



**Al/Bi₄Ti₃O₁₂/p-Si SCHOTTKY BARIYER DIYOTLARIN SICAKLIĞA
BAĞLI ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU**

Mert YILDIRIM

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

HAZİRAN 2014

Mert YILDIRIM tarafından hazırlanan “Al/Bi₄Ti₃O₁₂/p-Si SCHOTTKY BARIYER DİYOTLARIN SICAKLIĞA BAĞLI ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından OY BİRLİĞİ ile Gazi Üniversitesi Fizik Anabilim Dalında DOKTORA TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Birinci Danışman: Doç. Dr. Perihan DURMUŞ

Atom ve Molekül Fiziği, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

.....

İkinci Danışman: Doç. Dr. Muharrem GÖKÇEN

Katıhal Fiziği, Düzce Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

.....

Başkan: Prof. Dr. İlbilge DÖKME

Fen Bilgisi Eğitimi, Gazi Üniversitesi

Bdfu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

.....

Üye: Prof. Dr. Şemsettin ALTINDAL

Yoğun Madde Fiziği, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

.....

Üye: Prof. Dr. Yıldırım AYDOĞDU

Yoğun Madde Fiziği, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

.....

Üye: Doç. Dr. Adem TATAROĞLU

Yoğun Madde Fiziği, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

.....

Üye: Doç. Dr. Dilber Esra YILDIZ

Yoğun Madde Fiziği, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

.....

Tez Savunma Tarihi: 11/06/2014

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

.....

Prof. Dr. Şeref SAĞIROĞLU

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.

Mert YILDIRIM

Haziran 2014

Al/Bi₄Ti₃O₁₂/p-Si SCHOTTKY BARIYER DİYOTLARIN SICAKLIĞA BAĞLI ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU

(Doktora Tezi)

Mert YILDIRIM

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Haziran 2014

ÖZET

Bu çalışmada arayüzeysele bizmut titanat, BTO, tabakanın Schottky bariyer diyotların elektriksel karakteristikleri ve akım iletim mekanizmaları üzerindeki etkilerinin incelenmesi amacıyla üretilen Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların elektriksel karakterizasyonu 120 K ile 300 K aralığındaki beslem voltajına bağlı akım ve admitans ölçümleri yardımıyla gerçekleştirilmiştir. Arayüzeysele BTO tabaka dolayısıyla Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun yarılogaritmik akım-voltaj eğrileri çift-diyot modeli ile izah edilen iki lineer bölge davranışı sergilemektedir. Schottky bariyer diyotların seri direnç değerleri Ohm yasası, Cheung-Cheung yöntemi ve admitans yöntemi kullanılarak hesaplanmış ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotu için daha küçük elde edilmiştir. Arayüzeysele BTO tabakadan dolayı Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun idealite faktörü ve sıfır-beslem potansiyel engel yüksekliği değerleri daha yüksek çıkmıştır. 1'den büyük idealite faktörü değerleri ve sıcaklıkla artan sıfır-beslem potansiyel engel yüksekliği değerleri yüzünden termiyonik emisyon teorisi baskın olmadığından ve Schottky bariyer diyotlardaki akım iletimi uzay yüküyle sınırlı akım cinsinden açıklanmıştır. Ayrıca arayüzey tuzaklarının enerji ve beslem voltajı profili sırasıyla akım ve kapasitans verilerinden elde edilmiş ve akım verilerinden elde edilen arayüzey tuzakları yoğunluğunun sıcaklıkla azalırken kapasitans verilerinden elde edilen arayüzey tuzakları yoğunluğunun arttığı görülmüştür. Bu fark, ölçüm yöntemlerinin doğaları arasındaki farka atfedilmiştir. Arrhenius eğrilerinden bulunan aktivasyon enerjisi değerlerinin arayüzeysele BTO tabakadan kaynaklı yarıya düştüğü tespit edilmiştir. Dahası, tükenim kapasitansı yöntemiyle üretilen Schottky bariyer diyotların difüzyon potansiyeli ve potansiyel engel yüksekliği değerleri elde edilerek bu değerlerin beklenildiği gibi sıcaklıkla azaldığı tespit edilmiştir. Yapılan değerlendirme sonucunda arayüzeysele BTO tabakanın elektriksel karakteristikler üzerinde gelişmelere neden olduğu ve benzer kapsamlı çalışmalarla ilave iyileştirmeler yapılabileceği belirtilmiştir.

Bilim Kodu : 202.101.47
Anahtar Kelimeler : MFS yapılar, bizmut titanat, akım iletim mekanizmaları, sıcaklığa bağlı elektriksel karakteristikler
Sayfa Adedi : 132
Danışman : Doç. Dr. Perihan DURMUŞ
İkinci Danışman : Doç. Dr. Muharrem GÖKÇEN

TEMPERATURE DEPENDENT ELECTRICAL CHARACTERIZATION OF
Al/Bi₄Ti₃O₁₂/p-Si SCHOTTKY BARRIER DIODES

(Ph. D. Thesis)

Mert YILDIRIM

GAZİ UNIVERSITY

GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

June 2014

ABSTRACT

In this study, electrical characterization of Al/p-Si and Al/BTO/p-Si Schottky barrier diodes, which were fabricated for the purpose of investigating the effects of interfacial bismuth titanate, BTO, layer on electrical characteristics and current conduction mechanisms, was achieved via bias dependent current and admittance measurements between 120 K and 300 K. Due to the interfacial BTO layer, semilogarithmic current-voltage curves of Al/BTO/p-Si Schottky barrier diode exhibited two linear regions, which later was explained by double diode model. Series resistance of the Schottky barrier diodes were calculated using Ohm's law, Cheung-Cheung and admittance methods and it was obtained smaller for Al/BTO/p-Si Schottky barrier diode. Ideality factor and zero-bias barrier height values of Al/BTO/p-Si Schottky barrier diode were obtained larger because of the interfacial BTO layer. Due to the ideality factor values that are larger than 1 and zero-bias barrier height values that rise with temperature, thermionic emission is not dominant, therefore current transport in the Schottky barrier diodes was explained by space charge limited current. Moreover, energy and bias voltage profile of interface traps were calculated using current and capacitance data, respectively, and it was seen that the former is reduced while the latter is risen by temperature. This inconvenience was attributed to the difference between the natures of measurement techniques. It was found that activation energy values obtained from Arrhenius plots are reduced due to the interfacial BTO layer. Furthermore, diffusion potential and barrier height values of the Schottky barrier diodes were obtained by depletion capacitance technique and it was seen that these parameters are reduced by temperature as anticipated. It was stated that interfacial BTO layer leads to improvements in electrical characteristics and further improvements could be achieved through additional studies with similar context.

Science Code : 202.101.47

Key Words : MFS structures, bismuth titanate, current transport mechanisms, temperature dependent electrical characteristics

Page Numbers : 132

Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Perihan DURMUŞ

Co-Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Muharrem GÖKÇEN

TEŞEKKÜR

Öncelikli olarak çalışmalarım boyunca yardım ve katkılarıyla beni yönlendiren, kıymetli tecrübelerinden faydalandığım değerli danışman hocalarım Gazi Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyesi Doç. Dr. Perihan DURMUŞ ve Düzce Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyesi Doç. Dr. Muharrem GÖKÇEN'e ile lisansüstü eğitim sürecim boyunca kıymetli tecrübelerini ve desteğini esirgemeyen saygıdeğer hocam Prof. Dr. Şemsettin ALTINDAL'a sonsuz teşekkür ederim. Dahası, deneysel çalışmalarımı yürüttüğüm Gazi Üniversitesi Yarıiletken Teknolojileri İleri Araştırma Laboratuvarı STARLAB'ın çalışanlarına teşekkürü bir borç bilirim. Çalışmalarım süresince manevi destekleriyle beni yalnız bırakmayan aileme ve nişanlıma ayrıca teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	x
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	xi
RESİMLERİN LİSTESİ	xiv
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xv
1. GİRİŞ.....	1
2. TEORİK BİLGİLER	7
2.1. Metaller ve Alüminyum	7
2.2. Yarıiletkenler ve Silisyum.....	8
2.3. Ferroelektrikler ve Bizmut Titanat.....	9
2.3.1. Histerezis.....	10
2.3.2. Curie sıcaklığı	11
2.3.3. Ferroelektriklerin yapıları ve bizmut titanat	12
2.3.4. Bizmut titanatın özellikleri	13
2.4. Metal-Yalıtkan-Yarıiletken Schottky Bariyer Diyotlar	15
2.4.1. Metal-Yarıiletken yapıların Schottky-Mott teorisi	16
2.4.2. Metal-Yalıtkan-Yarıiletken yapıların teorisi.....	20
2.5. Metal-Yalıtkan-Yarıiletken Yapıların Akım İletim Mekanizmaları	31
2.5.1. Termiyonik emisyon	32
2.5.2. Difüzyon	36

	Sayfa
2.5.3. Termiyonik emisyon difüzyon	36
2.5.4. Alan emisyonu	37
2.5.5. Termiyonik alan emisyonu	38
2.5.6. Taşıyıcı üretimi ve yeniden birleşmesi	39
2.5.7. Azınlık taşıyıcı enjeksiyonu.....	40
2.5.8. T_0 anomali	41
2.5.9. Uzay yüküyle sınırlı akım	41
2.6. Metal-Yalıtkan-Yarıiletken Yapıların Bazı Elektriksel Parametreleri.....	42
2.6.1. Doğrultma oranı	42
2.6.2. Şönt direnci ve seri direnç.....	43
2.6.3. İdealite faktörü	44
2.6.4. Doyum akımı	45
2.6.5. Potansiyel engel yükseklikleri	45
2.6.6. Difüzyon potansiyeli.....	47
2.6.7. Alıcı atomlarının katkı yoğunluğu	47
2.6.8. Tükenim tabakası kalınlığı.....	48
2.6.9. Maksimum elektrik alan	48
2.6.10. Fermi enerjisi	48
2.6.11. a.c. iletkenlik ve aktivasyon enerjisi.....	49
2.6.12. Arayüzey tuzaklarının yoğunluğu.....	49
3. DENEYSEL YÖNTEM.....	51
3.1. Malzemeler.....	51
3.1.1 Kontaklar.....	51
3.1.2 Arayüzeyssel yalıtkan tabaka	51

	Sayfa
3.1.3 Altaş	52
3.2. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky Bariyer Diyotların Hazırlanması	52
3.2.1. Altaşın temizlenmesi.....	52
3.2.2. Omik kontağın oluşturulması.....	53
3.2.3. Arayüzeyssel $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ tabakanın oluşturulması.....	55
3.2.4. Doğrultucu kontakların oluşturulması	57
3.3. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri	57
3.3.1. Schottky bariyer diyotların ölçüme hazırlanması	57
3.3.2. Schottky bariyer diyotların elektriksel ölçümleri	58
4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA.....	61
4.1. Akım-Voltaj (I-V) Karakteristikleri	61
4.2. Kapasitans-Voltaj (C-V) ve İletkenlik-Voltaj (G-V) Karakteristikleri.....	93
5. SONUÇLAR.....	113
KAYNAKLAR	119
ÖZGEÇMİŞ	129

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 4.1. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların R_i -V eğrilerinden elde edilen R_s değerleri	67
Çizelge 4.2. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların Cheung-Cheung yönteminden elde edilen R_s değerleri	75
Çizelge 4.3. Al/p-Si Schottky bariyer diyotun farklı sıcaklıklardaki temel elektriksel parametreleri	81
Çizelge 4.4. Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun farklı sıcaklıklardaki temel elektriksel parametreleri	82
Çizelge 4.5. Al/p-Si Schottky bariyer diyotun farklı sıcaklıklardaki m değerleri	86
Çizelge 4.6. Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun farklı sıcaklıklardaki m değerleri	87
Çizelge 4.7. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların akım iletim mekanizması bölgelerine karşılık gelen beslem voltaj aralıkları.....	89
Çizelge 4.8. Al/p-Si Schottky bariyer diyotun sıcaklığa bağlı temel elektriksel parametreleri	109
Çizelge 4.9. Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun sıcaklığa bağlı temel elektriksel parametreleri	109

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Elmas kübik kristal yapısının şematik gösterimi (Neamen, 1997: 10).....	9
Şekil 2.2. Elektriksel olarak kristal katıların sınıflandırması	9
Şekil 2.3. Örnek histerezis eğrisi (Mayergoyz ve Bertotti, 2005: 350).....	10
Şekil 2.4. Curie sıcaklığı civarında ferroelektrik-paraelektrik faz geçişini gösteren dielektrik sabiti – sıcaklık grafiği	11
Şekil 2.5. Bizmut titanatın kristal yapısının şematik gösterimi.....	13
Şekil 2.6. p tipi yarıiletken ile oluşturulan bir MS doğrultucu kontak için enerji bant diagramı; (a) nötr malzemelerin birbirlerinden ayrı olduğu durum, (b) termal denge durumu.....	16
Şekil 2.7. $\phi_s > \phi_m$ durumu için p tipi yarıiletken ile oluşturulan bir MS doğrultucu kontak için enerji bant diyagramı; (a) termal denge durumu, (b) V_F büyüklüğünde düz beslem durumu ve (c) V_R büyüklüğünde ters beslem durumu	18
Şekil 2.8. $\phi_s < \phi_m$ durumu için p tipi yarıiletken ile oluşturulan bir MS omik kontak için enerji bant diyagramı; (a) nötr malzemelerin birbirlerinden ayrı olduğu durum, (b) termal denge durumu, (c) düz beslem durumu ve (d) ters beslem durumu.....	20
Şekil 2.9. Bir MIS yapının şematik gösterimi	21
Şekil 2.10. İdeal bir MIS yapının enerji bant diyagramı	21
Şekil 2.11. Bir MIS yapının eşdeğer devresi.....	23
Şekil 2.12. İdeal bir MIS yapının (a) yığılım, (b) tükenim ve (c) tersinim durumları için enerji bant diyagramı.....	24
Şekil 2.13. Bir MIS yapının eşdeğer devresi; (a) genel durum, (b) paralel durum, (c) düşük frekans durumu ve (d) yüksek frekans durumu	30
Şekil 3.1. Omik kontak için kullanılan maskenin şematik görünümü	53
Şekil 3.2. Omik kantağın tavlanması için kullanılan fırın sisteminin şematik görünümü	54
Şekil 3.3. Püskürtme yönteminin şematik görünümü	55
Şekil 3.4. $Bi_4Ti_3O_{12}$ tabaka büyütülürken kullanılan maskenin şematik görünümü	56

Şekil	Sayfa
Şekil 3.5. Doğrultucu kontak için kullanılan maskenin şematik görünümü	57
Şekil 4.1. (a) Al/p-Si ve (b) Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların farklı sıcaklıklardaki yarılogaritmik I-V eğrileri	63
Şekil 4.2. (a) Al/p-Si ve (b) Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların farklı sıcaklıklardaki yarılogaritmik R_i -V eğrileri	65
Şekil 4.3. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların R_s -T eğrileri	67
Şekil 4.4. Al/p-Si Schottky bariyer diyotun (a) 120 K, (b) 160 K, (c) 200 K, (d) 240 K, (e) 280 K ve (f) 300 K'deki $dV/d\ln I$ -I ve $H(I)$ -I eğrileri	71
Şekil 4.5. Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun (a) 120 K, (b) 160 K, (c) 200 K, (d) 240 K, (e) 280 K ve (f) 300 K'deki $dV/d\ln I$ -I ve $H(I)$ -I eğrileri	74
Şekil 4.6. (a) Al/p-Si ve (b) Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların Ohm yasası ve Cheung-Cheung yönteminden elde edilen R_s -T eğrileri	76
Şekil 4.7. Çift-diyot modelinin eşdeğer devre gösterimi	79
Şekil 4.8. (a) Al/p-Si ve (b) Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların idealite faktörü ve sıfır beslem potansiyel engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa karşı grafikleri	83
Şekil 4.9. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotlar için sırasıyla $n_k T$ ve $n_2 k T$ 'nin kT/q 'ya karşı grafikleri	84
Şekil 4.10. (a) Al/p-Si ve (b) Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların farklı sıcaklıklardaki $\ln(I)$ - $\ln(V)$ eğrileri	85
Şekil 4.11. (a) Al/p-Si ve (b) Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların farklı sıcaklıklardaki D_{it} - E_{ss} - E_v eğrileri	91
Şekil 4.12. Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun (a) 1 MHz ve (b) 10 kHz'deki histerezis eğrileri	94
Şekil 4.13. (a) Al/p-Si ve (b) Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların farklı sıcaklıklardaki ve 1 MHz'deki C-V eğrileri	95
Şekil 4.14. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların 5 V ve 1 MHz'deki C-T eğrileri	97
Şekil 4.15. (a) Al/p-Si ve (b) Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların farklı sıcaklıklardaki ve 1 MHz'deki G-V eğrileri	99
Şekil 4.16. (a) Al/p-Si ve (b) Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların farklı sıcaklıklardaki ve 1 MHz'deki R_i -V eğrileri	101

Şekil	Sayfa
Şekil 4.17. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların 5 V ve 1 MHz'deki R_s -T eğrileri.....	102
Şekil 4.18. (a) Al/p-Si ve (b) Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların $\ln\sigma_{ac}-q/kT$ eğrileri.....	104
Şekil 4.19. (a) Al/p-Si ve (b) Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların D_{it} -V eğrileri	106
Şekil 4.20. (a) Al/p-Si ve (b) Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların C^{-2} -V eğrileri	108
Şekil 4.21. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların Φ_B -T eğrileri	110

RESİMLERİN LİSTESİ

Resim	Sayfa
Resim 3.1. Püskürtme sistemi.....	56
Resim 3.2. (a) Janis vpf-475 kriyostat, (b) Lakeshore model 321 otomatik sıcaklık kontrol ünitesi.....	58
Resim 3.3. Keithley 2400 akım-voltaj kaynağı	58
Resim 3.4. Hewlett Packard 4192A LF Empedans Analizmetre.....	59



SİMGELER VE KISALTMALAR

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

Simgeler	Açıklama
A	Doğrultucu kontak alanı
A^*	Richardson sabiti
A^{**}	Etkin Richardson sabiti
Al	Alüminyum
C	Kapasitans
C_c	Curie sabiti
C_{HF}	Yüksek frekans kapasitansı
C_i	Yalıtkan tabaka kapasitansı
C_{it}	Arayüzey tuzaklarının kapasitansı
C_{LF}	Düşük frekans kapasitansı
C_{ma}	Yığılım bölgesinde ölçülen kapasitans
C_{min}	Minimum kapasitans
C_p	Paralel kapasitans
C_{sc}	Uzay yükü kapasitansı
D_{it}	Arayüzey tuzaklarının yoğunluğu
dn	Çok küçük bir enerji aralığındaki elektron yoğunluğu
D_n	Elektron difüzyon sabiti
D_p	Deşik difüzyon sabiti
D_{sa}	Metal ile dengede olan arayüzey tuzaklarının yoğunluğu
D_{sb}	Yarıiletken ile dengede olan arayüzey tuzaklarının yoğunluğu
E_a	Aktivasyon enerjisi
E_c	İletkenlik bandı enerjisi
E_C	Zorlayıcı alan
E_F	Yarıiletkenin Fermi seviyesi
E_{Fm}	Metalin Fermi seviyesi
E_g	Yasak enerji aralığı
E_m	Maksimum elektrik alan

Simgeler	Açıklama
E_{ss}	Arayüzey tuzaklarının enerjisi
E_v	Valans bandı enerjisi
$F(E)$	Dağılım fonksiyonu
F_m	Metal için Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu
f_p	Elektronların yarıiletken doğru geri yansıma olasılığı
f_q	Elektronların yansıma suretiyle geçiş yapma olasılığı
F_s	Yarıiletken için Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu
F_{SD}	Verici arayüzey tuzakları için dağılım fonksiyonu
F_{SA}	Alıcı arayüzey tuzakları için dağılım fonksiyonu
g_A	Alıcı tuzaklar için taban-durum dejenerasyonu
g_D	Verici tuzaklar için taban-durum dejenerasyonu
G_{ma}	Yığılım bölgesinde ölçülen iletkenlik
G_p	Paralel iletkenlik
h	Planck sabiti
I_D	Difüzyon akımı
I_{FE}	Alan Emisyonu akımı
I_{G-R}	Taşıyıcı üretimi ve yeniden birleşmesi akımı
$I_{m \rightarrow s}$	Metalden yarıiletken doğru olan akım
I_{MCI}	Azınlık taşıyıcı enjeksiyonu akımı
I_o	Doyum akımı
I_{R_s}	Seri direnç kaynaklı voltaj düşmesi
$I_{s \rightarrow m}$	Yarıiletkenden metale doğru yönde olan akım
I_{SCLC}	Uzay yüküyle sınırlı akım
I_{TE}	Termiyonik emisyon akımı
I_{TED}	Termiyonik emisyon difüzyon akımı
I_{TFE}	Termiyonik alan emisyonu akımı
I_{T_o}	T_o etkili akım
J	Akım yoğunluğu
k	Boltzmann sabiti
L_p	Deşik difüzyon uzunluğu
m^*	Elektronun etkin kütlesi
n	İdealite faktörü

Simgeler	Açıklama
$N(E)$	Durum yoğunluğu
N_A	Alıcı atomlarının katkı yoğunluğu
N_a^-	İyonlaşmış alıcı yoğunluğu
N_c	İletim bandındaki durumların yoğunluğu
N_{eff}	Etkin durum yoğunluğu
n_i	Asal elektron yoğunluğu
N_t	Toplam yoğunluk
N_v	Valans bandındaki durumların yoğunluğu
P	Polarizasyon
p_n	Deşik yoğunluğu
P_R	Kalıntı polarizasyon
P_s	Doyum polarizasyonu
Q_a	Alıcı yükü
Q_{it}	Arayüzey tuzak yükü
Q_m	Metal yüzeyindeki toplam yük
Q_n	Tersinim bölgesinde elektronların yükü
Q_s	Yarıiletkendeki toplam yük
Q_{sc}	Uzay yükleri
R_i	Direnç
R_{it}	Arayüzey tuzaklarının direnci
R_s	Seri direnç
R_{sh}	Şönt direnci
s	İntegrasyon faktörü
$T(E)$	Belirli bir enerji seviyesindeki tünelleme olasılığı
T_c	Curie sıcaklığı
T_{c-w}	Curie-Weiss sıcaklığı
V	Beslem voltajı
V_F	Düz beslem voltajı
V_i	Difüzyon potansiyeli
V_{in}	Yalıtkan tabaka voltajı
V_R	Ters beslem voltajı
W_d	Tükenim tabakasının kalınlığı

Simgeler**Açıklama**

α	Negatif sıcaklık katsayısı
δ	Yalıtkan tabaka kalınlığı
$\Delta\Phi_B$	Potansiyel engel alçalması
ϵ_i	Yalıtkanın dielektrik sabiti
ϵ_0	Boşluğun dielektrik geçirgenliği
ϵ_p	Paraelektrik fazdaki dielektrik sabiti
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
μ	Mobilite
μ_p	Deşik mobilitesi
σ_{ac}	a.c. iletkenlik
τ_{it}	Arayüzey tuzaklarının yaşam ömrü
τ_0	Tükenim bölgesindeki azınlık taşıyıcısı yaşam ömrü
v_{ave}	Elektronların ortalama termal hızı
v_D	Yük taşıyıcılarının tükenim tabakası boyunca etkin difüzyon hızı
v_R	Yük taşıyıcılarının bariyerin tepesindeki birleşme hızı
v_x	Elektronların x eksenindeki hızı
Φ_{B0}	Sıfır-beslem potansiyel engel yüksekliği
ϕ_m	Metalin iş fonksiyon
ϕ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
χ_s	Yarıiletkenin elektron afinitesi
ψ_s	Arayüzeydeki bant gerilimi

Kısaltmalar**Açıklama**

BTO	Bizmut titanat
C-V	Kapasitans-voltaj
FE	Alan emisyonu
G-V	İletkenlik-voltaj
I-V	Akım-voltaj
LED	Işık yayan diyot
MFS	Metal-ferroelektrik-yarıiletken

Kısaltmalar	Açıklama
MIS	Metal-yalıtkan-yarıiletken
MPS	Metal-polimer-yarıiletken
MS	Metal-yarıiletken
PPV	Polifenilen vinlen
PT	Politiyofen
RF	Radyo frekansı
RR	Doğrultma oranı
SCLC	Uzay yüküyle sınırlı akım
TCLC	Tuzak kontrollü uzay yüküyle sınırlı akım
TE	Termiyonik emisyon
TED	Termiyonik emisyon difüzyon
TFE	Termiyonik alan emisyonu
TFSCLC	Tuzaksız uzay yüküyle sınırlı akım

1. GİRİŞ

Tarih boyunca insanlar benzer özellik gösteren canlıları ya da maddeleri gruplar haline ayırarak çeşitli sınıflandırmalar yapmıştır. Fizik kapsamında bakıldığında bu sınıflandırmalardan en popüler olanlarından biri belki de malzemelerin elektriksel olarak iletken olup olmadığıdır. 19. yüzyılın başlarına kadar elektriksel iletkenliğine göre malzemeler iletken ve yalıtkan olarak ikiye ayrılıyordu. Ancak 1833 yılında Michael Faraday'ın gümüş sülfat numuneler üzerinde gerçekleştirdiği deneyde elde edilen sonuçlar bu sınıflandırmada değişiklik yapılmasının ilk adımını attı. Yaptığı sıcaklığa bağlı direnç ölçümlerin sonucunda gümüş sülfatın direncinin iletken olan metallerin direncine ters olarak artan sıcaklıkla azaldığının ortaya çıkması üzerine Faraday'ın doğada benzer malzemelerin de var olduğuna dair inancını artmıştı (Laeri ve diğerleri, 2003: 436). Nitekim de, ilerleyen yıllarda Johann Hittorf'un gümüş sülfat ve bakır sülfat üzerine yaptığı kapsamlı çalışma Faraday'ın inancını ve elde ettiği sonuçları destekler nitelikteydi (Busch, 1989).

19. Yüzyılın son çeyreğine girilmek üzereyken Karl Ferdinand Braun metal oksitlerde iletkenlik ve doğrultma özelliklerini gözlemledi. Braun'ın yaptığı çalışma metal-yarıiletken (MS) yapılar üzerine ilk çalışmadır (Braun, 1875). İlk başlarda değeri pek anlaşılmayan bu keşif daha sonra Braun'a 1909 yılında Nobel Ödülü kazandırdı. 1884 yılına gelindiğinde ise Charles Fritts metal plaka ve çok ince altın tabaka ile kaplanmış ince selenyumdan oluşan ilk güneş pilini oluşturdu (Perlin, 2002: 17). 1907 yılında, karborandum kristaline gerilim uygulayarak sarımsı bir renk yaymasını sağlayan Henry Joseph Round ise ilk ışık yayan diyotu (LED) elde etmiş oldu (Round, 1907). Deneysel olarak MS yapılarda bariyerin varlığını ortaya koyan Walter Schottky (1938) bu ve benzer yapılar üzerine yaptığı çok sayıda çalışma ile literatüre önemli derecede katkı sağlamıştır, bu nedenle birçok kaynakta Schottky adı sıklıkla geçmekte ve MS yapılarıdaki bazı fenomenler Schottky'nin adıyla anılmaktadır. Örneğin, Schottky'nin MS yapılar ve yapılarıdaki bariyer üzerine öncü çalışmaları yürütmesi sebebiyle bu ve benzer yapılar Schottky bariyer diyotu olarak adlandırılır.

İlk çalışmalardan yaklaşık olarak bir asırlık bir süre geçmesine ve bu süreçte birçok deneysel ve teorik çalışma yürütülmesine rağmen, bugün dahi MS ve benzeri yapılar

hakkında bilinenler yeterli değildir. Bunun en büyük sebebi bu yapıların elektriksel özelliklerinin çalışma koşullarına göre (sıcaklık, frekans, radyasyon, ışık şiddeti vb.) değişkenlik göstermesidir. Bu yapıların anlaşılmasına yönelik ilk adım Schottky, Strömer ve Waibel'in (1931) bariyer oluşumuna yönelik yaptığı çalışma olmuştur. İlerleyen yıllarda MS yapılarda oluşan bu bariyerin teorik olarak açıklaması ise Schottky (1938) ve Mott (1938) tarafından aynı zamanlarda birbirlerinden bağımsız olarak gerçekleştirdikleri çalışmalar sonucunda mümkün olmuştur. Bu çalışmalarda, birbirine kontak edilen metal ve yarıiletken malzemelerin iş fonksiyonu değerlerine göre bariyerin oluşabildiği sonucuna varılmıştır.

MS kontaklar hakkında daha fazla detaya girmeden önce yarıiletkenler hakkında kısa bir giriş yapmak gerekirse; bugün elektronik cihazlarda en çok kullanılan yarıiletken malzeme silisyumdur. Silisyum aynı zamanda silikon olarak da bilinmektedir ve bu malzeme yaygın biçimde elektronik çip üretiminde kullanılmaktadır. Hatta bu sebeple büyük çip üreticisi firmalarının merkez ofislerinin bulunduğu Amerika'daki San Jose vadisi bilişim sektöründe Silikon vadisi olarak adlandırılmaktadır. 4A grubu elementlerinden olan silisyum, doğada silikat asidi olarak bulunur. Grafit kömür kullanılarak indirgenmesi suretiyle silisyum elementi elde edilir. Elde edilen silisyum elementi genellikle Czochralski veya Bridgman–Stockbarger teknikleri kullanılarak tek kristal silisyum bulk haline getirilir. Bulk üretimi aşamasında silisyumun 3A ve 5A grubu elementleriyle katkılanması durumunda sırasıyla deşikçe zengin olan p tipi silisyum ve elektronca zengin olan n tipi silisyum elde edilir. Katkı atomları açısından bakıldığında ise; p tipi yarıiletken elde etmek için kullanılan atomlara alıcı katkı atomları, n tipi yarıiletken elde etmek için kullanılan atomlara ise verici katkı atomları denilmektedir.

Daha önce bir MS yapıda bariyer oluşumundaki temel kriterin metal ve yarıiletken malzemelerin iş fonksiyonları olduğu belirtilmişti. Örneğin; p tipi yarıiletken kullanılarak üretilecek bir MS yapının doğrultucu özellik göstererek Schottky bariyer diyotu halini alabilmesi için kullanılan metalin iş fonksiyonunun yarıiletkenin iş fonksiyonundan küçük olması gerekmektedir. Bu durum n tipi bir yarıiletkenin kullanıldığı MS yapılar için tam tersidir.

MS Schottky bariyer diyotların performansı sıcaklık, frekans, radyasyon vb. dış etkilere bağılılık göstermekle birlikte, aynı zamanda yarıiletken malzemedeki katkı atomlarının

yoğunluğu, kullanılan yarıiletken ve metal malzemelerin saflığı ve temizliği, metal/yarıiletken (M/S) arayüzeyindeki tuzakların yoğunluğu gibi bir takım yapısal faktörlerden de etkilenmektedir. Örneğin, katkı atomlarının yoğunluğu MS Schottky bariyer diyotunun Fermi enerjisini değiştirerek bariyere de etki eder, ya da açık havaya maruz kaldığı için oksitlenen yüzeyi temizlenmeyen silisyumla oluşturulan MS Schottky bariyer diyotları çok daha farklı performans sergileyebilir. Metal ile yarıiletken arasına bu tarz doğal yollarla oluşmuş veya deneysel yöntemlerle büyütülmüş bir yalıtkan tabaka bir MS Schottky bariyer diyotu bir metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) Schottky bariyer diyota dönüştürür. Ayrıca bu yalıtkan tabaka metal ile yarıiletken arasındaki interdifüzyonu engelleyerek yük geçişini düzenlemekle kalmayıp, Schottky bariyer diyotun elektrik alanında yaşanan alçalmayı azaltır (Yıldırım ve diğerleri, 2013).

MIS yapılar ilk olarak 1959 yılında birbirlerinden ayrı olarak John Luis Moll ile William Gardner Pfann ve J. Geoffrey B. Garret tarafından voltaj-ayarlı kondansatör olarak kullanılmasıyla literatürde yer almaya başlamıştır (Moll, 1959; Pfann ve Garrett, 1959). MIS yapıların ilk kez Schottky bariyer diyotu olarak literatürde yer alması ise Lewis M. Terman ile Kurt Lehovec ve A. Slobodskoy'un yapmış oldukları çalışmalar sayesinde gerçekleşmiştir (Terman, 1962; Lehovec ve Slobodskoy, 1963).

MS, MIS veya benzeri Schottky bariyer diyotlar teknolojide pek çok alanda kullanılan elektronik cihazların olmazsa olmaz parçalarındandır. Bu yapılardan yararlanarak üretilen bazı cihazlar; kondansatörler, mikrodalga diyotlar, fotodiyotlar, fotosensörler, güneş pilleri, alan etkili transistörler (FET), LEDler, vb. olarak listelenebilir. MIS Schottky bariyer diyotlara yönelik bu yoğun talepten dolayı ilk keşiflerinden bugüne aradan yıllar geçse de MIS Schottky bariyer diyotları araştırmacıların ilgisini çekmekte ve birçok çalışmaya konu olmaktadır (Bengi ve Bülbül, 2013; Chattopadhyay ve diğerleri, 1993; Cheng ve diğerleri, 2010; Gökçen ve diğerleri, 2008; Gökçen ve Yıldırım, 2012; Ham ve diğerleri, 2008; Hudait ve Krupanidhi, 2000; Kaya ve diğerleri, 2013; Nasim ve Bhatti, 2013; Tataroğlu, 2013). Özellikle de son birkaç on yılda, SiO_2 gibi geleneksel yalıtkan tabaka malzemelerinin arayüzey pasivizasyonunda ve sızıntı akımının düşürülmesinde arzu edilen başarıyı göstermemesinden dolayı araştırmacılar organik ya da inorganik farklı arayüzeyel yalıtkan tabaka malzemelerin Schottky bariyer diyotlarına uygunluğunu araştırmaya yönelmişlerdir. Bu amaç doğrultusunda SnO_2 , TiO_2 , Si_3Ni_4 gibi yalıtkan malzemeler kullanılarak MIS Schottky bariyer diyotları üzerine yapılmış çalışmalar

bulunmaktadır (Laeri ve diğeri, 2003: 145; Tataroğlu, 2013; Tataroğlu ve diğeri, 2010; Yıldırım ve Gökçen, 2012).

Bununla birlikte yalıtkan özellik gösterip farklı sınıflandırmaya tabi olan malzemeler de bulunmaktadır ki; bu malzemenin türüne göre MIS Schottky bariyer diyotun adında da değişiklikler yaşanmıştır. Örneğin; kullanılan yalıtkan malzemenin polimer olması durumunda yapının adı metal-polimer-yarıiletken (MPS) Schottky bariyer diyotu olurken (Demirezen ve diğeri, 2013; Farag ve diğeri, 2010; Ham ve diğeri, 2008; Tunç ve diğeri, 2011), ferroelektrik olması durumunda ise yapının adı metal-ferroelektrik-yarıiletken (MFS) Schottky bariyer diyotu olmaktadır (Altındal ve diğeri, 2008; Bülbül ve diğeri, 2011; Chen ve diğeri, 2009; Durmuş ve diğeri, 2013; Gökçen ve Yıldırım, 2012; Hirai ve diğeri, 1997; Matsui ve diğeri, 1982; Parlaktürk ve diğeri, 2008; Wu, 1974; Yıldırım ve diğeri, 2013).

Aynı zamanda bu çalışmanın da konusu olan MFS yapılar ilk olarak John Luis Moll ve Yasuo Tarui tarafından önerilmiştir (Moll ve Tarui, 1963). 1960’larda gerçekleştirilen bu ilk keşifi takip eden yıllarda çeşitli ferroelektrik malzemelerin MFS Schottky bariyer diyotlara uygunluğu ve diyotların performansı üzerine etkileri araştırmacıların ilgi odağı olmuştur (Altındal ve diğeri, 2008; Bülbül ve diğeri, 2011; Chen ve diğeri, 2009; Durmuş ve diğeri, 2013; Gökçen ve Yıldırım, 2012; Hirai ve diğeri, 1997; Matsui ve diğeri, 1982; Moll ve Tarui, 1963; Parlaktürk ve diğeri, 2008; Wu, 1974; Yıldırım ve diğeri, 2013). $\text{SrBi}_2\text{Ta}_2\text{O}_9$, PbTiO_3 , SrTiO_3 , BaTiO_3 ve PbZrTiO_3 gibi farklı ferroelektrik malzemeleri denemek suretiyle MFS Schottky bariyer diyotlar için daha iyi sonuçlar elde edilmeye çalışılmıştır.

Bu çalışmada arayüzeyssel yalıtkan tabaka olarak kullanılan ferroelektrik $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ ’nin (BTO) MFS Schottky bariyer diyotlarındaki ilk uygulaması 1974 yılında Shu-Yau Wu tarafından yapılmıştır (Wu, 1974). Sonraki yıllarda yapılan çalışmalarda BTO’nun özellikle de optoelektronik ve ferroelektrik hafıza cihazlarında kullanılmak üzere yüksek Curie sıcaklığı, düşük zorlayıcı alan, yüksek bozulma dayanımı, yüksek dielektrik sabiti, yüksek polarizasyon yük yoğunluğu, yüksek geçirgenlik ve anahtarlama becerisi gibi kayda değer özellikler taşıdığı saptanmıştır (Altındal ve diğeri, 2008; Bülbül ve diğeri, 2011; Chen ve diğeri, 2009; Durmuş ve diğeri, 2013; Gökçen ve Yıldırım, 2012; Parlaktürk ve diğeri, 2008; Wu, 1974; Yıldırım ve diğeri, 2013). Literatürde,

MFS yapıların sıklıkla incelenmesinin bir sebebi de ferroelektrik malzemelerin MFS alan etkili transistörlerde (MFSFET) gate malzemesi olarak tercih ediliyor olmasıdır.

MFS Schottky bariyer diyotlar elektriksel karakteristikleri açısından MIS Schottky bariyer diyotlarıyla özdeşirler, dolayısıyla bu yapıların elektriksel ve dielektrik parametrelerinin elde edilmesiyle akım iletim mekanizmalarının inceleniş şekli MIS Schottky bariyer diyotlarıinkiyle aynıdır. Literatürde MS, MIS, MPS ve MFS Schottky bariyer diyotların akım iletim mekanizmaları ile elektriksel ve dielektrik parametrelerinin incelenmesi genellikle akım-voltaj (I-V), kapasitans-voltaj (C-V) ve iletkenlik-voltaj (G-V) karakteristiklerinin incelenmesiyle gerçekleştirilmektedir. MIS Schottky bariyer diyotlarda olduğu gibi MFS Schottky bariyer diyotların I-V karakteristikleri incelenerek toplam akımın termiyonik emisyon (TE), termiyonik alan emisyonu (TFE), alan emisyonu (FE), difüzyon, termiyonik emisyon difüzyon (TED), uzay yüküyle sınırlı akım (SCLC) ve azınlık taşıyıcı enjeksiyonu gibi farklı akım mekanizmalarından hangilerinin kombinasyonu olduğuna veya bunlar içinde hangisinin baskın akım iletim mekanizması olduğuna dair yorum yapılabilir. Ayrıca, ferroelektrik arayüzeyel tabakanın varlığı Schottky bariyer diyottaki akım iletim mekanizmalarını etkiler. Bundan dolayı da Schottky bariyer diyotun doğrultma oranı, seri direnç, şönt direnci, doyum akımı, idealite faktörü, sıfır-beslem potansiyel engel yüksekliği, arayüzey tuzaklarının yoğunluğu, katkı atomlarının yoğunluğu, difüzyon voltajı, tükenim tabakası kalınlığı genişliği gibi temel elektriksel parametrelerinde de değişiklikler gözlemlenebilir.

Literatürde MFS Schottky bariyer diyotlar üzerine yapılmış çok sayıda çalışma bulunmaktadır ve bunların bir kısmı BTO'nun arayüzeyel yalıtkan tabaka olarak kullanıldığı çalışmalardır. Ancak, bu çalışmalar içinde elektriksel karakteristiklerin sıcaklığa bağlı incelendiği çalışma sayısı sağlıklı bir kıyaslama yapmaya elverişli değildir. Oda sıcaklığı üzerinde yük taşıyıcılarının sahip oldukları termal enerjiden dolayı akım iletiminin çok yüksek ihtimalle termiyonik emisyon yoluyla gerçekleşmektedir, ancak oda sıcaklığı altında bu durum farklılık gösterebilmektedir. Dolayısıyla, Schottky bariyer diyotların elektriksel karakteristiklerinin oda sıcaklığı altında incelenmesi önemli hale gelmiştir. BTO açısından bakıldığında ise, oda sıcaklığı altında BTO arayüzeyel yalıtkan tabakaya sahip MFS Schottky bariyer diyotların akım iletim mekanizmalarının MS Schottky bariyer diyotlarla kıyaslamalı olarak incelendiği çalışmalar yok denecek kadar azdır. Literatürdeki bu eksikliği gidermek amacıyla bu çalışma kapsamında Al/p-Si ve

Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotlar hazırlanarak bunların akım, kapasitans ve iletkenlik ölçümleri 120 K ile 300 K arasında gerçekleştirilmiştir. Ölçüm sonuçlarından Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların sıcaklığa bağlı I-V, C-V ve G-V karakteristikleri, bu karakteristiklerden de akım iletim mekanizmaları ve temel elektriksel parametreleri elde edilmiştir. Ayrıca, verilerle oluşturulan grafikler ve çizelgelerden yararlanarak, üretilen Schottky bariyer diyotların hem birbiriyle hem de literatürdeki benzer yapılarla kıyaslama yapılmıştır.

Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotlar üzerine olan bu çalışma beş bölümden oluşmaktadır. Sonuna geldiğimiz birinci bölümde yarıiletkenlerin ve yarıiletken yapıların tarih içinde gelişimine, MFS Schottky bariyer diyotlar, elektriksel karakteristiklerinin önemi ve kullanım alanlarına değinilerek çalışma hakkında özet bilgi verilmiştir. Giriş bölümünü takip eden ikinci bölümde ise kullanılan malzemeler, MIS ve MFS Schottky diyotlar ile bu diyotların elektriksel parametreleri ve elde edilmesiyle, akım iletim mekanizmaları hakkında teorik bilgiler verilmiştir. Üçüncü bölümde Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların hazırlanmasına, yararlanılan deneysel sistemlere ve yürütülen ölçümlere değinilmiştir. Dördüncü bölümde ölçüm verileri kullanılarak temel elektriksel parametreler hesaplanmış, hesaplanan veriler şekil ve çizelgeler yardımıyla sunulmuş ve literatürle kıyaslaması yapılarak tartışılmıştır. Beşinci ve son bölümde ise çalışma bulgularının önemli kısımlarına değinilerek çalışmanın sonuçları sunularak önerilerde bulunulmuştur.

2. TEORİK BİLGİLER

Bu bölümde ilk olarak Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların üretilmesinde kullanılan malzemelere ve bu malzemelerin özelliklerine değinip daha sonra MFS Schottky bariyer diyotların temel olarak benzer karakteristik özellikler gösterdiği MIS Schottky bariyer diyotları hakkında teorik bilgiler verilecektir. Ardından, bu yapıların akım iletim mekanizmaları ve temel elektriksel parametreleri hakkında bilgili verilerek, tespit yöntemleri sunulacaktır.

2.1. Metaller ve Alüminyum

Periyodik tablodaki bilinen 118 elementin 91'ini oluşturan metaller ısı ve elektriği iyi ileten, yüksek erime sıcaklığına sahip, genelde sert ve parlak olan katı malzemeler olarak bilinirler. İletkenlik ve valans bantları çakışık olan metallerin elektriksel iletkenliği $10^2 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ ve üzerinde değer alır; örneğin elektriği en iyi ileten element olan gümüşün iletkenliği oda sıcaklığında $6,3 \times 10^9 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ 'dir. Bu çalışmada yararlanılan alüminyum'un (Al) elektriksel iletkenliği ise oda sıcaklığında $3,5 \times 10^9 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ 'dir. Al metal ailesi içinde gümüşümsü parlak renge sahip fiziksel olarak işlenmesi nispeten kolay bir metaldir. 13 atom numaralı 3A grubu elementi olan Al yüzey merkezli kübik (fcc) kristal yapısına sahiptir.

Oksijen ve silisyumdan sonra yeryüzünde en çok bulunan elementtir. Al elementinin doğada çok bulunuyor olması onu elektronik cihaz uygulamalarında üst sıralara taşımıştır, ancak Al elementini Schottky bariyer diyotu uygulamalarında çekici kılan özelliği sahip olduğu iş fonksiyonu değeridir. Literatürde alüminyumun iş fonksiyonu ile ilgili; (110) yönelimi için 4,06 eV, (111) yönelimi için 4,24 eV ve (100) yönelimi için 4,41 eV olduğu bilinmektedir (Fall ve diğerleri, 1998). Al elementinin her bir yönelim için olan iş fonksiyonunun değerinin, p tipi silisyumun 4,85 eV'luk (Pelletier ve diğerleri, 1984) iş fonksiyonu değerine göre küçük olması yüzünden, p tipi silisyumun alltaş olarak kullanıldığı Schottky bariyer diyotlarda Al elementi sıklıkla doğrultucu kontak malzemesi olarak kullanılmıştır (Bengi ve Bülbül, 2013; Cheng ve diğerleri, 2010; Durmuş ve diğerleri, 2013; Ham ve diğerleri, 2008; Kaya ve diğerleri, 2013; Yıldırım ve diğerleri, 2013).

Belirtmekte fayda vardır ki; ilerleyen bölümlerde açıklanacağı üzere Al teoride omik kontak malzemesi olarak kullanmaya uygun görünmese de yapılan çalışmalar Al elementinin omik kontak malzemesi olarak da kullanılabileceğini göstermiştir (Cheng ve diğerleri, 2010; Durmuş ve diğerleri, 2013; Ham ve diğerleri, 2008; Kaya ve diğerleri, 2013; Yıldırım ve diğerleri, 2013). Omik kontak oluşumu aşamalarından biri de tavlama işlemidir ki; bu işlem sayesinde Al tabaka yarıiletken içine çöktürülür ve böylece Al tabaka omik kontak özelliği kazanır.

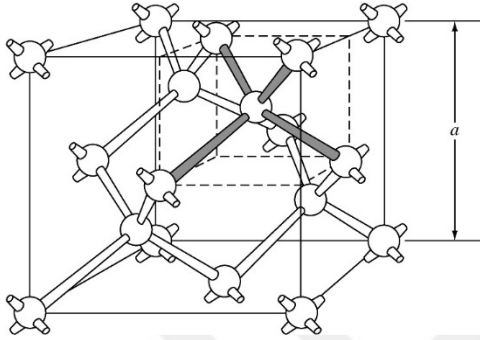
2.2. Yarıiletkenler ve Silisyum

Yarıiletkenler elektriksel iletkenliği $10^{-8} - 10^2 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ aralığında olan, iletkenlik açısından metal ile yalıtkanın iletkenlik değerlerinin arasında bulunan malzemelerdir. Yarıiletken malzemelere örnek olarak elementel yarıiletken grubundan silisyum ve germanyum, bileşik yarıiletken grubundan galyum arsenit ve indiyum fostat, organik yarıiletken grubundan ise polifenilen vinlen (PPV) ve politiyofen (PT) verilebilir. Yarıiletkenlerin iletim ve valans bantları metallerde olduğu gibi çakışık değildir, ancak yalıtkanlarda olduğu gibi de çok ayrıktır. Literatürde yarıiletkenler içinde rapor edilen en geniş yasak enerji aralığı 6,36 eV'dur (Evans ve diğerleri, 2007), böylesi yüksek yasak enerji aralığına sahip bor nitrat bileşiği yüksek sıcaklık diyotu ve LED'ler için en düşük dalga boyunda ışık saçan morötesi LED üretiminde iyi sonuçlar vermiştir (Saito ve diğerleri, 1990: 299).

Yarıiletkenlerin en bilinen özelliklerinden biri metallerin aksine artan sıcaklıkla elektriksel iletkenliklerinin artmasıdır, bu özellikten dolayı yarıiletken kullanılarak üretilen yapıların sıcaklığa bağlı incelenmesi gerekmektedir. Benzer şekilde yarıiletkenlerin üzerine uygun dalga boyu aralığında ışık düşürüldüğünde de iletkenliklerinde bir artış yaşanır. Yarıiletkenlerin bir başka özelliği ise bir takım katkı malzemeleri kullanarak elektriksel iletkenlikleri ve yasak enerji aralıkları üzerinde değişiklik yapmanın mümkün olmasıdır.

Elektronik cihaz üretiminde yarıiletken malzeme olarak en fazla silisyum kullanılmaktadır. 14 atom numarasıyla 4A grubu elementi olan Si, Şekil 2.1'de şematize edilen iç içe geçmiş iki fcc yapının birleşimi olarak kabul edilen elmas kübik kristal yapısına sahiptir. Şekil 2.1'deki a terimi örgü sabiti olup, Si için oda sıcaklığındaki değeri 5,4307 Å'dur. Şekilde görüldüğü gibi Si kristalinde her bir Si atomu için 4 adet en yakın komşu atom vardır. Genellikle silikat minerali olarak var olan silisyumun doğada çok miktarda

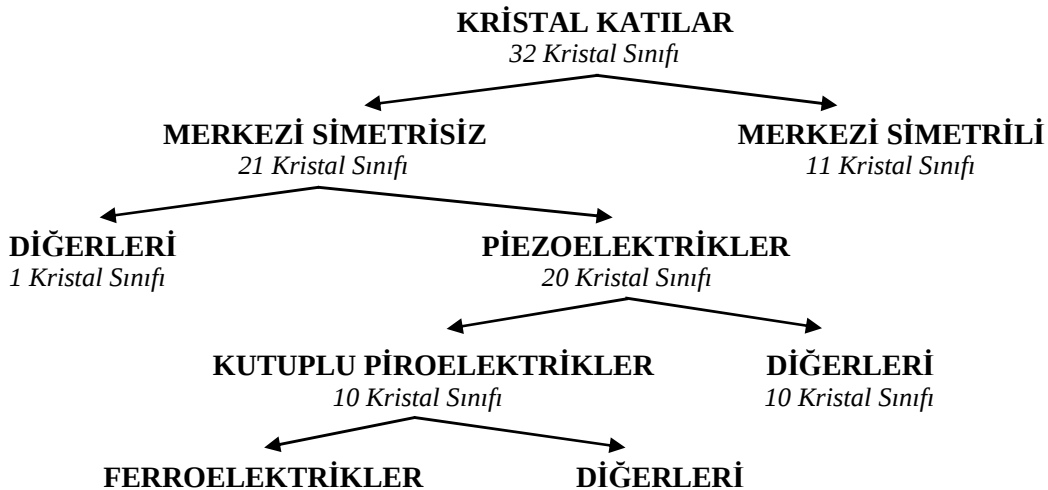
bulunuyor olması, sahip olduğu yasak enerji aralığı, yasak enerji aralığının katkı atomları kullanılarak değiştirilebilmesi ve doğal oksit yapısının (SiO_2) bulunması gibi nedenler dolayısıyla Si elektronik sanayisinde en çok kullanılan yarıiletkenidir. Dolayısıyla bu çalışma kapsamında yarıiletken malzeme olarak Si tercih edilmiştir ki; kullanılan Si malzemenin özelliklerine üçüncü bölümde yer verilmiştir.



Şekil 2.1. Elmas kübik kristal yapısının şematik gösterimi (Neamen, 1997: 10)

2.3. Ferroelektrikler ve Bizmut Titanat

Ferroelektrikler kendiliğinden elektriksel kutuplanmaya sahip olan malzemelerdir. Bu açıdan ferromanyetik malzemelerin elektriksel analogu olarak adlandırılırlar. Uygulanan bir dış elektrik alanla ferroelektrik malzemelerin elektriksel kutuplanmasının yönü değiştirilebilir ve şiddeti artırılabilir, azaltılabilir veya sıfırlanabilir. Ferroelektrik malzemelerin kristal katılar içindeki yerinin gösterilmesi için Şekil 2.2’de kristal katıların sınıflandırması şematize edilmiştir.

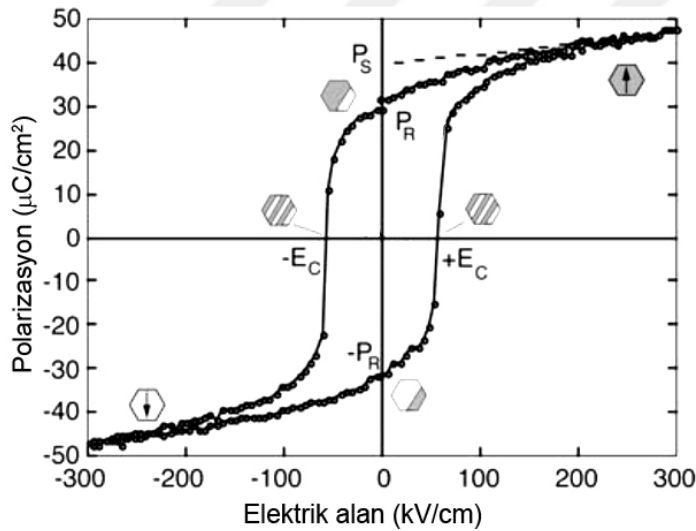


Şekil 2.2. Elektriksel olarak kristal katıların sınıflandırması

Şekilde de görülebileceği gibi ferroelektrik malzemeler aynı zamanda piroelektrik ve piezoelektrik malzemelerdir. Piezoelektrik malzemelerde uygulanan dış basınç nedeniyle elektrik üretebilen malzemelerdir ki; bu malzemeler içinde kendiliğinden kutuplu olanlara piroelektrik malzemeler denir. Piroelektrikler içinde ferroelektrikleri diğer piroelektrik malzemelerden ayıran özellik ise bir alt bölümde değinilecek olan histerezis özelliğidir.

2.3.1. Histerezis

Bir malzemeye veya cihaza ait polarizasyon (P) ölçüm verilerinin, elektrik alana karşı grafiğinin çizilmesi durumunda o malzeme veya cihazın nasıl bir elektriksel özellik gösterdiği hakkında yorum yapılabilir. Örneğin, bu grafik lineer bir doğru sergiliyorsa malzeme ideal kapasitans özelliği gösteriyordur, ya da veriler bir daire şeklini alıyorsa malzeme ideal bir direnç özelliği gösteriyordur. Ancak malzemeye ait veriler Şekil 2.3'te verilen histerezis eğrisi şeklini alıyorsa bu bize malzemenin bir ferroelektrik olduğunu belirtir.



Şekil 2.3. Örnek histerezis eğrisi (Mayergoyz ve Bertotti, 2005: 350)

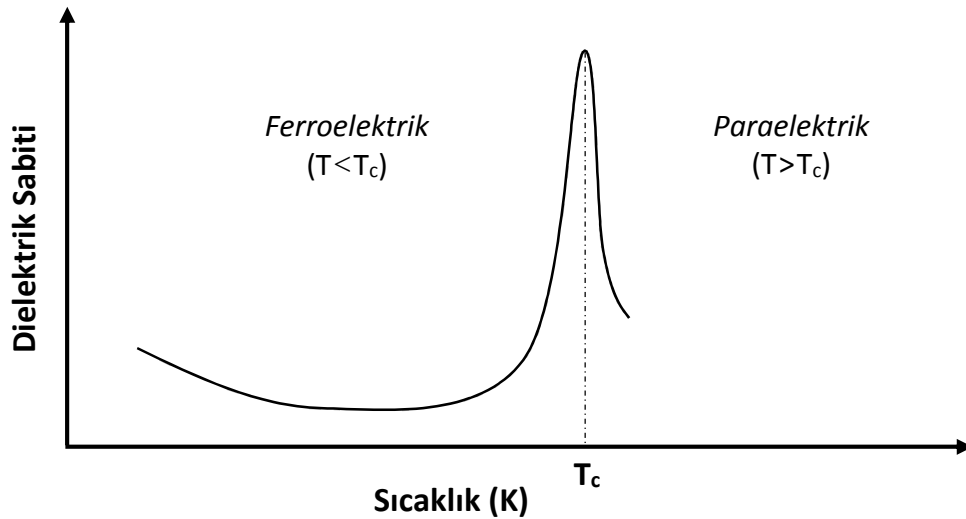
Histerezis eğrisi ferroelektrik malzemelerin karakteristik özelliklerinden biridir. Bir ferroelektrik üzerine elektrik alan uygulandığında malzemedeki farklı yönlerde kutuplu olan bölgeler elektrik alan doğrultusunda yönelmeye başlarlar. İlk başta kendiliğinden olan kalıntı polarizasyon P_R ile gösterilir, elektrik alanın etkisiyle birlikte tüm bölgeler elektrik alan doğrultusunda kutuplanınca malzemenin polarizasyonu doyuma ulaşır ve P_S değerini

alır. Malzemedeki polarizasyonu sıfırlamak için uygulanması gereken elektrik alan ise zorlayıcı alan olarak adlandırılan E_C 'dir.

Ferroelektrik malzemelerin histerezis eğrileri aynı zamanda kapasitans veya dielektrik sabiti değerlerinin uygulanan beslem voltajı değerlerine karşı çizilmesiyle de elde edilebilir. İdeal bir histerezis eğrisinin simetrik olması, başka bir ifadeyle düz ve ters ölçümler için eş büyüklükte P_R ve E_C değerini vermesi beklenir. Ancak, pratikte ferroelektrik malzemenin kalınlığı, yapıdaki kusurlar, hazırlama ve ölçüm koşulları gibi bir takım nedenlerden dolayı ideal histerezis eğrisi elde edilememektedir (Mayergoyz ve Bertotti, 2005: 350).

2.3.2. Curie sıcaklığı

Ferroelektrik malzemeler sahip oldukları kendiliğinden polarizasyonu Curie sıcaklığı (T_c) olarak adlandırılan her malzeme için karakteristik olan sıcaklığa kadar koruyabilirler. T_c değerinde kristal yapıda faz değişikliği meydana gelir; sıcaklığın artırılmasıyla birlikte ferroelektrik fazda bulunan malzeme T_c sıcaklığının üstünde paraelektrik faza geçiş yapar ve ferroelektrik özelliğini yitirir.



Şekil 2.4. Curie sıcaklığı civarında ferroelektrik-paraelektrik faz geçişini gösteren dielektrik sabiti – sıcaklık grafiği

Bir ferroelektrik malzemede dielektrik sabitinin sıcaklığa bağlı değişimi Şekil 2.4'teki gibidir; T_c hizasının solunda kaldığı sıcaklıklarda ($T < T_c$) malzeme ferroelektrik, sağında

kaldığı durumlarda ($T > T_c$) ise malzeme paraelektriktir. T_c sıcaklığı civarında ise malzemenin kristal yapısı değişiklik göstermeye başlar. Artan sıcaklıkla birlikte rombohedral, oktahedral, tetragonal veya monoklinik gibi kristal yapılardan T_c sıcaklığını geçince kübik kristal yapısına sahip olan malzeme ferroelektrik özelliğini yitirir. Malzemenin kristal yapısında gerçekleşen bu değişiklikten dolayı T_c civarında ferroelektrik malzemenin dielektrik ve optoelektronik özelliklerinde anormallikler görülür. Şekil 2.4'te gösterildiği gibi T_c civarında dielektrik sabitinin değerin hızlı bir şekilde yükselerek pik vermektedir ki; bu civarda dielektrik sabitinin değeri birkaç on bine ulaşabilmektedir. Bu durum dielektrik anomali olarak da adlandırılmaktadır. T_c sıcaklığından daha yüksek sıcaklıklarda ise dielektrik sabiti

$$\epsilon_p = \epsilon_o + \frac{C_c}{T - T_{c-w}} \quad (2.1)$$

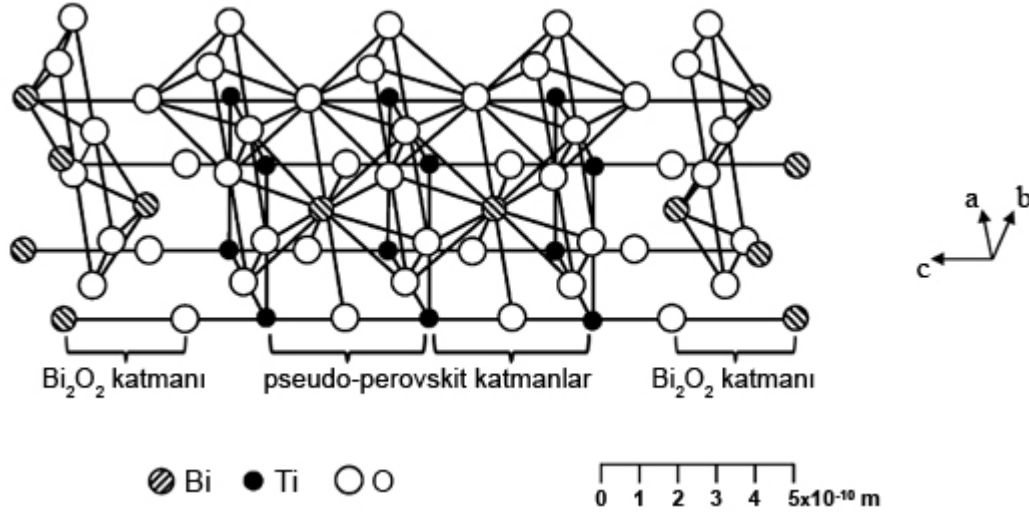
eşitliği ile verilen Curie-Weiss yasasına göre değişkenlik göstermektedir (Kim ve diğerleri, 2009). Burada ϵ_p , ϵ_o , T , T_{c-w} ve C_c sırasıyla malzemenin paraelektrik fazdaki dielektrik geçirgenliği, boşluğun dielektrik geçirgenliği, malzemenin sıcaklığı, genelde T_c 'ye yakın bir değer alan Curie-Weiss sıcaklığı ve Curie sabitidir.

2.3.3. Ferroelektriklerin yapıları ve bizmut titanat

Ferroelektrik malzemelerin dört ana yapısı vardır; sekiz-yüzlü köşe-paylaşımlı oksijenli yapılar, hidrojen bağlı radikalleri içeren bileşikler, organik polimerler ve seramik polimer kompozitleri. Sekiz-yüzlü köşe-paylaşımlı oksijenli yapılar da kendi içinde içindeki alt gruplara ayrılacak olursa; perovskitler, tungsten bronzlar, piroklorlar, ilmenitler ve bizmut oksit tabakalı yapılar olarak sıralanabilir.

Bu çalışma kapsamında kullanılan $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ bizmut oksit tabakalı yapılar grubuna girmektedir. Bizmut oksit tabakalı yapıların sahip oldukları yüksek kararlılık, yüksek sıcaklık ve frekanslarda çalışabilme özellikleri bu yapıları çekici kılar. Aynı zamanda $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$, tabakalı bileşik yapıları ilk defa çalışan Bengt Aurivillius'a (Aurivillius, 1949) atfen Aurivillius ailesi olarak adlandırılan grubun bir üyesidir. Aurivillius ailesindeki yapıların genel gösterimi $(\text{Bi}_2\text{O}_2)^{2+}(\text{A}_{s-1}\text{B}_s\text{O}_{3s+1})^{2-}$ şeklinde olup, bu yapı $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ için $(\text{Bi}_2\text{O}_2)^{2+}(\text{Bi}_2\text{Ti}_3\text{O}_{10})^{2-}$ şeklindedir (Aurivillius, 1949). $(\text{A}_{s-1}\text{B}_s\text{O}_{3s+1})^{2-}$ gösteriminde

A büyük bir mono, di veya trivalent katyon, B küçük bir tri, tetra, penta veya hexavalent katyondur, s ise integrasyon faktörü olarak adlandırılan tam sayıdır.



Şekil 2.5. Bizmut titanatın kristal yapısının şematik gösterimi

Şekil 2.5'te Bi₄Ti₃O₁₂'nin kristal yapısının c/4 ile 3c/4 arasında kalan yarısının şematik gösterimi verilmiştir. Şekilde de görüldüğü gibi perovskit benzeri bir yapı olan Bi₂Ti₃O₁₀ tabakası, Bi₂O₂ tabakaları arasında sandviçlenmiştir, bu sebeple Bi₄Ti₃O₁₂ bizmut tabakalı pseudo-perovskit yapı olarak da adlandırılmaktadır. Perovskit benzeri kristal yapısı sayesinde yüksek bozulma dayanımı ve yüksek Curie sıcaklığı gibi perovskit yapı özelliklerine de sahiptir.

2.3.4. Bizmut titanatın özellikleri

Bizmut titanatın ve ferroelektrik özelliğinin 1949'da ilk olarak Bengt Aurivillius tarafından keşfedilmesinden sonra (Aurivillius, 1949), birbirlerinden bağımsız olarak Subbarao (Subbarao, 1961) ile Van Uitert ve Egerton'un (Van Uitert ve Egerton, 1961) bu malzemenin ferroelektrik özelliğinin tanımlanmasını yaptı. Yarım aşırı aşan bu süre içinde BTO birçok çalışmaya konu olmuştur ve yapılan çalışmalar sonucunda BTO elektronik sanayisinde geniş bir kullanım alanına kavuşmuştur. Bu alanlar şöyle listelenebilir; kapasitör, hafıza cihazları, sensörler, optoelektronik cihazlar, soğutmasız kızılötesi detektörler, piezoelektrik güç çeviriciler, akustik piezosensörler, optik ekranlar, fotokatalizörler, vb. (A-Paz de Araujo ve diğerleri, 1994; Altındal ve diğerleri, 2008; Bülbül ve diğerleri, 2011; Chen ve diğerleri, 2009; Cummins ve Cross, 1968; Du ve

diğerleri, 2002; Durmuş ve diğerleri, 2013; Fouskova ve Cross, 1970; Gökçen ve Yıldırım, 2012; Herbert, 1982: 291; Jiang ve diğerleri, 1998; Megriche ve diğerleri, 1999; Park ve diğerleri, 1999; Parlaktürk ve diğerleri, 2008; Patwardhan ve Rahaman, 2004; Sedlar ve Sayer, 1996; Shi ve diğerleri, 2000; Subbaro, 1962; Umabala ve diğerleri, 2000; Valasek, 1921; Xie ve diğerleri, 2006; Yao ve diğerleri, 2003; Yıldırım ve diğerleri, 2013; Zhou ve diğerleri, 2003).

Ayrıca, elektronik cihazlarda kullanılan PbTiO_3 , $\text{PbZr}_{1-x}\text{Ti}_x\text{O}_3$, $\text{Pb}_{1-x}\text{La}_x\text{Zr}_y\text{Ti}_{1-y}\text{O}_3$, PbNb_2O_6 , $\text{PbBi}_2\text{Nb}_2\text{O}_9$ vb. gibi ferroelektrik malzemelerin kurşun içermesi, BTO gibi kurşun içermeyen çevre dostu ferroelektrik malzemelerin elektronik cihazlarda daha çok yer almasına vesile olmuştur (Sinharoy ve diğerleri, 1992; Sugibuchi ve diğerleri, 1975; Villegas ve diğerleri, 1999; Yao ve diğerleri, 2004).

675 °C'lik Curie sıcaklığı sayesinde yüksek sıcaklık koşullarında çalışması gereken piezoelektrik cihazlarda (Takenaka ve Sakata, 1984) ve yüksek dielektrik sabiti sayesinde kapasitörlerde (A-Paz de Araujo ve diğerleri, 1994) kullanılmaya oldukça elverişli bir malzemedir. Öte yandan tek kristal olarak büyütülen BTO düşük dielektrik sabitine sahiptir, bu özelliği ise optik ekranlar ve piezoelektrik güç çeviricilerinde kullanılmasına olanak sağlamaktadır (Lazarević ve diğerleri, 2005). Ayrıca, bizmut tabakalı pseudo-perovskit yapısı sayesinde çeşitli alttaşlar üzerine farklı ince film büyütme yöntemleriyle örgü uyumu sağlanacak şekilde büyütülebilmesi BTO'yu tercih edilen bir ferroelektrik malzeme haline getirmiştir (Du ve Chen, 1998). Bizmut tabakalı pseudo-perovskit yapısının diğer bir avantajı ise yüksek yorulma direncidir (A-Paz de Araujo ve diğerleri, 1994), öyle ki; BTO elektrik alanda tekrarlanan polarizasyon devridaiminde dahi yorulmaya karşı yüksek direnç gösterebilmektedir (Cummins ve Cross, 1968), bu sebeple de kalıcı hafızalarda kullanmaya yönelik ideal bir malzemedir. Yine daha önce de belirtildiği gibi kurşun içermemesi de ferroelektrik rastgele erişimli hafıza (FRAM) gibi kalıcı hafıza uygulamaları ile ferroelektrik alan etkili transistör (FeFET) uygulamalarında BTO'yu çekici kılmıştır (Sugibuchi ve diğerleri, 1975).

BTO iki ekseninde de kendiliğinden kutuplanmaya sahip bir ferroelektrik malzemedir. Bu durumun sebebi konusunda literatürde farklı açıklamalar mevcuttur. Newnham, Wolfe ve Dorrian (1971), BTO'nun bir Aurivillius ailesi üyesi olarak integrasyon faktörünün tek sayı ($s = 3$) olmasından dolayı a eksenine ek olarak c ekseninde de zayıf da olsa bir

kendiliğinden kutuplanmaya sahip olduğunu belirtmiştir. Daha sonra Dorian, Newnham, Smith ve Kay (1972) ise c eksenindeki polarizasyonun pseudo-perovskit tabadaki bizmut iyonları elektronlarının yeniden yöneliminin oksijen oktahedronlarında ufak dönmeye neden olmasından dolayı ortaya çıktığını belirtmişlerdir. İlerleyen yıllarda Herbert (Herbert, 1982: 298) ise BTO'nun diğer Aurivillius üyelerinden farklı olarak Curie sıcaklığının altında monoklinik kristal yapısına sahip olmasının iki farklı doğrultuda kutuplanmaya neden olabileceğini öne sürmüştür. BTO'nun oda sıcaklığında a ve c eksenlerindeki polarizasyon değerleri sırasıyla $\sim 50 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ ve $\sim 4 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ 'dir, yine bu eksenlere karşılık gelen zorlayıcı alan değerleri ise sırasıyla $\sim 50 \text{ kV}/\text{cm}$ ve $\sim 7,8 \text{ kV}/\text{cm}$ 'dir (Masuda ve diğerleri, 1992; Park ve diğerleri, 1999). Dolayısıyla a eksenini boyunca büyütülen BTO filmler daha iyi ferroelektrik ve dielektrik özellik sergilemektedirler. Öte yandan c eksenindeki değerleri nedeniyle optoelektronik cihazlarda kullanımı açısından ilgi çekicidir.

BTO'daki optik aktivitenin farkına varılmasından sonra yapılan çalışmalarda polarizasyon anahtarlama tabi tutulan BTO'da eşsiz optik gösterge dönüşümü gözlenmiştir (Wu ve diğerleri, 1973) ve elde edilen yüksek elektro-optik katsayısı sayesinde optoelektronik cihazlarda kullanılmasının önü açılmıştır (Jo ve diğerleri, 1993; Wu ve diğerleri, 1976). Ayrıca, BTO'nun optik özelliği MFS Schottky bariyer diyotlarda da dikkat çekici özellik sergileyerek ışığa tabi tutulan MFS Schottky bariyer diyotların sızıntı akımında hatırı sayılır artışa neden olmuştur (Pintilie ve diğerleri, 1999), bu özelliğinden dolayı bu yapıların fotodiyot özelliği sergilemesini mümkün kılmıştır.

2.4. Metal-Yalıtkan-Yarıiletken Schottky Bariyer Diyotlar

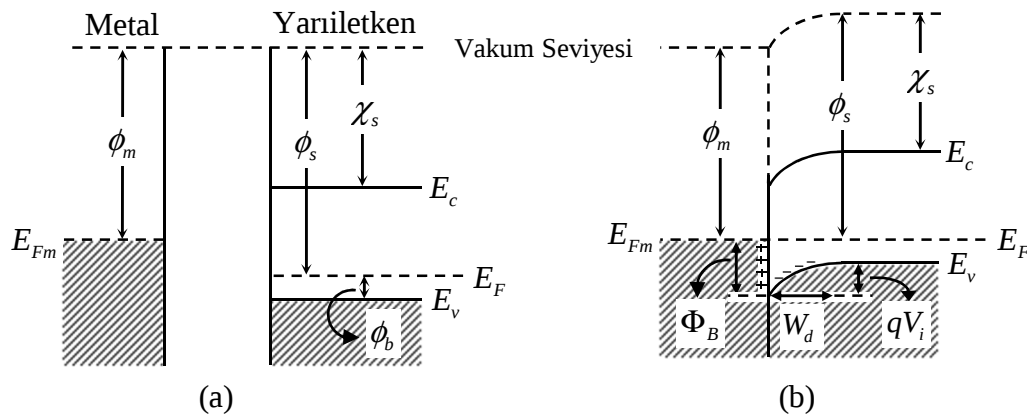
Metal-Yalıtkan-Yarıiletken Schottky bariyer diyotlar birinci bölümde de bahsedildiği gibi yalıtkan özellik gösteren bir malzemenin metal ile yarıiletken tabakalar arasına ince film olarak büyütülmesi sonucu oluşurlar. Bu yalıtkan özellik gösteren malzeme çeşidine göre yapı çok farklı türlerde olabilir; MPS, MFS, vb. Farklı isimlerle anılsalar da MPS ve MFS Schottky bariyer diyotlar, MIS Schottky bariyer diyotların teoride uyum sağladığı yasalara uyum gösterirler, dolayısıyla literatürde farklı türlerdeki Schottky bariyer diyotları için farklı teorik modelleme yapılmamıştır. Bu sebeple, literatür özetinin bundan sonraki kısmında MIS Schottky bariyer diyotları üzerinden teorik açıklama yapılacaktır. Lakin

MIS Schottky bariyer diyotları daha iyi kavrayabilmek için öncelikle MS kontaklar ve bariyer oluşumu üzerine olan Schottky-Mott teorisi üzerinde durulacaktır.

2.4.1. Metal-Yarıiletken yapıların Schottky-Mott teorisi

Metal kontaklar ve bariyer oluşumuna yönelik ilk kapsamlı teorik açıklama birinci bölümde de bahsedildiği gibi Schottky (1938) ve Mott (1938) tarafından gerçekleştirilmiştir. Schottky ile Mott metal ile yarıiletkenlerin kontak edilmesiyle, arayüzeyde yarıiletken tarafında hareketli yük taşıyıcılarının olmadığı yüksek dirençli bir bölge oluşur ve bu bölge metal-yarıiletken arayüzeyindeki yükleri birbirinden ayırarak bir potansiyel bariyeri oluşmasına neden olur.

Bariyer oluşumunun görselleştirilmesi için Şekil 2.6 (a) ve Şekil 2.6 (b)'de metal ile yarıiletkenin sırasıyla kontak edilmeden önce ve kontak edildikten sonra enerji bant diyagramları verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi yarıiletkenin iş fonksiyonu ϕ_s , metalin iş fonksiyonu ϕ_m 'den büyüktür. Her iki iş fonksiyonuna da periyodik potansiyelden ve yüzey dipollerinden olmak üzere iki türlü katkı gelirken, metalden farklı olarak yarıiletkenin iş fonksiyonu yarıiletkenin katkılanmasıyla birlikte Fermi seviyesinin de değişmesinden dolayı büyüklüğü belirli aralıkta ayarlanabilir bir niceliktir (Sharma, 1984: 3). Öte yandan ne kadar katkılama yapılırsa yapılsın Şekil 2.6 (a)'da da görülebileceği gibi yarıiletkenin elektron afinitesi χ_s sabit kalır.



Şekil 2.6. p tipi yarıiletken ile oluşturulan bir MS doğrultucu kontak için enerji bant diagramı; (a) nötr malzemelerin birbirlerinden ayrı olduğu durum, (b) termal denge durumu

Malzemeler birbirlerine kontak edilince metaldeki elektronlar, metal ile yarıiletkenin Fermi seviyeleri eşitleninceye kadar, yarıiletkene doğru akarlar. Geçiş yapan bu elektronlar p tipi yarıiletkende azınlık taşıyıcılarıdır. Yarıiletkene ulaştıktan sonra,deşikler ile birleşmeye uğrayarak Şekil 2.6 (b)'de gösterildiği gibi iyonize alıcıların uzay yük katmanının oluşturmaya yol açacaklardır. Uzay yük bölgesindekideşiklerin yoğunluğu alıcı yoğunluğuna kıyasla ihmal edilebilir büyüklüktedir. Dolayısıyla, kontağın yarıiletken tarafında uzay yük bölgesi iyonize alıcı atomlarının katkı yoğunluğuna bağlı olan ve kalınlığı W_d olan bir tükenim tabakasından oluşur. Eklem bölgesinde artan azınlık taşıyıcılarından dolayı valans bandı enerji seviyesi E_v ile Fermi enerjisi seviyesi E_F arasındaki fark artar, Fermi seviyesi sabit kalacağından dolayı E_v ve iletim bandı enerji seviyesi E_c Şekil 2.6 (b)'de olduğu gibi bükülür. Metali terk eden elektronlar geridedeşik bırakırlar ve budeşikler arayüzeyin metal kısmı boyunca kalınlığı Thomas-Fermi mesafesi ($\sim 0,5 \text{ \AA}$) kadar olacak şekilde çok ince bir pozitif yük bölgesi oluştururlar (Sharma, 1984: 4).

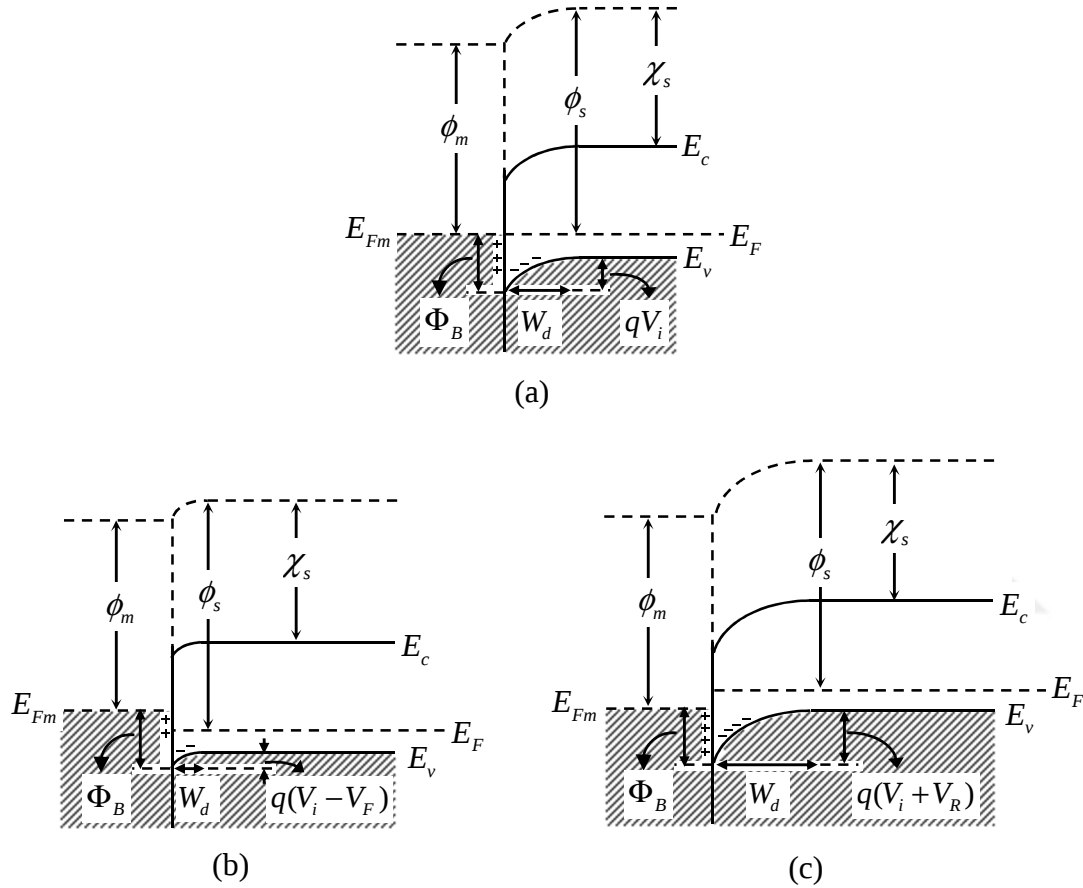
Kontaktaki bantların bükülme miktarı ve oluşan bariyer potansiyelinin büyüklüğü hakkında yorum yapmadan önce şunun belirtilmesi gerekir ki; yarıiletkenin yasak enerji aralığı E_g ve yarıiletkenin elektron afinitesi χ_s kontak işleminden etkilenmeyeceklerinden dolayı E_v , E_c ve vakum seviyeleri birlikte bükülmeye uğrarlar. Ayrıca p tipi yarıiletkende akımdeşikler tarafından sağlandığı için,deşikler için olan bariyer yüksekliği aşağıdaki gibidir;

$$\Phi_B = \chi_s + E_g - \phi_m \quad (2.2)$$

Şekil 2.6 (b)'de görülmektedir ki; bu bariyer yüksekliği metalden yarıiletkene doğru olan bariyerdir. Yarıiletkenden metale doğru olan bariyer ise qV_i ile verilen bariyer potansiyeldir ki; V_i bazı kaynaklarda built-in voltajı veya kontak potansiyeli olarak da adlandırılan difüzyon potansiyelidir.

