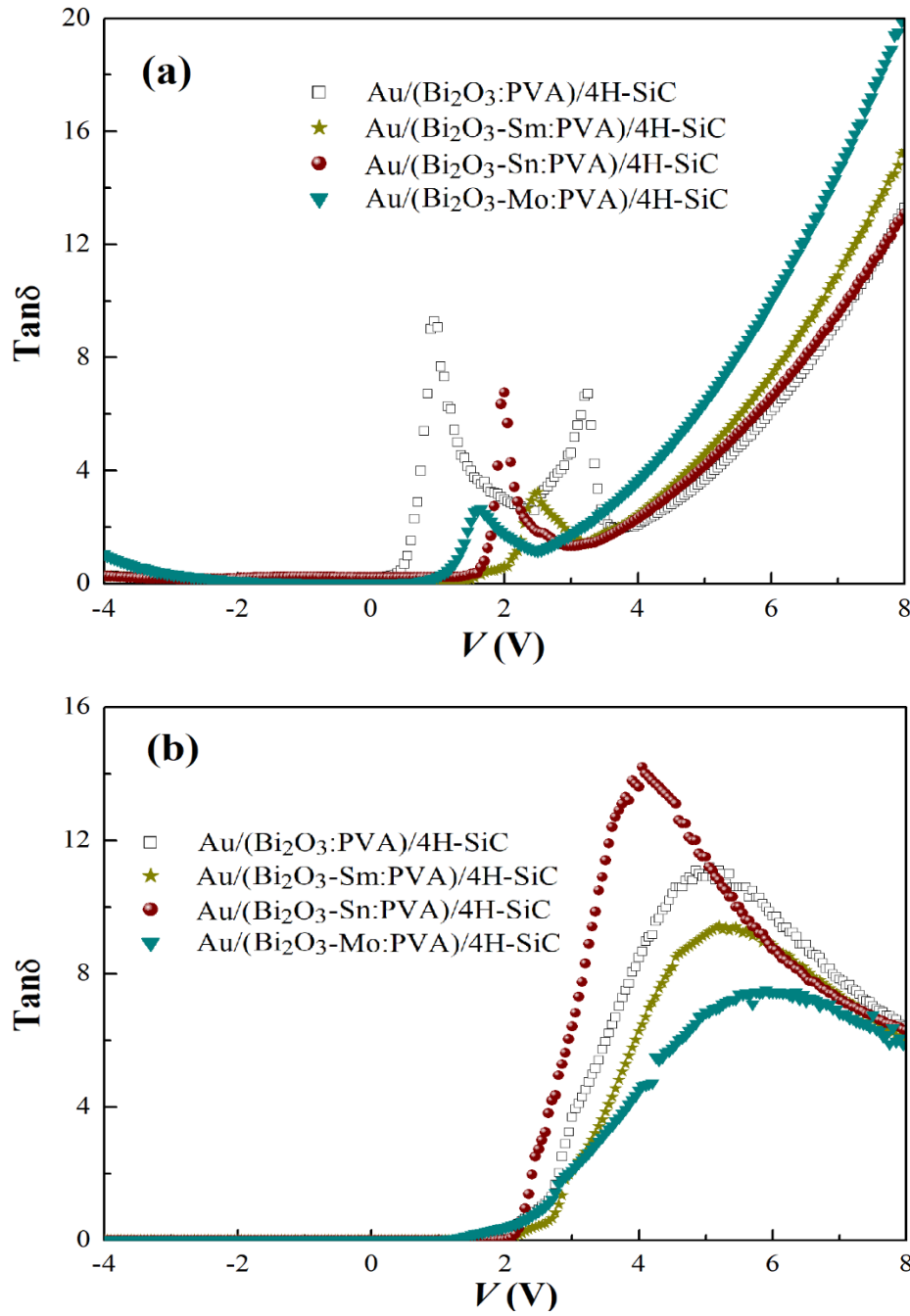
Dolayısıyla, 1 kHz ve 500 kHz frekanslar için voltaja bağlı hesaplanan ϵ' , ϵ'' ve $\tan\delta$ değerleri sırasıyla şekil 4.19, 4.20 ve 4.21'de verildi. Bu grafiklerden, her dört örnek için ϵ' , ϵ'' ve $\tan\delta$ değerleri uygulanan voltaja oldukça bağlı olduğu görülmektedir. Burada ölçümler 1kHz ve 500 kHz de alındığı için dielektrik hesaplamalarda son iki tip kutuplaşmaların (dipolar ve arayüzey) baskın olması daha muhtemeldir.



Şekil 4.19. Oda sıcaklığında Au/(Bi₂O₃-x-PVA)/4H-SiC yapılarının ϵ'' - V eğrileri (a) 1 kHz, (b) 500 kHz için



Şekil 4.20. Oda sıcaklığında Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC yapılarının ϵ'' - V eğrileri (a) 1 kHz, (b) 500 kHz için

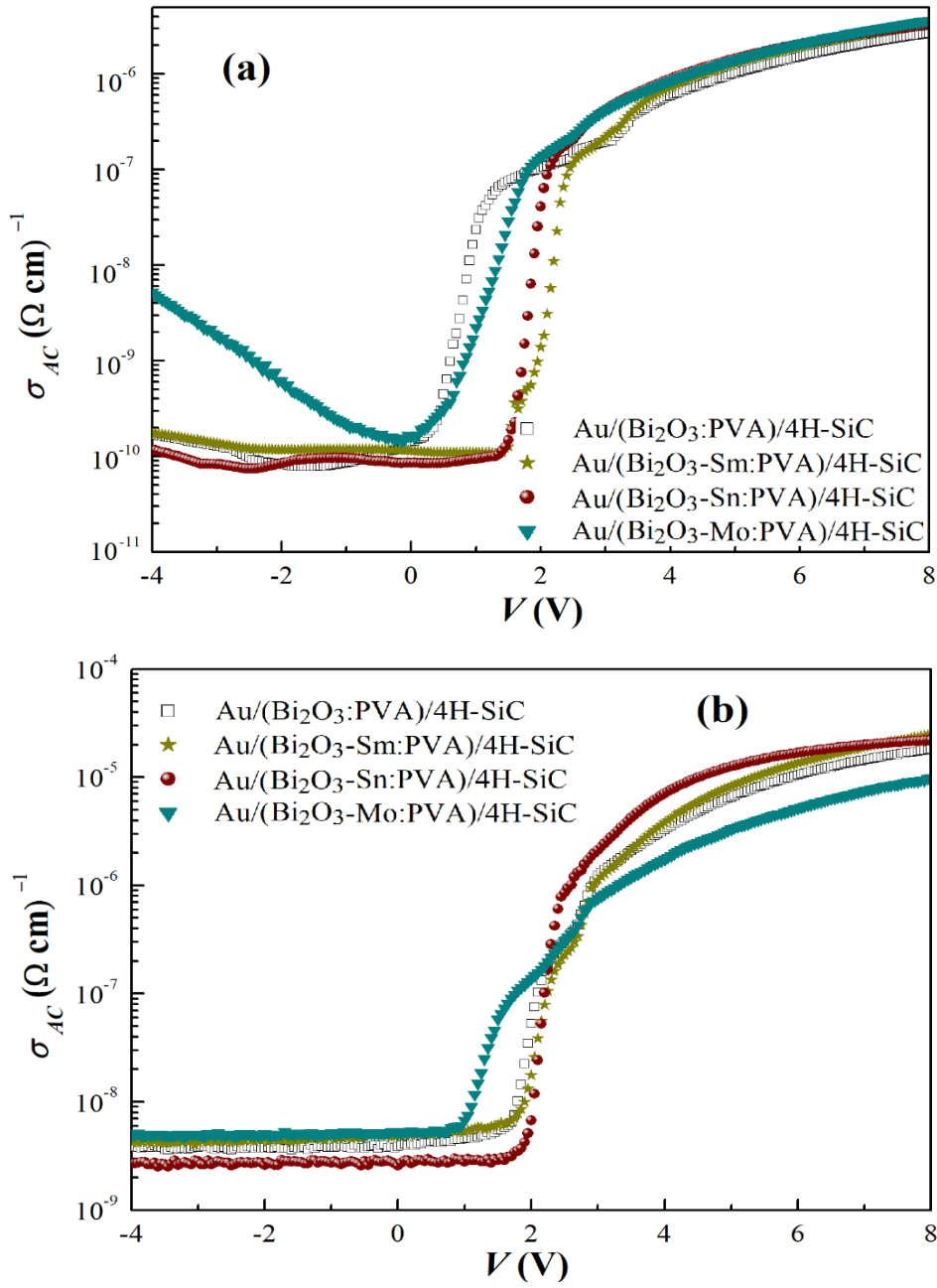


Şekil 4.21. Oda sıcaklığında Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC yapılarının $\tan\delta$ - V eğrileri (a) 1 kHz, (b) 500 kHz için

Elde edilen tüm ε' - V ve ε'' - V grafikleri deneysel C - V ve G/ω - V grafiklerindeki verilerden elde edildiği için davranışları şekil bakımından benzerdirler.