Mott (1938) bantların bükülmesinin izahını yaparken tükenim bölgesi boyunca elektrik alan kuvvetinin sabit olup, potansiyelin ise lineer olarak arttığını öngörmüştür. Fakat bugünkü anlamıyla daha doğru tanımlamayı Schottky yapmıştır. Schottky (1938) yarıiletkendeki uzay yük bölgesinden yola çıkarak şöyle açıklamıştır; uzay yük bölgesinde çok az miktarda hareketli yük taşıyıcı bulunmasından dolayı bu bölge yüksek dirence sahip

tükenim bölgesi olarak adlandırılan bölgeye dönüşür. Oluşan bariyer şekli ise yarıiletkendeki alıcı dağılımından elde edilir. Yarıiletkenin düzgün katkılanması sebebiyle tükenim bölgesi de düzgün yük yoğunluğuna sahiptir. Tükenim bölgesindeki yüklere etkiyen elektrik alan kuvveti de uzay yük tabakası sınırından itibaren düzgün bir şekilde artar ve bundan dolayı potansiyel bariyerinin şekli parabolik olur (Schottky, 1938).



Şekil 2.7. $\phi_s > \phi_m$ durumu için p tipi yarıiletken ile oluşturulan bir MS doğrultucu kontak için enerji bant diyagramı; (a) termal denge durumu, (b) V_F büyüklüğünde düz beslem durumu ve (c) V_R büyüklüğünde ters beslem durumu

Bir p tipi yarıiletken ile oluşturulan MS kontağının enerji bant diyagramının termal denge durumundaki ve beslem voltajı uygulandığı durumlardaki hali Şekil 2.7’de verilmiştir. Metal ile yarıiletkenin bu şekilde kontak edilmesinden sonra yük geçişi sağlanıp Fermi seviyelerinin aynı hizaya geldiği durum termal denge durumu olarak adlandırılmaktadır. Termal denge durumu kontak üzerine herhangi bir beslem voltajının uygulanmadığı durumdur. Bu durumda metalden yarıiletkene bariyer boyunca geçiş yapan yük taşıyıcılarının miktarı ters yönde bariyer boyunca geçen yük taşıyıcılarının miktarı tarafından dengelenmektedir, dolayısıyla net akım sıfırdır. Yarıiletkendeki tükenim

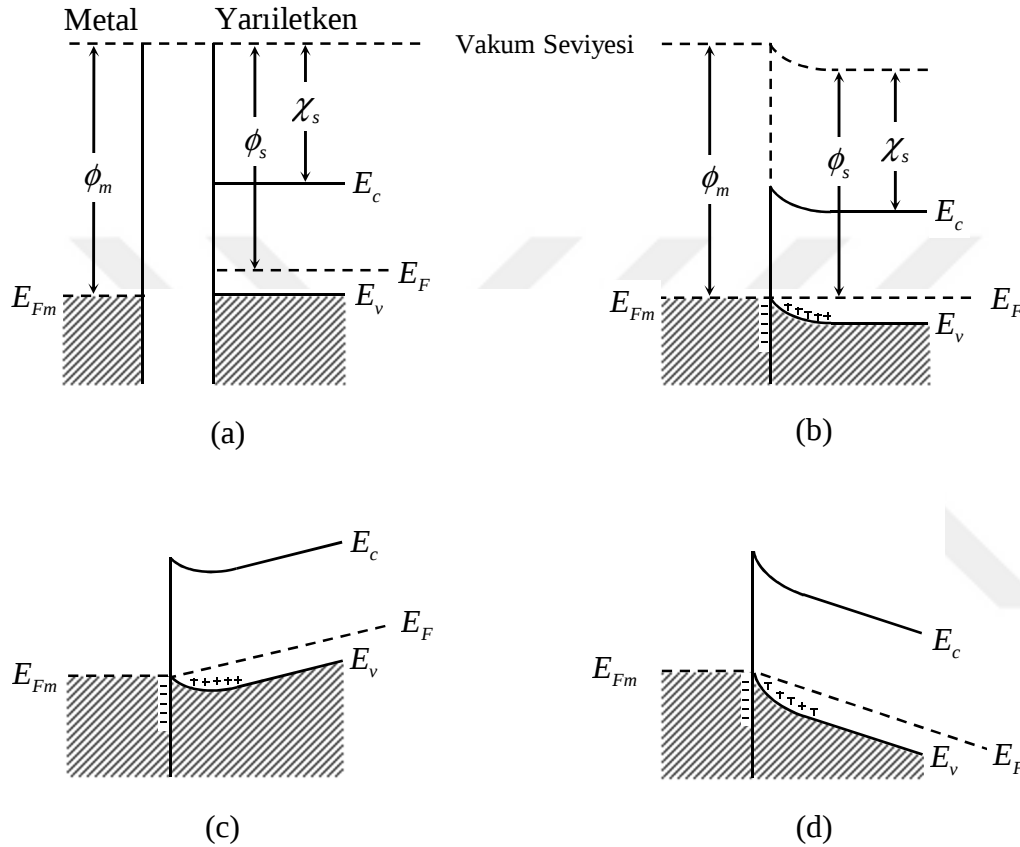
bölgesinin az miktarda hareketli taşıyıcı içermesinden dolayı metalin ve nötr yarıiletkenin direncine kıyasla tükenim bölgesinin direnci çok daha büyüktür ve pratikte uygulanan beslem voltajının büyük bir kısmı bu bölgeye düşer.

Bir p tipi MS kontağın yarıiletken tarafı üreticin pozitif kutbuna bağlanarak kontakta beslem voltajının uygulandığı duruma düz beslem veya ileri beslem durumu denir. Büyüklüğü V_F olan düz beslem voltajının etkisiyle yarıiletken metale göre pozitif olduğundan W_d 'de daralma yaşanır ve bunu takiben yarıiletkenden metale doğru olan qV_i bariyer potansiyelinin değeri de $q(V_i - V_F)$ potansiyeline düşer. Bariyerin yüksekliğinin azalmasından dolayı da termal denge durumuna göre düz beslemdeki akım V_F değeriyle üstel artarak daha büyük değerler alır.

Üreticin uçlarının MS kontağa diğer türlü bağlanmasıyla birlikte bu defa kontak ters beslem durumuna geçer. Bu defa büyüklüğü V_R olan ters beslemin etkisiyle W_d genişler ve yarıiletkenden metale doğru olan qV_i bariyer potansiyelinin değeri ise artarak $q(V_i + V_R)$ potansiyeline çıkar. Bunun sonucunda kontak üzerinden düz beslemdeki akıma göre ters yönde olan daha küçük bir akım geçer. Bu akımın çok küçük olmasından dolayı oluşturulan kontak bir doğrultucu metal-yarıiletken kontaklıdır. Görüldüğü üzere $\phi_s > \phi_m$ şartı sağlandığı zaman bir bariyer potansiyeli oluştuğundan kontak doğrultucu işlev görmektedir.

$\phi_s < \phi_m$ olduğu durumu, yani MS omik kontak durumunu, incelemek için Şekil 2.8 (a) ve Şekil 2.8 (b)'de verilen metal ile yarıiletkenin kontak edilmeden önce ve kontak edildikten sonra enerji bant diyagramlarına göz atarsak; metal ile yarıiletken kontak edildiğinde elektronlar geride deşik bırakarak yarıiletkenden metale doğru akarlar ve sınırın yarıiletken tarafında deşik yığılmasına yol açarlar. Termal denge sağlandığında yarıiletkendeki Fermi seviyesi Şekil 2.8 (b)'deki gibi $\phi_m - \phi_s$ kadar artar. Yarıiletkendeki yığılım tabakası yükleri Debye uzunluğu mertebesindeki bir kalınlık arasındadırlar. Metaldeki deşik yoğunluğunun oldukça fazla olmasından dolayı, metal tarafındaki negatif yükler metal-yarıiletken arayüzeyinden Thomas-Fermi mesafesi uzaklıkta yüzey yükü olarak sınırlandırılırlar. Yarıiletkende herhangi bir tükenim bölgesinin oluşmadığı gibi ek olarak yarıiletkenden metale veya metalden yarıiletken doğru yük akışı için herhangi bir bariyer potansiyel yoktur.

Tükenim tabakası olmadığından uygulanan düz ve ters beslem voltajı yarıiletkenin üzerine düşer ve Şekil 2.8 (c) ve Şekil 2.8 (d)'deki E_c ve E_v seviyelerinin yarıiletkenin tamamı için bükülür. Ayrıca, akımın her iki beslem türü için de yarıiletkenin direnci tarafından karakterize edilmesinden dolayı bu tip kontaklar ise omik işleve sahiptir ve omik kontak olarak adlandırılırlar.



Şekil 2.8. $\phi_s < \phi_m$ durumu için p tipi yarıiletken ile oluşturulan bir MS omik kontak için enerji bant diyagramı; (a) nötr malzemelerin birbirlerinden ayrı olduğu durum, (b) termal denge durumu, (c) düz beslem durumu ve (d) ters beslem durumu

2.4.2. Metal-Yalıtkan-Yarıiletken yapıların teorisi

Bir MIS yapı Şekil 2.9'da gösterildiği gibi yarıiletken malzeme üzerine yalıtkan malzemenin büyütülüp doğrultucu ve omik kontakların oluşturulmasıyla elde edilir. MIS yapılar Schottky-Mott teorisine uyum sağladıklarından dolayı, MIS yapıların akım karakteristiklerinin incelenmesinde Schottky-Mott teorisi baz alınır.

arayüzeyinde tuzaklar, sabit ve hareketli iyonlar bulunmaz. Aynı zamanda yalıtkan-yarıiletken arayüzeyinde arayüzey durumları ve arayüzey yükleri de bulunmaz.

- iii) Yalıtkanın yasak enerji aralığı o kadar büyüktür ki yalıtkanın iletim bandındaki yük taşıyıcı yoğunluğu ihmal edilebilecek kadar küçüktür.
- iv) d.c. gerilim altında yalıtkan doğru taşıyıcı geçişi yoktur yani yalıtkanın öz direnci sonsuza gider.
- v) Kapasitörde bulunan yükler yalnızca yarıiletken ve metalin yarıiletken tarafına bakan yüzünde birbirlerine eşit ve zıt işaretli olan yüklerdir.

İdeal bir MIS yapıda, doğrultucu kontağa bir gerilim uygulandığı zaman yarıiletkende yük kaymaları oluşur. Yarıiletkendeki serbest hareketli yük yoğunluğu metaldekine göre daha azdır ve uygulanan gerilime bağlıdır. Yarıiletken arayüzey bölgesinde bantların bükülmesine sebep olan uzay yükleri (Q_{sc}) oluşur. Termal denge durumunda arayüzey bölgesindeki uzay yük yoğunluğu, potansiyelin büyüklüğü ile belirlenir. Yarıiletkende yükler katkılama türüne göre çoğunluk ve azınlık taşıyıcıları olup, yarıiletkende metallere göre serbest olmayan yükler bulunduğu için uygulanan gerilime bağlı olarak yük, ya uzay yükü bölgesinde ya da arayüzey bölgesinde yığılmalara neden olur. Uygulanan beslem voltajı V 'nin bir kısmı yarıiletken üzerine bir kısmı da yalıtkan arayüzey tabakası üzerine düşer. Bu yüzden,

$$V = V_{in} + \psi_s \quad (2.4)$$

eşitliği yazılabilir. Bu ifadede V_{in} yalıtkan tabaka üzerine düşen gerilim, ψ_s ise arayüzeydeki bant gerilimidir. Sistemdeki toplam yük, kapasitördeki yüklere benzetilerek aşağıdaki denklem ile verilebilir.

$$Q_m = Q_n + qAN_A W_d = Q_s \quad (2.5)$$

$$Q_m + Q_{sc} = 0 \quad (2.6)$$

Burada Q_n tersinim bölgesinde elektronların oluşturduğu toplam yük, $qAN_A W_d$ ise W_d genişliğinde uzay yükü ile uzay yükü bölgesinde iyonize olmuş alıcı katkı atomlarının

sayısıdır. Q_s yarıiletkendeki toplam yük, Q_m metal yüzeyindeki toplam yük ve Q_{sc} ise uzay yükü bölgesinde biriken uzay yüküdür (Yücedağ, 2007).

Metal ve yarıiletken tabaka arasındaki yalıtkan tabakadan dolayı metal ve yarıiletken arasında bir kapasitans oluşur. Kapasitörlerin özelliklerini metal ile yarıiletken arasındaki yalıtkan tabaka ve yalıtkan/yarıiletken arayüzeyi belirler. Kapasitans arayüzeyin dielektrik sabitine bağlıdır. Bir ideal MIS kapasitörünün eşdeğer devresi Şekil 2.11'deki gibidir.

Uygulanan gerilimde küçük diferansiyel değişimler varsa MIS yapının kapasitansı C , yalıtkan tabakanın kapasitansı C_i ve uzay yükü kapasitansı C_{sc} cinsinden ifade edilebilir. Bunların eşdeğer kapasitansları bize MIS kapasitansını verecektir. Uygulanan gerilimde çok küçük diferansiyel değişimlerin olduğunu varsayarak MIS kapasitansı aşağıdaki gibi tanımlanabilir (Altındal, 1993; Sze, 1981: 203; Yıldırım, 2010);

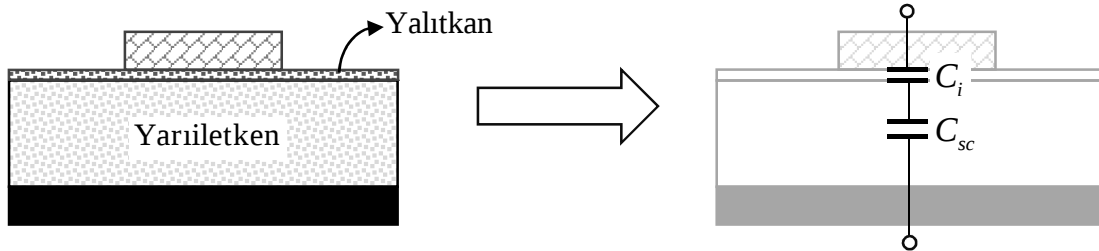
$$C = \frac{dQ_m}{dV} \quad (2.7)$$

Eş. 2.4'ten ve MIS yapının eşdeğer devresinden yararlanılırsa yalıtkan ve uzay yükü bölgesi kapasitansları ise

$$C_i = \frac{dQ_m}{dV_{in}} \quad (2.8)$$

$$C_{sc} = \frac{dQ_{sc}}{d\psi_s} \quad (2.9)$$

eşitlikleri ile elde edilmektedir.



Şekil 2.11. Bir MIS yapının eşdeğer devresi

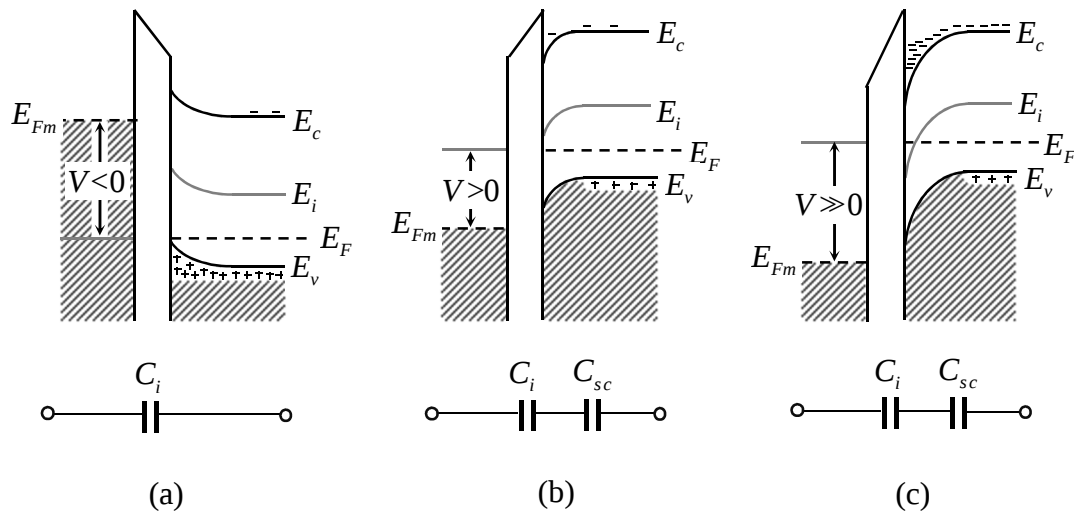
Şekil 2.11’de görüldüğü gibi MIS yapının eşdeğer kapasitansı C_{sc} ile C_i ’nin seri bağlanmasına göre aşağıdaki eşitlik ile elde edilir (Altındal, 1993).

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_{sc}} + \frac{1}{C_i} \quad (2.10)$$

Yalıtkan kapasitansı ise paralel plakalı kondansatör yaklaşımını kullanarak

$$C_i = \frac{\epsilon_i A}{\delta} \quad (2.11)$$

eşitliği ile verilir. Burada ϵ_i yalıtkan tabakanın dielektrik sabiti, δ ise onun kalınlığı olup uygulanan gerilimden bağımsız olduklarından dolayı C_i değeri de uygulanan gerilimle değişmez. Böylece MIS yapının kapasitansındaki değişimi sadece C_{sc} uzay yükü kapasitansı belirler (Altındal, 1993; Neamen, 1997: 474: 523; Sze, 1981: 205; Yıldırım, 2010). Uygulanan gerilime bağlı olarak MIS kapasitörün enerji bant diyagramında gerçekleşen değişiklikler Şekil 2.12’de yığılım, tükenim ve tersinim durumları için verilmiştir. Ek olarak, her bir durum için ideal MIS kapasitörün eşdeğer devre şeması da Şekil 2.12’de verilmiştir.



Şekil 2.12. İdeal bir MIS yapının (a) yığılım, (b) tükenim ve (c) tersinim durumları için enerji bant diyagramı

Yığılım durumu MIS kapasitörün uçları $V < 0$ olacak şekilde bir beslem voltajına tabi tutulduğunda gözlenir. Beslem voltajından dolayı oluşan elektrik alan yarıiletkenin

çoğunluk yük taşıyıcısı olan deşikleri yarıiletken arayüzeyine doğru çeker. İdeal bir diyotta yük akışı olmadığından Fermi seviyesi enerjisi yarıiletkende sabit kalır. Taşıyıcı yoğunluğu enerji farkına ($E_F - E_v$) üstel olarak bağlı olduğundan, bant bükülmesi yarıiletken yüzeyinin yakınında çoğunluk taşıyıcı olan deşiklerin yığılmasına sebep olur. Valans bandının yarıiletken arayüzeyinde Fermi seviyesine yaklaştığı iletim bandının da buna bağlı olarak yukarı doğru büküldüğü bu duruma, çoğunluk yük taşıyıcıların arayüzeyde birikmelerinden dolayı “yığılım” adı verilir. Bu durumda arayüzeyde biriken yükün yüzey yükü olması sebebiyle C_{sc} sonsuza gittiğinden MIS kapasitörün eşdeğer kapasitansı C_i ’ye eşit olur.

Tükenim durumu ise MIS kapasitörün uçlarının $V > 0$ olacak şekilde bir beslem voltajına tabi tutulduğunda gözlenir. Oluşan elektrik alandan kaynaklı olarak yarıiletken arayüzeyindeki deşikler yüzeyden uzaklaşır. Bu durumda yarıiletken yüzeyindeki deşik yoğunluğu, yarıiletkenin iç kısımlarındaki deşik yoğunluğundan küçük olmaya başlar ve bantlar aşağı doğru bükülür. İletim bandının yarıiletken yüzeyine yakın bölgelerinde, elektronlar toplanmaya başlar. Yarıiletken yüzeyinde, uygulanan gerilimle değişen W_d genişliğinde bir bölgede, deşiklerin azaldığı bir tükenim bölgesi oluşur. Deşiklerin azaldığı bu bölgeye tükenim bölgesi, bu olaya da “tükenim” olayı denir. Bu olayda bantlar aşağı doğru bükülür ve çoğunluk taşıyıcısı durumundaki deşikler arayüzey bölgesinde tükenirler. Uygulanan gerilim arttığında, tükenim tabakası yük dengesi için çok sayıda alıcı iyonları sağlamakla genişler. Tükenim yaygınlaştığı zaman yarıiletkenin yüzey yükü tabakası, derin beslem tükenimi ve katkı yoğunluğu 0,1-10 μm civarında genişleyen iyonize olmuş katkılı iyonların oluşturduğu bölgeyi içerir. Tükenim durumunda uzay yükü yoğunluğu aşağıdaki eşitlikle verilir.

$$Q_{sc} = qAW_d N_a^- = Q_a \quad (2.12)$$

N_a^- ve Q_a sırasıyla iyonlaşmış alıcı yoğunluğu ve alıcı yüküdür. Tükenim bölgesinin kalınlığı ise aşağıdaki eşitlikle verilir:

$$W_d = \frac{\epsilon_s A}{C_{sc}} \quad (2.13)$$

Bu bölgede tükenim bölgesinin kalınlığını uzay yükü kapasitansı belirler. Yüksek frekansta gerilim ani olarak değiştirilirse, azınlık taşıyıcıların tekrardan birleşme hızına bağlı olarak tersinim yükü daha geç birikir, bu da C-V eğrisinin minimum kapasitans C_{min} 'un altına düşmesine sebep olur. Bu dengesiz bir durumdur ve derin tükenim olarak tanımlanır.

Son olarak tersinim durumu ise MIS kapasitörün uçlarının büyük bir gerilimle $V \gg 0$ olacak şekilde bir beslem voltajına tabi tutulduğunda gözlenir. Bu durumda yarıiletken yüzeyinde azınlık taşıyıcılar olan elektronlar artmaya başlar. Elektron yoğunluğu deşik yoğunluğundan büyük olur. Bu aşamadan sonra p-tipi yarıiletkenin yüzeyi n-tipi yarıiletken gibi davranır. Bu olay, yarıiletken yüzeyinin tersinimi olarak adlandırılır. Bu durumda oluşan uzay yükü,

$$Q_{sc} = Q_n + Q_a \quad (2.14)$$

eşitliği ile verilir. Burada Q_n tersinim bölgesinde elektronların yüküdür. Bu durumda MIS kapasitansını, elektron yoğunluğunun uygulanan gerilimin a.c. sinyali takip edebilme yeteneği belirler. Elektron yoğunluğu a.c. sinyali küçük frekanslarda takip edebilir ve buna bağlı olarak kapasitans artan gerilimle yalıtkan kapasitansının değerine ulaşır. Ara frekanslarda daha zor takip edebilir, dolayısıyla frekansın değerine bağlı olarak ara frekans eğrileri görülür. Yüksek frekanslarda ise takip edemez. Sabit yük uzay yükü gibi etki eder ve kapasitans C_{min} 'de kalır. Yüksek frekansta eğer gerilim ani olarak değiştirilirse, azınlık taşıyıcıların yeniden birleşme (rekombinasyon) hızına bağlı olarak tersinim yükü daha geç birikir. Bu da eğrinin C_{min} 'un altında değerler almasına sebep olur.

İdeal bir MIS yapının ilk şartı olarak arayüzeyinde herhangi bir tuzak yükünün olmaması gerektiği belirtilmişti. Ancak pratikte üretilen MIS yapılarda arayüzeyin yüklerden arınmış olması mümkün değildir. Gerçek bir MIS yapıda doymamış bağlardan veya safsızlıklardan kaynaklanan yalıtkan-yarıiletken arayüzeyindeki arayüzey durumları olarak adlandırılan tuzaklanmış yükler ve yalıtkan tabaka büyütme işlemi sırasında yönteme bağlı olarak ortaya çıkan, hareketli iyonlar, tuzaklar ve arayüzey yükleri bulunur. Genel olarak yığılım, tükenim ve tersinim durumlar yine görülmekle birlikte, arayüzey durumları olarak adlandırılan bu yükler ve yapının sahip olduğu seri direnç MIS yapının özelliklerini değiştirir ve ideal özelliklerinden sapmasına sebep olur (Altındal ve diğerleri, 2008; Bengi ve diğerleri, 2009; Durmuş ve diğerleri, 2013; Gökçen ve Yıldırım, 2012; Hudait ve

Krupanidhi, 2000; Nasim ve Bhatti, 2013; Parlaktürk ve diğerleri, 2008; Tataroğlu, 2013; Tunç ve diğerleri, 2011). Arayüzey tuzak yüklerine (Q_{it}) yönelik ilk çalışmalar Igor Tamm (Tamm, 1932) ve William Shockley (Shockley, 1939) tarafından yapıldı ve tuzak yüklerinin periyodik örgüdeki bozukluklar nedeniyle yasak enerji aralığında bulunduğu sonucuna varıldı. Arayüzey tuzaklarına yönelik yapılan ilk çalışmalardan sonra 20. yüzyılın ilerleyen yıllarında ise MIS yapılara yönelik daha kapsamlı çalışmalar yapılmıştır ve bu çalışmalarda arayüzey durumlarının hesaplanmasına yönelik modeller geliştirilmiştir (Castagné ve Vapaille, 1971; Hill ve Coleman, 1980; Nicollian ve Brews, 1982; Nicollian ve Goetzberger, 1965; Sze, 1981: 197).

Arayüzey durumlarına yönelik daha net bir tanım yapmak gerekirse; arayüzey durumları, kısa bir zamanda yarıiletkenle yükleri değişebilen yalıtkan/yarıiletken arayüzeyinde yasak enerji aralığı içindeki girilebilir enerji seviyeleridir. Yarıiletkenin safsızlığında olduğu gibi tuzak yükleri de alıcı veya verici olabilir. Dolu haldeyken nötr olup elektron vererek pozitif yüklenen tuzaklara verici, elektron alarak negatif yüklenen tuzaklara ise alıcı tuzaklar denir. Dolayısıyla arayüzey tuzaklar için dağılım fonksiyonu elde edilirken verici ve alıcı arayüzey tuzaklar için aşağıdaki gibi sırasıyla ayrı ayrı ifadeler kullanılır (Sze, 1981: 214);

$$F_{SD}(E_{ss}) = \frac{1}{1 + g_D \exp\left(\frac{E_F - E_{ss}}{kT}\right)} \quad (2.15)$$

$$F_{SA}(E_{ss}) = \frac{1}{1 + g_A \exp\left(\frac{E_{ss} - E_F}{kT}\right)} \quad (2.16)$$

Burada F_{SD} , F_{SA} , E_{ss} , g_D ve g_A sırasıyla verici arayüzey tuzaklar için dağılım fonksiyonu, alıcı arayüzey tuzaklar için dağılım fonksiyonu, arayüzey tuzaklarının enerjisi, verici tuzaklar için taban-durum dejenerasyonu ve alıcı tuzaklar için taban-durum dejenerasyonudur.

Bir MIS yapıdaki arayüzey durumları; yalıtkan içindeki stokiyometrik ve kimyasal yapı bozukluklarından dolayı yalıtkan içinde alıcı ve verici tipte bulunan iyonlaşmış tuzakların oluşturduğu durumlar, malzemelerdeki safsızlıklardan dolayı ortaya çıkan ve genelde artan sıcaklıkla hareketli hale gelen Na^+ , K^+ , Li^+ vb. alkali iyonların oluşturduğu durumlar ve

sabit oksit ile arayüzeyde tuzaklanan yüklerin oluşturduğu durumların bir birleşimidir (Sze, 1981: 213). Arayüzey durumlardan kaynaklı olarak yasak enerji bölgesinde birim alan başına çok sayıda enerji seviyesi meydana gelir. Bir gerilim uygulandığı zaman, Fermi seviyesi geride sabit kalırken arayüzey tuzaklarının enerjisi ise valans ve iletim bantları ile aşağı ve yukarı hareket ederler. Arayüzey tuzaklarındaki yükün değişimi, tuzakların iletim bandı ve valans bandı ile yük alışverişi yapmasıyla meydana gelir. Bu yük değişimi MIS kapasitansına katkıda bulunduğundan dolayı da ideal MIS eğrisini değiştirir.

Bir elektron veya deşik tarafından bir arayüzey tuzaklarının işgal edilme olasılığı, bu yüzey durumunun safsızlık enerji seviyelerindeki gibi Fermi seviyesiyle belirlenir. Bu şekilde yüzey potansiyeli değiştikçe arayüzey tuzaklarının enerji seviyesi de onunla hareket eder. Sonuçta Fermi seviyesinin bu bağl değişikliği bir elektron tarafından bu arayüzey tuzaklarının işgal edilme olasılığının değişimine sebep olur. Bantlar aşağı doğru eğildiğinde yüzey potansiyeli artar ve daha fazla arayüzey tuzakları Fermi seviyesinin altına iner. Yüzey potansiyelindeki değişikliklerle ilgili olan tuzaklanmış arayüzey yükteki bu değişim yarıiletken kapasitansında ek bir katkı meydana getirir.

Arayüzey tuzakları genelde arayüzeye çok yakın bulunurlar. Arayüzey tuzaklarında bulunan yükler Q_{it} , yarıiletkendeki katkı yoğunluğu ve yalıtkan kalınlığından etkilenmez. Arayüzey tuzaklarının yoğunluğu D_{it} ise Q_{it} cinsinden aşağıdaki eşitlikle verilir (Sze, 1981: 215);

$$D_{it} = \frac{1}{qA} \frac{dQ_{it}}{dE} \quad (2.17)$$

Bir MIS yapıya uygulanan beslem voltajının arayüzeyssel yalıtkan tabaka üzerine düşen kısmı tükenim bölgesi yükünün uygulanan voltaja bağlılığını düzenler. Yalıtkan tabaka kapasitansı, tükenim bölgesi kapasitansına temelde seri bağlı olduğundan dolayı toplam kapasitans yalıtkan tabaka parametrelerinin ve uygulanan beslem voltajının bir fonksiyonudur (Sharma, 1984: 30). Ancak, $\delta < 30 \text{ Å}$ koşuluna uyan yalıtkan tabakalı MIS yapılarda yük taşıyıcıları yalıtkan tabaka boyunca tünelleme yapabilir ve bunun sonucunda Schottky bariyerini neredeyse idealleşir. Neredeyse ideal olan bir MIS yapı için bariyerin beslem voltajıyla değişimi idealite faktörü n cinsinden aşağıdaki gibi ifade edilir;

$$\frac{\partial \Phi_B}{\partial V} = q \left(1 - \frac{1}{n} \right) \quad (2.18)$$

Yalıtkan ile yarıiletken arayüzeyindeki tuzakların enerji bakımından düzenli dağılımları durumunda n uygulanan beslem voltajdan neredeyse bağımsızdır, dolayısıyla bariyer yüksekliği aşağıdaki ifade ile belirtilebilir (Sharma, 1984: 34, 47) ancak unutmamak gerekir ki; pratikte n beslem voltajına bağlılık gösterir.

$$\Phi_B = \Phi_{B0} + \frac{\partial \Phi_B}{\partial V} V \quad (2.19)$$

Bir MIS yapıda arayüzey durumları genel anlamda yapının kapasitansına, yük taşıyıcılarının iletimine ve arayüzey potansiyeline etki eder. Bunları kısaca özetleyecek olursak:

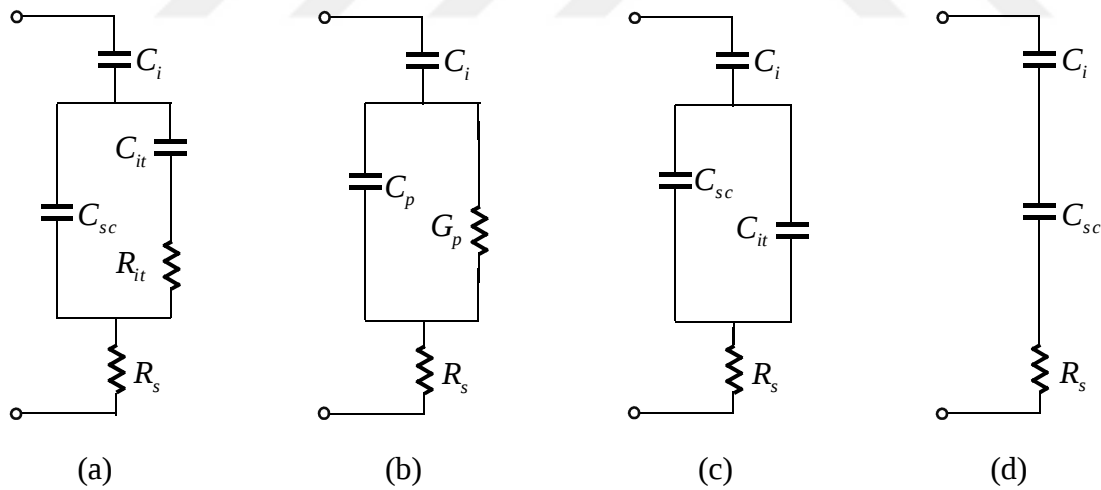
Kapasitans; bir arayüzey durumuna, arayüzeyde izin verilen başka bir durumun eklenmesi sonucunda MIS yapının kapasitansı arayüzey durumlarından etkilenir. Bu yüzden durum başına temel yükün bir kapasitansı eklenir. Bu kapasitans uygulanan gerilimin keskin bir pikedir. Fermi seviyesi arayüzey durum seviyesini aştığı için pik, yeterli büyüklükteki bir gerilim değerinde görülür.

İletim; arayüzey durumları tarafından taşıyıcıların yayınlanması ve yakalanması sonsuz hızda olmadığından zaman gecikmesi ile birleştirilir. Bu zaman gecikmesi arayüzey durumlarının bir RC devresiyle özdeşleştirilmesiyle ifade edildiğinden $(R_{it}C_{it})^{-1}$ 'e eşittir. C_{it} ve R_{it} arayüzey tuzaklarının neden olduğu kapasitans ve dirençtir. $(R_{it}C_{it})^{-1}$ ifadesi aynı zamanda τ_{it} ile gösterilen arayüzey tuzaklarının yaşam ömrüdür (Sze, 1981: 215).

Arayüzey potansiyeli; arayüzey durumlarının kapasitans ve iletim üzerindeki etkisi a.c. gerilim altında gözlenir. Bir a.c. gerilim olmadığı zaman dahi (yani yalnızca d.c. gerilim altında) arayüzey durumlarında depo edilmiş yük arayüzey elektrik alanını değiştirir. Arayüzey durumlarına sahip bir MIS yapıda arayüzey potansiyelini değiştirmek için ideal MIS yapıya kıyasla daha fazla gerilim uygulanması gerekmektedir.

Arayüzey tuzaklarının yaşam ömrü τ_{it} göz önüne alındığında, tuzakların sınıflandırması yapılırken yavaş ve hızlı olarak ikiye ayrılır. Yavaş yüzey durumları yalıtkanın metal tarafındaki yüzeyinde bulunur. Bunlar yalıtkan yapısındaki hareketsiz yükler ihtiva eden bozukluklar ile uygun koşullar altında yalıtkan içerisinde göç etmeye yatkın hareketli iyonlar bu gruba girer. Yavaş yüzey durumları termal oksidasyon ile hemen hemen giderilebilir. Yavaş yüzey durumları MIS kapasitansını etkilemez. Hızlı yüzey durumları ise yalıtkanla yarıiletken arayüzeyi yakınında yer alır ve yasak enerji aralığının ortasına yakın enerji değerlerine sahiptir. Dolayısıyla bant bükülmesiyle, yani yüzey potansiyelinin değişmesiyle, yüzey durumları da bükülmeyen Fermi seviyesine göre aşağı yukarı hareket edeceğinden iletkenlik veya valans bandı ile ani yük alışverişi yaparlar. Arayüzeyde bulunan ve yasak enerji aralığı dışındaki enerjilere sahip yüzey durumlarına sabit yüzey durumları ve taşıdıkları yüke de sabit yüzey yükü veya oksit yükü denir (Yücedağ, 2010).

Arayüzey durumları ve seri dirençten dolayı MIS yapı için ideal durumdaki eşdeğer devre geçerli olmaz. Buna göre bir MIS yapının eşdeğer devre şeması Şekil 2.13'te verildiği gibidir.



Şekil 2.13. Bir MIS yapının eşdeğer devresi; (a) genel durum, (b) paralel durum, (c) düşük frekans durumu ve (d) yüksek frekans durumu

Şekil 2.13 (a)'daki eşdeğer devre bir MIS yapının eşdeğer devresinin en genel gösterimidir. Ancak bu devredeki paralel kısım, frekansa bağlı kapasitans olan paralel kapasitans C_p ve paralel iletkenlik G_p olarak basitleştirilebilir ve böyle eşdeğer devre Şekil 2.13 (b)'deki gibi olur. C_p ve G_p 'yi veren ifadeler ise aşağıdaki gibidir (Sze, 1981: 216);

$$C_p = C_{sc} + \frac{C_{it}}{1 + (\omega\tau_{it})^2} \quad (2.20)$$

$$G_p = \frac{C_{it}\omega^2\tau_{it}}{1 + (\omega\tau_{it})^2} \quad (2.21)$$

Şekil 2.13 (c) ve Şekil 2.13 (d)'de sırasıyla düşük frekans ve yüksek frekans limitindeki eşdeğer devreler verilmiştir. Düşük frekans limitinde arayüzey tuzaklarından kaynaklı direnç olmayacağından dolayı $R_{it}=0$ olur (Sze, 1981: 216) ve düşük frekans limitinde MIS yapının eşdeğer kapasitansı C_{LF} aşağıdaki gibi olur.

$$C_{LF} = \frac{C_i(C_{sc} + C_{it})}{C_i + C_{sc} + C_{it}} \quad (2.22)$$

Yüksek frekans limitinde ise arayüzey tuzakların yüksek frekanslı a.c. sinyale yetişecek şekilde hızlı olmadığından arayüzey tuzaklarından kaynaklı bir kapasitans söz konusu olmaz. Bu durum arayüzey tuzaklarının yaşam ömrü τ_{it} 'in uygulanan a.c. sinyalin periyodu $T=2\pi\omega^{-1}$ 'den büyük olduğu zaman ortaya çıkar. $\tau_{it} > 2\pi\omega^{-1}$ durumunda arayüzey tuzakları a.c. sinyali takip edemediğinden $C_{it}=0$ olur (Sze, 1981: 216) ve yüksek frekans limitinde MIS yapının eşdeğer kapasitansı olan yüksek frekans kapasitansı C_{HF} aşağıdaki gibi olur.

$$C_{HF} = \frac{C_i C_{sc}}{C_i + C_{sc}} \quad (2.23)$$

2.5. Metal-Yalıtkan-Yarıiletken Yapıların Akım İletim Mekanizmaları

MIS yapılarda akıma en büyük katkı çoğunluk taşıyıcıları tarafından gelir. Fakat akım iletimi için tek bir mekanizmadan bahsetmenin doğru olmayacağı durumlarla karşılaşmak mümkündür, zira toplam akım Eş. 2.24'te olduğu gibi farklı mekanizmalardan gelen katkıların cebirsel toplamı olarak ifade edilmektedir. Akım iletim mekanizmalarının gerçekleşme koşullarının farklılık göstermesinden dolayı genelde toplam akım baskın akım iletim mekanizmasına ek olarak diğer mekanizmalardan gelen katkıları kapsar. Ancak belirtmekte fayda var ki; diğer mekanizmalardan gelen bu ek katkılar çoğu zaman ihmal edilebilecek kadar küçüktür.

$$I_{toplam} = I_{TE} + I_D + I_{TED} + I_{FE} + I_{TFE} + I_{G-R} + I_{MCI} + I_{T_o} + I_{SCLC} \quad (2.24)$$

Burada her bir akım ifadesinin yanında alt indisle belirtilen kısaltmalar sırasıyla aşağıda liste halinde İngilizce adlarıyla birlikte verilen akım iletim mekanizmalarına karşılık gelmektedir.

Termiyonik emisyon (*Thermionic emission*)

Difüzyon (*Diffusion*)

Termiyonik emisyon difüzyon (*Thermionic emission diffusion*)

Alan emisyonu (*Field emission*)

Termiyonik alan emisyonu (*Thermionic field emission*)

Taşıyıcı üretimi ve yeniden birleşmesi (*Carrier generation and recombination*)

Azınlık taşıyıcı enjeksiyonu (*Minority carrier injection*)

T_o anomali (*T_o anomaly*)

Uzay yüküyle sınırlı akım (*Space charge limited current*)

MIS Schottky bariyer diyotlarda hangi akım iletim mekanizmalarının aktif olacağı veya bu mekanizmaların ideal durumlarından sapma gösterip göstermeyeceği yapısal olduğu gibi ölçümsel faktörlerden de etkilenmektedir. Örneğin, yarıiletkenin tipi, katkı atomlarının yoğunluğu, arayüzey tuzaklarının yoğunluğu ve bulundukları enerji seviyeleri, yalıtkan tabaka malzemesinin kalınlığı gibi yapıyla ilgili faktörlerin etkisine benzer şekilde ölçümün gerçekleştiği beslem voltajının yönü ve şiddeti, MIS yapının sıcaklığı ve a.c. sinyalin frekansı gibi faktörler de akım iletim mekanizmaları üzerinde ciddi etkilere sahiptirler.

2.5.1. Termiyonik emisyon

Hans Albrecht Bethe'nin (1942) önerdiği termiyonik emisyon (TE) teorisi MS, MIS ve benzeri yapılardaki akım iletiminin açıklanmasında en sık kullanılan teoridir ve temel olarak üç varsayım üzerine kurulmuştur; (i) bariyer potansiyelinin büyüklüğü kT/q enerjisine kıyasla çok büyüktür, (ii) termal denge emisyonu belirleyen doğrultuda kurulur ve (iii) net akımın varlığı bu dengeyi etkilemez; böylece her biri farklı quasi-Fermi seviyesine sahip olan metalden yarıiletken ve yarıiletken metale doğru akımın bileşkesi

alınabilir. Bu teoriye göre akım iletimi yalnızca ve yalnızca yük taşıyıcılarının sahip oldukları termal enerjiyle bariyer potansiyelini aşmaları suretiyle gerçekleşir, akım çoğunluk yük taşıyıcıları tarafından sağlanır ve bariyer üzerinden geçen bir yük taşıyıcısı geri dönemez. İlerleyen yıllarda yapılan çalışmalarda Bethe'nin bulguları üzerine başka tanımlayıcı ifadeler eklenerek TE teorisinin bugünkü haline ulaşması sağlandı. Buna göre; tükenim bölgesi civarında yük taşıyıcılarının dağılım fonksiyonu Maxwell dağılımına uyar, tükenim bölgesi boyunca yük taşıyıcılarının iletiminde yaşanan çarpışmalar ihmal edilebilir küçüklüktedir (böylece yük taşıyıcılarının ortalama serbest yolları tükenim bölgesi kalınlığından daha fazladır), görüntü yüklerden kaynaklanan kuvvetlerin neden olabileceği bariyer alçalmaları ihmal edilir ve yük taşıyıcılarının iletimi bariyer potansiyelinin şeklinden ziyade bariyer potansiyelinin yüksekliğine bağlıdır (Crowell ve Sze, 1966; Rhoderick ve Williams, 1988; Sze, 1981: 154).

TE teorisine göre n tipi yarıiletken için akım ifadesinin elde edilışinde başlangıç noktası akımın x eksenini boyunca bariyeri aşabilecek büyüklükte enerjiye sahip elektronların yoğunluğu cinsinden yazılabileceğidir. Buna göre yarıiletkenden metale doğru yönde olan akım $I_{s \rightarrow m}$ aşağıdaki eşitlikle verilir (Sze, 1981: 155);

$$I_{s \rightarrow m} = \int_{E_F + q\Phi_B}^{\infty} qA v_x dn \quad (2.25)$$

Burada $E_{Fn} + q\Phi_{Bn}$ metale doğru termiyonik emisyon için gereken minimum enerji, A doğrultucu kontağın alanı, v_x elektronların x eksenindeki hızı ve dn ise çok küçük bir enerji aralığındaki elektron yoğunluğudur ve durum yoğunluğu $N(E)$ ve dağılım fonksiyonu $F(E)$ cinsinden $dn = N(E)F(E)dE$ şeklinde ifade edilir. Gerekli hesaplamalardan sonra (Sze, 1981: 155) yarıiletkenden metale doğru olan akım aşağıdaki gibi elde edilir;

$$I_{s \rightarrow m} = A \underbrace{\left(\frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \right)}_{A^*} T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_B}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (2.26)$$

Burada m^* , k , h ve A^* sırasıyla elektronun etkin kütlesi, Boltzmann sabiti, Planck sabiti ve Richardson sabitidir. Metalden yarıiletkene doğru olan akım $I_{m \rightarrow s}$ ise metalden yarıiletkene doğru olan bariyer potansiyelinin uygulanan beslem voltajıyla değişmediğini kabul ederek

elde edilir. Buna göre $I_{m \rightarrow s}$ 'nin büyüklüğü sıfır beslemde yarıiletken metal doğru olan akımın büyüklüğüyle aynıdır ve aşağıdaki eşitlikle verilir (Sze, 1981: 157);

$$I_{m \rightarrow s} = -AA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.27)$$

Bu durumda TE için toplam akım ifadesi I_{TE} aşağıdaki gibidir;

$$I_{TE} = \underbrace{AA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_B}{kT}\right)}_{I_o} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.28)$$

Burada I_o ile gösterilen kesim sızıntı akımı olarak da bilinen doyum akımıdır.

I_{TE} 'ye ulaşmanın diğer bir yolu ise aşağıdaki eşitlikte verilen Maxwell hız dağılımına sahip yük taşıyıcılarının neden olduğu akım yoğunluğu ifadesi J 'yi kullanmaktır (Sze, 1981: 157);

$$J = nq \frac{v_{ave}}{4} \quad (2.29)$$

Burada I_{TE} 'nin hesaplanmasında n bariyeri aşmaya yetecek enerjiye sahip elektronların yoğunluğu ve v_{ave} ise bu elektronların ortalama termal hızı olarak aşağıdaki gibi alınır;

$$n = N_c \exp\left[-\frac{q(\Phi_B - V)}{kT}\right] \quad (2.30)$$

$$v_{ave} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m^*}} \quad (2.31)$$

Burada N_c iletim bandındaki durumların yoğunluğudur. Bu ifadeler akım yoğunluğu eşitliğinde yerine yazılırsa

$$J = \frac{4(kT)^2 q \pi m^*}{h^3} \exp\left[-\frac{q(\Phi_B - V)}{kT}\right] \quad (2.32)$$

ifadesi elde edilir ki; bu yarıiletkenenden metale doğru olan akıma eşittir, bu eşitliğe $V = 0$ değeri için ters yöndeki değeri eklenerek daha sonra doğrultucu kontak alanıyla çarpılırsa I_{TE} değeri birebir elde edilebilir (Sze, 1981: 157).

TE, Schottky bariyer diyotların akım iletimi ve elektriksel parametrelerinin elde edilmesinde en çok tercih edilen teori olmuştur. Bu sebeple zaman içinde değişime uğramıştır. Özellikle MIS yapılar açısından ideal TE teorisi gerçek sonuçları vermemiş ancak yapılan idealite faktörü düzeltmesi sayesinde bu problem aşılmıştır. Ayrıca, bilindiği gibi klasik yaklaşıma göre enerjisi bariyer potansiyelinden küçük olan elektronlar bariyeri aşamazlar, lakin bununla birlikte kuantum mekaniksel yaklaşım TE'ye uygulandığında görülmüştür ki; bariyer potansiyelinden büyük enerjiye sahip elektronların yarıiletkenene doğru geri yansımaya yönelik sonlu bir ihtimal, f_p , vardır. Benzer şekilde düşük enerjili bir elektronun da kuantum mekaniksel olarak geçiş yapmasına yönelik sonlu bir ihtimal, f_q , vardır. Bu ihtimallerden dolayı I_0 üzerinden elde edilen A^* değeri tam olarak Richardson sabitine değil de aşağıdaki eşitlikte verilen etkin Richardson sabiti A^{**} 'e karşılık gelmektedir (Sharma, 1984: 40).

$$A^{**} = \frac{f_p f_q v_D}{v_D + f_p f_q v_R} A^* \quad (2.33)$$

Burada v_R ve v_D yük taşıyıcılarının bariyerin tepesindeki birleşme hızı ve tükenim tabakası boyunca etkin difüzyon hızıdır. Buna göre seri direnç etkisini de göz önüne alarak modifiye edilmiş I_{TE} aşağıdaki gibi olur;

$$I_{TE} = \underbrace{AA^{**}T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_B}{kT}\right)}_{I_0} \left[\exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.34)$$

R_s etkisinden dolayı bir MIS Schottky bariyer diyota ait ileri düz beslem değerlerinde I-V karakteristikleri ideal durumdan saptığından literatürde yapılan çalışmalarda görülmüştür ki; akımın potansiyele bu tarz üstel bağıllığı genellikle kT/q ile $\sim 1,5$ V arasında geçerlidir (Farag ve diğerleri, 2010; Gökçen ve Yıldırım, 2012; Reddy ve diğerleri, 2011; Tataroğlu, 2013).

2.5.2. Difüzyon

Walter Schottky (1938) tarafından önerilen bu teori dört varsayım üzerine kurulmuştur; (i) bariyer potansiyelinin büyüklüğü kT/q enerjisine kıyasla çok büyüktür, (ii) elektronların tükenim bölgesindeki çarpışmalarının etkisi, yani difüzyon, akıma dahil edilir, (iii) tükenim bölgesinin sınırlarındaki ($x = 0$ ve $x = W_d$ 'deki) taşıyıcı yoğunluğu akımdan etkilenmezler, yani denge değerlerine sahiptirler, ve (iv) yarıiletkenin safsızlık yoğunluğu dejenere değildir. Bu teoriye göre akım aralarında yük taşıyıcısı yoğunluğu gradyeni bulunan bölgelerde, yük yoğunluğunun fazla olduğu taraftan az olduğu tarafa doğru difüzyon akımı I_D gerçekleşir. Tükenim bölgesi boyunca akım elektrik alana ve yoğunluk gradyenine bağlı olduğundan dolayı, I_D aşağıdaki eşitlikle verilir;

$$I_D = qA \left(n\mu E + D_n \frac{dn}{dx} \right) \quad (2.35)$$

Burada μ , E ve D_n sırasıyla elektronların mobilitesi, tükenim bölgesi boyunca olan elektrik alan ve elektronların difüzyon sabitidir. Gerekli hesaplamalardan sonra (Sze, 1981: 159) aşağıdaki gibi ifade edilir;

$$I_D = qA\mu N_c E \exp\left(-\frac{q\Phi_B}{kT}\right) \exp\left[\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right] \quad (2.36)$$

2.5.3. Termiyonik emisyon difüzyon

Termiyonik emisyon teorisinde tükenim bölgesindeki elektron çarpışmaları ihmal edilmişti, ancak düşük mobilitelere sahip yarıiletkenlerde yük taşıyıcılarının çarpışmaları ihmal edilemez. Crowell ve Sze (1966) termiyonik emisyon ve difüzyon akımlarının birbirlerine seri bağlı olduğunu kabul ederek, özel koşullar altında hem I_{TE} hem de I_D değerini verebilen ortak bir akım ifadesi elde etmişler ve her iki işlem için de akımı eşitleyen quasi-Fermi seviyesini bularak tek bir işlem olarak değerlendirmişlerdir. Görüntü yüklerin neden olduğu kuvvetlerden kaynaklanan bariyer alçalmasını da göz önüne alan bu teoriye göre Fermi seviyesi E_F konumla birlikte değiştiğinden, termiyonik emisyon difüzyon akımı I_{TED} aşağıdaki eşitlikle verilir;

$$I_{TED} = n\mu A \frac{dE_F}{dx} \quad (2.37)$$

Gerekli hesaplamalardan sonra (Sze, 1981: 161) I_{TED} Eş. 2.38'deki halini alır.

$$I_{TED} = \frac{qAN_C v_R}{1 + (v_R/v_D)} \exp\left(-\frac{q\Phi_B}{kT}\right) \exp\left[\left(-\frac{qV}{kT}\right) - 1\right] \quad (2.38)$$

Tükenim bölgesi boyunca v_D 'nin yaklaşık olarak μE 'ye eşit olduğu ve elektronların Maxwell dağılımına uyduğu ve akım yoğunluğu $qn v_R$ olan elektronlar dışında elektronların bariyerden geri dönmediği durumda $v_R = A^* T^2 / qN_C$ olduğu kullanılırsa; $v_D \gg v_R$ olduğu durumda üstel terimin önündeki ifadede v_R baskın olur ve akım ifadesi I_{TE} 'ye dönüşür, tersi durumda ise akım ifadesi I_D 'ye dönüşür.

2.5.4. Alan emisyonu

Alan emisyonu (FE) teorisi yük taşıyıcılarının bariyeri aşmaya gerek kalmadan bariyer içinden kuantum mekaniksel tünelleme yapmak suretiyle oluşturduğu akımı açıklamaya yönelik bir teoridir. Bu akım iletim mekanizmasının düşük sıcaklıklarda ve yüksek katkı yarıiletkenlere sahip Schottky bariyer diyotlarda görülmesi muhtemeldir. Kuantum mekaniksel tünellemeyi içeren FE teorisine yönelik yapılan ilk teorik çalışmalarda varsayımlar şunlardır; (i) görüntü yüklerden kaynaklanan kuvvetlerin neden olduğu bariyer alçalması ihmal edilir, (ii) bariyerin üstünden geçecek kadar yüksek enerjiye sahip olan elektronların bariyerin tepesindeki kuantum mekaniksel yansımaları ihmal edilir ve (iii) elektronlar Boltzmann dağılımına sahiptir (Crowell ve Rideout, 1969; Padovani ve Stratton, 1966). Daha sonraki çalışmalarda görüntü yüklerin bariyer üzerindeki etkisinin ve kuantum mekaniksel yansımaların ihmal edilmediği durum göz önüne alınış ve dejenere Fermi istatistiği kullanılarak yapılan hesaplamaların da benzer sonuçlar verdiği görülmüştür (Chang ve Sze, 1970). Yarıiletkenin aşırı katkılanması durumunda yarıiletkende Fermi seviyesi hizasında enerji seviyeleri oluşur, dolayısıyla düşük sıcaklıklarda enerjisi Fermi enerjisi civarında olan elektronlar metale tünelleme yoluyla geçiş yapabilirler. Diğer bir husus ise katkı atomlarının yüksek yoğunluğu nedeniyle tükenim tabakası genişliğinin incelmesidir ki; böylece elektronlar ince tükenim tabakası

boyunca daha kolay tünelleme yapabilirler. Tünelleme durumunda yarıiletken den metal doğru olan akım aşağıdaki eşitlikle verilir (Chang ve Sze, 1970).

$$I_{s \rightarrow m} = \frac{AA^*T^2}{kT} \int_{E_{Fm}}^{q\Phi_B} F_s T(E)(1 - F_m) dE \quad (2.39)$$

Burada F_s ve F_m yarıiletken ve metal için Fermi-Dirac dağılım fonksiyonlarıdır ve $T(E)$ belirli bir enerji seviyesindeki bariyerin genişliğine bağlı olan tünelleme olasılığıdır. F_s ve F_m 'nin yerleri eşitlik içinde değiştirilirse $I_{m \rightarrow s}$ elde edilebilir ve bu $I_{s \rightarrow m}$ ile toplanırsa, düz beslem altındaki I_{FE} gerekli hesaplamalardan sonra aşağıdaki eşitlikle ifade edilir (Padovani ve Stratton, 1966);

$$I_{FE} = \frac{AA^*\pi \exp[-q(\Phi_B - V)/E_{00}]}{c_1 k \sin(\pi c_1 kT)} [1 - \exp(-c_1 qV)] \quad (2.40)$$

Burada c_1 ve E_{00} aşağıda verilen eşitliklerdeki gibidir (Sze, 1981: 166);

$$c_1 = \frac{1}{2E_{00}} \log \left[\frac{4(\Phi_B - V)}{-\phi_n} \right] \quad (2.41)$$

$$E_{00} = \frac{q\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_d}{m^* \epsilon_s}} \quad (2.42)$$

2.5.5. Termiyonik alan emisyonu

Elektronların kuantum mekaniksel tünelleme yaparak gerçekleştirdiği diğer akım iletim mekanizması termiyonik alan emisyonu TFE'dir. TFE'de bariyerin genişliği elektronların düşük sıcaklıklarda direk olarak tünelleme yapabileceği kadar ince değildir. Dolayısıyla bu akım iletim mekanizmasında elektronlar önce bariyer kalınlığının tünellemeye müsaade edeceği daha yüksek bir enerji seviyesine termal olarak uyarılırlar ve daha sonra kuantum mekaniksel tünelleme gerçekleşir. Bu teoriye göre akım aşağıdaki eşitlikle verilir (Chang ve Sze, 1970);

$$I_{TFE} = \frac{AA^*T\sqrt{\pi E_{00}q(\Phi_B - \phi_n - V)}}{k \cosh(E_{00}/kT)} \exp\left[-\frac{q\phi_n}{kT} - \frac{q(\Phi_B + \phi_n)}{E_0}\right] \exp\left(\frac{qV}{E_0}\right) \quad (2.43)$$

Burada E_0 aşağıdaki eşitlikle verilir;

$$E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \quad (2.44)$$

I_{TFE} eşitliğindeki beslem voltajına bağlı üstel kısım göz önüne alındığında burada TFE'nin baskın olduğu Schottky bariyer diyotları için idealite faktörü değeri

$$n = \frac{E_{00}}{kT} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \quad (2.45)$$

şeklinde elde edilebilir (Sharma, 1984: 42). FE, TFE ve TE arasındaki ayrımı yapabilmek adına kT ile E_{00} kıyaslaması yapılabilir. Buna göre baskın olan akım iletim mekanizması $kT \ll E_{00}$ olduğunda FE, $kT \gg E_{00}$ olduğunda TE ve $kT \approx E_{00}$ olduğunda ise TFE'dir.

2.5.6. Taşıyıcı üretimi ve yeniden birleşmesi

Sıfır beslemde Schottky bariyerin tükenim bölgesi termal dengededir ve bu bölgedeki elektron-deşik çifti üretimi birleşmenin hızıyla dengelenmiştir. Termal dengedeyken yük taşıyıcılarının sayısı, asal elektron yoğunluğunun karesine (n_i^2) eşittir, ancak beslem voltajı altında bu değer n_i^2 'den sapar ve beslem voltajının düz ya da ters oluşuna göre net bir üretim ya da net bir birleşme vardır.

Eğer n tipi yarıiletken üzerine büyütülen Schottky bariyer eklemine ters beslem uygulanırsa, tükenim bölgesinde elektron-deşik çiftleri termal denge değerlerinin fazlaca üzerinde üretilirler. Bu çiftler bariyerdeki elektrik alan tarafından süpürülür ve ters akıma neden olur. Diğer yandan, eklem düz beslenirse, elektronlar nötr yarıiletkendeki ve deşikler de metalden tükenim bölgesine enjekte olurlar ve burada birleşerek birleşme akımına neden olurlar. Bir yarıiletkendeki birleşme merkezi enerjisi, yarıiletkenin yasak enerji aralığının ortasına eşit olduğu zaman en fazla etkiye sahiptir (Sharma, 1984: 44). Bu derin

tuzaklar yoluyla birleşme için, tükenim bölgesindeki taşıyıcı üretim ve birleşmenin neden olduğu akım I_{GR} aşağıdaki ifadeyle verilir (Rideout ve Crowell, 1970);

$$I_{GR} = \frac{qA n_i W_d}{2\tau_o} \left[\exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) - 1 \right] \quad (2.46)$$

Burada τ_o tükenim bölgesindeki azınlık taşıyıcısı yaşam ömrüdür. Bu eşitliği yorumlayacak olursak; I_{GR} 'nin yalnızca düşük sıcaklıklarda çalışan büyük bariyer yüksekliğine sahip, azınlık taşıyıcıları küçük yaşam ömrüne sahip ve az katkılanmış yani yüksek W_d değerli yarıiletkenler için fazla büyük olmayan beslem voltajı değerlerinde önemli hale geleceğini söyleyebiliriz. Toplam akıma katkısından dolayı bazı durumlarda idealite faktörünün 1'den büyük değer almasına neden olan faktör I_{GR} 'dir (Sharma, 1984: 44).

2.5.7. Azınlık taşıyıcı enjeksiyonu

Schottky bariyer diyotlarında akım çoğunluk taşıyıcıları tarafından gerçekleştiğinden, normal şartlar altında azınlık taşıyıcılarının akıma katkısı çok küçüktür. Ancak, yeterince yüksek beslem voltajı değerlerinde azınlık taşıyıcılarının sürüklenme bileşeni ihmal edilemeyeceğinden n tipi yarıiletkenle oluşturulan bir Schottky bariyer için azınlık taşıyıcı enjeksiyonu akımı I_{MCI} ifadesi aşağıdaki gibi olur (Sze, 1981: 166);

$$I_{MCI} = q\mu_p p_n E - qD_p \frac{dp_n}{dx} \quad (2.47)$$

Burada μ_p deşiklerin mobilitesi, p_n deşiklerin yoğunluğu ve D_p deşiklerin difüzyon sabitidir. Buna göre gerekli hesaplamalardan sonra L_p deşik difüzyon uzunluğu olmak üzere I_{MCI} aşağıdaki gibi elde edilir (Sharma, 1984: 46);

$$I_{MCI} = \frac{qAD_p n_i^2}{N_d L_p} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.48)$$

2.5.8. T_o anomali

Genellikle MIS Schottky bariyer diyotlarda idealite faktörü n 'in değeri 1'den büyük elde edilir. Bazı Schottky bariyer diyotlarda değişen sıcaklıkla sabit kalmakla birlikte, I_{FE} , I_{TFE} veya I_{GR} akımlarının I_{TE} ile kıyaslanabilir büyüklüklere ulaşması durumunda n değerinin sıcaklıkla birlikte aşağıdaki eşitliğe uyum sağlayacak şekilde değiştiği görülmüştür (Sharma, 1984: 48).

$$n = 1 + \frac{T_o}{T} \quad (2.49)$$

Burada T_o sıcaklıkla birlikte değişmeyen sabit bir sıcaklık değeridir. İdealite faktörünün sıcaklığa bu tarz bağıllık göstermesi durumu T_o anomali olarak adlandırılır ve bu durumdaki akım ifadesi aşağıdaki gibi olur;

$$I_{T_o} = I_o \left[\exp \left(\frac{qV}{k(T_o + T)} \right) - 1 \right] \quad (2.50)$$

Başlangıçta T_o anomalinin yüzey durumlarının üstel enerji dağılımıyla alakalı olduğu düşünülmüş ancak Crowell (Crowell, 1977) böyle olmadığına işaret etmiştir. Dahası, tükenim bölgesindeki arayüzeyel bozuklukların ya da metal elektronlarının yarıiletkenin yasak enerji aralığına doğru tünelleme yapmasından kaynaklanan arayüzey durumlarından dolayı da T_o anomalinin görülebilir olduğu literatürde belirtilmiştir (Sharma, 1984: 50). Bir Schottky bariyer diyotta akım iletiminde T_o anomalinin etkisi olup olmadığını incelemek için n 'e karşı $1/T$ grafiğini incelemek yeterlidir, zira T_o anomali durumu için bu grafik $n=1$ durumuna paralel olacak şekilde bir doğru verir.

2.5.9. Uzak yüküyle sınırlı akım

Uzak yüküyle sınırlı akım (SCLC) uygulanan beslem ile birlikte üretilen serbest yük taşıyıcı yoğunluğunun termal olarak uyarılan serbest taşıyıcı yoğunluğundan çok daha fazla olmaya başladığı zaman önemli hale gelir. Genel olarak, bu yük taşıyıcılarını hapseden arayüzeydeki uzak yüklerin ve tuzakların dağılımı SCLC mekanizmasını belirleyen önemli faktörlerdir. Bu akım iletim mekanizmasında üretilen yük taşıyıcıları

bariyer yakınında uzay yük bölgesi oluştururlar ve bundan dolayı elektrik alanda bir azalmaya neden olurlar, bu da ilave yük taşıyıcılarının üretilmesini sınırlandırır. Bu mekanizmada akım ifadesinin en genel hali Mott-Gurney yasası (Mott ve Gurney, 1948) baz alınarak aşağıdaki gibi yazılmaktadır;

$$I_{SCLC} = qAN_{eff}\mu \left(\frac{2l+1}{l+1} \right)^{l+1} \left(\frac{l}{l+1} \frac{\epsilon_i}{qN_t} \right)^l \frac{V^{l+1}}{\delta^{2l+1}} \quad (2.51)$$

Burada N_t toplam yoğunluk ve N_{eff} ise

$$N_{eff} = 4,83 \times 10^{21} (m^*/m_o)^{3/2} T^{3/2} \quad (2.52)$$

eşitliği ile verilen etkin durum yoğunluğudur. Özel bir durum olarak, tuzakların akım iletimine etki etmediği durum literatürde tuzaksız uzay yüküyle sınırlı akım olarak da bilinir ve bazı kaynaklarda TFSCLC ile gösterilir (Schwoerer ve Wolf, 2008: 300). Bu durum l değerinin 1 olduğu zaman ortaya çıkar ve buna göre $I_{SCLC} \propto V^2$ olur. Ancak tuzakların varlığı kaçınılmaz olduğundan, pratikte bu tuzaklar üretilen yük taşıyıcılarının iletimi esnasında rol oynarlar ve bu durumda l değeri 1'den büyük olur. Tuzakların etkili olduğu bu durum tuzak kontrollü uzay yüküyle sınırlı akım (TCLC) olarak da adlandırılır (Li ve diğerleri, 2014; Schwoerer ve Wolf, 2008: 300).

2.6. Metal-Yalıtkan-Yarıiletken Yapıların Bazı Elektriksel Parametreleri

MIS ve benzeri yapılar karakterize edilirken temel olarak bu yapıların elektriksel, dielektrik, optik vb. parametreleri incelenir. Bu çalışma kapsamında ilerleyen bölümlerde değinilecek olan elektriksel parametrelerin hangi verilerden hangi yöntem veya yöntemler kullanılarak elde edilebileceği aşağıda başlıklar halinde sıralanacaktır.

2.6.1. Doğrultma oranı

Doğrultma oranı (RR) bir Schottky bariyer diyotun diyot karakteristiklerinin en önemlilerinden biri olan doğrultma işlemini ne derecede başarılı yaptığını gösteren sayısal bir niceliktir. RR değeri ölçüm alınan en ileri düz beslem voltajı değerinde elde edilen

akım değeri büyüklüğünün, en ileri ters beslem voltajı değerinde elde edilen akım değeri büyüklüğüne bölünmesiyle hesaplanır.

2.6.2. Şönt direnci ve seri direnç

I-V ölçümleri yapılan bir diyot göz önüne alındığında diyot ile paralel bağlı olan dirence şönt direnci R_{sh} , seri bağlı olan dirence ise seri direnç R_s denir. R_s , neden olduğu IR_s büyüklüğündeki voltaj düşmesi nedeniyle bir MIS yapının elektriksel karakteristiklerinin ideal durumdan sapmasına neden olan önemli faktörlerden biridir. İleri beslem bölgesinde akım değerleri daha büyük olacağı için bu bölgede daha büyük etkiye sahiptir ve I-V eğrilerinin ileri düz beslem bölgesinde bükülmeye uğramasındaki en önemli faktör olarak kabul edilir. Bu sebeple diğer elektriksel parametrelerin I-V verileri üzerinden hesaplanmasından önce R_s değeri elde edilmeli ve hesaplamalar buna göre düzenlenmelidir. Bir MIS yapının seri direncinin farklı kaynakları olabilir. Bunlar; (i) kontakların alındığı iletken kablolar, (ii) yarıiletkenin omik kontağı, (iii) alttaş ile omik kontak arasında büyütme esnasında veya öncesinde oluşabilen toz, kir, yağ vb. (iv) quasi-nötr yarıiletkenin direnci ve (v) yarıiletkenin düzensiz bir şekilde katkılanmış olması olarak listelenebilir (Nicollian ve Brews, 1982).

Şönt direnci ve seri direnci elde edilmesinde kullanılan en pratik yöntem Ohm yasasının I-V verilerine uygulanmasıdır. Ohm yasasına göre MIS yapının uygulanan beslem voltajına bağlı direnci R_i aşağıdaki eşitlikle verilir;

$$R_i = \frac{dV_i}{dI_i} \quad (2.53)$$

Burada V_i ve I_i sırasıyla ilgili beslem voltajına karşılık gelen voltaj ve akım değerleridir, buradaki V_i difüzyon potansiyeliyle karıştırılmamalıdır. Bu eşitlikte akım ve voltaj değerleri ölçüm alınan en ileri ters beslem ve ona karşılık gelen akım değerleri alınırsa, hesaplanan direnç değeri R_{sh} değeridir. R_{sh} ne kadar büyük olursa üzerinden o kadar küçük akım geçer, böylece akımın büyük bir kısmı diyot üzerine düşer. Öte yandan en ileri düz beslem değerleri kullanılırsa hesaplan değer R_s değeri olacaktır. R_s değerinin elde edilmesine yönelik bir diğer yöntem ise Cheung-Cheung yöntemidir (Cheung ve Cheung,

1986). Bu yöntemle göre Eş. 2.34'te V ifadesi yalnız bırakılacak şekilde denklem "ln" fonksiyonu kullanılarak açılması durumunda eşitlik aşağıdaki gibi olur;

$$\underbrace{V + n \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I}{AA^* T^2} \right)}_{H(I)} = n \Phi_{B0} + IR_s \quad (2.54)$$

Eşitliğin sol tarafı akıma bağlı bir H(I) fonksiyonu halini alır. Ayrıca, Eş. 2.34'te V ifadesi yalnız bırakılacak şekilde açılır ve ln(I)'ya göre türevi alınırsa eşitlik aşağıdaki gibi olur;

$$\frac{dV}{d \ln I} = n \frac{kT}{q} + IR_s \quad (2.55)$$

Bu iki eşitlikteki H(I) ve dV/dln(I) ifadelerinin kullanılarak akıma göre grafiklerinin çizilmesi durumunda eğim direk olarak R_s değerini verir. Buna ek olarak, R_s değeri Eş. 2.56'da verilen Nicolian ve Brews'in (1982) önerdiği admitans yöntemiyle de bulunabilir;

$$R_s = \frac{G_{ma}}{G_{ma}^2 + (\omega C_{ma})^2} \quad (2.56)$$

Burada G_{ma} ve C_{ma} yığılım bölgesindeki iletkenlik ve kapasitans değerleridir. Bu çalışma kapsamında kullanılmamakla birlikte, R_s değeri hesaplamının bir diğer yolu ise ilk başta $n=1$ durumu için kullanılabilen, ancak sonradan Sato ve Yasumura (1985) ($1 < n < 2$) ve Bohlin'in (1986) ($n > 1$) modifiye ettiği Norde yöntemidir (Norde, 1979).

2.6.3. İdealite faktörü

İdealite faktörü n , bir MIS Schottky bariyer diyotun ideal TE teorisine ne derece uyduğunun göstergesidir, çünkü ideal durumda $n=1$ olmalıdır. Ancak arayüzeyssel yalıtkan tabakanın ve arayüzey durumlarının varlığı nedeniyle MIS yapılar için genellikle $n > 1$ 'dir ve artan katkılama yoğunluğu veya düşen sıcaklıkla birlikte n değeri de artmaktadır (Sze, 1981: 164). n değerini bulmak için pratikte kullanılan yöntem I-V eğrilerinin lineer bölgesi için Eş. 2.34'e göre ln(I)-V grafiğini çizmektir. Bu durumda eğim

$$\frac{dV}{d \ln(I)} = \frac{nkT}{q} \quad (2.57)$$

ile verilir ve n değeri buradan kolaylıkla elde edilebilir. Diğer bir yol ise arayüzey tuzaklarının yoğunluğunun bilinmesine bağlıdır. Buna göre n aşağıdaki eşitlikle üzerinden hesaplanabilir (Card ve Rhoderick, 1971);

$$n = 1 + \frac{\frac{\delta}{\epsilon_i} \left(\frac{\epsilon_s}{W_d} + qD_{sb} \right)}{1 + \frac{\delta}{\epsilon_i} (qD_{sa})} \quad (2.58)$$

Burada D_{sa} ve D_{sb} sırasıyla metal ile dengede olan arayüzey tuzaklarının ve yarıiletken ile dengede olan arayüzey tuzaklarının yoğunluğudur.

2.6.4. Doyum akımı

Doyum akımı I_0 , TE teorisi açıklanırken anlatıldığı gibi, bir Schottky bariyer diyotta metalden yarıiletkene doğru olan akım değeridir, ya da sıfır beslemde yarıiletken den metale doğru olan akım bileşenidir. Diğer parametrelerin bilinmesi durumunda Eş. 2.34'te verilen akım ifadesi içinde beslem voltajı yerine sıfır yazıp hesaplama yoluyla bulunabilir. Ancak, daha çok deneysel $\ln(I)$ - V grafiğinin lineer olduğu bölge üzerinde çizilecek doğrunun $\ln(I)$ eksenini kestiği noktadan elde edilir. Buna göre; $\ln(I)$ ile kesişme noktasına “ y ” diyecek olursak, doyum akımı $I_0 = e^y$ eşitliğinden elde edilebilir.

2.6.5. Potansiyel engel yükseklikleri

Yukarıdaki başlıkta “yükseklikleri” ifadesinin kullanılmasının sebebi yarıiletken den metale doğru görülen engel yüksekliği ve metalden yarıiletkene doğru görülen engel yüksekliği gibi iki ayrı engel yüksekliğinin söz konusu olmasıdır. Bu ikisi arasında ayırım yapılabilmesi için bu başlık altında yarıiletken den metale doğru olan potansiyel engel yüksekliği $\Phi_{B(I-V)}$ ile metalden yarıiletkene doğru olan potansiyel engel yüksekliği ise $\Phi_{B(C-V)}$ ile gösterilecek. Birazdan açıklanacağı gibi $\Phi_{B(I-V)}$, düz beslem I - V verilerinden hesaplandığı için I - V alt indis olarak Φ_B teriminde yer alır, benzer şekilde $\Phi_{B(C-V)}$ ise ters

beslem C-V verileri kullanılarak hesaplandığından bu ifadede C-V alt indis olarak girilir. TE teorisine göre $\Phi_{B(I-V)}$ 'yi veren ifade aşağıdaki gibidir (Sharma, 1984: 34, 47);

$$\Phi_{B(I-V)} = \underbrace{\frac{kT}{q} \ln \left(\frac{AA^{**}T^2}{I_o} \right)}_{\Phi_{B0}} + \frac{\partial \Phi_B}{\partial V} V \quad (2.59)$$

Burada Φ_{B0} sıfır-beslem engel yüksekliği olup Eş. 2.34'ten elde edilmiştir. İdealite faktörünün pratikte hem sıcaklıkla hem de uygulanan beslem voltajıyla birlikte değişmesinden dolayı $\partial \Phi_B / \partial V$ ifadesinin tespiti kolay olmadığından çoğunlukla literatürdeki çalışmalarda I-V verilerinden Φ_{B0} elde edilmektedir. C-V değerleri kullanılarak $\Phi_{B(C-V)}$ değerinin hesaplanması aşağıdaki eşitlikle gerçekleştirilir (Sharma, 1984: 20)

$$\Phi_{B(C-V)} = V_i + E_F \quad (2.60)$$

V_i ve E_F değerlerinin deneysel verilerden nasıl hesaplanacağı ilerleyen sayfalarda gösterilecektir. Potansiyel engel yükseklikleri hesaplanırken dikkat edilmesi gereken husus engel alçalmasının ihmal edilmemesidir. Yarıiletken tarafındaki arayüzeye yakın olan elektronlar nedeniyle bir görüntü yük oluşur ve bundan dolayı Coulomb kuvvetiyle ifade edilen bir görüntü kuvvet meydana gelir, bunun sonucunda da arayüzeyde görüntü yüklerden kaynaklı bir elektrik alan oluşur ve potansiyel engelinde küçük bir düşüş yaşanır (Milnes, 1972: 172). Potansiyel engelinde yaşanan bu düşme $\Delta \Phi_B$ ile gösterilen potansiyel engel alçalması olarak adlandırılır ve aşağıdaki eşitlik ile verilir (Neamen, 1997: 340; Sze, 1981: 148);

$$\Delta \Phi_B = \left(\frac{qE_m}{4\pi\epsilon_s} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.61)$$

Burada E_m bariyer yüksekliğinin maksimum olduğu noktaya karşılık gelen elektrik alan değeridir. Dolayısıyla engel yüksekliği değerlerini daha yüksek hassasiyetle belirleyebilmek için hesaplanan bu değer $\Phi_{B(I-V)}$ ve $\Phi_{B(C-V)}$ 'den çıkartılması gerekir.

2.6.6. Difüzyon potansiyeli

Difüzyon potansiyel V_i , termal dengede tükenim tabakası boyunca olan potansiyeldir. Termal dengenin metalin ve yarıiletkenin Fermi seviyelerinin kontak alındıktan sonra eşit hale gelmesi anlamına geldiğinden dolayı, V_i kontak alınmadan önce metalin ve yarıiletkenin Fermi enerjisi seviyeleri arasındaki farktan yararlanarak $qV_i = E_{Fm} - E_F$ eşitliği ile elde edilebileceği gibi $qV_i = |\phi_s - \phi_m|$ eşitliğiyle de elde edilebilir. Deneysel olarak ise C-V verilerinin C^{-2} -V grafiği şeklinde çizilmesi ve ters beslem bölgesindeki lineer bölgesi üzerine çizilen bir doğrunun V eksenini kestiği noktadan elde edilir. Bir MIS Schottky bariyer diyotta tükenim tabakası kapasitansı C_{sc} aşağıdaki gibidir (Sze, 1981: 85);

$$C_{sc} = \left[\frac{qA^2 \epsilon_s N_A}{2(V_i - V - kT/q)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.62)$$

Bu ifade C^{-2} -V grafiğindeki lineer bölge üzerine çizilecek doğrunun denklemini tanımlayacağından, V_i bu doğrunun V eksenini kestiği noktadaki potansiyel değerine V_o denilirse aşağıdaki eşitlik kullanılarak elde edilebilir.

$$V_o = V_i - \frac{kT}{q} \quad (2.63)$$

2.6.7. Alıcı atomlarının katkı yoğunluğu

Alıcı atomlarının katkı yoğunluğu N_A , p tipi silisyum göz önüne alınırsa yarıiletkene katkılanan 3A grubu katkı atomlarının birim hacim başına düşen sayısıdır. Eş. 2.62'nin C^{-2} -V grafiğindeki lineer bölge üzerine çizilecek doğrunun denklemini tanımlayacağı yukarıda belirtilmişti. Buna göre N_A değeri çizilen doğrunun eğiminden aşağıdaki eşitlik yardımıyla elde edilebilir;

$$\frac{d(1/C_{sc}^2)}{dV} = \frac{2}{qA^2 \epsilon_s N_A} \quad (2.64)$$

2.6.8. Tükenim tabakası kalınlığı

Tükenim tabakası kalınlığı W_d , uygulanan besleme birlikte değişen bir nicelik olup tükenim tabakası boyunca potansiyelin konumla birlikte değişimini veren

$$\phi(x) = -\frac{qN_A}{2\epsilon_s} W_d^2 \left(1 - \frac{x}{W_d}\right)^2 \quad (2.65)$$

ifadesinde $x=0$ konumunda tükenim tabakası üzerine düşen potansiyel $\phi(x=0)$ 'ın $(V_i - V - kT/q)$ 'ye eşit olduğu kullanılırsa aşağıdaki gibi elde edilir (Sharma, 1984: 29);

$$W_d = \left[\frac{2\epsilon_s}{qN_A} (V_i - V) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.66)$$

2.6.9. Maksimum elektrik alan

Maksimum elektrik alan E_m , bariyer yüksekliğinin maksimum olduğu noktaya karşılık gelen elektrik alan değeridir. Tükenim tabakası kalınlığı cinsinden aşağıdaki eşitlikle ifade edilir (Sharma, 1984: 28) ve bulunan W_d değerinin bu ifadede yerine yazılmasıyla E_m hesaplanabilir.

$$E_m = \frac{qN_A}{\epsilon_s} W_d \quad (2.67)$$

2.6.10. Fermi enerjisi

Fermi enerjisi E_F , N_A değerinin deneysel verilerden hesaplanmasının ardından

$$E_F = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_V}{N_A} \right) \quad (2.68)$$

eşitliğinde N_V yerine $4,82 \times 10^{15} T^{3/2} (m_h^*/m_o)^{3/2}$ yazarak hesaplanır (Sze, 1981: 24). Burada parantez içinde kalan ifade deşiklerin etkin kütesinin deşiklerin serbest kütesine oranıdır.

2.6.11. a.c. iletkenlik ve aktivasyon enerjisi

a.c. iletkenlik σ_{ac} , bir Schottky bariyer diyotun a.c. sinyal altındaki iletkenliğidir ve deneysel olarak ölçülen G değerlerini kullanarak aşağıdaki eşitlik yardımıyla hesaplanır (Nicollian ve Brews, 1982);

$$\sigma_{ac} = \frac{G \cdot \delta}{A} \quad (2.69)$$

a.c. iletkenlik aynı zamanda sıcaklığın bir fonksiyonu olarak

$$\sigma_{ac} = \sigma_o \exp\left(-\frac{qE_a}{kT}\right) \quad (2.70)$$

eşitliğiyle de ifade edilir (Nicollian ve Brews, 1982). Burada σ_o sıfır K'deki a.c. iletkenliktir, E_a ise aktivasyon enerjisi olup, bu eşitliğe göre $\ln\sigma_{ac}-q/kT$ grafiğinin eğiminden elde edilebilir.