Dielektrik malzemenin AC elektrik iletkenliği (σ_{AC}) aşağıdaki denklem ile verilmektedir:

$$\sigma_{AC} = \omega C_m \left(\frac{d}{A} \right) \tan\delta = \varepsilon_0 \varepsilon'' \omega \quad (4.33)$$



Şekil 4.22. Oda sıcaklığında Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC yapılarının σ_{AC} - V eğrileri (a) 1 kHz, (b) 500 kHz için

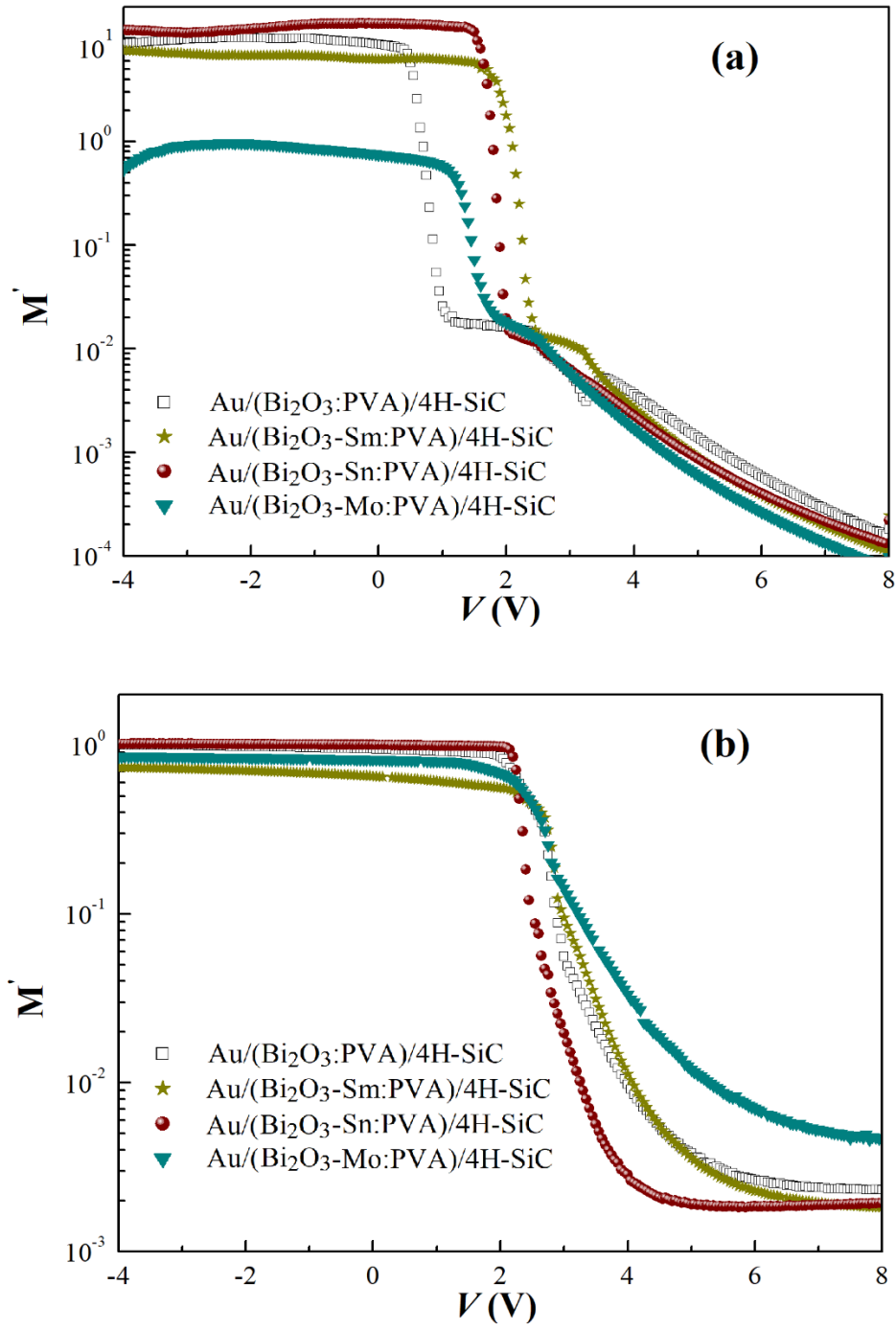
Bu yöntemle 1 kHz ve 500 kHz için elde edilen σ_{AC} - V eğrileri Şekil 4.22’de verilmiştir. Şekil 4.22’ye bakıldığında, her iki frekans değerleri için de uygulanan ters beslem voltajlarında/tersinim-bölgesinde tüm numunelerin iletkenlik değerlerinin küçük olduğu ancak doğru besleme ya da tükenim ve yığılma bölgelerine geçtiğinde iletkenliğin hızlı bir şekilde arttığı görülmüştür. Burada yığılma bölgesinde C deki düşüş ve G deki artış ya da aynı anlama gelen ϵ' deki düşüş ϵ'' deki artış, numunenin yığılma bölgesinde iletken bir davranış (inductive behavior) olarak bilinir. Yani C yığılma bölgesindeki minimum değeri

G nin maksimum değerine karşılık gelmektedir. Frekans iletkenliği ile σ 'deki artış, lokalize elektrik akımının artmasına eşlik eder ve bu da seri direncindeki kademeli bir düşüş nedeniyle $\tan\delta$ değerini artırır.

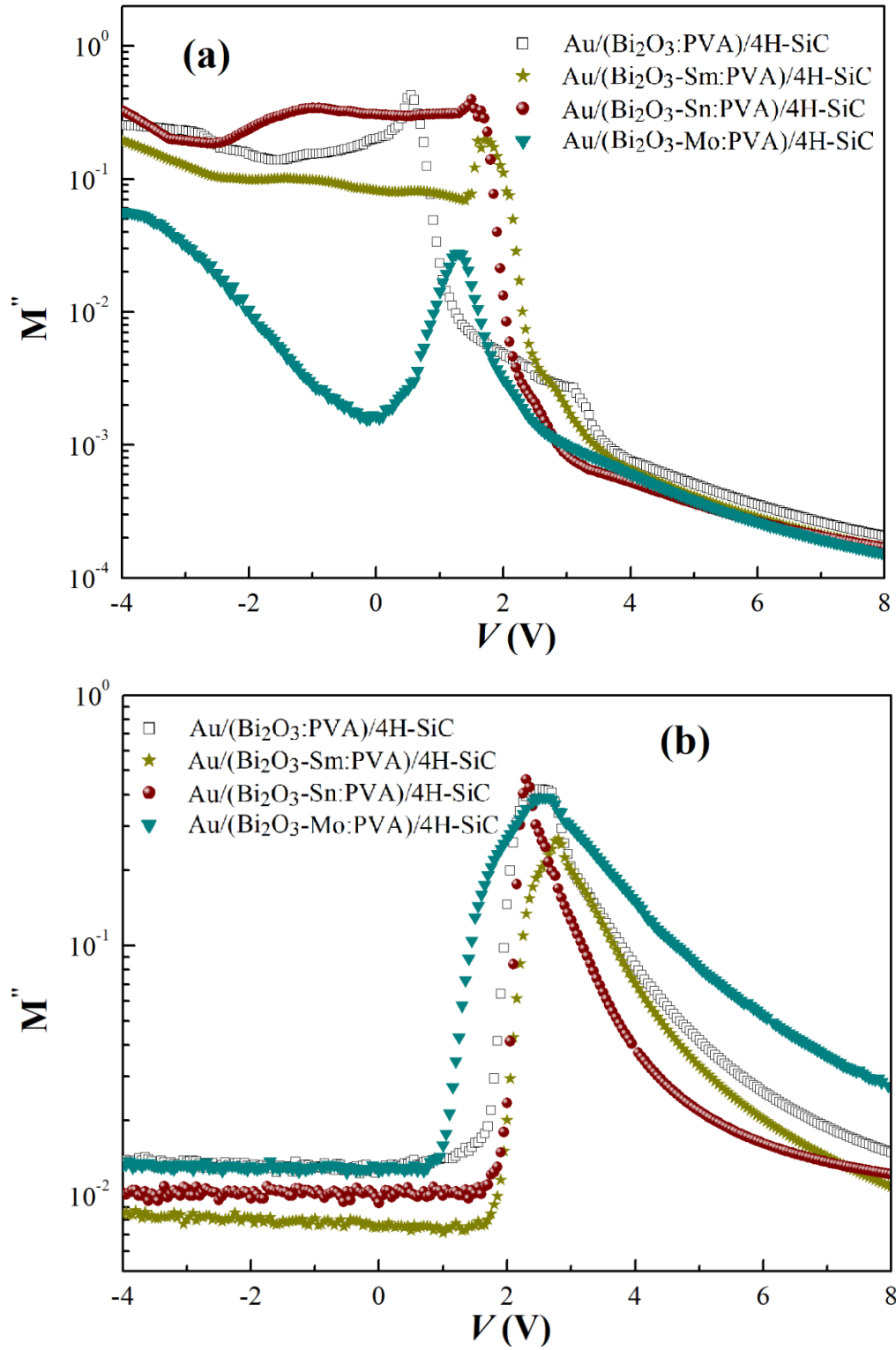
Kompleks elektrik modülü (M^*), çoğu dielektrik özelliğini ve iletim mekanizmaları tanımlamakta empedans veya admitansa göre daha çok tercih edilen bir terimdir ve şu ana kadar birçok bilimsel araştırmalar tarafından tartışılmıştır. Kompleks empedans (Z^*) veya kompleks dielektrik ($\epsilon^* = \frac{1}{M^*}$) verilerle ilişkin aşağıdaki Eşitliği kullanarak M^* değerleri elde edilebilir:

$$M^* = \frac{1}{\epsilon^*} = M' + jM'' = \frac{\epsilon'}{\epsilon'^2 + \epsilon''^2} + j \left(\frac{\epsilon''}{\epsilon'^2 + \epsilon''^2} \right) \quad (4.34)$$

Burada elektrik modülün gerçekte (M') ve sanal bileşeni (M''), ϵ' ve ϵ'' değerlerini kullanarak hesaplanmaktadır. Hazırlanan malzemelerin kompleks dielektrik sabiti (ϵ^*) ve elektrik modülünün (M^*) uygulanan voltaj ile değişimlerin belirlenmesi, belirli bir elektronik uygulama için iletkenlik mekanizması ve gevşeme süreci hakkında birçok bilgi sağlayabilmektedir. Ayrıca, yerel dielektrik ilişkileri ayırt etmemize yardımcı olur [108]. Dolayısıyla tüm numunelerin ϵ' ve ϵ'' değerlerini kullanarak $M'-V$ ve $M''-V$ eğrileri elde edildi ve sırasıyla Şekil 4.23 ve Şekil 4.24'de verildi. Şekil 4.23'de 1kHz ve 500 kHz frekanslarda ters beslem voltajlardan doğru besleme gidince, tüm numunelerin M' değerlerinde hızlı bir düşme meydana gelmektedir. Ancak $M''-V$ eğrilerine bakıldığında tüm numunelerin her iki frekans değerleri için 2 V civarında bir pik noktası göstermektedir. $M''-V$ eğrilerindeki en yüksek pik noktası Au/(Bi₂O₃:PVA)/4H-SiC ve Au/(Bi₂O₃-Sn:PVA)/4H-SiC numunelere ait olduğu görülmektedir. M' ve M'' voltaja bağlı olan bu davranışları katkılı polimerlerde gevşeme kutuplaşmasına ve tuzaklardaki yüklere bağlanmaktadır. Polimer kompozit tabakada bulunan tuzaklardaki yüklerin varlığı, arayüzey kutuplaşmasına yol açar. Bu nedenle, katkılı polimerdeki dielektrik gevşeme işleminin saf polimerlere göre daha fazla olduğu inanılmaktadır [17, 108].



Şekil 4.23. Oda sıcaklığında Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC yapılarının M' - V eğrileri (a) 1 kHz, (b) 500 kHz için



Şekil 4.24. Oda sıcaklığında $\text{Au}/(\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-x:PVA})/4\text{H-SiC}$ yapılarının M'' - V eğrileri (a) 1 kHz, (b) 500 kHz için

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

5.1. Sonuç

Bu tez çalışmasında, önce ultrason tekniği ile Bi_2O_3 nanokristalleri elde edilmiştir. Daha sonra tipik bir prosedürde $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Sm}$, $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Sn}$, $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Mo}$ nano kristaller yine ultrasonik tekniği ile hazırlanmıştır. Hazırlanan Bi_2O_3 , $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Sm}$, $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Sn}$, $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Mo}$ nano kristallerin morfolojisi, SEM tekniği ile incelenmiştir. SEM sonuçları, elde edilen yapıların çoklu dağınıklık kümeler (Polidispersif) şeklinde olduğunu göstermiştir. Ayrıca SEM görüntüleri, üretilen tüm $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-x}$ parçacıklarının nano ölçekte olduğunu göstermiştir. Hazırlanan numunelerin yüzey morfolojisindeki varyasyonlar, kafes uyumsuzluğuna, kalıntı oksitlerin varlığına ve arayüz boyunca kimyasal bağlanmaya bağlanır. Ayrıca hazırlanan yapıların XRD sonuçlarında onların nano kristal bir yapıya sahip olduklarını göstermiştir.

Metal ile yarıiletken arasında genel olarak geleneksel SiO_2 veya TiO_2 gibi yalıtkan malzemeler kullanılmaktadır. Ancak bu malzemeler hem diyot hemde kapasitör aygıtı açısından performanslarının düşük olduğu görülmektedir. Bu nedenle, son yıllarda bu aygıtların performansını arttırmak için yüksek dielektrik sabiti olan malzemeler ya da metal katkılı polimer malzemeler kullanılmıştır. Dolayısıyla, bu çalışmada farklı arayüzey tabakalı $\text{Au}/(\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-x:PVA})/4\text{H-SiC}$ ($x=\text{Sm}$, Sn , Mo) MPS yapılarını aynı şartlarda hazırlayarak onların elektriksel ve dielektrik davranışları incelenmiştir. Spin-kaplama tekniği ile aynı kalınlıklarda büyütülen $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-x:PVA}$ arayüzey polimer tabaka, metal ile yarıiletken malzemeni birbirinden ayrılmasına sebep olur ve onların arasındaki yük geçişlerini düzenler.

Elde edilen $\text{Au}/(\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-x:PVA})/4\text{H-SiC}$ MPS yapıların $I\text{-V}$ ölçümleri -4 V ile 4 V aralığında 30 mV aralıklarla yapılmıştır. Bunun yanısıra $C\text{-V}$ ve $G/\omega\text{-V}$ ölçümleri (-4V) ile 8V arasında ve 50 mV aralıklarla yapılmıştır. Yapılan tüm ölçümler oda sıcaklığında ve karanlıkta gerçekleştirilmiştir. MPS yapılarının oda sıcaklığında elde edilen yarılogaritmik $I\text{-V}$ eğrilerinin iyi bir doğrultma oranına ($RR=I_{\text{ileri}}/I_{\text{ters}}$) ve düşük ileri beslemlerde lineer bölgeye sahip olduğu görülmüştür. Ancak yüksek ileri beslemlerde seri direnç (R_s) etkisine bağlı olarak bir bükülme meydana geldiği gözlemlenmiştir. Hazırlanan yapıların arasında,

Au/(Bi₂O₃-Sn:PVA)/4H-SiC yapısı ± 4 V'de en yüksek doğrultma oranına sahip olduğu görölmüştür.

Tüm yapıların, n , I_0 ve Φ_{B0} değeri, I - V eğrilerin doğru beslem bölgelerindeki lineer kısmından hesaplanmıştır. Deneysel sonuçlar, bu parametrelerin ara tabaka yapılarının güçlü fonksiyonları olduğu göstermiştir. Au/(Bi₂O₃:PVA)/4H-SiC yapısı için elde edilen yüksek n değeri, yapısal kusurların varlığına ve bariyer homojenliğinin olmaması ile ilişkilendirilmiştir. Ayrıca deneysel sonuçlar yüksek Φ_{B0} 'e sahip metal katkılı Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC MPS yapıların n değerinin küçük olduğu göstermiştir. Bu davranış, organik katmanın (Bi₂O₃-x:PVA) varlığına, düşük bariyer yüksekliğinin homojen dağılımına ve yarıiletken ile organik katman arayüzündeki N_{ss} ile ilişkili olduğu düşünölmüştür. Sonuçlar ayrıca Φ_{B0} ve n değeri arasında iyi bir doğrusal ilişki olduğu göstermiştir. Dolayısıyla, ideal durumda ($n = 1$), ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_{B0}$) değeri 0,92 eV olarak bulunmuştur.