2.6.12. Arayüzey tuzaklarının yoğunluğu

Literatürde arayüzey tuzaklarının yoğunluğu D_{it} 'i hesaplamamanın çok çeşitli yolları mevcuttur. Akım verileri üzerinden D_{it} hesaplanırken en sık kullanılan yöntem Eş. 2.58'de verilen arayüzey durumlarına bağlı idealite faktörü ifadesidir. Bir MS Schottky bariyer diyot için arayüzey tuzakları çoğunlukla metal ile dengededir ($D_{sb} \approx 0$), ancak metal ile yarıiletken arasına $\delta > 30 \text{ \AA}$ olacak şekilde bir yarıiletken tabaka büyütülürse arayüzey tuzakları çoğunlukla yarıiletken ile dengededir ($D_{sa} \approx 0$) (Rhoderick ve Williams, 1988). Buna göre Eş. 2.58 beslem voltajına bağlı idealite faktörü $n(V)$ göz önüne alınarak düzenlenirse MS Schottky bariyer diyotlar için D_{it} değeri

$$D_{it} = \frac{1}{q} \left[\frac{\epsilon_s}{W_d} \frac{1}{(n(V)-1)} - \frac{\epsilon_i}{\delta} \right] \quad (2.71)$$

eşitliği ile bulunurken, MIS ve benzeri Schottky bariyer diyotları için D_{it} değeri

$$D_{it} = \frac{1}{q} \left[\frac{\varepsilon_i}{\delta} (n(V) - 1) - \frac{\varepsilon_s}{W_d} \right] \quad (2.72)$$

eşitliği ile elde edilebilir. Öte yandan admitans verileri üzerinden D_{it} değerini hesaplamının birkaç yöntemi vardır (Castagné ve Vapaille, 1971; Hill ve Coleman, 1980; Nicollian ve Goetzberger, 1965) ancak burada bu çalışma kapsamında yararlanılan yüksek frekans-düşük frekans kapasitans yönteminden bahsedilecektir. Bu yöntemin çıkış noktası D_{it} 'in neden olduğu fazlalık kapasitansı ile arasında sahip olduğu

$$C_{it} = qAD_{it} \quad (2.73)$$

bağıntısıdır. Buna göre değerinin bulunması durumunda D_{it} değeri kolayca hesaplanabilir. C_{it} 'in türetilmesinde C_{HF} ve C_{LF} 'den yararlanıldığından bu yöntem yüksek frekans-düşük frekans kapasitans yöntemi olarak adlandırılmaktadır. Bu yöntemi geliştiren Castagné ve Vapaille (1971) arayüzey tuzaklarının neden olduğu fazlalık kapasitansı C_{it} 'i, $C_{it} = C_{it} + C_{sc} - C_{sc}$ şeklinde yazarak eşitliğin sağındaki ilk iki terimi C_{HF} ve son terimini ise C_{LF} cinsinden aşağıdaki gibi ifade etmiştir;

$$C_{it} = \left(\frac{1}{C_{LF}} - \frac{1}{C_i} \right)^{-1} - \left(\frac{1}{C_{HF}} - \frac{1}{C_i} \right)^{-1} \quad (2.74)$$

Böylece bu ifadenin Eş. 2.73'te yerine yazılması ile D_{it} değeri elde edilebilmektedir.

3. DENEYSEL YÖNTEM

Bu bölümünde çalışma kapsamında üretilen Schottky bariyer diyotlar için hangi malzemelerin kullanıldığı, bu malzemelerin üretim işleminden önce hangi hazırlık aşamalarından geçtiği, daha sonra da Schottky bariyer diyot üretimin nasıl gerçekleştirildiği açıklanacak ve üretilen Schottky bariyer diyotların karakterize edilmesi amacıyla hangi ölçümlere tabi tutulduğu belirtilecektir.

3.1. Malzemeler

Bu çalışmada kontak malzemesi olarak kullanılan alüminyum, ferroelektrik malzeme olarak kullanılan bizmut titanat ve alttaş olarak kullanılan p tipi silisyumun özellikleri hakkındaki bilgiler aşağıdaki gibidir.

3.1.1 Kontaklar

Kontakların oluşturulmasında %99,999'luk saflığa sahip kimyasal olarak temizlenmiş alüminyum parçacıkları kullanılmıştır. Alüminyumun iş fonksiyonunun p tipi silisyumun iş fonksiyonundan küçük olması nedeniyle alüminyum Schottky bariyer diyot üretiminde sıklıkla doğrultucu kontak malzemesi olarak kullanılır. Ayrıca, tavlama sonrası alüminyumun yarıiletken alttaşa nüfuz edeceğinden dolayı literatürde sıkça omik kontak malzemesi olarak da kullanıldığı görülür (Cheng ve diğerleri, 2010; Durmuş ve diğerleri, 2013; Ham ve diğerleri, 2008; Kaya ve diğerleri, 2013; Yıldırım ve diğerleri, 2013).

3.1.2 Arayüzeyssel yalıtkan tabaka

İkinci bölümde de açıklandığı gibi kalıcı hafıza uygulamalarına uygun olan düşük zorlayıcı alanı, termal kutuplanma problemlerini minimize eden ~675 °C'lik yüksek Curie sıcaklığı, yüksek bozulma dayanımı, yüksek dielektrik sabiti, anahtarlama becerisi gibi belirgin özelliklerinden dolayı ferroelektrik rastgele erişimli hafıza (FeRAM), ferroelektrik alan etkili transistör (FeFET), kalıcı rastgele erişimli hafıza (NVRAM), Schottky bariyer diyotları, fotodiyot, piezoelektrik sensör vb. uygulamalarda $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ sıklıkla kullanılmıştır. Sahip olduğu bu özellikler nedeniyle arayüzeyssel yalıtkan tabaka olarak

bu çalışmada $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ tercih edilmiştir ve püskürtme yöntemiyle büyütme gerçekleştirebilmek için stokiometrik bileşiğe sahip $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ target kullanılmıştır.

3.1.3 Altaş

Schottky bariyer diyotların üretilmesi için bu çalışma kapsamında kullanılan altaş bor katkılı p tipi silisyumdur. Kullanılan p-Si altaş CrysTec firmasından bir yüzeyi parlatılmış olarak satın alınmıştır. (100) yüzey yönelimine sahip olan tek kristal altaşın öz direnci $\sim 5 \Omega\cdot\text{cm}$, çapı 3", kalınlığı ise $280 \mu\text{m}$ 'dir.

3.2. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky Bariyer Diyotların Hazırlanması

Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotlar hazırlanırken takip edilen işlemler sırasıyla aşağıdaki gibidir.

3.2.1. Altaşın temizlenmesi

Çalışma kapsamında kullanılan p-Si kristalin bir yüzeyi üretici firma tarafından parlatıldığından dolayı herhangi bir mekanik temizleme işlemi uygulanmamıştır. Ancak kristaller kimyasal temizleme işlemine tabi tutulmuştur. İyi bilinmektedir ki; bu kristallerle oluşturulan Schottky bariyer diyotlar için doğru ve güvenilir deneysel sonuçların elde edilebilmesi için kristal üzerindeki yağ, kir vb. gibi organik kirlerin ve ağır metal kirlerinin dikkatlice temizlenmesi gerekir. Ayrıca, kristal yüzeyi üzerinde kristalin dış ortamla etkileşimden dolayı az da olsa bir miktar oksit tabaka oluşmuş olabilir, bunun ortadan kaldırılması ise yine kimyasal temizleme yoluyla yapılır.

Bu amaçla Schottky bariyer diyotların üretimi için ilk olarak Ro&Up su saflaştırma sistemi kullanılarak saf suyun Sybran sistemi içerisinde geçirilmesi ile temizlik işlemlerinde kullanılacak olan yüksek dirençli ($\sim 16\text{-}18 \text{ M}\Omega$) deiyonize su elde edildi. Daha sonra beher, cımbız vb. araçlar önce yüksek saflıktaki aseton ve deiyonize su karışımında $\sim 60 \text{ kHz}$ ses dalgaları ile titreştirilen ultrasonik banyoda temizlenip deiyonize suda iyice durulandıktan sonra bir etüv fırınında yaklaşık 80°C de 30 dakika ısıtılarak sterilize edildi. Ardından p-Si kristal ultrasonik banyoda aşağıda aşama aşama belirtilen kimyasal temizleme işlemine tabi tutulmuştur.

1. Yarıiletken kristal önce aseton su içerisinde ultrasonik banyoda yaklaşık 10 dakika kadar yıkandıktan sonra deiyonize su ile durulandı.
2. Kristal, 20 ml trikloretilen, 20 ml aseton ve 20 ml metil alkol karışımı içerisinde üç dakika ultrasonik olarak temizlendi.
3. Kristal deiyonize suda 5 dakika yıkandı.
4. 30 ml sülfürik asit ve 30 ml hidrojen peroksit karışımı içerisinde 5 dakika ultrasonik olarak temizlendi.
5. Deiyonize suda 5 dakika ultrasonik olarak yıkandı.
6. 30 ml %38 saflıktaki hidroflorik asit ve 30 ml deiyonize su karışımı içerisinde 3 dakika ultrasonik olarak temizlendi.
7. 30 ml nitrik asit, 10 ml hidroflorik asit ve 50 ml hidrojen peroksit (3:1:5) karışımında 5 dakika ultrasonik olarak temizlendi.
8. Tekrar deiyonize suda 5 dakika ultrasonik olarak yıkandı.
9. 40 ml %38 saflıkta hidroflorik asit ve 50 ml deiyonize su karışımında 3 dakika ultrasonik olarak temizlendi.
10. Son olarak kristal deiyonize suda ultrasonik olarak 10 dakika durulandı.
11. Kimyasal olarak temizlenen bu p-tipi silisyum kristalin yüzeyinin oksitlenmemesi için, kuru azot ile kurulandı.

3.2.2. Omik kontak oluşturulması

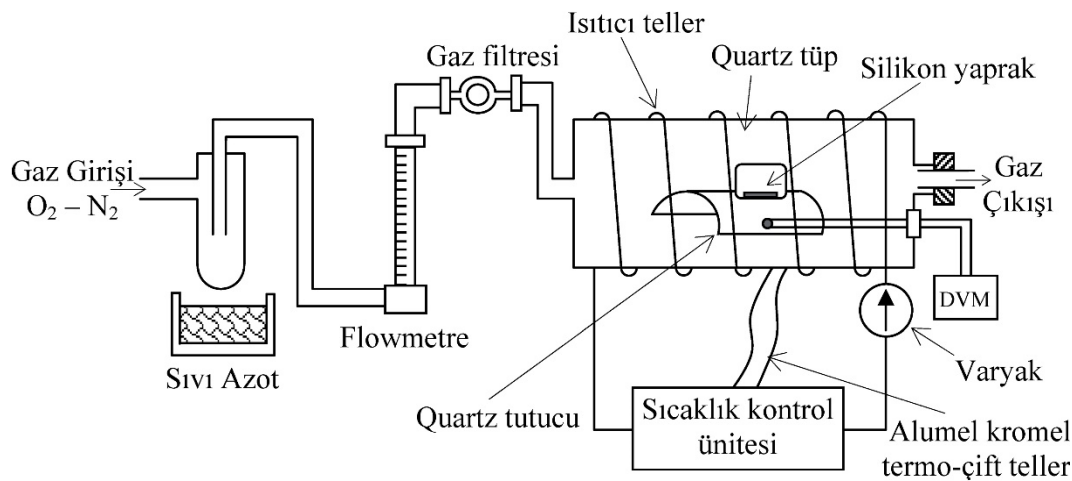
Temizlik işleminden daha önce kontakların oluşturulmasında kullanılacak olan termal buharlaştırma sisteminin flaman, maskeleri, vb. parçaları karbontetraklorür, trikloretilen ve aseton solüsyonunun içerisinde 5 dakikalık süreler ile ultrasonik banyoda iyice temizlendi ve daha sonra deiyonize su kullanarak durulandı. Sistemin fanus parçası ise NaOH çözeltisi ve deiyonize su kullanılarak temizlendi ve diğer parçalarla birlikte 80 °C’de fırınlanarak kurutuldu.



Şekil 3.1. Omik kontak için kullanılan maskenin şematik görünümü

Omik kontağın oluşturulması için temizlik işlemi tamamlanan alttaş üzerine Şekil 3.1'deki gibi bir bakır maske konularak mat yüzeyi aşağı gelecek şekilde termal buharlaştırma sistemine yerleştirildi. Ardından fanus hemen kapatılarak vakumlama işlemine geçildi ve iç basınç 10^{-6} Torr mertebesine indirildi. Vakum 10^{-6} Torr'a ulaştığında, flamanların biri üzerinden yaklaşık 35 A büyüklüğünde akım geçirilerek %99,999'luk saflığa sahip kimyasal olarak temizlenmiş alüminyum parçacıklarının buharlaşması sağlandı. Buharlaşabilecek yabancı maddelerin kristal üzerine yapışmasını önlemek amacıyla ilk aşamada kristalin mat yüzeyinin önü buharlaşan malzemeye maruz kalmaması için metal perde ile kapatıldı. Bir süre sonra metal perde yan tarafa çekilerek kristalin mat yüzeyinin yaklaşık 2000 Å kalınlığında alüminyum ile kaplanması sağlandı.

Arka yüzeye kaplanan Al tabakanın omik kontak özelliği gösterebilmesi için tavlama işlemine gerçekleştirildi. Kullanılan tavlama fırını Şekil 3.2'de şematize edilmiştir. Kuartz tüp, direnç telinden geçen akım vasıtasıyla ısıtıldı ve ortam sıcaklığı ELİMKO 6000 kontrol ünitesi ile kontrol edildi. Ayrıca kuartz tüpün içindeki numunenin olduğu bölgeye yerleştirilen kromel-alumel termo-çifti ile sıcaklık kontrol edilerek 650 °C'de tutulması sağlandı. Tavlama esnasında ortama gönderilen N₂ gazının akış hızı bir akışölçer (flowmetre) ile ölçüldü. Nemin alınması için oksitleme işleminde kullanılan gazlar Şekil 3.2'de gösterildiği gibi sıvı azot kabının üstünde tutturulmuş bir nem tutucudan (cam tüp) geçirildikten sonra oksidasyon fırınına gönderildi. N₂ gazı ortamdan 60 dk süreyle ~2 lt/dk hızında geçirildi. Bu sürenin sonucunda alüminyumun silisyum kristal içerisine çökmesi sağlandı ve böylece büyütülen alüminyum tabaka omik kontak özelliğine kavuştu.

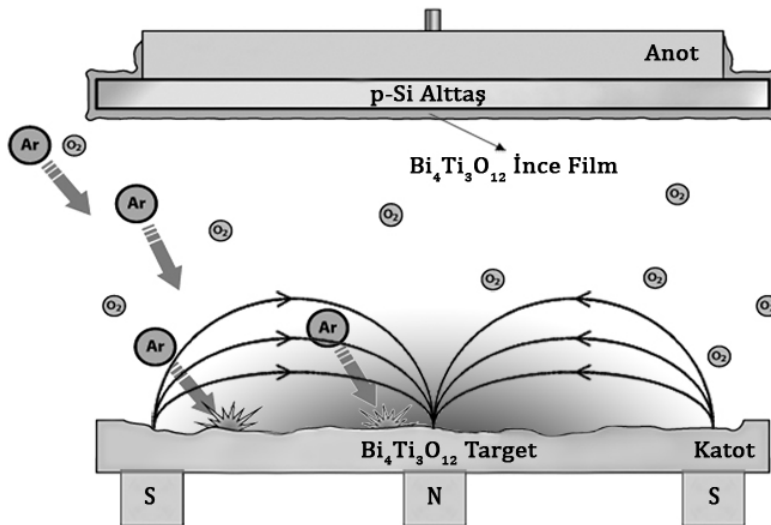


Şekil 3.2. Omik kontağın tavlama işlemi için kullanılan fırın sisteminin şematik görünümü

3.2.3. Arayüzeyssel $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ tabakanın oluşturulması

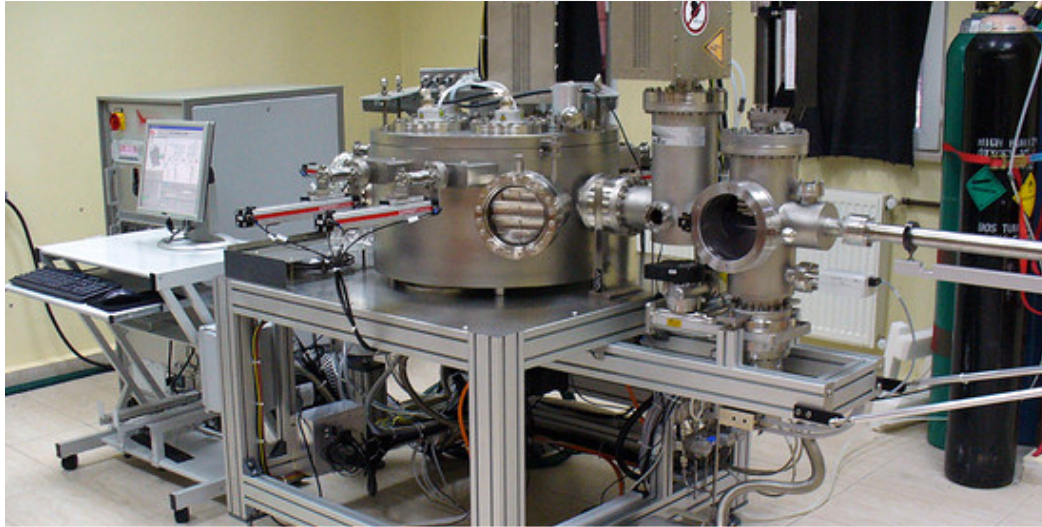
Arayüzeyssel $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ tabakanın oluşturulması için büyütme yöntemi olarak püskürtme (sputtering) yöntemi kullanıldı. Püskürtme yöntemi uygulanırken yüksek sıcaklıklara çıkılmak zorunda kalınmaması, hemen hemen her tipteki alttaş üzerine istenilen yalıtkan, yarıiletken veya iletken malzemenin büyütülebilmesi gibi avantajları yüzünden sıkça tercih edilen bir büyütme yöntemidir (Bengi ve Bülbül, 2013; Bülbül ve diğerleri, 2011; Cheng ve diğerleri, 2010; Durmuş ve diğerleri, 2013; Gökçen ve Yıldırım, 2012; Laeri ve diğerleri, 2003: 160; Matsui ve diğerleri, 1982; Parlaktürk ve diğerleri, 2008; Sugibuchi ve diğerleri, 1975; Tataroğlu, 2013; Tataroğlu ve diğerleri, 2010; Wu, 1974; Yıldırım ve diğerleri, 2013). Püskürtme yönteminde vakumlanan ortamda yüksek elektrik alan oluşumu sağlanır ve Şekil 3.3'te gösterildiği gibi yüksek elektrik alan altındaki iyonlar hızlanarak target olarak adlandırılan hedef malzemeye çarpmak suretiyle hedef malzemeden ilgili moleküllerin sökülerek alttaş üzerinde ince film olarak büyütülmesi sağlar.

Şekil 3.3'te yay şeklindeki oklu çizgiler çevresinde gri tonlarla gösterilen bölge Ar katyonlarından oluşan plazma ortamıdır. Yay şeklindeki oklu çizgilerle gösterilen manyetik alan çizgilerinin oluşmasına neden olan Güney (S) ve Kuzey (N) ile belirtilen mıknatıslar elektronların manyetik alanda tutulmasına ve Ar katyonlarının hedef malzemeyi bombardıman ederek sökülün moleküllerle $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ ince film tabakasının oluşmasına yardımcı olurlar.

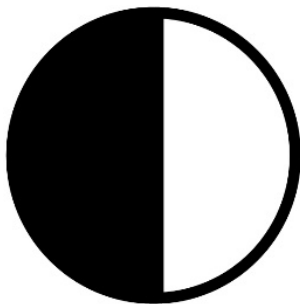


Şekil 3.3. Püskürtme yönteminin şematik görünümü

Bizmut titanatın yalıtkan özellik göstermesi sebebiyle arayüzeysele $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ tabakanın oluşturulması için radyo frekansı (RF) magnetron püskürtme yöntemi kullanıldı. Resim 3.1’de gösterilen BESTEC’ten alınan 3" Ultra Yüksek Vakum özelliğine sahip 2 RF kaynağı ve 3 tane d.c. güç kaynağından oluşan püskürtme sistemi içine $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ hedef malzeme yerleştirildikten sonra alttaşın parlak yüzeyinin bir yarısının Şekil 3.4’teki gibi bir bakır maske yardımıyla kapatıldı. Burada alttaşın $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ ile kaplanmayan kısmından Al/p-Si yapıların oluşturulması amaçlandı. Maskeli yüzeyinin hedef malzemeye bakması sağlanacak şekilde alttaş numune yükleme rafına yerleştirildi ve taşıyıcı kol yardımıyla alttaş püskürtme odasına transfer edildi. Alttaşın da püskürtme odasına alınmasından sonra püskürtme odasının taban basıncı $\sim 10^{-8}$ Torr civarında iken alttaş sıcaklığı 700 °C olacak şekilde ısıtıldı. Püskürtme esnasında püskürtme basıncı $\sim 10^{-3}$ Torr, hedef ile alttaş arasındaki mesafe 35 mm olacak şekilde sabitlendi. Ortama 4/1 oranında Ar/O₂ gaz karışımı vererek $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ tabakası alttaşın yarısı üzerine büyütüldü. Büyütülen tabakanın kalınlığı Veeco Dektak 6M kalınlık profilometresi kullanılarak ~ 100 Å olarak ölçüldü.



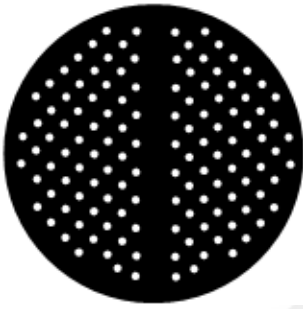
Resim 3.1. Püskürtme sistemi



Şekil 3.4. $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ tabaka büyütülürken kullanılan maskenin şematik görünümü

3.2.4. Doğrultucu kontakların oluşturulması

Parlak yüzeyinin yarısı $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ tabaka ile kaplanan alttaşın üzerine doğrultucu kontakların oluşturulmasında omik kontak için kullanılan malzeme ve koşulların aynısı kullanıldı. Fark olarak bu defa kullanılan bakır maske Şekil 3.5'te gösterildiği gibi 1 mm çaplı birçok dairesel deliğe sahip olacak şekilde ayarlandı. Böylece alttaşın iki yarım parçası üzerinde çok sayıda Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların oluşması sağlandı.



Şekil 3.5. Doğrultucu kontak için kullanılan maskenin şematik görünümü

3.3. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri

Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların hangi koşullarda hangi deneysel cihazlar kullanılarak ölçüldüğü aşağıda verilmiştir.

3.3.1. Schottky bariyer diyotların ölçüme hazırlanması

Alttaş üzerine üretimi tamamlanan Schottky bariyer diyotların bulunduğu bölgelerden ufak bir kesit elmas kesici yardımıyla alınarak iletken gümüş pasta kullanılarak kimyasal olarak temizlenmiş bakır tutucu üzerine yapıştırıldı. Daha sonra gümüş kaplamalı ince teller doğrultucu kontaklar üzerine yine gümüş pasta yardımıyla yapıştırıldı. Ölçüm esnasında dış ortamdan gelecek etkilerden korumak amacıyla hazırlanan numune sırasıyla Resim 3.2 (a)'da verilen Lakeshore model 321 otomatik sıcaklık kontrol ünitesine bağlı olan Resim 3.2 (b)'deki Janis vpf-475 kriyostat içerisine yerleştirildi. Ölçüm yapılırken numunelerin hava ile etkileşimini en aza indirmek için kriyostatın iç basıncı pompa yardımıyla $7,5 \times 10^{-3}$ Torr seviyesine indirildi.



Resim 3.2. (a) Janis vpf-475 kriyostat, (b) Lakeshore model 321 otomatik sıcaklık kontrol ünitesi

3.3.2. Schottky bariyer diyotların elektriksel ölçümleri

Farklı sıcaklıklarda ölçüm yapılacağından, sıcaklık kontrol ünitesinin 0,1 K hassasiyetindeki anlık verilerinden yararlanarak kriyostatın sıcaklığı sıvı azot yardımıyla 120 K sıcaklığına kademe kademe azalacak şekilde düşürüldü. Kriyostat içindeki numunenin 120 K sıcaklığına geldikten sonra kararlılığa ulaşması için yaklaşık 10 dakika beklenildi. Daha sonra kriyostatın bağlantı uçları Resim 3.3'te verilen Keithley 2400 akım-voltaj kaynağına bağlanarak, -4 V ile $+4\text{ V}$ aralığında $0,02\text{ V}$ artışlarla akım-voltaj ölçümleri gerçekleştirildi.



Resim 3.3. Keithley 2400 akım-voltaj kaynağı

Akım-voltaj ölçümlerinden sonra bu defa kriyostatın bağlantı uçları Resim 3.4'te verilen Hewlett Packard 4192A LF Empedans Analizmetreye bağlanarak, -3 V ile $+5\text{ V}$ aralığında $0,05\text{ V}$ artışlarla kapasitans-voltaj ve iletkenlik-voltaj ölçümleri gerçekleştirildi. Ölçümler esnasında kriyostatın bağlantı uçlarına tepe-tepe şiddeti 40 mV olan alternatif gerilim uygulandı. Uygulanan alternatif gerilimin 10 kHz ve 1 MHz şeklinde olan iki frekans değeri için kapasitans-voltaj ve iletkenlik-voltaj ölçümleri gerçekleştirildi. $\% 0,15$ hassasiyetle ölçüm yapabilen Keithley 2400 akım-voltaj kaynağı ve Hewlett Packard 4192A LF Empedans Analizmetre, IEEE-488 arayüzey veri yoluyla bilgisayara bağlı olup test point yazılımı yardımı ile bilgisayar üzerinden ölçme işlem anlık olarak kontrol edebilmektedir.



Resim 3.4. Hewlett Packard 4192A LF Empedans Analizmetre

120 K 'deki ölçümlerin tamamlanmasından sonra aynı işlemler kriyostat sıcaklığının $160, 200, 240, 280$ ve 300 K değerlerine ulaşmasına izin verilerek her bir sıcaklık seviyesinde tekrarlandı ve böylece üretilen Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların elektriksel ölçümleri başarıyla tamamlandı. Çalışmanın deneysel kısmındaki üretim ve ölçüm işlemleri başından sonuna kadar Gazi Üniversitesi Yarıiletken Teknolojileri İleri Araştırma Laboratuvarı STARLAB'da gerçekleştirilmiştir.



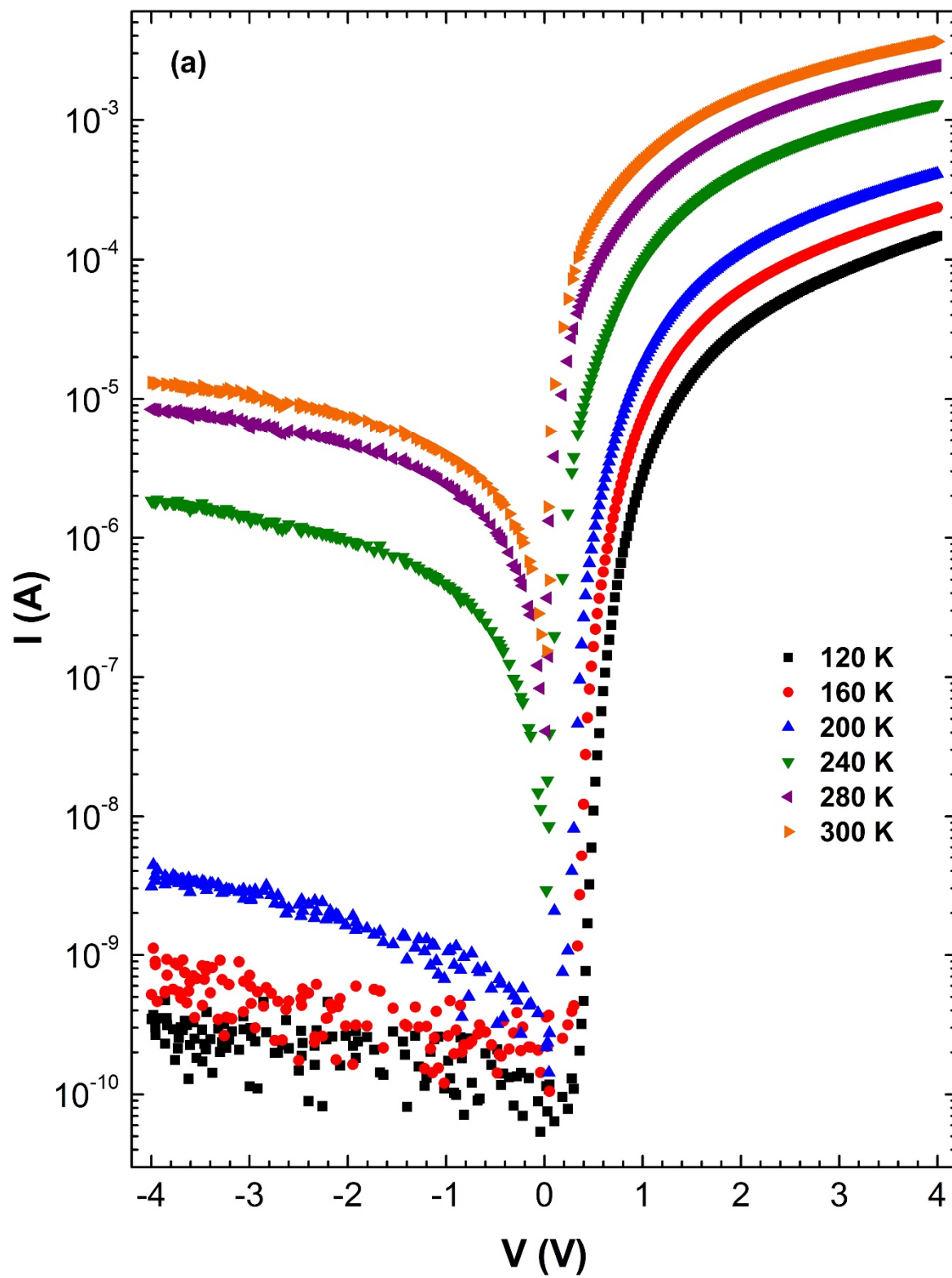
4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

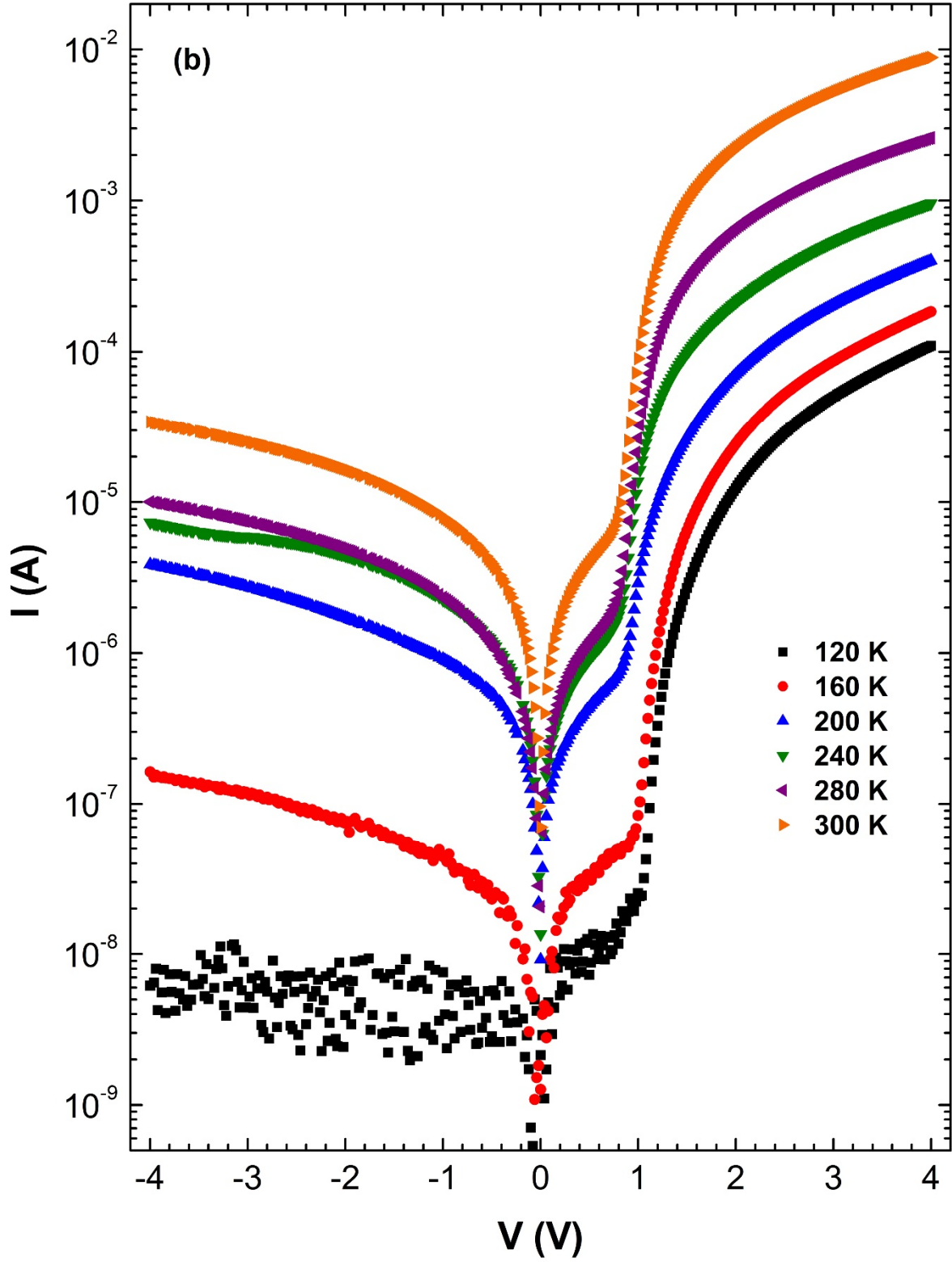
Bu bölümde, detayları verilen koşullar altında akım-voltaj (I-V), kapasitans-voltaj (C-V) ve iletkenlik-voltaj (G-V) ölçümleri gerçekleştirilen Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların temel elektriksel parametrelerinin sıcaklığa bağlı değişimleri, BTO tabakanın diyotun ilgili parametreleri üzerindeki etkisi ve elde edilen sonuçların literatürdeki benzer çalışmalarda elde edilen sonuçlarla kıyaslaması yer almaktadır.

4.1. Akım-Voltaj (I-V) Karakteristikleri

Schottky bariyer diyotların I-V karakteristikleri denilince bu kapsama ölçüm verilerinden elde edilen I-V eğrileri ve bu eğrilerden elde edilebilen doğrultma oranı (RR), seri direnç (R_s), şönt direnci (R_{sh}), doyum akımı (I_0), idealite faktörü (n), sıfır-beslem potansiyel engel yüksekliği (Φ_{B0}), arayüzey tuzaklarının yoğunluğu (D_{it}) gibi temel elektriksel parametreler girmektedir. Aynı zamanda, I-V ölçüm verileri kullanılarak diyotlarda etkili olan akım iletim mekanizmalarının tespiti de mümkün olmaktadır. Bu çalışma kapsamında ölçümlerin geniş bir sıcaklık aralığında gerçekleştirilmesi sayesinde hazırlanan Schottky bariyer diyotların elektriksel parametreleri ve akım iletim mekanizmaları hakkında bilgilere ulaşma fırsatı yakalanmıştır.

Hazırlanan Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların farklı sıcaklıklardaki yarılogaritmik I-V eğrileri sırasıyla Şekil 4.1 (a) ve Şekil 4.1 (b)'de verilmiştir. I-V eğrilerinden görülmektedir ki; yapılar tüm sıcaklık değerleri için doğrultma özelliği göstermektedir. Dolayısıyla bu da hazırlanan yapıların birer Schottky bariyer diyotu olduğunu doğrulamaktadır. Şekillerde görüldüğü gibi Al/p-Si Schottky bariyer diyotunun doğrultma oranı değerleri Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotuna göre özellikle de düşük sıcaklıklarda daha yüksektir. Bunun durum Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun düz beslem bölgesindeki ilk lineer bölgesi boyunca kaliteli bir doğrultma özelliği gerçekleştirememesiyle açıklanabilir. Ancak 300 K değerinde RR değerleri birbirlerine oldukça yakın hale gelmektedir. Ancak belirtmekte fayda var ki; Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun RR değeri, literatürde n-Si alttaşa sahip BTO arayüzeyli benzer yapıların 10^4 mertebesindeki RR değerlerine kıyasla yetersizdir (Bülbül ve diğerleri, 2011; Gökçen ve Yıldırım, 2012).





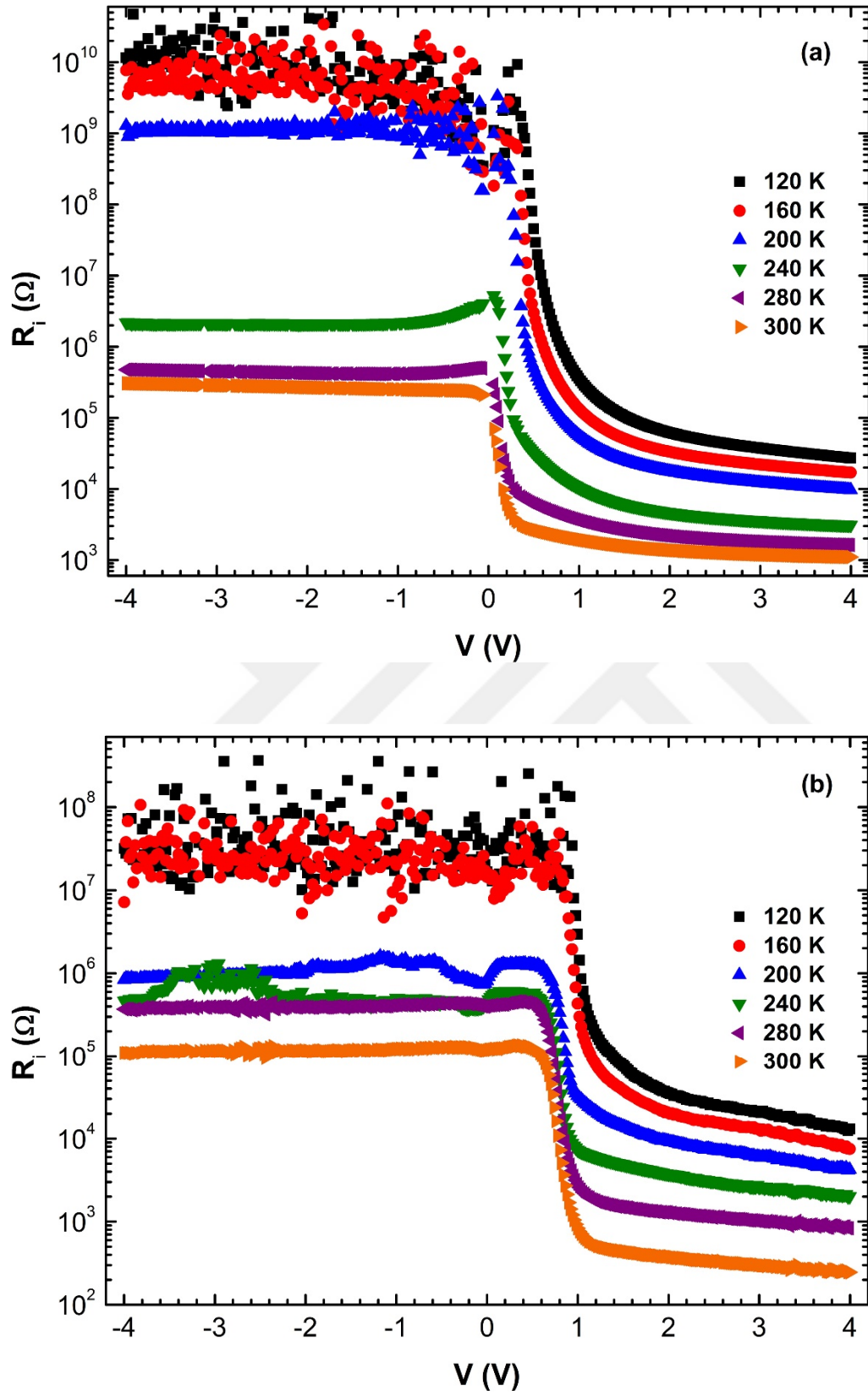
Şekil 4.1. (a) Al/p-Si ve (b) Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların farklı sıcaklıklardaki yarılogaritmik I - V eğrileri

Şekil 4.1 (a) ve Şekil 4.1 (b)'ye bakılırsa, artan sıcaklıkla genel olarak akım değerleri artış göstermiştir, ancak ters beslem altında akım değerlerinin sıcaklığa verdiği tepki düz beslem durumuna göre daha belirgindir. Bu sebeple, Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların RR değerleri artan sıcaklıkla azalmıştır. Akım değerlerinin sıcaklıkla artış göstermesi, diyotların direncinin sıcaklıkla azaldığına işaret etmektedir. Ayrıca, yüksek sıcaklıklarda daha belirgin olmak üzere, genel olarak Schottky bariyer diyottaki BTO tabakanın varlığından dolayı akım değerlerinin arttığı söylenebilir çünkü her iki Schottky bariyer diyot da aynı koşullar altında aynı malzemeler kullanılarak üretilmiştir. Dolayısıyla, bu açıdan da Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun direncinin Al/p-Si Schottky bariyer diyottan daha küçük olmasını bekleyebiliriz.

Bir Schottky bariyer diyot için öncelikli olarak göz önüne alınması gereken direnç parametreleri şönt direnci R_{sh} ve seri direnç R_s 'dir. Burada arzu edilen, R_{sh} değerinin büyük, R_s değerinin ise küçük tutulabilmesidir ki; böylece büyük R_{sh} değerinden dolayı akımın çok küçük bir kısmı R_{sh} üzerine, çok büyük bir kısmı ise R_{sh} 'ne paralel olan diyot üzerine düşsün ve düşük R_s sayesinde de diyot üzerindeki voltaj düşmesini daha küçük olsun ve voltajın büyük bir kısmı diyot üzerine düşsün. I-V ölçümlerinden faydalanan bir Schottky bariyer diyotun R_{sh} ve R_s değerlerini elde etmenin en kolay yolu Ohm yasasından yararlanarak diyotun uygulanan beslem voltajı aralığındaki direnç değerlerini etmektir. Buna göre Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların direnç değerlerini elde etmek için Ohm yasasına göre aşağıdaki ifade kullanılabilir;

$$R_i = \frac{dV_i}{dI_i} \quad (4.1)$$

Burada R_i Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların herhangi bir beslem altındaki direnç değeridir. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların I-V ölçüm değerleri ve Eş. 4.1 kullanılarak bu diyotların direnç değerleri elde edilerek sıcaklığa bağlı yarılogaritmik R_i -V eğrileri sırasıyla Şekil 4.2 (a) ve Şekil 4.2 (b)'de verilmiştir. Şekil 4.2 (a) ve Şekil 4.2 (b)'de görüldüğü gibi özellikle düşük sıcaklıklarda ve ters beslem bölgesinde gürültülü olmakla beraber her iki Schottky bariyer diyotun da ters beslem altındaki direnç değerleri ters beslem – düz beslem farkında olduğu gibi büyük sıçramalar yapmamaktadır. Düz beslemde ise artan voltajla birlikte direnç değerleri doyuma ulaşma eğilimindedir.

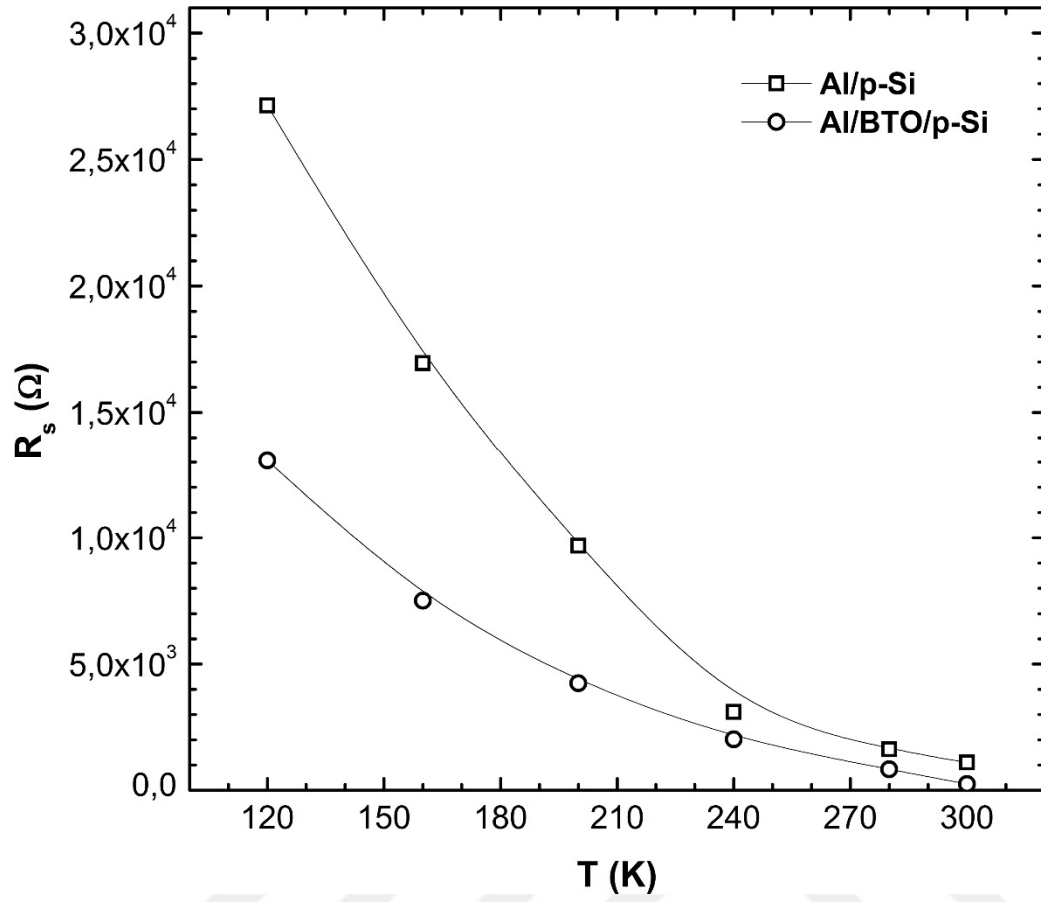


Şekil 4.2. (a) Al/p-Si ve (b) Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların farklı sıcaklıklardaki yarılogaritmik R_f - V eğrileri

Direncin sıcaklığa tepkisi ise beklenildiği gibi genel olarak azalma yönündedir. Ters beslem bölgesinde çok daha fazla yüksek değer alan R_i düz beslem bölgesinde azalarak yüksek düz beslem değerlerinde doyuma ulaşma eğilimindedir. R_i değerlerinin Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotta daha yüksek düz beslem değerinde azalmaya başlaması arayüzeyssel BTO tabakaya atfedilmiştir. İyi bilinmektedir ki; bir diyotun yeterince yüksek ters beslemdeki direnç değeri şönt direncine ve yeterince yüksek yüksek düz beslemdeki direnç değeri de seri dirence karşılık gelmektedir. Dolayısıyla Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların R_i -V eğrilerine bakarak Al/p-Si Schottky bariyer diyotun daha yüksek şönt ve seri dirence sahip olduğu görülebilir.

Seri direnç, Schottky bariyer diyotların I-V karakteristikleri üzerindeki etkisi nedeniyle göz önünde bulundurulması gereken önemli elektriksel parametrelerden biridir. Şekil 4.1 (a) ve Şekil 4.1 (b)'de verilen I-V eğrilerine bakıldığında seri direnç etkisini görmek oldukça kolaydır, çünkü seri direnç nedeniyle bir diyotun I-V eğrilerinde düz beslem bölgesinde bükülme davranışı gözlemlenir. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların I-V eğrilerindeki belirgin bükülme bu diyotların seri dirençlerinin göz önünde bulundurulması gerektiğini göstermektedir. Diyot üzerine uygulanan beslem voltajının küçük bir kısmı seri direnç tarafından kullanılır, seri direnç üzerinde gerçekleşen IR_s kadarlık voltaj düşmesi diyotun I-V karakteristikleri, dolayısıyla da bunlardan elde edilen elektriksel parametreleri, üzerinde önemli etkilere neden olmaktadır. Bu sebeple R_s elektriksel parametrelerin hesaplanmasında dikkate alınmalıdır. Bunun, bu çalışma kapsamında gerçekleştirilebilmesi için Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların R_s değerleri sırasıyla Şekil 4.2 (a) ve Şekil 4.2 (b)'den elde edilmiştir. Bu veriler hem Çizelge 4.1'de verilmiş hem de Şekil 4.3'te R_s -T eğrileri şeklinde sunulmuştur.

Şekil 4.3 ve Çizelge 4.1'de görüldüğü gibi R_s değerleri artan sıcaklıkla azalmaktadır. Ayrıca, Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun seri direnci tüm sıcaklık değerleri için Al/p-Si Schottky bariyer diyotunkinden küçük elde edilmiştir. Daha önce seri direncin kontak alınan kablolardan, omik kontakten veya alttaş ile arasında oluşabilecek tozlu/kirli katman veya partiküllerden, yarıiletken ve üniform olmayan katkılama dağılımından kaynaklandığı belirtilmişti. Her iki Schottky bariyer diyot da aynı alttaş üzerine aynı malzemeler kullanarak hazırlandığından dolayı diyotların R_s değerlerinde böyle bir fark oluşması arayüzeyssel BTO tabakaya işaret etmektedir.



Şekil 4.3. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların R_s -T eğrileri.

Çizelge 4.1. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların R_i -V eğrilerinden elde edilen R_s değerleri

Sıcaklık (K)	R_s (Ω)	
	Al/p-Si	Al/BTO/p-Si
120	27136	13069
160	16949	7514
200	9689	4237
240	3096	2021
280	1625	835
300	1097	245

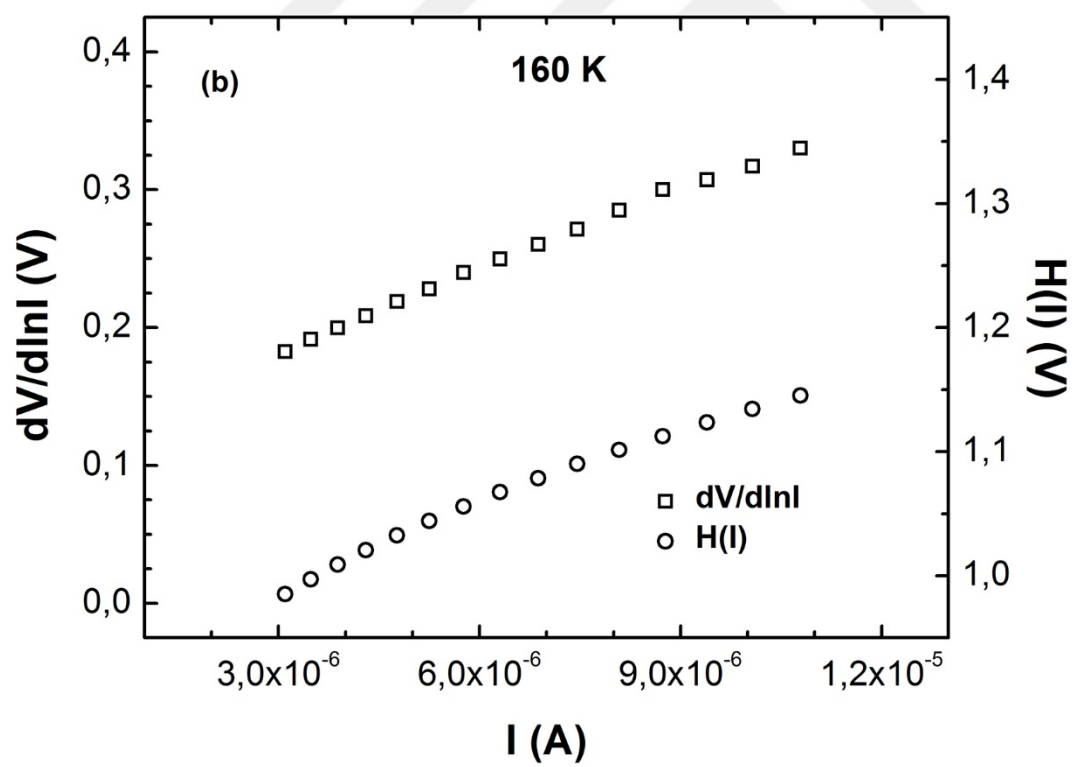
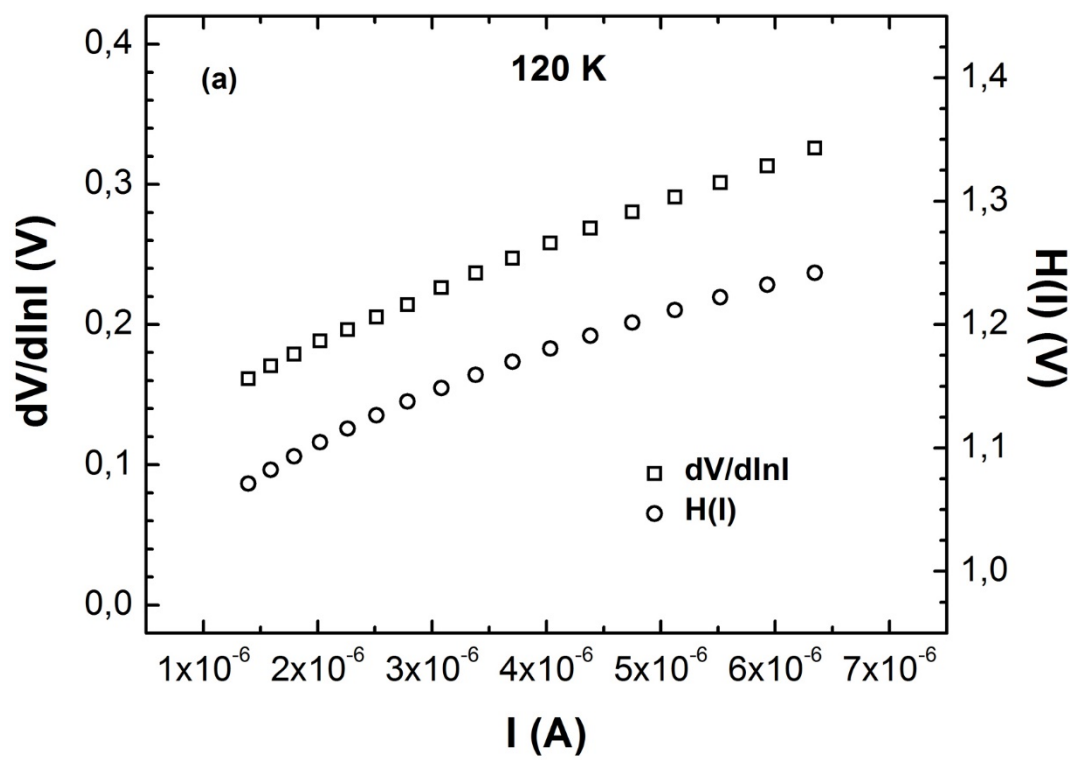
Genelde arayüzeyssel yalıtkan tabaka nedeniyle Schottky bariyer diyotların I-V verilerinden elde edilen seri direncinde bir artış yaşanır, ancak aksi durumun da yaşandığı çalışmalar mevcuttur ve bu çalışmalarda elde edilen düşük R_s değerleri arayüzeyssel tabaka sayesinde gerçekleşen arayüzey pasivizasyonuna atfedilmektedir (Aydemir ve diğerleri, 2013; Durmuş ve diğerleri, 2013). Literatürde BTO ile oluşturulmuş benzer yapıların sıcaklığa bağlı I-V verilerinden elde edilen seri direnç değerlerinin incelendiği bir çalışma bulunmamakla birlikte, Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotunun oda sıcaklığı için elde edilen R_s değeri literatürle uyum içerisinde (Tataroğlu ve diğerleri, 2010).

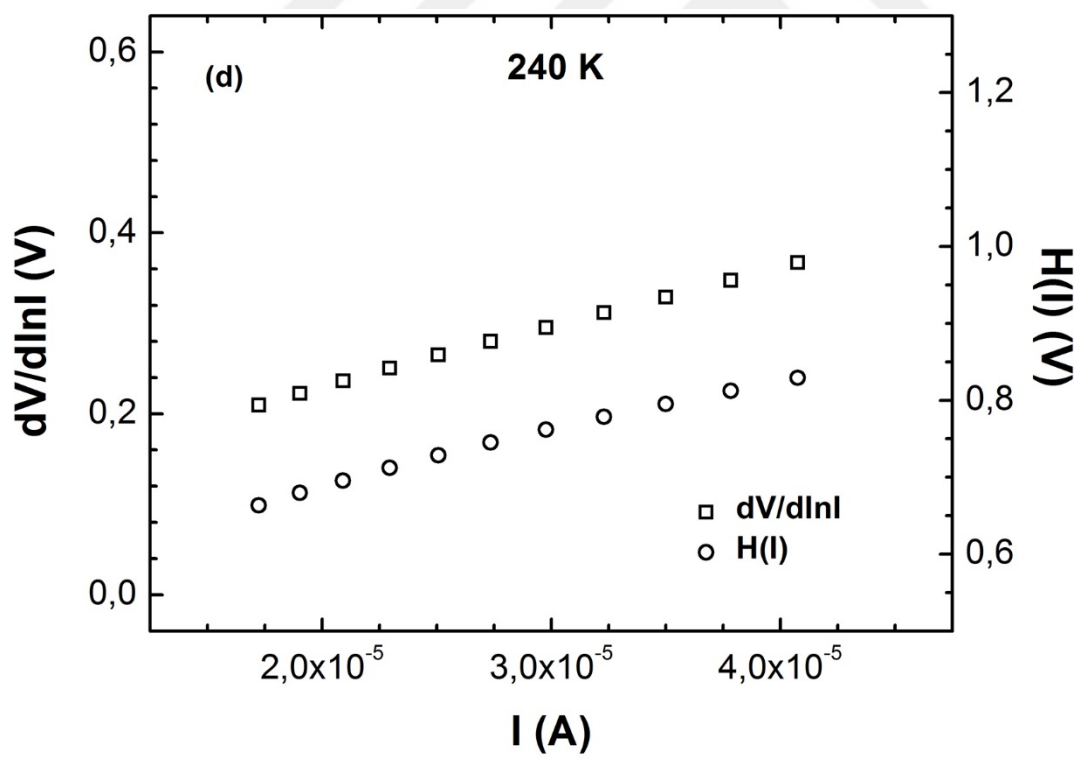
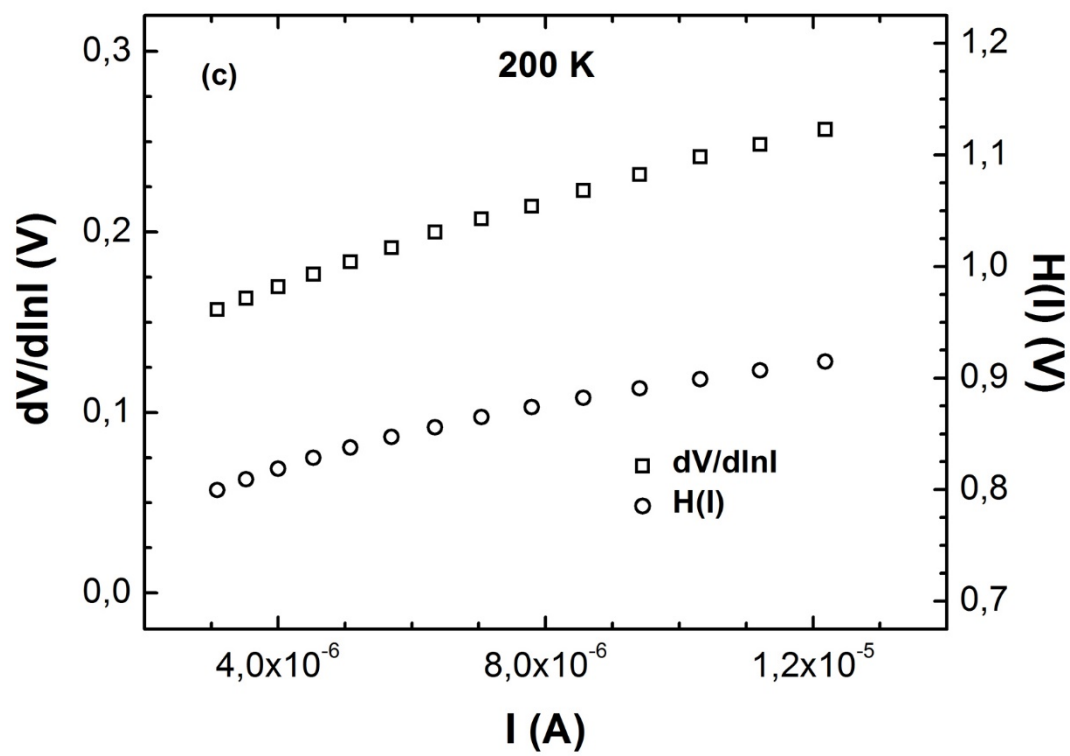
Daha önceden de belirtildiği gibi R_s değerlerini I-V verileri kullanarak elde etmenin en kolay yolu Ohm yasasını kullanmaktır. Ancak, Ohm yasası kullanılarak elde edilen R_s değerleri tam anlamıyla diyotun gerçek seri direncini vermeyebilir. Çünkü, Ohm yasası diyottaki akım iletim mekanizmasını omik iletim olarak kabul eder, bundan dolayı da bu yolla hesaplanan R_s değerleri genel olarak yapının seri direnci hakkında bilgi verse de bu değerlerde az da olsa bir miktar hata payı olmaktadır. Bu sebeple, R_s değerlerinin elde edilmesi için daha güvenilir yöntemlere ihtiyaç duyulmuştur. Daha önce de belirtildiği gibi literatürde R_s değerini elde etmenin çeşitli yöntemleri vardır. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların R_s değerleri bu yöntemler içinde en yaygın kullanılanlardan biri olan Cheung-Cheung yöntemi ile elde edilmiştir. Bu yöntemle göre $dV/d\ln I$ ve $H(I)$ değerleri aşağıda verilen eşitlikler yardımıyla hesaplanmıştır.

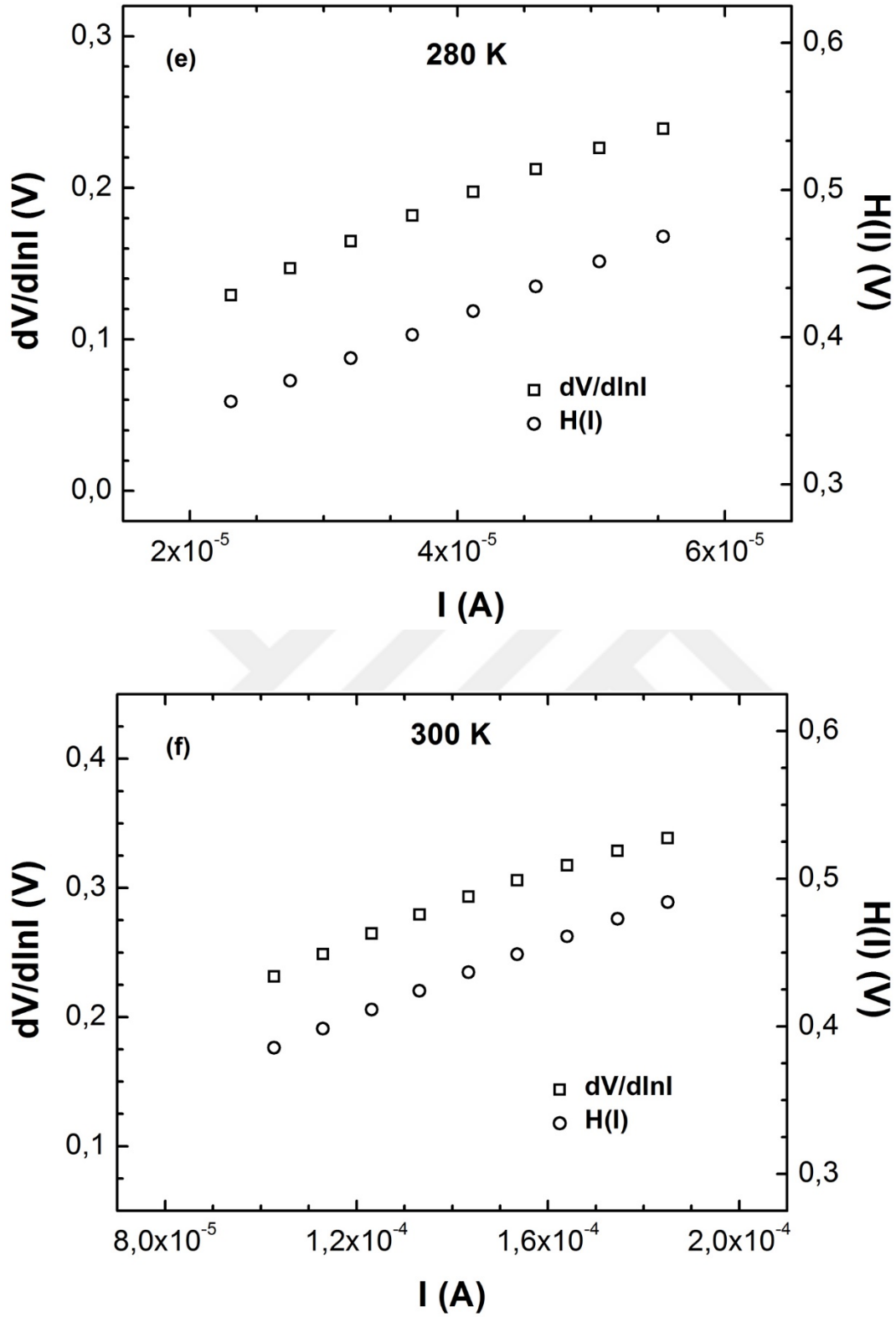
$$dV/d \ln I = n \frac{kT}{q} + IR_s \quad (4.2)$$

$$H(I) = n\Phi_{B0} + IR_s \quad (4.3)$$

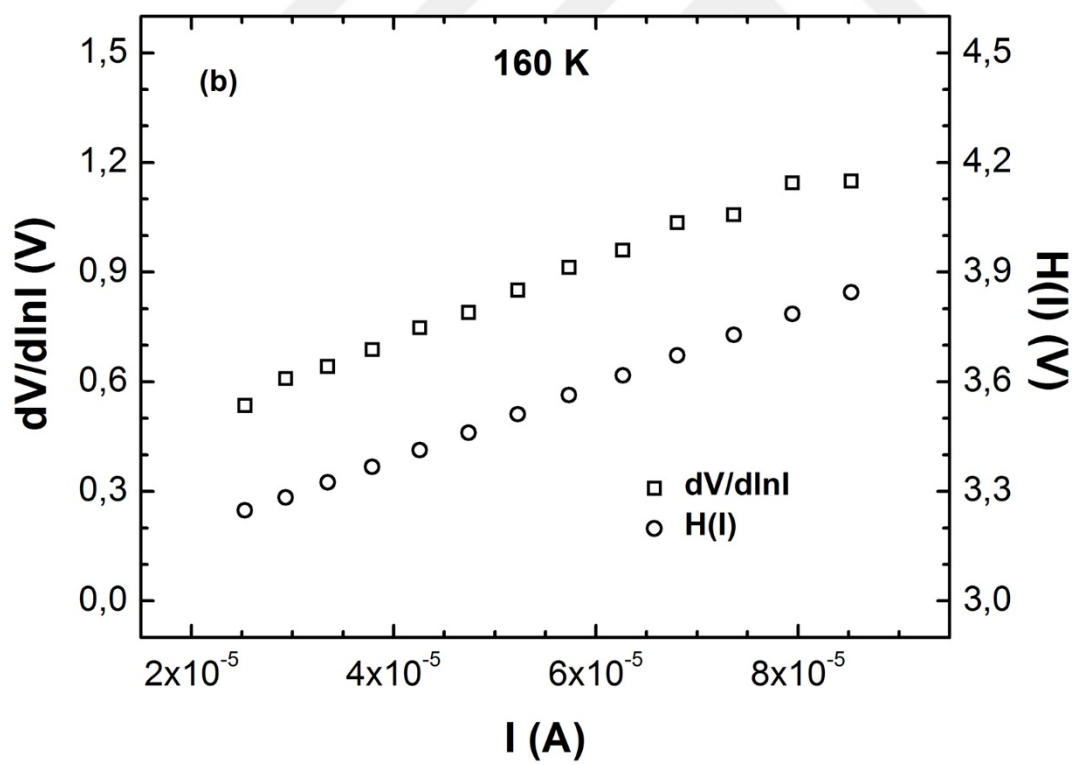
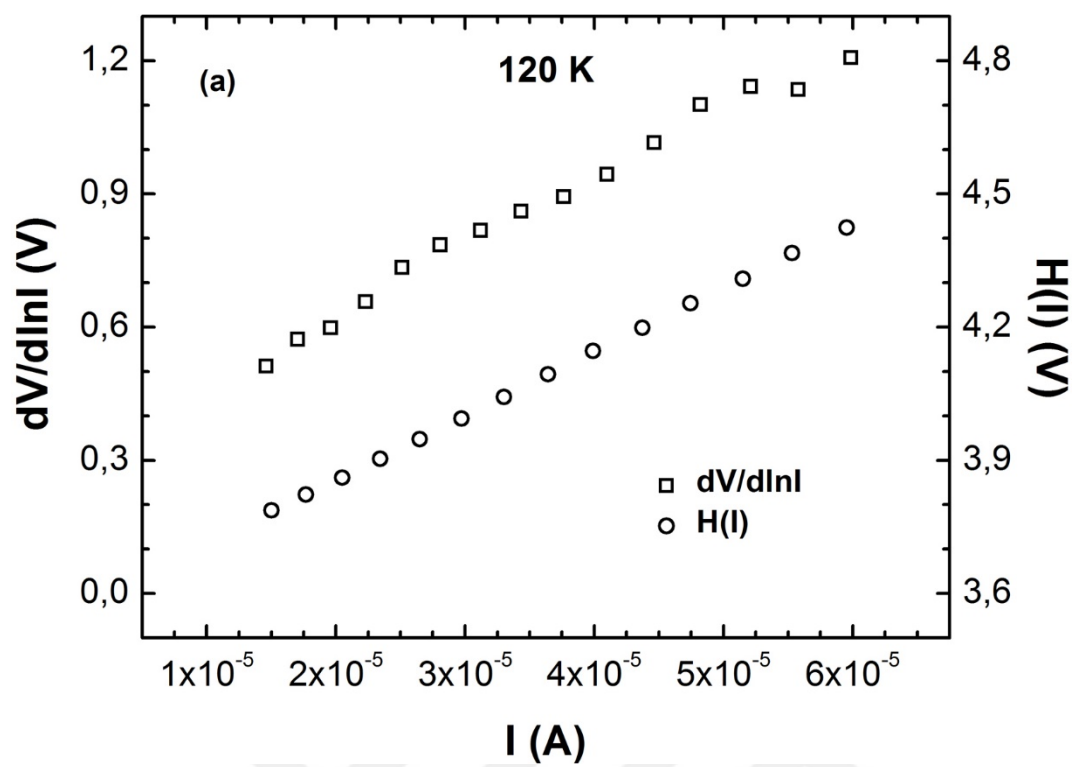
Eş. 4.2 ve 4.3 kullanılarak elde edilen $dV/d\ln I$ ve $H(I)$ değerleri için her bir sıcaklık seviyesinde $dV/d\ln I$ -I ve $H(I)$ -I eğrileri çizilmiştir. I-V eğrilerinde her bir sıcaklık seviyesi için bükülmenin yaşandığı akım değeri aralığı tespit edilmiş ve $dV/d\ln I$ -I ve $H(I)$ -I eğrilerinin bu aralıkta çizilmiştir. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların $dV/d\ln I$ -I ve $H(I)$ -I eğrileri sırasıyla Şekil 4.4 ve Şekil 4.5'te verilmiştir. Şekil 4.4 ve Şekil 4.5'te 120 K, 160 K, 200 K, 240 K, 280 K ve 300 K'deki her bir sıcaklık seviyesi için ayrı ayrı (a), (b), (c), (d), (e) ve (f) bölümlerinde verilen çift eksenli $dV/d\ln I$ -I ve $H(I)$ -I eğrilerinin lineer olduğu bölgelere ait verileri yansıtılmıştır.

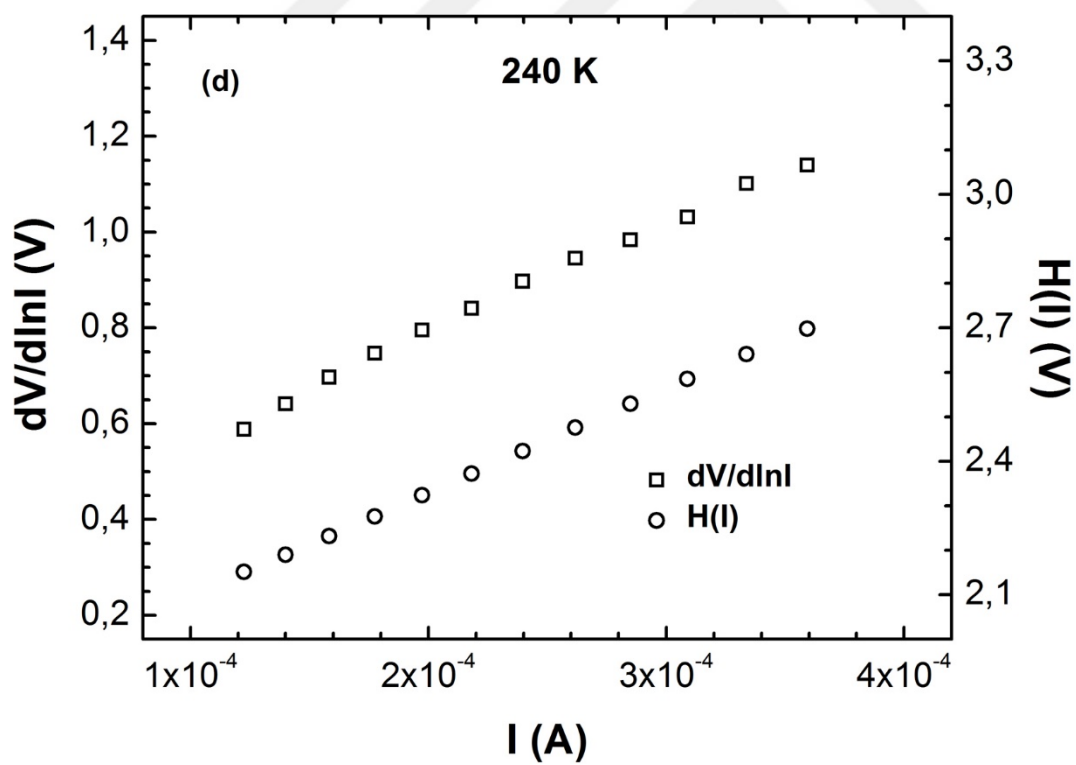
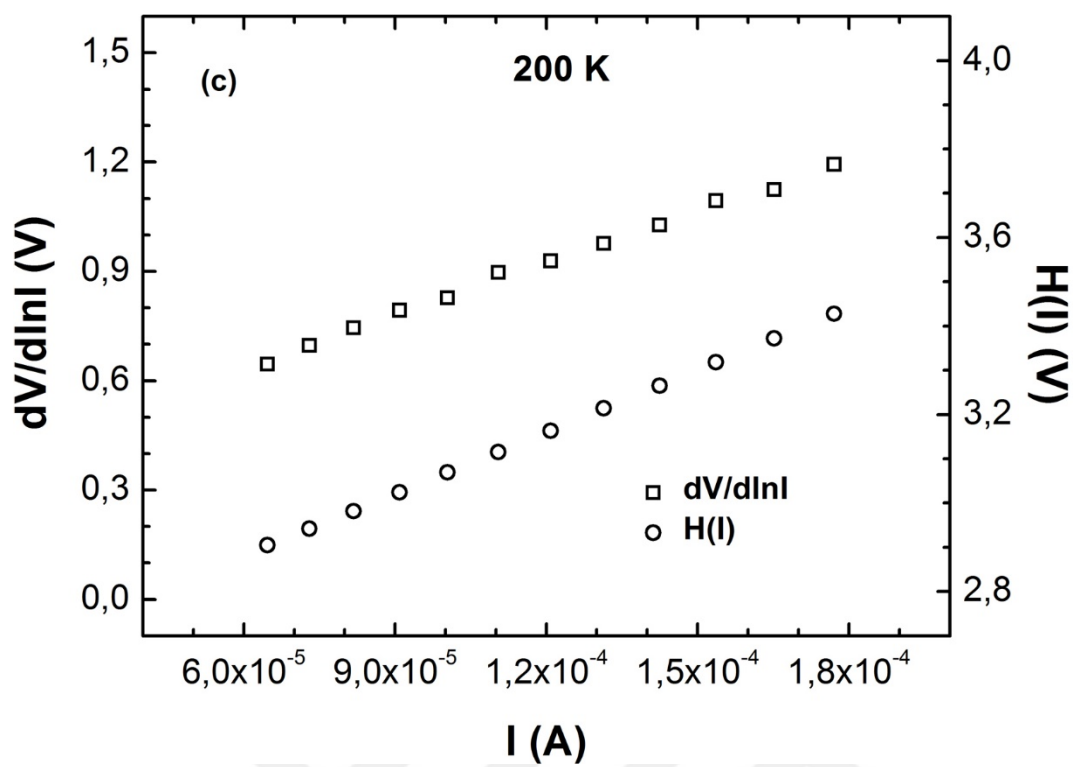


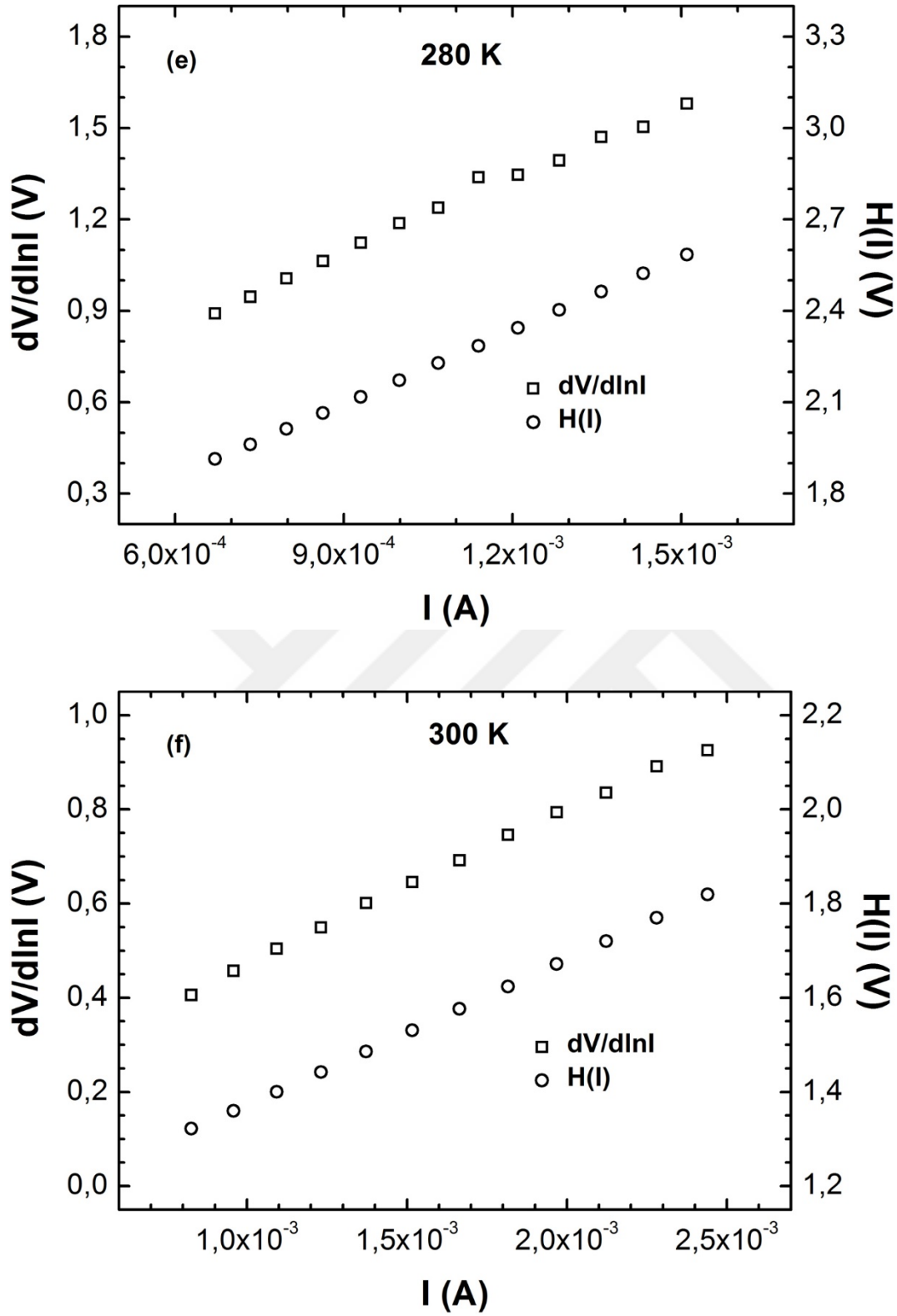




Şekil 4.4. Al/p-Si Schottky bariyer diyotun (a) 120 K, (b) 160 K, (c) 200 K, (d) 240 K, (e) 280 K ve (f) 300 K'deki $dV/d\ln I$ -I ve $H(I)$ -I eğrileri







Şekil 4.5. Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun (a) 120 K, (b) 160 K, (c) 200 K, (d) 240 K, (e) 280 K ve (f) 300 K'deki dV/dI -I ve $H(I)$ -I eğrileri

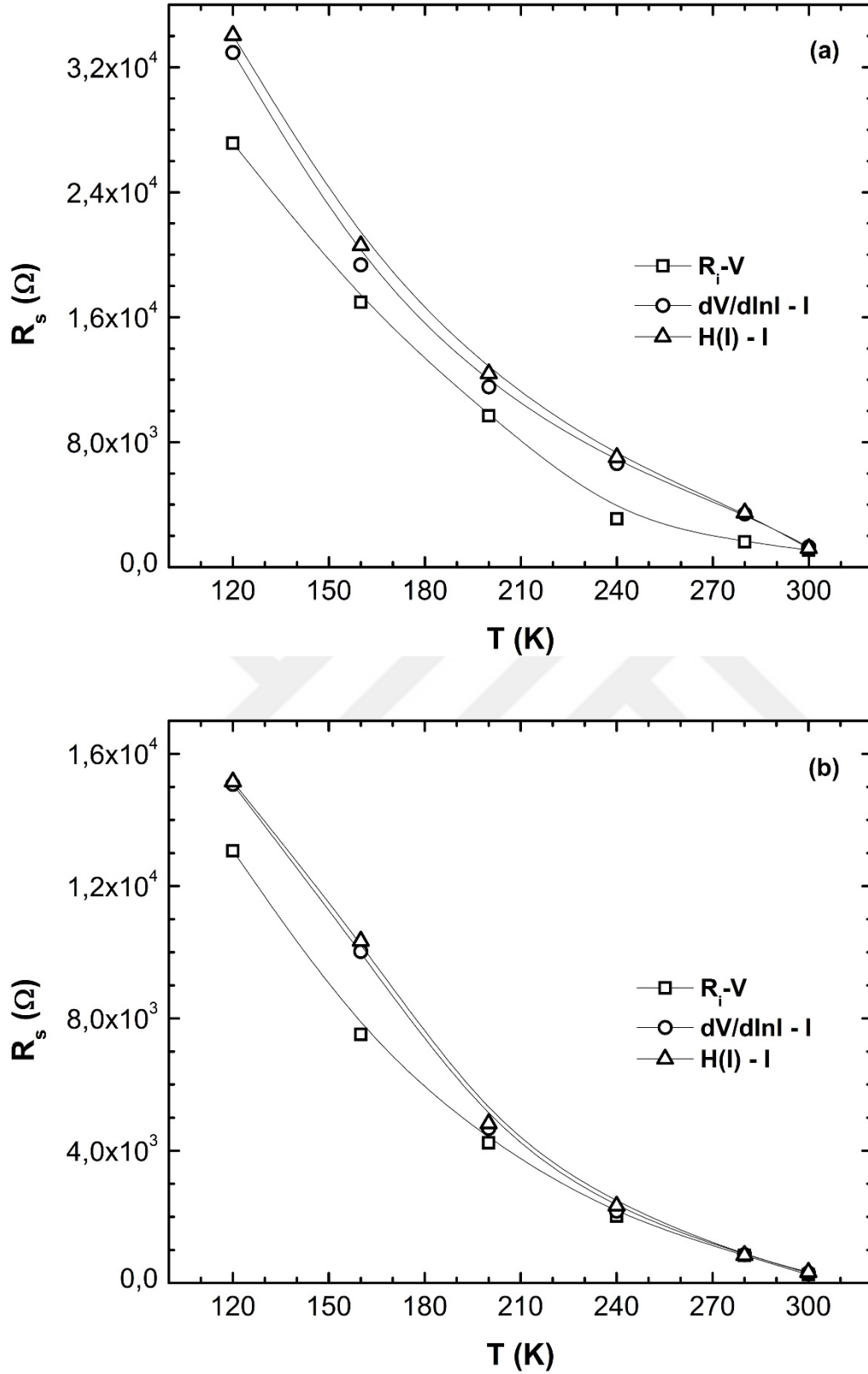
Eş. 4.2 ve 4.3'e göre $dV/d\ln I - I$ ve $H(I) - I$ eğrilerinin eğimleri direk olarak Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların R_s değerlerini vermektedir. Buna göre bu eğriler için doğru denklemi elde edilerek bu denklemlerdeki eğim değerleri, yani R_s değerleri, Çizelge 4.2'de verilmiştir.