Hazırlanan Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC yapılarının, R_i değeri Ohm yasası kullanılarak hesaplanmıştır. R_i değeri, yüksek ileri beslem voltajında R_s 'ye karşılık gelen minimum değere yaklaşırken, ters beslem voltajında R_{sh} 'ye karşılık gelen maksimum değere ulaştığı açıkça görölmektedir. Farklı arayüzey tabakalı Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC MPS yapıların $dV/d(\ln I)$ ve $H(I)$ değeri hesaplanmıştır. Tüm yapıların $dV/d(\ln I)$ - I ve $H(I)$ - I eğrileri doğrusal olup ve güçlü bir bağıntı olduğu görölmüştür. Bu sonuçlara göre, $\ln I$ - V karakteristiklerden elde edilen idealite faktörü, bariyer yüksekliği ve seri direnç değeri Cheung fonksiyonları yardımıyla elde edilenden farklı olduğu görölmüştür. Bunun nedeni, iki farklı yöntem ile hesaplanan değeri farklı voltaj bölgelerinden elde edilmesidir. I - V karakteristiklerinden elde edilen değeri grafiğinin düşük voltajlarda olan doğrusal bölgesinden hesaplanmaktadır. Ancak Cheung fonksiyonları yönteminde R_s 'nin etkili olduğu ve I - V eğrilerin aşağıya doğru bükölen kısmı olan yaklaşık 2V dan sonraki bölgeden hesaplanmıştır.

Tüm yapıların R_s ve Φ_B değeri elde edilmesinde bir başka yöntem olarak Norde fonksiyonları kullanılmıştır. Farklı arayüzey tabakasına sahip Au/(Bi₂O₃-x:PVA)/4H-SiC (MPS) yapıları için Norde fonksiyonları ile elde edilen Φ_B değeri, TE teorisi/Ohm yasası ve Cheung fonksiyonlarından elde edilenlerden daha yüksek olduğu

göstermektedir. Φ_B 'nin bu farklılıkları uygulanan beslem voltajına ve kullanılan hesaplama yönteminin niteliğine bağlıdır. N_{ss} 'nin enerji dağılım profili doğru beslem I - V ölçümlerinden n ve Φ_B 'nin besleme bağıllığı dikkate alınarak elde edilmiştir. Tüm yapılar için N_{ss} 'nin yasak band aralığının ortasından iletim bandının dibine doğru üstel olarak arttığı görülmüştür. Bi_2O_3 -x:PVA arayüzey tabakasında S_m ve S_n katkılanması N_{ss} 'nin azalması ve RR ve R_{sh} 'nin artışı açısından yapının performansını arttırdığı sonucuna varılmıştır.

Tüm yapıların voltaja bağlı doğru ve ters beslem C - V ve G/ω - V karakteristikleri elde edilmiştir. Her dört yapının C ve G/ω özelliklerinin uygulanan beslem voltajı değişikliklerinden etkilendiği gözlemlenmiştir. Tipik uygulamalarda genel olarak arayüzey durumlarının (N_{ss}) özel bir yoğunluk dağılımı veya arayüzey tabakası ile yarıiletkenler arasında yer alan tuzaklar, polarizasyon süreçleri ve yapının seri direnci (R_s) nedeniyle C ve G 'nin değeri, azalan frekansla artmaktadır. Bu nedenle tüm yapılar için düşük frekanstaki (1 kHz) kapasite değerleri yüksek frekanstaki (500 kHz) değerlere göre daha yüksek elde edildiği görülmüştür. Elde edilen sonuçlara göre, tipik metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) yapılarda olduğu gibi her bir $\text{Au}/(\text{Bi}_2\text{O}_3$ -x-PVA)/4H-SiC yapı için tersinim, tükenim ve birikim olarak üç bölgenin mevcut olduğu görülmüştür. Ancak, bu eğrilerin davranışı her numune için ve her bölge için farklıdır. En yüksek kapasitans değerini $\text{Au}/(\text{Bi}_2\text{O}_3$ -Sn:PVA)/4H-SiC numunesine ait olduğu görülmüştür. Elde edilen sonuçlar ayrıca arayüz durumlarının, tersinim ve tükenim bölgesi için etkili iken, cihazın seri direnci, sadece yığılma bölgesinde veya yeterince ileri beslem voltaj bölgesinde etkili olduğunu göstermiştir.

Düşük-yüksek frekanslı kapasitans (C_{LF} - C_{HF}) yöntemi ayrıca yüzey durumların yoğunluk dağılım profilini (N_{ss}) elde etmek için uygun bir yöntem olarak kullanılmaktadır. Dolayısıyla, N_{ss} - V dağılım profili, düşük-yüksek frekanslı kapasitans ölçümlerinden elde edilmiştir. Güçlü yığılma bölgesinde, MIS/MPS yapıların maksimum kapasitansı, arayüzey tabakanın kapasitansına (Bi_2O_3 -x-PVA) karşılık gelmektedir. Dolayısıyla, bu yalıtkan tabakanın kapasitansı (C_i), yığılma bölgesi kapasitansından elde edilmiştir. MIS tipi yapıların eşdeğer devresinde, C_i , arayüz durum kapasitansı ve alan yük kapasitansının paralel kombinasyonu ile seri halindedir. Yüksek frekanslarda, arayüz durumları AC uyarımına cevap veremez, böylece toplam kapasitansa doğrudan katkıda bulunmazlar. Hem I - V verilerinden, hemde C_{HF} - C_{LF} yöntemi ile elde edilen arayüzey durumlarının enerji

dağılım profili değerleri $10^{13} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ mertebesinde bulunmuştur ve bu yöntemlerle hesaplanan N_{ss} değerleri arayüzey tabakanın yapısına bağlı olduğu görülmüştür.

Kompleks geçirgenliğin gerçek kısmı olan dielektrik sabiti (ϵ'), her numune için 1 kHz ve 500 kHz frekanslarda voltaja bağlı ölçülen C değerlerinden ve kompleks geçirgenliğin sanal kısmı olan dielektrik kayıp (ϵ''), voltaja bağlı ölçülen G_m değerlerinden hesaplanmıştır. Dielektrik malzeme olarak arayüzey tabakanın kayıp tanjantı, ($\tan\delta$) yine her numune için voltaja bağlı olarak hesaplanmıştır. Her dört numune için ϵ' , ϵ'' ve $\tan\delta$ değerleri uygulanan voltaja büyük ölçüde bağlı olduğu görülmüştür.

Arayüzdeki dipollerin dielektrik özellikler üzerindeki etkisi çok önemlidir. Her kutuplaşma mekanizması yüklerin kısa mesafeli bir hareketini içerir ve malzemenin toplam kutuplaşmasında bir etki göstermektedir. Çok yüksek frekanslarda sadece elektronik kutuplaşma meydana gelebilir ($f > 10^{15} \text{ Hz}$). Atomik kutuplaşma, 10^{10} ila 10^{13} Hz arasında oluşabilmektedir. Öte yandan, dipolar kutuplaşma, daha uzun gevşeme süreleri nedeniyle, 1 kHz–1 MHz'lik orta veya yüksek frekans aralıklarında meydana gelebilir. Bu kutuplaşma mekanizması, kalıcı yönlendirilebilen dipollerden, kirliliklerden, yüzey yüklerden veya dislokasyondan kaynaklandığı açıklanmıştır. Arayüzey kutuplaşma, hareketli yük taşıyıcılar fiziksel bir bariyer tarafından engellendiğinde meydana gelir ve özellikle düşük frekanslarda ($f \leq 1 \text{ kHz}$) daha etkindir. Böylece, yükler bariyerde birikerek malzemelerin lokalize bir şekilde kutuplaşmasına neden olur. Tüm örneklerin ölçümleri 1 ve 500 kHz frekanslarda gerçekleştiği için, dielektrik hesaplamalarda dipolar ve arayüzey kutuplaşmaların baskın olması muhtemeldir.

Her iki frekans (1 kHz ve 500 kHz) değerleri için $\sigma_{AC}-V$ eğrisine bakıldığında, uygulanan ters beslem voltajlarda tüm numunelerin iletkenlik değerlerinin küçük olduğu ancak doğru besleme geçtiğinde iletkenliğin hızlı bir şekilde arttığı görülmüştür. Frekans iletkenliği ile σ' deki artış, lokalize elektrik akımının artmasına eşlik eder ve bu da seri direncindeki kademeli bir düşüş nedeniyle $\tan\delta$ değerini artırabilmektedir. Burada elektrik modülün gerçek (M') ve sanal bileşeni (M'') ϵ' ve ϵ'' değerlerini kullanarak hesaplanmaktadır. Hazırlanan malzemelerin kompleks dielektrik sabiti (ϵ^*) ve elektrik modülünün (M^*) uygulanan voltaj ile değişimlerin belirlenmesi, belirli bir elektronik uygulama için iletkenlik mekanizması ve gevşeme süreci hakkında birçok bilgi sağlayabilmektedir. Ayrıca, yerel dielektrik ilişkileri ayırt etmemize yardımcı olur [108]. Dolayısıyla tüm

numunelerin ϵ' ve ϵ'' değerlerini kullanarak $M'-V$ ve $M''-V$ eğrileri elde edildi ve sırasıyla Şekil 4.23 ve Şekil 4.24'de verildi. Şekil 4.23'de 1kHz ve 500 kHz frekanslarda ters beslem voltajlardan doğru besleme gidince, tüm numunelerin M' değerlerinde hızlı bir düşme meydana gelmektedir. Ancak $M''-V$ eğrilerine bakıldığında tüm numunelerin her iki frekans değerleri için 2 V civarında bir pik noktası göstermektedir. $M''-V$ eğrilerindeki en yüksek pik noktası $\text{Au}/(\text{Bi}_2\text{O}_3:\text{PVA})/4\text{H-SiC}$ ve $\text{Au}/(\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Sn:PVA})/4\text{H-SiC}$ örneklerine ait olduğu görülmektedir. M' ve M'' voltaja bağlı olan bu davranışları katkılı polimerlerde gevşeme kutuplaşmasına ve tuzaklardaki yüklere bağlanmaktadır. Polimer kompozit tabakada bulunan tuzaklardaki yüklerin varlığı, arayüzey kutuplaşmasına yol açar. Bu nedenle, katkılı polimerdeki dielektrik gevşeme işleminin saf polimerlere göre daha fazla olduğu inanılmaktadır.

5.2. Öneriler

Hazırlanan $\text{Au}/(\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-x:PVA})/4\text{H-SiC}$ ($x=\text{Sm}$, Sn ve Mo) MPS yapıların iyi bir diyot özelliğine sahip oldukları görülmektedir. Özellikle Sm ve Sn katkılı arayüzey tabakalı yapıların şönt dirençlerinin çok yüksek olması, diyot uygulamalar için özgün bir yapıya sahip olduklarını göstermektedir. Ancak bu yapılar için elde edilen seri dirençlerin de biraz yüksek olması diyot performansını olumsuz bir şekilde etkilemektedir. Dolayısıyla, yapılardaki seri direnç etkisini minimum seviyeye indirmek için, yapıların üretim aşamasında kirliliklerden tamamen korunmasına, hazırlanan yapıların kontakları dikkatli bir şekilde alınmasına, ve omik kontakların iyi bir şekilde tavlınmasına daha çok özen gösterilmelidir. Bunun yanı sıra, metal ile yarıiletken arasında daha ince bir arayüzey katman büyütürken hem seri dirençin hemde arayüzey durumların azalmasına sebep olabilir buda diyot performansını olumlu yönde etkiler.

Bazı MIS/MPS yapıları diyotlar aynı zamanda bir güneş pili özelliği gösterebilmektedir. Özellikle SiC kristalleri geniş bant aralığına sahip olduklarından dolayı, güneş ışığı spektrumunun daha geniş kısmından yararlanmayı sağlamaktadır. Farklı büyütme yöntemleri kullanılarak SiC üzerine çok ince (~ 5 nm) bir arayüzey tabaka büyütülmesi iyi bir güneş pili performansı gösterebilir.

Hazırlanan $\text{Au}/(\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-x:PVA})/4\text{H-SiC}$ (MPS) yapıların kapasite değerlerinin iyi seviyede olduğu, ancak daha yüksek kapasite değerlere ulaşmak için dielektrik sabiti yüksek

bulunan farklı kompozit malzemeler de kullanılabilir. Bunun yanısıra, Bi_2O_3 -x:PVA arayüzey tabakaları farklı ince film büyütme teknikleri (Örn. elektro-eğirme, daldırma yöntemleri) ile büyütülmesi, yapıların diyot özelliklerini veya kapasite değerlerini olumlu bir şekilde etkileyebilir. Dolayısıyla aynı arayüzey tabakası farklı tekniklerle büyütülerek yapıların elektriksel ve dielektrik performansları birbiri ile kıyaslanabilir. Kapasitansın artması için arayüzey tabakanın dielektrik sabitinin artırılması ve kalınlığının azaltılması doğru bir yaklaşım olmaktadır.

Bu çalışma oda sıcaklığında ve 1 kHz ile 500 kHz frekans uygulanarak voltaja bağlı akım, kapasitans ve iletkenlik (I - V , C - V ve G/ω - V) ölçümleriyle gerçekleştirilmiştir. Bu ölçümlerin farklı sıcaklıklarda ve geniş bir frekans aralığında yapılması, yapıların akım-iletim mekanizması ve dielektrik özellikleri hakkında daha fazla bilgi edinmemizi sağlayabilir.

KAYNAKLAR

1. Streetman, B. G. and Banerjee, S. K. (2006). *Solid State Electronic Devices* (6th Edition). Englewood cliffs, NJ: Prentice hall.
2. Kittel, C. (2005). *Introduction to Solid States Physics* (8th Edition). Hoboken, NJ: John Wiley & Sons.
3. Ashcroft, N. W. and Mermin, N. D. (1976). *Solid State Physics* (Second edition). Boston: Cengage Learning.
4. Sze, S. M. (1981). *Physics of Semiconductor Devices* (Second edition). Hoboken, NJ: John Wiley & Sons.
5. Shah, M., Sayyad, M. H. and Karimov, K.S. (2011). Electrical characterization of the organic semiconductor Ag/CuPc/Au Schottky diode. *Journal of Semiconductors*, 32, 4.
6. Zhou, Y., Liu, C. and Fan, S. (2015). Schottky contact of an artificial polymer semiconductor composed of poly(dimethylsiloxane) and multiwall carbon nanotubes. *Journal of Materials Chemistry A*, 3, 319539.
7. Reddy, V. R. (2014). Electrical properties of Au/polyvinylidene fluoride/n-InP Schottky diode with polymer interlayer. *Thin Solid Films*, 556, 300-306.
8. Maril, E., Altındal, Ş., Kaya, A., Koçyiğit, S. and Uslu, I. (2015). On double exponential forward bias current voltage (I–V) characteristics of Au/Ca₃Co₄Ga_{0.001}O_x/n-Si/Au (MIS) type structures in temperature range of 80–340 K. *Philosophical Magazine*, 95, 1049–1068.
9. Güçlü, Ç. Ş., Özdemir, A. F. and Altındal, Ş. (2016). Double exponential I–V characteristics and double gaussian distribution of barrier heights in (Au/Ti)/Al₂O₃/n-GaAs (MIS)-type Schottky barrier diodes in wide temperature range. *Applied Physics A*, 122, 1032-1038.
10. Reddy, P. R., Janardhanam, V., Jyothi, I., Yuk, S. H., Reddy, V. R., Jeong, J. C., Lee, S. N. and Choi, C. J. (2016). Modification of Schottky barrier properties of Ti/p-type InP Schottky diode by polyaniline (PANI) organic interlayer. *Journal of Semiconductor Technology and Science*, 16, 664-674.
11. Roberts, A. R. V. and Evans, D. A. (2005). Modification of GaAs Schottky diodes by thin organic interlayers. *Applied Physics Letters*, 86, 072105–072108.
12. Akhlaghi, E. A., Badali, Y., Altındal, S. and Azizian-Kalandaragh, Y. (2018). Preparation of mixed copper/PVA nanocomposites as an interface layer for fabrication of Al/Cu-PVA/p-Si Schottky structures. *Physica B-Condensed Matter*, 546, 93-98.
13. Altındal-Yerişkin, S., Balbaşı, M. and Orak, I. (2017). The effects of (graphene doped-PVA) interlayer on the determinative electrical parameters of the Au/n-Si (MS) structures at room temperature. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 28, 14040–14048.