Çizelge 4.2. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların Cheung-Cheung yönteminden elde edilen R_s değerleri

Sıcaklık (K)	R_s (Ω)			
	Al/p-Si		Al/BTO/p-Si	
	$dV/d\ln I - I$	$H(I) - I$	$dV/d\ln I - I$	$H(I) - I$
120	32944	34048	15080	15158
160	19349	20587	10025	10339
200	11540	12389	4675	4820
240	6632	7023	2171	2332
280	3411	3483	856	838
300	1297	1204	304	327

Çizelge 4.2'de verilen R_s değerlerine bakıldığında, Cheung-Cheung yöntemi kullanılarak elde edilen R_s değerlerinin hem Al/p-Si hem de Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotları için her sıcaklık değeri için bir miktar farka rağmen birbirleriyle uyum içerisinde olduğu söylenebilir.

Dahası, Cheung-Cheung yöntemiyle elde edilen değerler Çizelge 4.1'de verilen R_s değerleriyle kıyaslandığında, genel olarak elde edilen değerlerin merteye olarak uyumlu olduğu görülmekle birlikte, Cheung-Cheung yönteminden elde edilen değerlerin daha büyük olduğu görülmektedir. R_s değerleri arasındaki kıyaslamayı görselleştirme ve Schottky bariyer diyotların seri direncinin sıcaklığa verdiği tepkiyi görebilmek amacıyla Ohm yasası ve Cheung-Cheung yöntemiyle elde edilen R_s değerleri Şekil 4.6 (a) ve Şekil 4.6 (b)'de sırasıyla Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotları ayrı ayrı R_s -T eğrileri şeklinde verilmiştir.



Şekil 4.6. (a) Al/p-Si ve (b) Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların Ohm yasası ve Cheung-Cheung yönteminden elde edilen R_s -T eğrileri

Şekil 4.6'da görülmektedir ki; Cheung-Cheung yöntemiyle elde edilen değerlerle Ohm yasası kullanılarak elde edilen değerler arasında özellikle düşük sıcaklıklarda olmak üzere belirgin bir fark vardır. Bu fark daha önceden de bahsedildiği gibi şu şekilde açıklanabilir; R_i değerleri Ohm yasasını baz alınarak hesaplanmıştır; yani başka bir ifadeyle Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların omik olduğu farzedilmiştir. Ohm yasası, hızlı ve pratik bir şekilde direnç değerlerini vermekle birlikte, bu konu kapsamında çalışılan Schottky bariyer diyotları için elde edilen R_s değerlerinde bir miktar hata olabilmektedir. Çünkü, düz beslem bölgesinde belirli bir bölge için omik iletim geçerli olmakla birlikte, ileri düz beslem bölgesinde MIS veya MFS Schottky bariyer diyotların iletim mekanizmalarında farklılıklar görülebilmektedir. İlerleyen kısımlarında da anlatılacağı gibi Schottky bariyer diyotlarda düz beslem bölgesi boyunca farklı iletim mekanizmalarına rastlanılmaktadır (Aydemir ve diğerleri, 2013; Demirezen ve diğerleri, 2013; Durmuş ve diğerleri, 2013; Gautam ve diğerleri, 2010; Joung ve diğerleri, 2010; Tataroğlu, 2013; Wagle ve Shirodkar, 2000; Yang ve diğerleri, 2004). Çizelge 4.1'deki değerlerin Çizelge 4.2'deki değerlerle uyuşmamasının özünde de bu neden yatmaktadır. Dolayısıyla ileri düz beslem bölgesi için çalışılan Schottky bariyer diyotların omik iletimden farklı bir akım iletim mekanizmasına sahip olacağı öngörülebilir. Çalışmanın ilerleyen kısımlarında her iki Schottky bariyer diyotu için de akım iletim mekanizmaları sıcaklığa bağlı olarak incelenecek olup, bu öngörüye atıfta bulunulacaktır.

Öte yandan Şekil 4.6 (a) ve Şekil 4.6 (b)'de verilen R_s eğrilerinin sıcaklığa verdiği tepki göz önüne alındığında, R_s değerlerinin ideal duruma uyum göstererek artan sıcaklıkla azaldığı görülmektedir ki; bu bizlere Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların iletkenliklerinin artan sıcaklıkla artış göstereceğine işaret etmektedir. Sıcaklıkla azalan R_s değerlerinin elde edildiği başka çalışmalar da literatürde mevcuttur (Kumar ve diğerleri, 2013; Reddy ve diğerleri, 2011; Tunç ve diğerleri, 2011).

Daha önceden de belirtildiği gibi akım değerlerini etkilemesinden dolayı, R_s aynı zamanda temel elektriksel parametrelerini de etkilemektedir. Dolayısıyla, bu parametrelerin hesaplanmasında R_s değerleriyle ilgili düzeltme yapılması gerekmektedir. Schottky bariyer diyotların temel elektriksel parametrelerinin elde edilmesinde sıklıkla kullanılan Termiyonik Emisyon teorisine göre (bkz. Eş. 2.28) seri direnç ve şönt direncinin var olduğu bir Schottky bariyer diyottaki akım ifadesi

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

eşitliği ile verilmektedir. Buradaki doyum akımı I_0 ifadesi ise aşağıdaki gibidir;

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

Burada, A Schottky bariyer diyotun doğrultucu kontak alanı olup değeri $7,85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ 'dir, A^* p-Si için değeri $32,1 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ olan Richardson sabiti ve Φ_{B0} ise sıfır-beslem potansiyel engel yüksekliğidir.

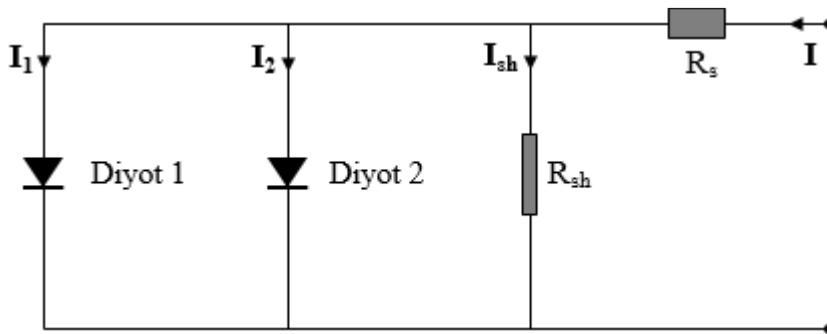
Schottky bariyer diyotların temel elektriksel parametrelerinin Termiyonik Emisyon teorisi kullanılarak elde edilmesindeki esas Schottky bariyer diyotların birkaç kT/q değerinden büyük şiddette uygulanan beslem voltajı altında yarılogaritmik I-V eğrilerinin lineer bir davranış sergilemesidir. İleri düz beslem bölgesinde bu eğrilerde sapma davranışı gözlemlenir ve dolayısıyla Termiyonik Emisyon teorisinin geçerli olduğu belirli bir beslem voltajı aralığına karşılık gelen lineer bir bölge oluşur. Ayrıca, ideal durumda Eş. 4.4'e göre elde edilecek $\ln(I)$ -V eğrilerinin eğimleri q/kT değerini vermelidir.

Ancak, Schottky bariyer diyotlar için yapılan deneysel çalışmalar diyotlardaki akım iletim mekanizmasının ideal Termiyonik Emisyon teorisiyle tam anlamıyla örtüşmediğini ortaya koymuştur (Ejderha ve diğerleri, 2012; Gökçen ve Yıldırım, 2012; Kumar ve diğerleri, 2013; Reddy ve Reddy, 2012; Tunç ve diğerleri, 2011). Bunun özündeki neden potansiyel engel yüksekliğinin değişen beslem voltajıyla birlikte değişiklik göstermesidir çünkü artan beslem voltajıyla birlikte tüketim bölgesinde oluşan elektrik alanda da değişimler ortaya çıkar. (Nicollian ve Brews, 1982; Padovani ve Stratton, 1966; Rhoderick ve Williams, 1988). Bu sorunu giderebilmek adına ideal durumdan sapmanın derecesini simgeleyen bir terim olan idealite faktörü “n” Eş. 4.4'te üstel ifadenin paydasına eklenir. Buna göre Schottky bariyer diyotları için birkaç kT/q değerinden büyük uygulanan beslem voltajı için akım-voltaj ilişkisini veren ifade aşağıdaki gibi olur;

$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT} \right) - 1 \right] + \frac{V - IR_s}{R_{sh}} \quad (4.6)$$

Temel elektriksel parametrelerin elde edilmesinde Şekil 4.1 (a) ve Şekil 4.1 (b)'de verilen yarilogaritmik I-V eğrilerinin düz beslemdeki lineer bölgelerinden faydalanılacaktır. Al/p-Si Schottky bariyer diyotun yarilogaritmik I-V eğrilerine bakıldığı zaman her bir eğri için tek bir lineer bölge olduğu görülmektedir; örneğin 300 K'deki eğrinin lineer bölgesi 0,10 V ile 0,40 V arasındadır.

Öte yandan Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun yarilogaritmik I-V eğrileri daha farklı bir davranış sergilemektedir. Her bir sıcaklık seviyesi için yarilogaritmik I-V eğrilerinde iki adet lineer bölge mevcuttur; örneğin 300 K'deki eğrinin 1. lineer bölgesi 0,50 V ile 0,70 V, 2. lineer bölgesi ise 0,80 V ile 1,20 V arasındadır. Literatürde de örneklerine rastlanan bu durumun izahı çift-diyot modeli ya da diğer adıyla paralel diyot modeli ile yapılmaktadır (Demirezen ve diğerleri, 2013; Nasim ve Bhatti, 2013; Radziemska, 2005; Wolf ve Rauschenbach, 1963). Martin Wolf ve Hans Rauschenbach tarafından önerilen bu model yarilogaritmik I-V eğrilerinde görülen iki farklı lineer bölgeyi bu tarz Schottky bariyer diyotların iki farklı diyotun kombinasyonundan oluştuğunu kabul ederek açıklar (Wolf ve Rauschenbach, 1963). Bu modele göre tipik bir Schottky bariyer diyotun eşdeğer devresindeki diyota ikinci bir diyot paralel olarak bağlanmıştır. Çift-diyot modelinin eşdeğer devre gösterimi Şekil 4.7'de verilmiştir.



Şekil 4.7. Çift-diyot modelinin eşdeğer devre gösterimi

Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun yarilogaritmik I-V eğrilerinde iki lineer bölgeye sahip olmasından dolayı ilerleyen kısımlarında bu Schottky bariyer diyotun çift-diyot modeline uyduğu kabul edilip, temel elektriksel parametrelerinin hesabı buna göre yapılacaktır. Dolayısıyla elde edilecek olan parametrelerden bazıları Şekil 4.7'de gösterilen Diyot 1 ve Diyot 2 için iki ayrı set halinde sunulacaktır. İlk lineer bölge verileri için Diyot 1, ikinci lineer bölge verileri ise Diyot 2 tanımlaması yapılacaktır. Bu durumda çift-

diyot modeline uyum sağlayan Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotu için Termiyonik Emisyon teorisi baz alındığında akım-voltaj ilişkisini veren ifade aşağıdaki gibi olur (Wolf ve Rauschenbach, 1963);

$$I = \underbrace{I_{01} \left[\exp \left(\frac{q(V - IR_s)}{n_1 kT} \right) - 1 \right]}_{I_1} + \underbrace{I_{02} \left[\exp \left(\frac{q(V - IR_s)}{n_2 kT} \right) - 1 \right]}_{I_2} + \underbrace{\frac{V - IR_s}{R_{sh}}}_{I_{sh}} \quad (4.7)$$

Burada n_1 ve n_2 sırasıyla Diyot 1 ve Diyot 2'nin idealite faktörüdür. I_{01} ve I_{02} ise yine bu diyotlara karşılık gelen doyum akımıdır ve aşağıdaki eşitliklerle ifade edilmektedir.

$$I_{01} = AA^* T^2 \exp \left(-\frac{q\Phi_{B01}}{kT} \right) \quad (4.8)$$

$$I_{02} = AA^* T^2 \exp \left(-\frac{q\Phi_{B02}}{kT} \right) \quad (4.9)$$

Burada Φ_{B01} ve Φ_{B02} sırasıyla Diyot 1 ve Diyot 2'nin sıfır-beslem potansiyel engel yüksekliğidir. Akım ifadesinde gerekli düzeltmeyi yaptıktan sonra $\ln(I)$ -V eğrilerindeki lineer bölgeye ait $dV/d\ln(I)$ eğim verileri kullanılarak idealite faktörü değeri aşağıdaki eşitlik yardımıyla hesaplanmıştır.

$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d\ln(I)} \quad (4.10)$$

Sıfır-beslem potansiyel engel yüksekliği değerlerinin elde edilebilmesi için öncelikle $\ln(I)$ -V eğrilerinin lineer bölgesi üzerinde çizilen doğrunun $\ln(I)$ eksenine kesiştiği noktadan doyum akımı değerleri hesaplanmıştır, daha sonra ise sıfır-beslem potansiyel engel yüksekliği değerleri Al/p-Si Schottky bariyer diyotu için Eş. 4.5 kullanılarak

$$\Phi_{B0} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{AA^* T^2}{I_0} \right) \quad (4.11)$$

eşitliği ile hesaplanırken, Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotu için ise Eş. 4.8 ve Eş. 4.9 kullanılarak

$$\Phi_{B01} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{AA^* T^2}{I_{01}} \right) \quad (4.12)$$

$$\Phi_{B02} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{AA^* T^2}{I_{02}} \right) \quad (4.13)$$

eşitlikleri ile hesaplanmıştır ve her bir sıcaklık seviyesi için hesaplanan değerler Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotlar için sırasıyla Çizelge 4.3 ve Çizelge 4.4'te verilmiştir. Ayrıca, idealite faktörü ve sıfır beslem potansiyel engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa karşı grafikleri Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotlar için sırasıyla Şekil 4.8 (a) ve Şekil 4.8 (b)'de verilmiştir.

Çizelge 4.3'te görüldüğü gibi doyum akımı değerleri her iki Schottky bariyer diyotu için de artan sıcaklıkla artmaktadır. Diyotlar arasında kıyaslama yapıldığında, I_0 değerlerinin I_{01} 'inkinden ziyade I_{02} 'nin değerleriyle örtüştüğü görülmektedir. Bunun nedeni, I_{01} değerlerinin elde edildiği lineer bölgenin I_0 ve I_{02} değerlerinin elde edildiği lineer bölgeye göre çok daha farklı bir davranış göstermesidir; örneğin başarılı bir doğrulta özelliği sergileyememesidir. Aynı uyum sıfır-beslem potansiyel engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri için de geçerlidir. Sıfır-beslem potansiyel engel yüksekliği değerlerine bakıldığında, her iki Schottky bariyer diyotu için de artan sıcaklıkla bu değerlerin arttığı görülmektedir.

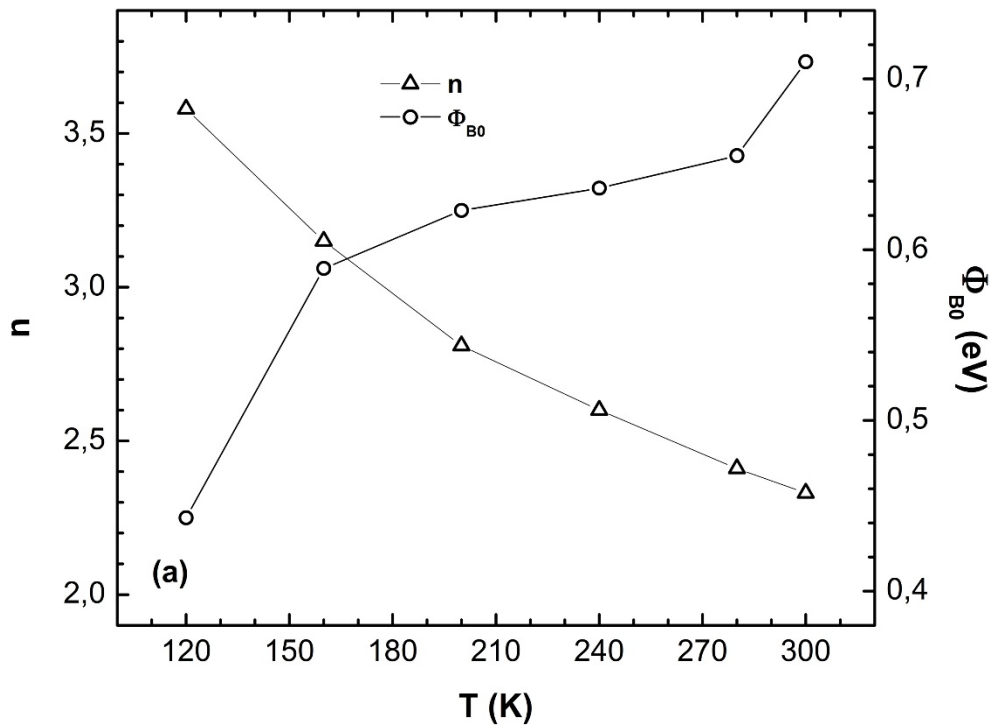
Çizelge 4.3. Al/p-Si Schottky bariyer diyotun farklı sıcaklıklardaki temel elektriksel parametreleri

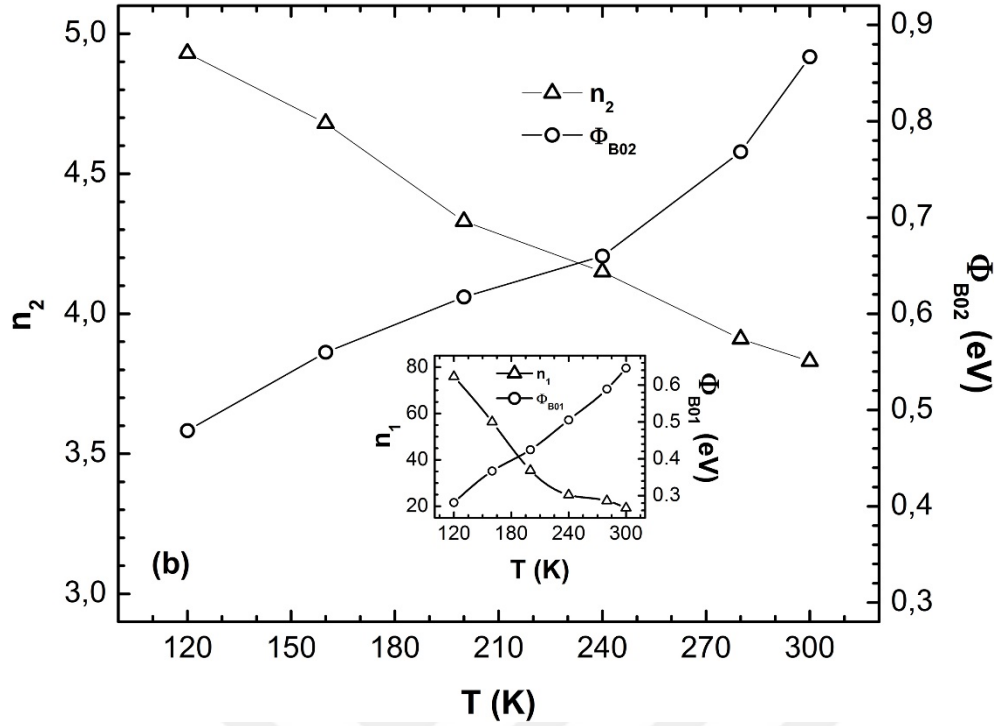
Sıcaklık (K)	I_0 (A)	Φ_{B0} (eV)	n
120	$8,27 \times 10^{-16}$	0,443	3,58
160	$1,78 \times 10^{-15}$	0,589	3,15
200	$1,88 \times 10^{-12}$	0,623	2,81
240	$6,13 \times 10^{-10}$	0,636	2,60
280	$3,04 \times 10^{-8}$	0,655	2,41
300	$1,40 \times 10^{-7}$	0,710	2,33

Çizelge 4.4. Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun farklı sıcaklıklardaki temel elektriksel parametreleri

Sıcaklık (K)	I_{01} (A)	Φ_{B01} (eV)	n_1	I_{02} (A)	Φ_{B02} (eV)	n_2
120	$5,40 \times 10^{-9}$	0,281	75,90	$2,83 \times 10^{-17}$	0,479	4,93
160	$1,72 \times 10^{-8}$	0,367	56,40	$1,44 \times 10^{-14}$	0,560	4,68
200	$1,94 \times 10^{-7}$	0,424	35,50	$2,68 \times 10^{-12}$	0,617	4,33
240	$3,40 \times 10^{-7}$	0,505	24,88	$1,95 \times 10^{-10}$	0,660	4,15
280	$4,69 \times 10^{-7}$	0,589	22,37	$2,83 \times 10^{-10}$	0,768	3,91
300	$1,45 \times 10^{-6}$	0,646	19,23	$4,86 \times 10^{-10}$	0,867	3,83

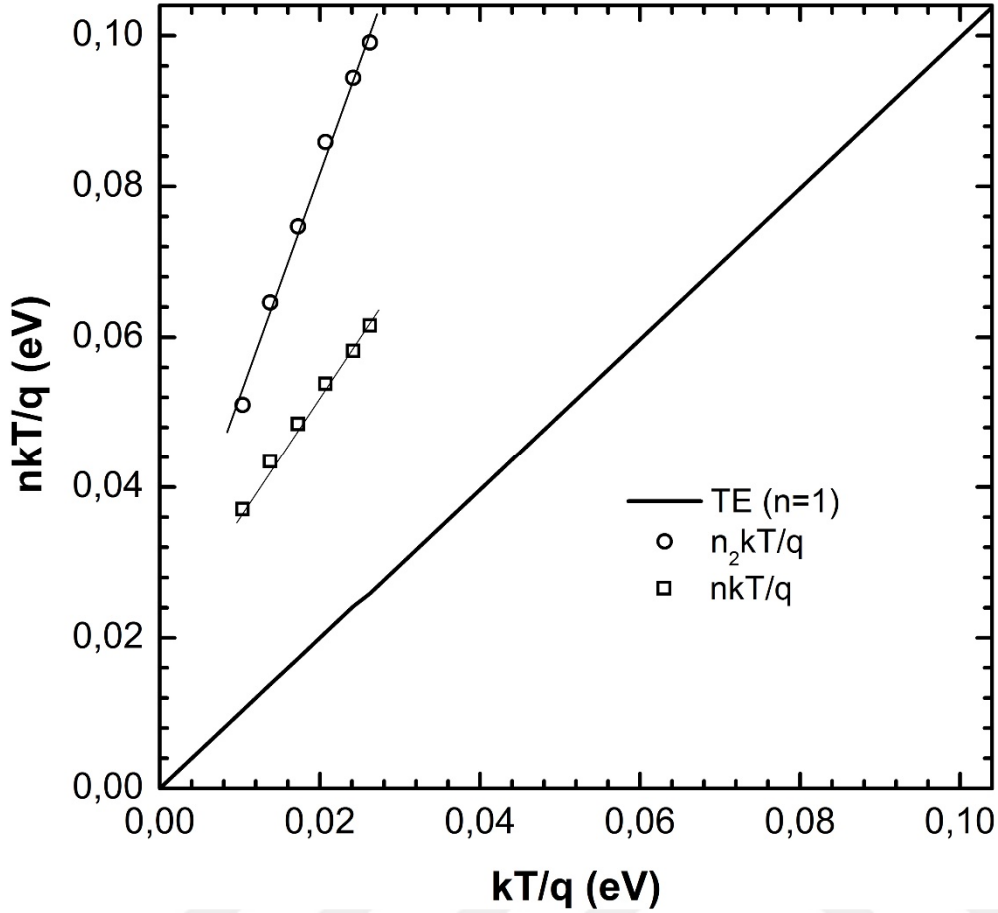
Diyotlar arasında kıyaslama yapıldığında ise, elde edilen doyum akımı değerleriyle uyumlu olacak şekilde, aynı sıcaklık değerinde sıfır-beslem potansiyel engel yüksekliği değerlerinin sıralaması küçükten büyüğe doğru Φ_{B01} , Φ_{B0} ve Φ_{B02} şeklindedir (160 K ve 200 K hariç). İdealite faktörü değerlerine bakıldığında ise beklenildiği gibi artan sıcaklıkla idealite faktörü değerlerinin her iki Schottky bariyer diyotu için de azaldığı görülmektedir. n_1 değerleri 1'den çok çok büyükken, n ve n_2 değerleri daha makul seviyededir. Tüm sıcaklık değerleri için Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotu daha yüksek idealite faktörü değerlerine sahiptir.





Şekil 4.8. (a) Al/p-Si ve (b) Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların idealite faktörü ve sıfır beslem potansiyel engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa karşı grafikleri

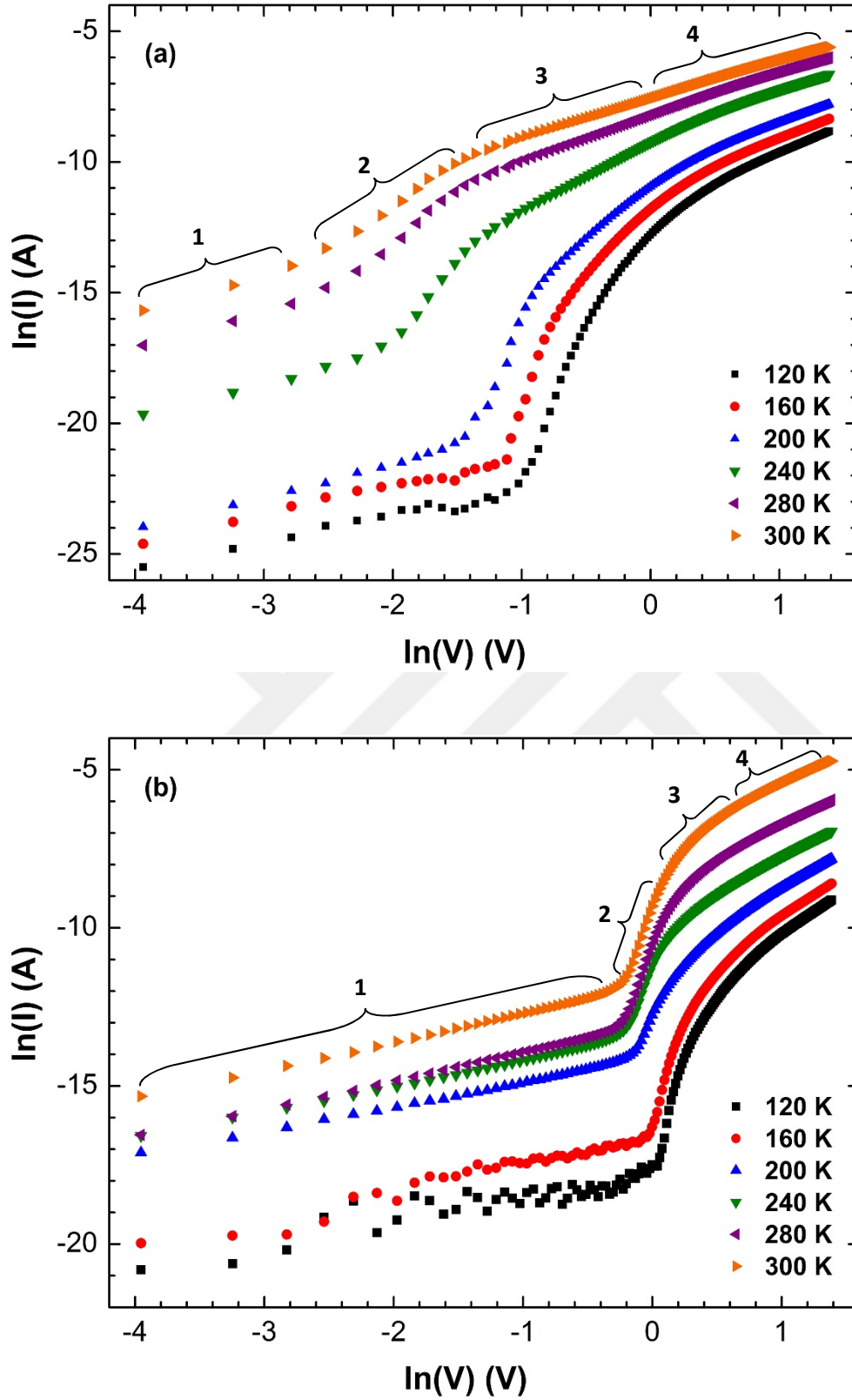
Çizelge 4.3 ve Çizelge 4.4’te verilen değerlere bir bütün olarak baktığımızda Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun (1. lineer bölgesi hariç) daha yüksek idealite faktörü ve sıfır-beslem potansiyel engel yüksekliği değerlerine sahip olduğu görülmektedir. Diyotların üretim ve ölçüm aynı olduğu göz önüne alınırsa, oluşan bu farkın arayüzeyssel BTO tabakanın varlığından kaynaklandığını söylemek yanlış olmayacaktır ki; literatürde de bu duruma sıklıkla rastlanılmıştır (Aydemir ve diğerleri, 2013; Bengi ve diğerleri, 2009; Durmuş ve diğerleri, 2013; Hudait ve Krupanidhi, 2000; Reddy ve diğerleri, 2011; Tataroğlu, 2013). Ayrıca, artan sıcaklıkla artan sıfır-beslem engel yüksekliği ve azalan idealite faktörü değerleri literatürdeki benzer çalışmalarda da elde edilmiştir (Bengi ve diğerleri, 2009; Ejderha ve diğerleri, 2012; Gökçen ve Yıldırım, 2012; Kumar ve diğerleri, 2013; Reddy ve diğerleri, 2011; Reddy ve Reddy, 2012; Tunç ve diğerleri, 2011). Bu durumu daha detaylı değerlendirmek amacıyla Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotlar için $n_kT/q-kT/q$ ve $n_2kT/q-kT/q$ eğrileri çizilerek Şekil 4.9’da verilmiştir. Şekildeki eğrilere bakarak Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların $n > 1$ durumuna sahip TE teorisine uyum gösterdiği söylenebilir. Çalışmada kullanılan silisyum kristalin yüksek katkılı olmaması sayesinde Şekil 4.9’da da görülebileceği gibi FE veya TFE’nin akım iletimi üzerindeki ciddi bir etkisi yoktur.



Şekil 4.9. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotlar için sırasıyla nkT ve n_2kT 'nin kT/q 'ya karşı grafikleri

Her ne kadar $nkT/q - kT/q$ eğrileri termiyonik emisyonu desteklese de, literatürde de bahsedildiği gibi (Ejderha ve diğerleri, 2012; Gökçen ve Yıldırım, 2012; Kumar ve diğerleri, 2013; Reddy ve Reddy, 2012; Tunç ve diğerleri, 2011) elde edilen yüksek idealite faktörü değerleri ve sıfır-beslem potansiyel engel yüksekliğinin artan sıcaklıkla artması, Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotlarındaki akım iletim mekanizmasının termiyonik emisyonla farklı bir mekanizma olacağına işaret etmektedir.

Ayrıca hatırlatmakta fayda var ki; n değerleri $\ln(I) - V$ eğrilerinin belirli bir beslem voltajı aralığında bulunan lineer bölgeleri için elde edilmiştir. Farklı beslem voltajı bölgelerinde akım iletiminin ne şekilde gerçekleşeceğini görmek için ise $I - V$ verisinden elde edilen $\ln(I) - \ln(V)$ eğrilerinin incelenmesi gerekir. Akımın, uygulanan beslem voltajına bağlılığının $I \propto V^m$ şeklinde olduğu kabul edilerek, buradan elde edilecek m değerine göre akım iletim mekanizması hakkında yorum yapılabilir.



Şekil 4.10. (a) Al/p-Si ve (b) Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların farklı sıcaklıklardaki $\ln(I)$ - $\ln(V)$ eğrileri

Bu amaç doğrultusunda Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların farklı sıcaklıklardaki $\ln(I)-\ln(V)$ eğrileri çizilerek Şekil 4.10 (a) ve Şekil 4.10 (b)'de verilmiştir. Şekil 4.10 (a) ve Şekil 4.10 (b)'ye bakıldığında ilk başta üç farklı lineer bölge varmış gibi görünse de, özellikle düşük sıcaklık eğrilerinde daha belirgin olmak üzere her iki Schottky bariyer diyotun $\ln(I)-\ln(V)$ eğrileri dört farklı lineer bölgeye sahiptir. Bu bölgeler sırasıyla 1, 2, 3 ve 4 rakamlarıyla şekiller üzerinde numaralandırılmıştır. Her bir bölgeye ait m değerleri ise sırasıyla Çizelge 4.5 ve Çizelge 4.6'de verilmiştir.

Çizelge 4.5. Al/p-Si Schottky bariyer diyotun farklı sıcaklıklardaki m değerleri

Sıcaklık (K)	Al/p-Si Schottky bariyer diyotun m değerleri			
	1. bölge	2. bölge	3. bölge	4. bölge
120	1,08	14,81	7,92	2,04
160	1,17	14,42	5,81	1,91
200	1,22	13,47	4,42	1,82
240	1,25	6,29	2,82	1,57
280	1,28	4,11	1,85	1,42
300	1,33	3,41	1,44	1,34

Al/p-Si Schottky bariyer diyotun Çizelge 4.5'te verilen m değerlerine bakılacak olursa, 1. bölgede baskın olan akım iletim mekanizmasının m değerlerinin 1'e yakın olması nedeniyle omik iletim olduğunu söyleyebiliriz. Öyle ki; azalan sıcaklıkla m değeri giderek 1'e yaklaşmaktadır ve omik iletimin baskınlığı giderek artmaktadır. Artan sıcaklıkla taşıyıcı enjeksiyonu arttığından, akıma dahil olacak taşıyıcıların birikmeye başlaması sonucu m değerinde artış yaşanmıştır. 2. bölgedeki m değerlerinin 2'den oldukça büyük olmaları nedeniyle bu bölgede akım iletimi tuzak kontrollü uzay yüküyle sınırlı akım ile gerçekleşmektedir. Bu bölgeye ait m değerlerinin davranışı, yük taşıyıcılarının artan sıcaklıkla daha az tuzaklandığına işaret eder. Benzer bir davranış şekli 3. bölgede de görülmektedir. Farklı olarak, sıcaklık arttıkça akım iletimi tuzak kontrollü uzay yüküyle sınırlı akım mekanizmasından uzay yüküyle sınırlı akım mekanizmasına geçiş yapmakta ve daha sonra bu da etkisini yitirerek omik iletim daha baskın hale gelmektedir. 4. bölgede ise düşük sıcaklıklarda etkin olan uzay yüküyle sınırlı akım mekanizmasının yerini yüksek sıcaklıklarda daha etkin olan omik iletim mekanizmasına bırakmaktadır. Bununla birlikte, farklı sıcaklıklar için Şekil 4.10 (a)'da verilen eğriler dikkatli incelendiğinde bölgeler arasındaki geçişin tüm eğriler için aynı uygulanan beslem voltajı değerinde gerçekleşmediği, yani sıcaklık arttıkça akım iletim mekanizmaları arasındaki geçişlerin daha düşük beslem voltajı değerlerinde gerçekleştiği görülmektedir.