14. Gökçen, M., Tunç, T., Altındal, Ş. and Uslu, I. (2012). The effect of PVA (Bi_2O_3 -doped) interfacial layer and series resistance on electrical characteristics of Au/n-Si (110) Schottky barrier diodes (SBDs). *Current Applied Physics*, 12, 525-530.
15. Altındal-Yerişkin, S., Balbaşı, M. and Orak, I. (2016). Investigation of electrical characteristics in Al/CdS-PVA/p-Si (MPS) structures using impedance spectroscopy method. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 63, 2948–2955.
16. Baraz, N., Yücedağ, İ., Azizian-Kalandaragh, Y. and Altındal, S. (2017). Determining electrical and dielectric parameters of dependence as function of frequencies in Al/ZnS-PVA/p-Si (MPS) structures. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 28, 1315–1321.
17. Bilkan, Ç., Azizian-Kalandaragh, Y., Altındal, Ş. and Shokrani-Havigh, R. (2016). Frequency and voltage dependence dielectric properties, ac electrical conductivity and electric modulus profiles in Al/ Co_3O_4 -PVA/p-Si structures. *Physica B*, 500, 154-160.
18. Reddy, C. V. S., Han, X., Zhu, Q. Y., Mai, L. Q. and Chen, W. (2006). Dielectric spectroscopy studies on (PVP + PVA) polyblend film. *Microelectronic Engineering*, 83, 281-285.
19. Tunç, T., Uslu, H. and Altındal, S. (2011). Preparation and dielectric properties of polyvinyl alcohol (Co, Zn Acetate) Fiber/n-Si and polyvinyl alcohol (Ni, Zn Acetate)/n-Si Schottky diodes. *Fibers and Polymers*, 12, 886-892.
20. Reddy, V. R., Manjunath, V., Janardhanam, V., Kil, Y. and Choi, C. J. (2014). Electrical properties and current transport mechanisms of the Au/n-GaN Schottky structure with solution-processed high-k BaTiO_3 interlayer. *Journal of Electronic Materials*, 43, 3499-3507.
21. Büyükbaş-Uluşan, A., Altındal-Yerişkin, S., Tataroğlu, A., Balbaşı, M. and Azizian-Kalandaragh Y. (2018). Electrical and impedance properties of MPS structure based on (Cu_2O – CuO –PVA) interfacial layer. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 29, 8234-8243.
22. Tanrikulu, E. E., Altındal, Ş. and Azizian-Kalandaragh, Y. (2018). Preparation of (CuS-PVA) interlayer and the investigation their structural, morphological and optical properties and frequency dependent electrical characteristics of Au/(CuS-PVA)/n-Si (MPS) structures. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 29, 11801-11811.
23. Bilkan, Ç., Badali, Y., Fotouhi-Shablou, S., Azizian-Kalandaragh, Y. and Altındal, Ş. (2017). On the temperature dependent current transport mechanisms and barrier inhomogeneity in Au/ SnO_2 -PVA/n-Si Schottky barrier diodes. *Applied Physics A*, 123, 560-570.
24. Badali, Y., Nikravan, A., Altındal, S. and Uslu, I. (2018). Effects of a thin ru-doped PVP interface layer on electrical behavior of Ag/n-Si structures. *Journal of Electronic Materials*, 47, 3510-3520.
25. Tanrikulu, E. E., Demirezen, S., Altındal, Ş. and Uslu, I. (2018). On the anomalous peak and negative capacitance in the capacitance-voltage (C-V) plots of Al/(Zn₉₇ -

- PVA)/p-Si (MPS) structure. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 29, 2890–2898.
26. Gujar, T. P., Shinde, V. R. and Lokhande, C. D. (2006). Spray pyrolysed bismuth oxide thin films and their characterization. *Materials Research Bulletin*, 41, 1558–1564.
 27. Zdujic', M., Poleti, D., Jovalekic', C. and Karanovic', L. (2009). Mechanochemical synthesis and electrical conductivity of nanocrystalline d-Bi₂O₃ stabilized by HfO₂ and ZrO₂. *Journal of the Serbian Chemical Society*, 74, 1401–1411.
 28. Waleed, E. M. and Al-Ghamdi, A. A. (2010). Electrical and mechanical properties of bismuth oxide nanowire/poly(vinyl acetate). *Journal of Applied Polymer Science*, 118, 1598–1605.
 29. Li, W. (2006). Facile synthesis of monodisperse Bi₂O₃ nanoparticles. *Materials Chemistry and Physics*, 99, 174–180.
 30. Gökçen, M. and Tunc, T. (2013). Enhancement of dielectric characteristics of polyvinyl alcohol (PVA) interfacial layer in Au/PVA/n-Si structures by Bi₂O₃ disperse. *International Journal of Applied Ceramic Technology*, 10, 64–69.
 31. Manjunath, V., Reddy, V. R., Reddy, S. P. R., Janardhanam, V. and Choi, C. J. (2017). Electrical and frequency-dependent properties of Au/Sm₂O₃/n-GaN MIS junction with a high-k rare-earth Sm₂O₃ as interlayer. *Current Applied Physics*, 17, 980–988.
 32. Park, H. and Helms, C. R. (1991). Thermal stability of molybdenum-silicon nitride-silicon Schottky diodes. *Journal of Applied Physics*, 69, 3149–3153.
 33. Kano, G., Inoue, M., Matsuno, J. I. and Takayanagi, S. (1996). Molybdenum-Silicon Schottky Barrier. *Journal of Applied Physics*, 37, 2985–2987.
 34. Stöber, L., Konrath, J. P., Patocka, F., Schneider, M. and Schmid, U. (2016). Controlling 4H-SiC Schottky barriers by molybdenum and molybdenum nitride as contact materials. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 63, 578–583.
 35. Simoen, E., Claeys, C., Neimash, V. B., Kraitichinskii, A., Krasko, N., Puzenko, O., Blondeel, A. and Clauws, P. (2000). Deep levels in high-energy proton-irradiated tin-doped n-type Czochralski silicon. *Applied Physics Letters*, 76, 2838–2842.
 36. Çakar, M., Temirci, C. and Türüt, A. (2002). Determination of the density distribution of interface states from high- and low-frequency capacitance characteristics of the Tin/organic Pyronine-B/p-type Silicon structure. *A European Journal of Chemical Physics And Physical Chemistry*, 3, 701–704.
 37. Azizian-Kalandaragh, Y., Sedaghatdoust-Bodagh, F. and Habibi-Yangjeh A. (2015). Ultrasound-assisted preparation and characterization of β -Bi₂O₃ nanostructures: Exploring the photocatalytic activity against rhodamine B. *Superlattices and Microstructures*, 81, 151–160.
 38. Al-Rasoul, K. T., Ibrahim, I. M., Ali, I. M. and Al-Haddad, R.M. (2014). Synthesis, structure and characterization of Zns qds and using it in photocatalytic reaction. *International Journal of Science & Technology Research*, 3, 213–217.

39. Saha, P. Majumder, T. P. and Debnath, S. C. (2014). Ultraviolet-Visible and photoluminescence spectroscopy of newly synthesized CdSe nanostructures, *International Journal of Engineering Science and Innovative Technology*, 3, 86-91.
40. Azizian-Kalandaragh, Y. (2016). Investigation of optical and structural properties of sonochemically prepared 3-mercaptopropionic acid capped bismuth sulfide nanostructures. *Optoelectronics and Advanced Materials-Raped Communications*, 10, 201-204.
41. Chen, M., Xie, Y., Chen, H.Y., Qiao, Z.P. and Qian, Y.T. (2001). Preparation and characterization of metal sulfides in ethylenediammine under ambient condition through array irradiation route. *Journal of Colloid and Interface Science*, 1, 47-53.
42. Liu, M., Xu, Z., Li, B., Lin, C., Bai, D., Shan, N. and You, W. (2011). Synthesis of worm-like Ag₂S nanocrystals in W/O reverse microemulsion. *Materials Letters*, 65, 555-558.
43. Pathan, H.M., Salunke, P.V., Sankpal, B.R. and Lokhande, C.D. (2011). Photoelectrochemical investigation of Ag₂S thin films deposited by successive ionic layer adsorption and reaction method. *Materials Chemistary and Physics*, 72, 105-108.
44. Nozaki, H., Onoda, M., Yukino, K., Kurashima, K., Kosuda, K., Maki, H. and Hishita, S. (2004). Epitaxial growth of Ag₂S films on MgO. *Journal of Solid State Chemistry*, 177, 1165-1172.
45. Chen, M. and Gao, L. (2006). Synthesis of leaf-like Ag₂S nanosheets by hydrothermal method in water-alcohol homogenousmedium. *Materials Letters*, 60, 1059-1062.
46. Dhumure, S.S. and Lokhande, C.D. (1993). Studies on photoelectrochemical storage cells formed with chemically deposited CdSe and Ag₂S electrodes. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 29, 183-194.
47. El-Nahass, M.M., Farag, A.A.M., Ibrahim, E.M. and Abdel-Rahman, S. (2004). Structural, optical and electrical properties of thermally evaporated Ag₂S thin films. *Vacuum*, 72, 453-460.
48. Boughdachi, S., Azizian-Kalandaragh, Y., Badali, Y. and Altındal, Ş. (2017). Facile ultrasound-assisted and microwave-assisted methods for preparation of Bi₂S₃-PVA nanostructures: exploring their pertinent structural and optical properties and comparative studies on the electrical, properties of Au/(Bi₂S₃-PVA)/n-Si Schottky structure. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 28, 17948-17960.
49. Kristl, M., Gyergyek, S. and Kristl, J. (2015). Synthesis and characterization of nanosized silver chalcogenides under ultrasonic irradiation. *Materials Express*, 5, 359-366.
50. Saranya, M., Santhosh, C., Ramachandran, R. and Grace, A. N. (2013). Growth of CuS nanostructures by hydrothermal route and its optical properties. *Journal of Nanotechnology*, 2014, 1-8.
51. Mary, T. A. And Jesudurai, J. (2012). A simple hydrothermal route for synthesizing copper selenide nano-flakes. *Elixir Nanocomposite Materials*, 50, 10499-10500.

52. Rhoderick, E.H. and Williams, R.H. (1988). *Metal-Semiconductor Contacts*. Oxford: Clarendon Press.
53. Nicollian, E.H. and Goetzberger, A. (1967). The Si-SiO₂ interface-electrical properties as determined by the metal-insulator-silicon conductance technique. *The Bell System Technical Journal*, 46, 1055-1133.
54. Lapa, H. E. (2018). *Au/(Zn-Katkılı PVA)/n-4HSiC (MPS) yapıların elektrik ve dielektrik özelliklerinin oda sıcaklığında arayüzey tabakasının kalınlığına bağlı incelenmesi*. Doktora Tezi, Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Isparta, 1-15.
55. Sadow, S. E. and Agarwal, A. (2004). *Advances in Silicon Carbide Processing and Applications*. London :Artech House.
56. Tan, S. O. (2018). Schottky Yapılar Üzerine İnceleme ve Analiz Çalışması. *Politeknik dergisi*, 21, 977-989.
57. Rumin, Z., Yu, R., Zhengyi, L., Sichong, C. and Dijun, L. (2015). Thermionic emission theory and diffusion theory applied to CdTe PV devices. *Journal of Semiconductors*, 36, 1-5.
58. Sharma, B. L. (1984). *Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications* (First edition). New York and London:Plenum Press.
59. Sze, S.M. and Kwok, K.N. (2007). *Physics of Semiconductor Devices* (Third edition). Canada:John Wiley and Sons.
60. Terman, L. M., (1962). An investigation of surface states at a silicon- silicon dioxide interface employing metal- oxide- silicon diodes. *Solid State Electronics*, 55, 259-285.
61. Cowley, A. M. and Sze, S. M. (1965). Surface states and barrier height of metal-semiconductor systems. *Journal of Applied Physics*, 36, 3212-3220.
62. Card, H.C. and Rhoderick, E. H. (1971). Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effects in silicon Schottky diodes. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 4, 1589-1598.
63. Cova, P. and Singh, A. (1990). Temperature dependence of IV and CV characteristics of Ni/n-CdF₂ Schottky barrier type diodes. *Solid State Electronics*, 33, 11-19.
64. Akkal, B., Benemara, Z., Boudissa, A., Bouiadjra, N.B., Amrani, M., Bideux, L., Gruzza, B., (1998). Modelization and characterization of Au/InSb/InP Schottky systems as a function of temperature. *Material Science and Engineering B*, 55, 162-168.
65. Altındal, Ş., Karadeniz, S., Tuğluoğlu, N. and Tataroğlu, A. (2003). The role of interface states and series resistance on the I-V and C-V characteristics in Al/SnO₂/p-Si Schottky diodes. *Solid State Electronics*, 47, 1847-1854.

66. Campbell, I. H., Rubin, S., Zawodzinski, T. A., Kress, J. D., Martin, R. L., Smith, D. L., Barashkov, N. N. and Ferraris, J. P., (1996). Controlling Schottky energy barriers in organic electronic devices using self-assembled monolayers. *Physical Review B*, 54, 14321.
67. Zahn, D.R.T., Thorsten, U., Kampen, U. and Mendez, H., (2003). Transport gap of organic semiconductor in organic modified schottky contacts. *Applied Surface Science*, 212-213, 423-427.
68. Yakuphanoglu, F., Kandaz, M. and Senkal, B.F. (2008). Current-voltage and capacitance-voltage characteristics of Al/p-type silicon/organic semiconductor based on phthalocyanine rectifier contact. *Thin Solid Films*, 516, 8793-8796.
69. Vural, Ö., Şafak, Y., Altındal, Ş. and Türüt, A. (2010). Current-voltage characteristics of Al/Rhodamine-101/n-GaAs structures in the wide temperature range. *Current Applied Physics*, 10, 761-765.
70. Özmen, Ö. T. (2014). Effects of PCBM concentration on the electrical properties of the Au/P₃HT:PCBM/n-Si (MPS) Schottky barrier diodes. *Microelectronics Reliability*, 54, 2766-2774.
71. Kaymak, N., Orhan, E. O., Ocak, B. and SELÇUK, B. (2018). Investigation of low-frequency dependent characteristics of Al/Maleic Anhydride (MA)/p-Si Schottky barrier diode. *AIP Conference Proceedings*, 1933, 160003-1.
72. Tecimer, H., Türüt, A., Uslu, H., Altındal, Ş. and Uslu, I. (2013). Temperature dependent current-transport mechanism in Au/(Zn-doped) PVA/n-GaAs Schottky barrier diodes (SBDs). *Sensors and Actuators A*, 199, 194-201.
73. Çiçek, O., Tecimer, H., Tan, S.O., Tecimer, H., Altındal, Ş. and Uslu, I. (2016). Evaluation of electrical and photovoltaic behaviours as comparative of Au/n-GaAs (MS) diodes with and without pure and graphene (Gr)-doped polyvinyl alcohol (PVA) interfacial layer under dark and illuminated conditions. *Composites Part B*, 98, 260-268.
74. Çetinkaya, H. G., Altındal, Ş., Orak, I. and Uslu, I. (2017). Electrical characteristics of Au/n-Si (MS) Schottky Diodes (SDs) with and without different rates (graphene+ Ca_{1.9}Pr_{0.1}Co₄O₁₀doped poly(vinyl alcohol)) interfacial layer. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 28, 7905-7911.
75. Alialy, S., Altındal, S., Tanrikulu, E. E. and Yıldız, D. E. (2014). Analysis of temperature dependent current-conduction mechanisms in Au/TiO₂/n-4H-SiC (metal/insulator/semiconductor) type Schottky barrier diodes. *Journal Of Applied Physics*, 116, 083709-1.
76. Al-Dharoba, M. H., Lapa, H. E., Kökce, A., Özdemir, A. F., Aldemir, D. A. and Altındal, Ş. (2018). The investigation of current-conduction mechanisms (CCMs) in Au/(_{0.07}Zn-PVA)/n-4H-SiC (MPS) Schottky diodes (SDs) by using (I-V-T) measurements. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 85, 98-105.

77. Gökçen, M. (2008). *Au/SiO₂/n-GaAs (MOY) yapıların elektrik ve dielektrik karakteristiklerinin frekans ve sıcaklığa bağlı incelenmesi*. Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 5-8.
78. Dasgupta, N and Dasgupta, A. (2004). *Semiconductor Devices: Modelling and Technology*. India:Prentice-Hall.
79. Sharma, B.L. (1984). *Metal Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications*. New York and London:Plenum Press.
80. Merdan, M. (2014). *Katıhal Elektroniği Devre Elemanları* (6. Baskıdan Çeviri). Ankara: Palme Yayıncılık.
81. Ziel, A.V., (1968). *Solid State Physical Electronics* (2nd Edition). New Jersey:Prentice Hall.
82. Wiemneri, J. C., (1995). *Electrical characterization of 4H- and 6H-silicon carbide schottky diodes*. Master Tezi, Department of the Air Force, Air University, Ohio, 31-38.
83. Bethe, H.A. (1942). *Theory of the Boundary Layer of Crystal Rectifiers*. M.T. Radiation Laboratory, 43-12.
84. Schottky, W. (1938). Halbleitertheorie der sperrschicht. *Naturwissenschaften*, 26, 843.
85. Crowell, C.R. and Sze, S.M. (1966). Current transport in metal-semiconductor barriers. *Solid-State Electronics*, 9, 1035-1048.
86. Lampert, M.A., and Mark, P., (1970). *Current Injection in Solids*. Academic Press, 351p, New York.
87. Nicollian, E.H., Brews, J.R., (1982). *MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology*. New York :John Wiley and Sons, 71-235p.
88. Kaya, A., (2013). *Metal-polimer-yarıiletken (MPS) yapıların elektrik ve dielektrik özelliklerinin geniş frekans aralığında incelenmesi*. Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 16-21.
89. Bengi, S., (2013). *Al/HfO₂/p-Si (MIS) yapının elektriksel ve dielektrik özelliklerinin sıcaklık ve radyasyona bağlı incelenmesi*. Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 31-45.
90. Sönmez, Z., (2012). *Metal-Yalıtkan-Yarıiletken (Al/SiO₂/p-Si) yapıların elektrik ve dielektrik özelliklerinin frekans ve potansiyele bağlı incelenmesi*. Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 30-35.
91. Kumar, B., Kaushik, B. K. and Negi, Y. S. (2014). Perspectives and challenges for organic thin film transistors:materials, devices, processes and applications. *Journal of Materials Science:Materials in Electronics*, 25, 1-30.

92. Bunget, I. and Popescu, M. (1984). *Physics of solid dielectrics*. Amsterdam: Elsevier.
93. Jonscher, A. K. (1996). *Universal relaxation law*. London: Chelsea Dielectrics Press.
94. Liu, H., and Dkhil, B. (2017). Effect of resistivity ratio on energy storage and dielectric relaxation properties of 0–3 dielectric composites. *Journal of Materials Science*, 52, 6074-6080.
95. Oruç, D. (2010). *Polivinil alkol bazlı proton iletken membran sentezi ve karakterizasyonu*. Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 3-10.
96. Salazar- Perez, A.J., Camacho- Lopez, M.A., Morales, R.A. (2005). Structural evolution of Bi₂O₃ prepared by thermal oxidation of bismuth nanoparticles. *Superficies y Vacio*, 18, 4 –8.
97. Cui, Z., Liu, J., Zeng, D. Liu, H. and Xie, C. (2010). Quasi-One-Dimensional Bismuth Tungsten Oxide Nanostructures Templated by Cotton Fibers. *Journal of the American Ceramic Society*, 93, 1479-1483.
98. Lamia, B., (2011). *Étude du système CeO₂-Bi₂O₃ pour applications catalytiques et conductimétriques*. PhD diss., Université de Toulon, France.
99. Lutz, M. and Pratsinis, S. E. (2002). Bismuth oxide nanoparticles by flame spray pyrolysis. *Journal of the American Ceramic Society*, 85, 1713-1718.
100. Pertlik, F. and Zemann, J. (1982). Neubestimmung der kristallstruktur des Köchlinits. *Fortschr. Miner. Beih* 60, 162-163.
101. Akiteru, W. (1995). Preparation of a New Phase Having a Cation-Ordered C-Type Rare-Earth Oxide Related Structure in the Systems Bi₂O₃-Ln₂O₃ (Ln= Sm, Eu, Gd, Tb, and Dy). *Journal of Solid State Chemistry*, 120, 32-37.
102. Lawson, F. (1967). Tin oxide-Sn₃O₄. *Nature*, 215, 955-956.
103. Paramita, H., Shyamal, S., Mandal, H., Fageria, P., Pande, S. and Bhattacharya, C. (2014). Photocatalytic activity of Bi₂O₃ nanocrystalline semiconductor developed via chemical-bath synthesis. *Electrochimica Acta*, 123, 494-500.
104. Arslan, E., Bütün, S., Şafak, Y., Uslu, H., Taşcıoğlu, İ., Altındal, Ş., Özbay, E., (2011). Electrical Characterization of MS and MIS Structures on AlGaIn/AlN/GaN Heterostructures. *Microelectronics Reliability*, 51, 370-375.
105. Norde, H., (1979). A Modified Forward I-V Plot for Schottky Diodes With High Series Resistance. *Journal of Applied Physics*, 50, 5052-5053.
106. Cheung, S.K., and Cheung, N.W. (1986). Extraction of Schottky Diode Parameters from Forward Current-Voltage Characteristics. *Applied Physics Letters*, 49, 85-87.
107. Bohlin, K.E., (1986). Generalized Norde Plot Including Determination of the Ideality Factor. *Journal of Applied Physics*, 60, 1223-1224.

108. Kaya, A., Yücedağ, İ., Tecimer, H., and Altındal, S., (2014). A comparative electric and dielectric properties of Al/p-Si structures with undoped and Co-doped interfacial PVA layer. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 28, 26-30.
109. Symth, C.P. (1995). *Dielectric Behaviour and Structure*. New York: McGraw-Hill.
110. Kaya, A., Aliyaly, S., Demirezen, S., Balbaşı, M., Yerişkin, S.A., Aytimur, A. (2016). The investigation of dielectric properties and ac conductivity of Au/GO-doped PrBaCoO nanoceramic/n-Si capacitor using impedance spectroscopy method. *Ceramics International*, 42, 3322-3329.
111. Popescu, M., Bunget, I. (1984). *Physics of Solid Dielectrics*. Amsterdam: Elsevier.
112. Chelkowski, A. (1980). *Dielectric Physics*. Amsterdam: Elsevier.
113. Kyritsis, A., Pissis, P., Grammatikakis, J. (1995). Dielectric relaxation spectroscopy in poly (hydroxyethyl acrylates)/water hydrogels. *Journal of Polymer Science Part B*, 33, 1737–1750.
114. Orak, İ., Kocyigit, A., Alındal, Ş. (2017). Electrical and dielectric characterization of Au/ZnO/n-Si device depending frequency and voltage. *Chinese Physics B*, 26, 028102.

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : BADALI, Yosef
 Uyuğu : İran
 Doğum tarihi ve yeri : 21/09/1981, Ardabil
 Medeni hali : Evli
 Telefon : 05393344004
 E-posta : bedeli.yusuf@gmail.com



Eğitim Derecesi	Okul/Program	Mezuniyet yılı
Yüksek Lisans	Gazi Üniversitesi, İleri Teknolojiler Anabilim Dalı	2015
Lisans	Mohaghegh Ardabili Üniversitesi (İran), Fizik	2009

Yabancı Dili

İngilizce, Farsca,

Yayınlar

1. Badali, Y., Nikravan, A., Altindal, S., Uslu, I. (2018). Effects of Thin Ru-doped PVP Interface Layer on Electrical Behavior of Ag/n-Si Structures. *Journal of Electronic Materials*, 47, 3510–3520.
2. Badali, Y., Altindal, S., Uslu, I. (2018). Dielectric Properties, Electrical Modulus and Current Transport Mechanisms of Au/ZnO/n-Si structures. *Progress in Natural Science: Materials International*, 28, 325-331.
3. Nikravan, A., Badali, Y., Altindal, S., Uslu, I., Orak, I. (2017). On the frequency and voltage-dependent profiles of the surface states and series resistance of Au/ZnO/n-Si structures in a wide range of frequency and voltage. *Journal of Electronic Materials*, 46 5728-5736.
4. Bilkan, C., Badali, Y., Fotouhi-Shablou, S., Azizian-Kalandaragh, Y., Altindal, S. (2017). On the temperature dependent current transport mechanisms and barrier inhomogeneity in Au/SnO₂-PVA/n-Si Schottky barrier diodes. *Applied Physics A-Materials Science & Processing*, 123, 1-10.
5. Boughdachi, S., Azizian-Kalandaragh, Y., Badali, Y., Altindal, Ş. (2017). Facile ultrasound-assisted and microwave-assisted methods for preparation of Bi₂S₃-PVA nanostructures: exploring their pertinent structural and optical properties and comparative studies on the electrical, properties of Au/(Bi₂S₃-PVA)/n-Si Schottky structure. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 28, 17948–17960.

6. Nezhadesm-Kohardafchahi, S., Farjami-Shayesteh, S., Badali, Y., Altındal, Ş., Jamshidi-Ghozlu, M. A., Azizian-Kalandaragh, Y. (2018). Formation of ZnO nanopowders by the simple ultrasound-assisted method: Exploring the dielectric and electric properties of the Au/(ZnO-PVA)/n-Si structure. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 86, 173-180.
7. Akhlaghi, E. A., Badali, Y., Altındal, S., Azizian-Kalandaragh, Y. (2018). Preparation of mixed copper/PVA nanocomposites as an interface layer for fabrication of Al/Cu-PVA/p-Si Schottky structures. *Physica B-Condensed Matter*, 546, 93-98.
8. Boughdachi, S., Badali, Y., Azizian-Kalandaragh, Y., Altındal, Ş. (2018). Current-Transport Mechanisms of the Al/(Bi₂ S₃ -PVA Nanocomposite)/p-Si Schottky Diodes in the Temperature Range Between 220 K and 380 K. *Journal of Electronic Materials*, 47, 6945-6953.
9. Mirzanezhad-Asl, R. Phirouznia, A. Altındal, S. Badali, Y. Azizian-Kalandaragh, Y. (2019). Fabrication, structural and electrical characterization of Au/(CuSe-polyvinyl alcohol)/n-Si (MPS) Schottky barrier structures, *Physica B-Condensed Matter*, 561, 1-8.

Hobiler

Kitap okumak, haber, tenis oynamak



GAZİ GELECEKTİR..