Çizelge 4.6. Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun farklı sıcaklıklardaki m değerleri

Sıcaklık (K)	Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun m değerleri			
	1. bölge	2. Bölge	3. Bölge	4. Bölge
120	0,51	19,69	5,86	2,77
160	0,67	16,27	5,49	2,62
200	0,75	9,89	4,21	2,36
240	0,82	11,49	3,50	2,19
280	0,92	11,85	3,24	2,04
300	0,93	12,05	3,02	1,94

Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotu için Çizelge 4.6'da verilen m değerlerine bakıldığında ise 1. bölgede baskın olan akım iletim mekanizmasının m değerlerinin 1'e yakın olması nedeniyle omik iletim olduğunu söyleyebiliriz. Öyle ki; artan sıcaklıkla m değeri giderek 1'e yaklaşmaktadır ve omik iletimin baskınlığı giderek artmaktadır. BTO tabakanın varlığı bu bölgedeki akım iletim mekanizmasını değiştirmemiştir, lakin Al/p-Si Schottky bariyer diyota kıyasla düşük sıcaklıklardaki uzay yüküyle sınırlı akım mekanizması etkisini ortadan kaldırmıştır. 2. bölgedeki m değerleri, Al/p-Si Schottky bariyer diyotta olduğu gibi, 2'den oldukça büyük olmaları nedeniyle bu bölgede akım iletimi tuzak kontrollü uzay yüküyle sınırlı akım mekanizması ile gerçekleşmektedir. Yine benzer şekilde, bu bölgeye ait m değerlerinin davranışı, yük taşıyıcılarının artan sıcaklıkla daha az tuzaklandığına işaret eder. Gautam, Bhattacharyya, Singh ve Tandon (2010) La katkılı BTO ile oluşturdukları MFS yapı için düz beslem bölgesindeki m değerlerini sırasıyla $m \approx 1,19$, $m > 7$ ve $m < 3$ olarak elde etmişlerdir. MFS Schottky bariyer diyotlar için benzer sonuçlar diğer literatürdeki diğer çalışmalarda da mevcuttur (Durmuş ve diğerleri, 2013; Yang ve diğerleri, 2004). Aynı davranış 3. bölgede görülmektedir. Al/p-Si Schottky bariyer diyottan farklı olarak, akım iletimi tuzak kontrollü uzay yüküyle sınırlı akım mekanizmasından artan sıcaklıkla uzay yüküyle sınırlı akım mekanizmasına geçiş yapmamaktadır. Bu durum, BTO tabakanın büyütülmesiyle birlikte yüksek sıcaklık değerlerini de kapsayacak şekilde arayüzey tuzaklarının Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotu için 2. ve 3. bölgelerde akım iletim mekanizması üzerinden belirleyici rol oynadığına işaret etmektedir. Hatta düşük sıcaklıklarda tuzak kontrollü uzay yüküyle sınırlı akım mekanizması 4. bölgede dahi akım iletiminde rol oynamaktadır. Fakat sıcaklık arttıkça uzay yüküyle sınırlı akım mekanizmasının baskınlığı artmaktadır.

Tüm sıcaklık seviyelerinde, akım iletimi başlangıçta omik iletimle yönetilmektedir. Ancak artan beslem voltajıyla yüksek miktarda yük taşıyıcısı akım iletimi için serbest hale gelmekte ancak bunların büyük bir çoğunluğu tuzak seviyelerini doldurmaktadır ki; bu durum daha önce de belirtildiği gibi tuzak kontrollü uzay yüküyle sınırlı akım mekanizması olarak adlandırılmaktadır. Beslem voltaj değeri arttıkça, tuzak seviyelerinin büyük bir kısmı dolduğundan uzay yüküyle sınırlı akım mekanizması baskın hale gelmektedir. Her iki Schottky bariyer diyot için de bölgelerdeki akım iletim mekanizmaların sıcaklığa bağlılık göstermesi diyotlardaki tuzakların üstel bir dağılıma sahip olacağına işaret etmektedir (Wagle ve Shirodkar, 2000). Öte yandan, düşük sıcaklıklarda m değerinin daha yüksek değer alarak tuzakların akım iletiminde daha fazla rol oynamasının nedeni Joung, Chunder, Zhai ve Khondaker'in (2010) tarafından sıcaklık azaldıkça serbest taşıyıcı yoğunluğunun azalması ve tuzakların yük taşıyıcılarını lokalize ederek iletime dahil olmasıyla açıklanmıştır.

Akım iletim mekanizmalarının etkisini incelemek adına bölgeler üzerinden yorum yapmak Schottky bariyer diyotu kendi içerisinde değerlendirirken pratik olsa da, farklı Schottky bariyer diyotları arasında değerlendirme yaparken bölgeler arası karşılaştırmalarda daha dikkatli olunmalıdır. Farklı Schottky bariyer diyotlarda aynı numaraya karşılık gelen bölgeler, farklı uygulanan beslem voltaj aralığında olabilmektedir ki; Şekil 4.10 (a) ve Şekil 4.10 (b) kıyaslandığında BTO tabakanın büyütülmesi sonrasında Schottky bariyer diyotun akım iletim mekanizmaları arasındaki geçişlerin daha yüksek $\ln(V)$ değerlerinde gerçekleştiği görülmektedir ki; bu duruma literatürde de rastlanılmıştır (Aydemir ve diğerleri, 2013; Durmuş ve diğerleri, 2013; Tataroğlu, 2013). Bu bağlamda, Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların Şekil 4.10 (a) ve Şekil 4.10 (b)'de belirtilen bölgelere karşılık gelen uygulanan beslem voltaj aralığı 300 K için Çizelge 4.7'de verilmiştir.

Çizelge 4.7'de ilk olarak Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun 1. bölgesi göze çarpmaktadır. Bu bölgenin uygulanan beslem voltaj aralığı Al/p-Si Schottky bariyer diyotun ilk üç bölgesinin uygulanan beslem voltaj aralığını kapsamaktadır. Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun 1. bölgesi bahsi geçen çift diyottan bariyer yüksekliği düşük, idealite faktörü yüksek olan Diyot 1'e karşılık gelmektedir. Bu bölgede omik iletimin baskın olduğu ve doğrultma işleminin başarılı bir şekilde gerçekleştirilmediği Şekil 4.1 (b)'de de görülmektedir.

Çizelge 4.7. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların akım iletim mekanizması bölgelerine karşılık gelen beslem voltaj aralıkları

Schottky Bariyer Diyot	Akım iletim mekanizması bölgelerine karşılık gelen beslem voltaj aralığı (V)			
	1. bölge	2. Bölge	3. Bölge	4. Bölge
Al/p-Si	0 – 0,06	0,09 – 0,24	0,33 – 1,00	1,10 – 4,00
Al/BTO/p-Si	0 – 0,80	0,90 – 1,00	1,10 – 1,80	2,10 – 4,00

Benzer davranış, Al/p-Si Schottky bariyer diyotu için de geçerlidir. Lakin omik iletimin baskın olduğu beslem voltajı aralığı oldukça küçüktür. Bu açıdan, BTO tabakanın varlığının üretilen Schottky bariyer diyotlar üzerindeki bir etkisinin de diyotun doğrultma özelliğinin 300 K için 0,80 V gibi bir yüksek beslem voltajı değerinde ortaya çıkmasına yol açması olduğunu söylemek yanlış olmayacaktır. Bu durum şöyle izah edilebilir: Hatırlanırsa beslem voltajı artırıldıkça yük taşıyıcısı enjeksiyonunun daha fazla miktarda gerçekleşmesinden dolayı oluşan yük taşıyıcıları tuzak seviyelerini doldurmak suretiyle akım iletimini sağlıyorlardı. Beslem voltajının bir kısmı Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotundaki BTO tabaka üzerine düştüğünden ve BTO'nun yüksek dielektrik sabitine sahip olmasından dolayı da yük taşıyıcısı enjeksiyonunun gerçekleşmesi daha yüksek uygulanan beslem voltajı değerlerinde gerçekleşmektedir. Bu sebeple Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun 1. bölgesi 0–0,80 V gibi yüksek beslem voltajı aralığına karşılık gelmektedir.

Yapılan akım iletim mekanizması incelemesi göstermiştir ki; Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların akım iletimi tüm beslem voltaj aralığında tek bir mekanizma ile değil; farklı mekanizmaların kombinasyonu ile gerçekleşmektedir. Ayrıca uygulanan beslem voltajı ve tuzak seviyelerinin derinliğiyle sayısına bağlı olarak da mekanizmaların akım iletimindeki rolü farklılıklar göstermektedir ki; benzer sonuçlara literatürde de rastlanılmıştır (Aydemir ve diğerleri, 2013; Durmuş ve diğerleri, 2013; Tataroğlu, 2013; Wagle ve Shirodkar, 2000). Görülüyor ki; Schottky bariyer diyotlardaki tuzak seviyeleri yalnızca diyotların elektriksel parametrelerini etkilemekle kalmayıp aynı zamanda akım iletiminde rol oynayan mekanizmalar üzerinde de bir etki yaratmaktadır. Dolayısıyla, Schottky bariyer diyotları üzerine yapılan çalışmaların hemen hemen hepsinde arayüzey durumları olarak adlandırılan bu tuzaklar ile yoğunlukları ve dağılımı yürütülen çalışmaların önemli bir kısmını oluşturmuştur. Bundan dolayı, admitans verilerinin tartışılacağı Bölüm 4.2'ye kadar tartışmalar Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotlardaki arayüzey tuzaklarının yoğunluğu üzerine olacaktır.

Bir Schottky bariyer diyottaki tuzaklar yani arayüzey tuzakları, diyot üretiminde kullanılan yarıiletkenin katkılama tipine bağlı olarak çoğunluğu valans bandına (p tipi) ya da iletim bandına (n tipi) yakın olacak şekilde lokalize olurlar. Bu çalışma kapsamında Schottky bariyer diyotlarda p-Si kullanıldığından beklentimiz arayüzey durumlarının genel olarak valans bandına yakın lokalize olmasıdır. Card ve Rhoderick (1971) tarafından önerilen Eş. 2.58’de verilen idealite faktörü ifadesi kullanılarak arayüzey tuzaklarının yoğunluğu, D_{it} , hesaplanabilmektedir. Buna göre, uygulanan beslem voltajına bağlı n değerlerinden Al/p-Si Schottky bariyer diyotun D_{it} değerleri Eş. 2.71 ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun D_{it} değerleri ise Eş. 2.72 kullanılarak hesaplanmıştır. Elde edilen D_{it} değerlerinin hangi enerji seviyelerine karşılık geldiği, başka bir ifadeyle bu tuzakların lokalize oldukları enerji seviyelerini hesaplamak için arayüzey tuzaklarının enerjisi ile valans bandı enerjisi arasındaki farkı veren

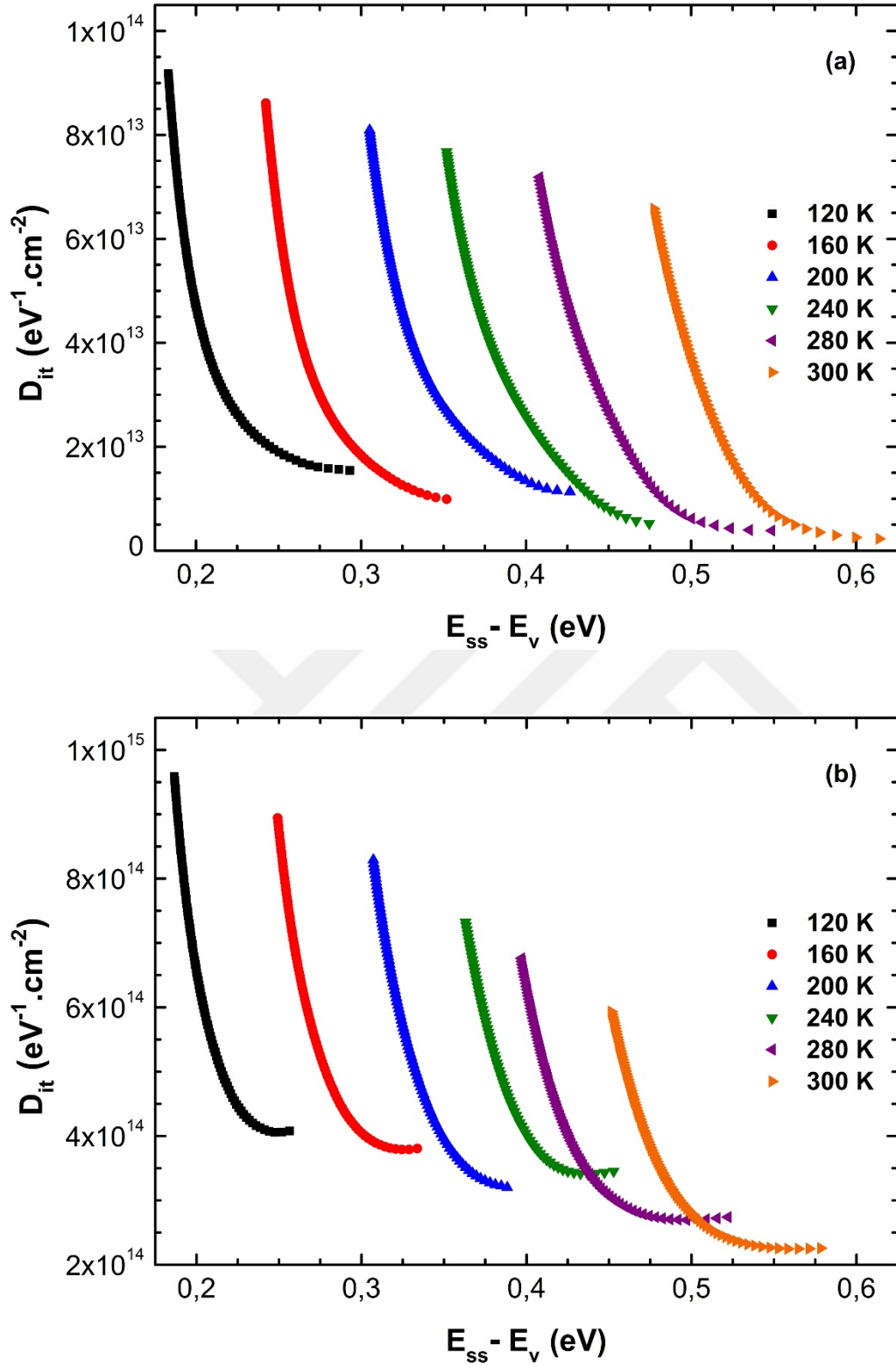
$$E_{ss} - E_v = q(\Phi_B - V) \quad (4.14)$$

eşitliği kullanılmaktadır (Durmuş ve diğerleri, 2013; Kumar ve diğerleri, 2013). Lakin, Φ_B ifadesinin bariyer yüksekliğinin uygulanan beslem voltajına bağlılığını göz önüne alarak Eş. 2.19 cinsinden yazılması gerekir.

Daha da önemlisi Eş. 4.14’ün olduğu gibi hesaplamalarda kullanılması yanıltıcı sonuçların elde edilmesine yol açabilir. Bu yüzden, V ifadesi, seri dirençten dolayı gerçekleşen voltaj alçalmasını da göz önüne alarak $V - IR_s$ ile değiştirilmelidir. Böylece Φ_B ’nin beslem voltajına bağlı olmasından ve IR_s ’lik voltaj düşmesinden dolayı, Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların belirli bir arayüzey tuzak yoğunluğu değerine karşılık gelen arayüzey tuzaklarının enerjisi ile valans bandı enerjisi arasındaki enerji farkı ifadesi aşağıdaki eşitlikle elde edilmiştir.

$$E_{ss} - E_v = q \left[\left(\Phi_{B0} + q \left(1 - \frac{1}{n} \right) (V - IR_s) \right) - (V - IR_s) \right] = q \left[\Phi_{B0} - \frac{1}{n} (V - IR_s) \right] \quad (4.15)$$

Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların farklı sıcaklıklardaki $D_{it} - E_{ss} - E_v$ eğrileri sırasıyla Şekil 4.11 (a) ve Şekil 4.11 (b)’de verilmiştir.



Şekil 4.11. (a) Al/p-Si ve (b) Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların farklı sıcaklıklardaki $D_{it}-E_{ss}-E_v$ eğrileri

Her iki Schottky bariyer diyot için de arayüzey tuzaklarının dağılımı yasak enerji aralığının orta kesimlerinden valans bandının üst sınırına doğru üstel olarak artan şeklindedir. Beklenen arayüzey tuzaklarının valans bandına yakın olacak şekilde lokalize olmasıydı ki; deneysel sonuçlar bunu doğrulamıştır. Arayüzey tuzaklarının valans bandı yakınlarında lokalize olması ayrıca bizlere Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotlardaki arayüzey tuzakların alıcı (acceptor) tuzaklar olduğunu göstermektedir. Lakin çalışılan Schottky bariyer diyotların arayüzey tuzaklarının yaşam ömürleri hakkında akım-voltaj karakteristikleri çerçevesinde bir kıyaslama yapmak mümkün olmadığından, çalışmanın ilerleyen kesimlerinde arayüzey tuzaklarının değerlendirmesi admitans verileri çerçevesinde de gerçekleştirilecektir.

D_{it} değerleri her iki Schottky bariyer diyot için de artan sıcaklıkla azalma eğilimindedir. Benzer duruma literatürdeki çalışmalarda da tanık olunmuş ve bu durum sıcaklık etkisi altında Schottky bariyer diyotlardaki moleküler yeniden yapılanma ve düzenlenmesine atfedilmiştir, bunun yanında bir diğer neden ise artan sıcaklıkla yük taşıyıcılarının termal enerjisindeki artış olarak literatürde yer almıştır (Ejderha ve diğerleri, 2012; Kumar ve diğerleri, 2013; Tunç ve diğerleri, 2011). Bu çalışmada da D_{it} değerlerinin sıcaklığa bağlılığı yük taşıyıcılarının yeterli miktarda daha yüksek termal enerjiye sahip olmaları ve buna bağlı olarak da düşük enerji seviyeli tuzaklardan etkilenmemeleri ile açıklanabilir. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotlar için durumu inceleyecek olursak; 120 K ve 300 K'de D_{it} eğrilerinin pik değerleri arasında kalan $E_{ss}-E_v$ değerleri Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotlar için yaklaşık olarak 0,30 eV ve 0,25 eV olarak görülür. 180 K'lık sıcaklık farkından dolayı yük taşıyıcılarının termal enerjisinde meydana gelecek enerji farkı yaklaşık olarak 0,16 eV'a karşılık gelir ki; buradan her iki Schottky bariyer diyot için de tuzak seviyelerin artan sıcaklıkla enerji seviyelerinde yaşanan farkın sadece termal enerji değişikliğinden değil, aynı zaman da sıcaklığın etkisiyle meydana gelen moleküler yeniden yapılanma ve düzenlenmeden kaynaklandığı söylenebilir ki; literatürde de bu durum yeniden yapılanma ve düzenlenmeye atfedilmiştir (Altındal ve diğerleri, 2008; Bengi ve Bülbül, 2013; Kumar ve diğerleri, 2013; Parlaktürk ve diğerleri, 2008; Tunç ve diğerleri, 2011). Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun 0,25 eV'luk enerji aralığının daha küçük olduğu göz önüne alınırsa, moleküler yeniden yapılanma ve düzenlenmenin Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun arayüzey tuzakları üzerindeki etkisinin çalışılan sıcaklık aralığında daha az olduğu ve bunun arayüzeyssel BTO tabakandan dolayı kaynaklandığı söylenebilir.

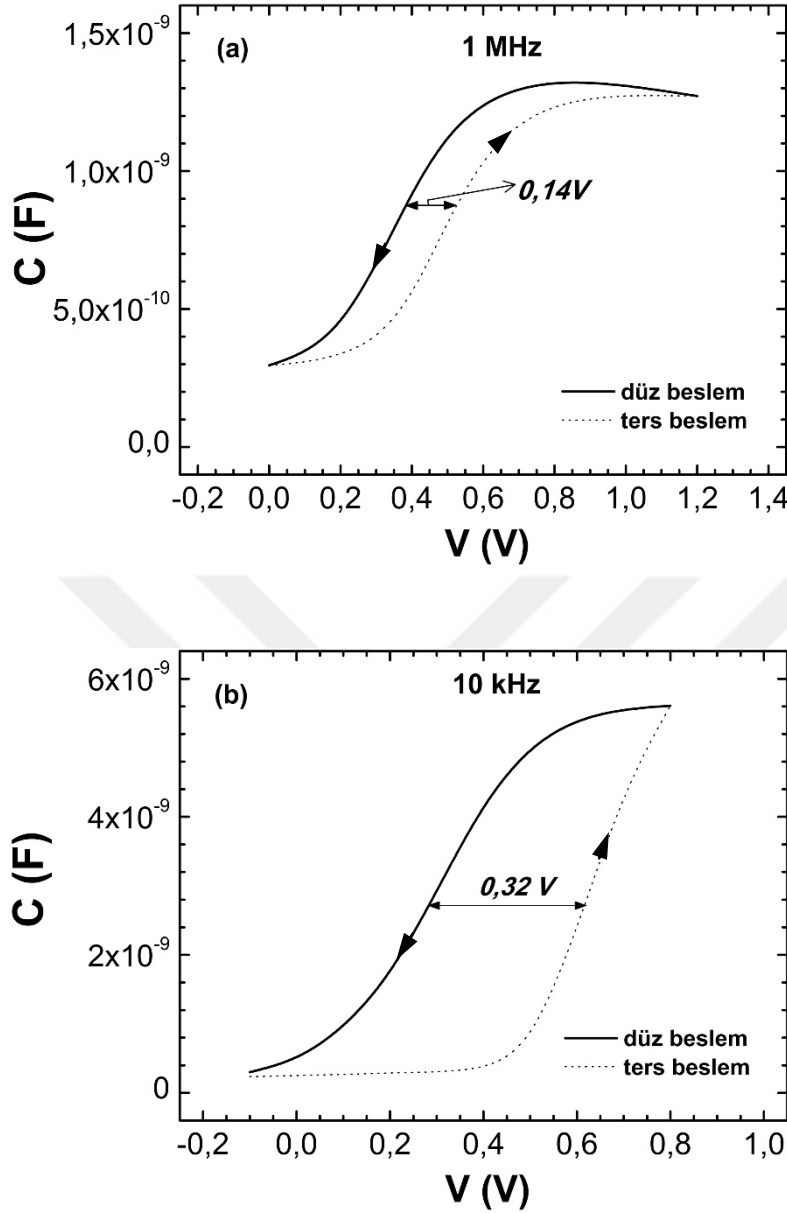
4.2. Kapasitans-Voltaj (C-V) ve İletkenlik-Voltaj (G-V) Karakteristikleri

I-V karakteristiklerinde olduğu gibi C-V ve G-V karakteristikleri kullanılarak bir Schottky bariyer diyota ait temel elektriksel parametreler elde edilebilmektedir. Bu amaçla araştırmacılar ürettikleri Schottky bariyer diyotların elektriksel özelliklerini incelerken admitans spektroskopisinden yararlanmışlardır (Altındal ve diğerleri, 2008; Bülbül ve diğerleri, 2011; Chattopadhyay ve diğerleri, 1992; Chattopadhyay ve diğerleri, 1993; Demirezen ve diğerleri, 2013; Durmuş ve diğerleri, 2013; Ham ve diğerleri, 2008; Kaya ve diğerleri, 2013; Parlaktürk ve diğerleri, 2008; Tunç ve diğerleri, 2011; Yıldırım ve diğerleri, 2013). Eşdeğer devresinin bir paralel RC devresi olarak kabul edilmesi sebebiyle Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotlar için kompleks admitans ifadesi aşağıdaki eşitlikle verilmektedir.

$$Y = G + j\omega C \quad (4.16)$$

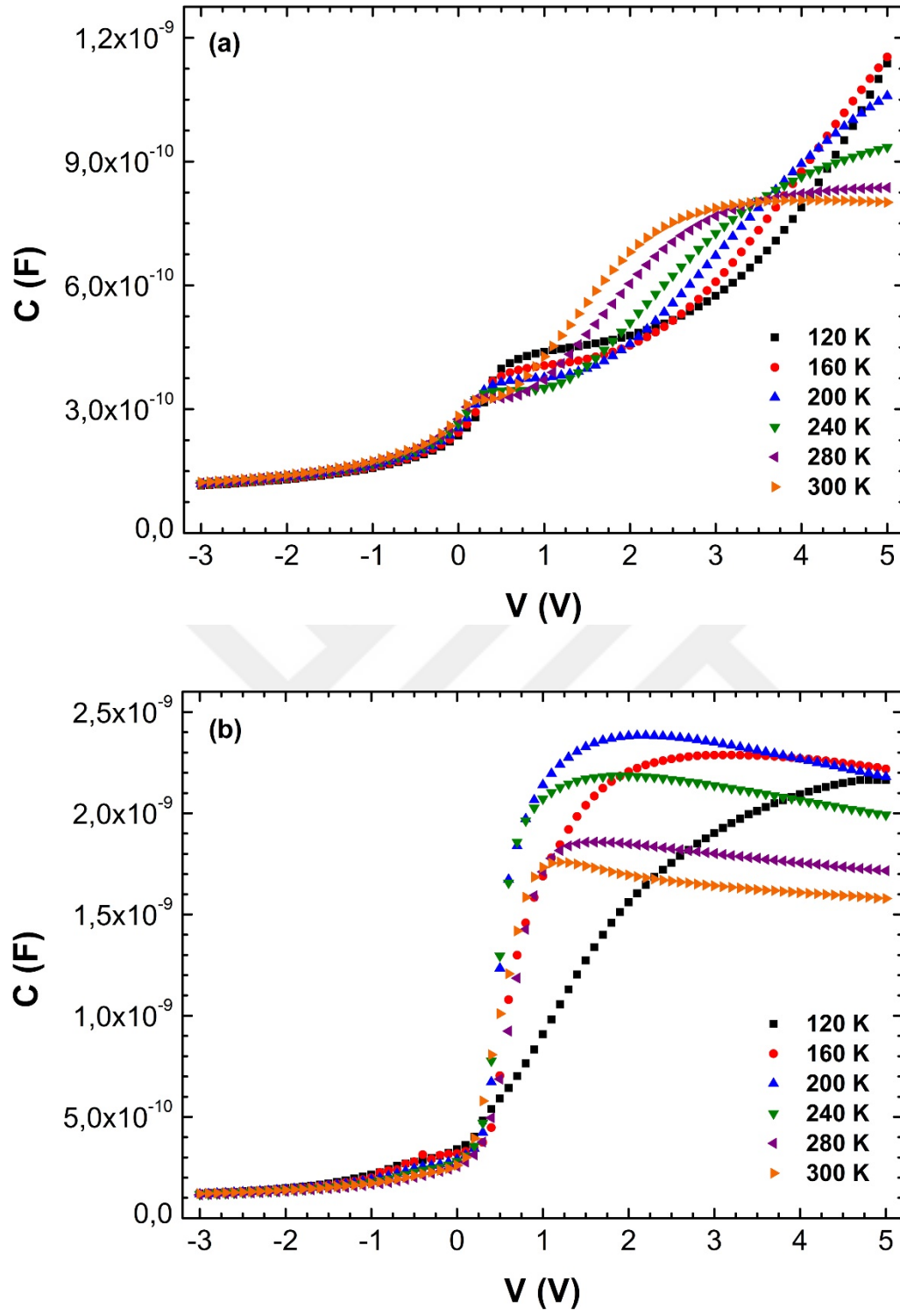
Burada j “-1”in karekökü, ω ölçümlerde uygulanan 50 mV_{rms}’lik alternatif gerilimin açısal frekansıdır. Dolayısıyla Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların kapasitans değerleri kompleks admitansın sanal kısmının açısal frekansa bölünmesiyle, iletkenlik değerleri ise direk olarak kompleks admitansının gerçel kısmından elde edilmiştir. Öncelikle p tipi silisyum üzerine büyütülen BTO tabakanın iddia edildiği gibi ferroelektrik özellik gösterip göstermediğini test etmek adına Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun 1 MHz ve 10 kHz’deki histerezis eğrileri elde edilmiş ve sırasıyla Şekil 4.12 (a) ve Şekil 4.12 (b)’de verilmiştir.

Şekil 4.12 (a) ve Şekil 4.12 (b)’de görülmektedir ki; düz ve ters beslem altındaki Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun C-V eğrileri üst üste çakışmayıp, 1 MHz için 0,14 V’luk, 10 kHz için ise 0,32 V’luk bir hafıza penceresi (memory window) değerine sahip olacak şekilde histerezis özelliği sergilemiştir. Dolayısıyla Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyottaki BTO tabakanın beklenildiği gibi ferroelektrik özellik gösterdiğini söyleyebiliriz. Burada dikkat çekici özellik, düşük frekanstaki hafıza penceresi değerinin yüksek frekansa göre daha büyük değer almasıdır. Bu farkın düşük frekansta daha belirgin bir etkiye sahip olan arayüzey tuzaklarından kaynaklanan fazlalık kapasitansın neden olduğu düşünülmektedir.



Şekil 4.12. Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun (a) 1 MHz ve (b) 10 kHz'deki histerezis eğrileri

Şekil 4.13 (a) ve Şekil 4.13 (b)'de Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların farklı sıcaklıklarda ve 1 MHz'deki C-V eğrileri verilmiştir. Şekillerde görülmektedir ki; Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotlar tipik bir Schottky bariyer diyotunun davranışını sergileyerek ölçülen beslem voltajı aralığında tersinim, tükenim ve yığılım bölgelerini ortaya koymuşlardır. Normalde, bir p tipi yarıiletkenle oluşturulan bir Schottky bariyer diyotunun yığılım bölgesi negatif beslem voltajı değerlerinde elde edilir, ya da tersinim bölgesi pozitif beslem voltajı değerlerinde elde edilir. Şekil 4.13 (a) ve Şekil 4.13 (b)'ye bakılacak olursa Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların C-V eğrilerinin böyle bir davranış sergilemediği görülmektedir.



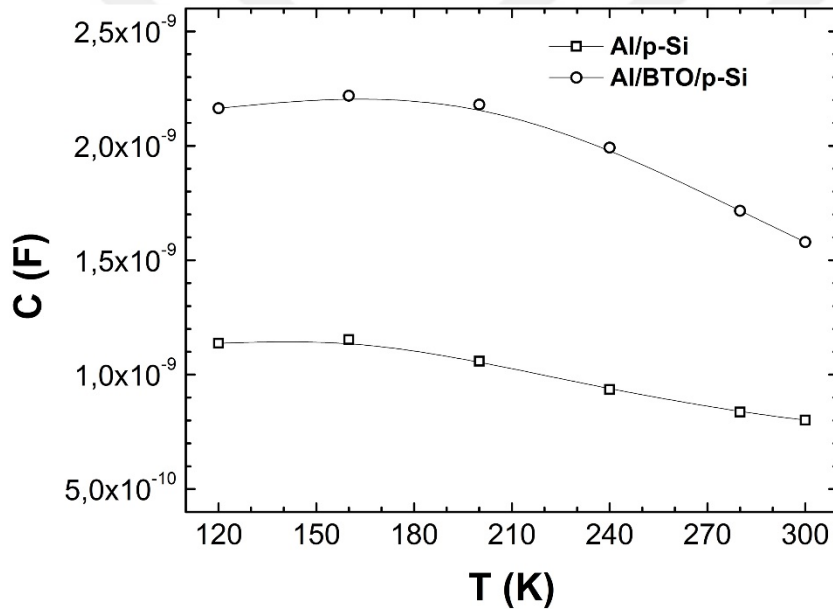
Şekil 4.13. (a) Al/p-Si ve (b) Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların farklı sıcaklıklardaki ve 1 MHz'deki C-V eğrileri

Üretilen Schottky bariyer diyotların C-V eğrilerinin tersinim ve yığılım bölgelerinin ters ve düz beslem voltajı bölgelerinde olmasının sebebi bu eğrilerin n tipi yarıiletkenle üretilmiş bir Schottky bariyer diyotunkilere benzetilmek istenmesidir. Dolayısıyla bu çalışma kapsamında admitans verileri kullanılarak çizilen grafikler için ölçüm verilerinin beslem voltajına göre simetrisi alınmış ve bu grafiklerin n tipi yarıiletkenle üretilen bir Schottky bariyer diyotunkilere benzetilmesi sağlanmıştır.

Schottky bariyer diyotların ölçülen beslem voltajı aralığında tersinim, tükenim ve yığılım bölgelerini sergiledikleri belirtilmişti, ancak Şekil 4.13 (a)'da görülmektedir ki; Al/p-Si Schottky bariyer diyotu için düşük sıcaklıklarda yığılım bölgesi net değildir. Aslında benzer bir davranışı Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotu da sergilemektedir; sıcaklık azaldıkça diyotun kapasitans değerleri daha yüksek beslem voltajı değerlerinde doyuma ulaşma eğilimindedir. Bu durum azalan sıcaklıkla termal enerjisinin büyük bir kısmını yitiren yük taşıyıcılarının kutuplanabilmek için daha yüksek elektrik alanı, yani daha yüksek beslem voltajına, ihtiyaç duymalarına atfedilebilir. Bu noktada Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun yığılım bölgesine geçmesi için daha düşük uygulanan beslem voltajına ihtiyaç duyması göze çarpmaktadır. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların 300 K'deki C-V eğrilerini inceleyecek olursak, Al/p-Si Schottky bariyer diyotu yaklaşık 3 V civarında tükenim bölgesinden yığılım bölgesine geçiş yaparken, Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyot için bu değer 1 V'dur. Bu durum, BTO tabakanın sahip olduğu yüksek dielektrik sabiti sayesinde Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotunun kutuplanabilmek için daha düşük beslem voltajına ihtiyaç duyuyor olmasından kaynaklanmaktadır.

Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotlarının tükenim bölgelerine baktığımızda özellikle Al/p-Si Schottky bariyer diyotta daha belirgin olmak üzere bu bölgede bir pik davranışının sergilendiği görülmektedir. İyi bilinmektedir ki; tükenim bölgesinde C-V eğrilerinde görülen pik davranışının sebebi arayüzey tuzaklarıdır (Altındal ve diğerleri, 2008; Bengi ve Bülbül, 2013; Chattopadhyay ve diğerleri, 1992; Chattopadhyay ve diğerleri, 1993; Durmuş ve diğerleri, 2013; Farag ve diğerleri, 2010; Ho ve diğerleri, 1987; Parlaktürk ve diğerleri, 2008; Tunç ve diğerleri, 2011; Yıldırım ve diğerleri, 2013). Gözlemlenen piklerin Al/p-Si Schottky bariyer diyot için daha belirgin olması Al/p-Si Schottky bariyer diyot için 1 MHz'deki arayüzey tuzaklarının yoğunluğunun Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotunkine kıyasla daha yüksek olacağına işaret etmektedir.

Kapasitans değerlerine genel olarak baktığımız da Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun BTO tabakadan kaynaklı olarak Al/p-Si Schottky bariyer diyottan daha yüksek olduğu görülmektedir. Sıcaklığın etkisi göz önüne alındığında ise yığılım bölgesinde genel olarak Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların kapasitans değerleri Şekil 4.14'teki gibi artan sıcaklıkla azaldığı görülmektedir. İleri beslem bölgesinde 5 V'daki kapasitans değerlerinin 120 K'deki değerleri hariç olmak üzere her iki Schottky bariyer diyot içinde azalma davranışı gayet belirgindir, ancak C-T eğrilerinden de görüldüğü gibi sıcaklığın Al/p-Si Schottky bariyer diyotun kapasitans değerleri üzerindeki etkisi daha azdır. Bu açıdan, Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun kapasitansının düz beslem bölgesinde sıcaklığa bağlılığının BTO tabaka nedeniyle arttığı söylenebilir.



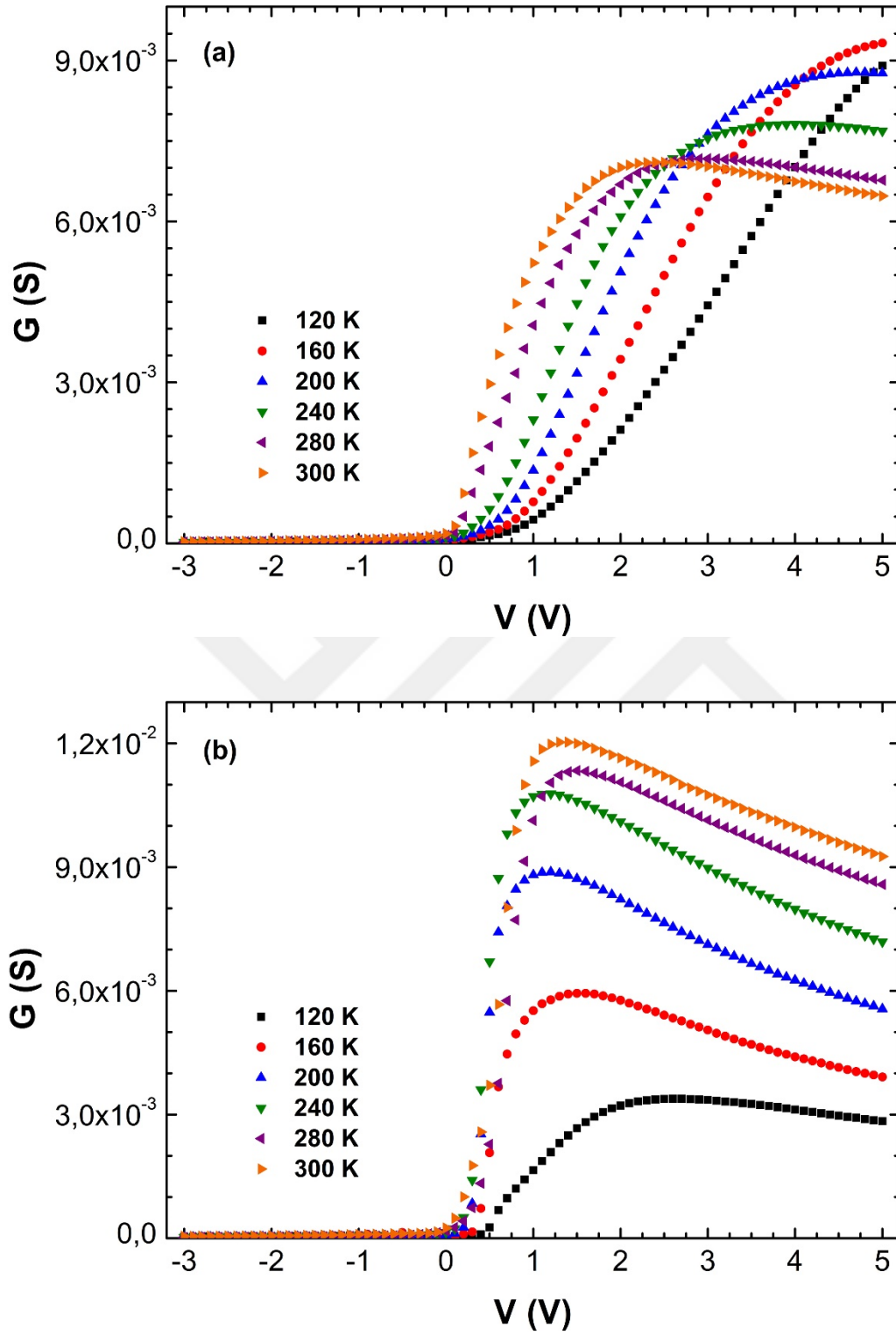
Şekil 4.14. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların 5 V ve 1 MHz'deki C-T eğrileri

Her iki Schottky bariyer diyotun kapasitans değerlerinin düz beslem bölgesinde artan sıcaklıkla birlikte azalması R_s 'nin artan sıcaklıkla artan bir davranış sergileyebileceğine işaret etmektedir, bu hususta daha belirgin bir yorum yapabilmek için Schottky bariyer diyotların sıcaklığa bağlı G-V eğrilerinin de incelenmesi gerekir ki; çalışmanın ilerleyen kısımlarında bu konuya tekrar değinilecektir. Ayrıca, tükenim ve tersinim bölgelerinde sıcaklığa bağlı değişken bir davranış görülmektedir. Örneğin; özellikle de Al/p-Si Schottky bariyer diyotunun C-V eğrilerinde daha belirgin görülen kesişme davranışı. Literatürdeki çalışmalarda bu davranış, arayüzey tuzaklarının sıcaklığın değişmesiyle birlikte yeniden yapılanması ve sıralanmasına ve ayrıca seri direnç etkisine atfedilmektedir (Altındal ve

diğerleri, 2008; Chattopadhyay ve diğerleri, 1992; Durmuş ve diğerleri, 2013; Farag ve diğerleri, 2010; Yıldırım ve diğerleri, 2013). C-V eğrilerindeki tükenim bölgesinde arayüzey tuzakları nedeniyle meydana gelen pik davranışı ve seri direnç nedeniyle ileri düz beslem bölgelerindeki bükülme davranışına bir de azalan sıcaklıkla Schottky bariyer diyotların daha geç yığılıma ulaşması eklenince C-V eğrilerinde kesişme davranışı görülmüştür.

Ayrıca, Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların sırasıyla Şekil 4.15 (a) ve Şekil 4.15 (b)'de verilen farklı sıcaklık ve 1 MHz'deki G-V eğrilerine bakıldığında ise C-V eğrilerine benzer olarak her iki Schottky bariyer diyotun G-V eğrilerinde belirgin bir biçimde tersinim, tükenim ve yığılım bölgeleri görülmektedir. Al/p-Si Schottky bariyer diyotun G-V eğrilerindeki kesişme davranışı, C-V eğrilerinde olduğu gibi, arayüzey tuzaklarının sıcaklığın değişmesiyle birlikte yeniden yapılanması ile sıralanmasına ve seri direnç etkisine atfedilmiştir. Daha önce ileri düz beslem bölgesindeki kapasitans değerlerinin sıcaklık karşısındaki davranışının artan sıcaklıkla daha yüksek R_s değerleri elde edilmesine neden olacağı belirtilmişti. Bu açıdan, Al/p-Si Schottky bariyer diyotun iletkenlik değerlerinin sıcaklıkla değişimi R_s değerlerinin sıcaklıkla artış göstereceği ihtimalini kuvvetlendirmiştir ki; çalışmanın ilerleyen kısımlarında admitans verilerinden elde edilen R_s değerlerinin her iki Schottky bariyer diyot için de artan sıcaklıkla arttığı tespit edilecektir.

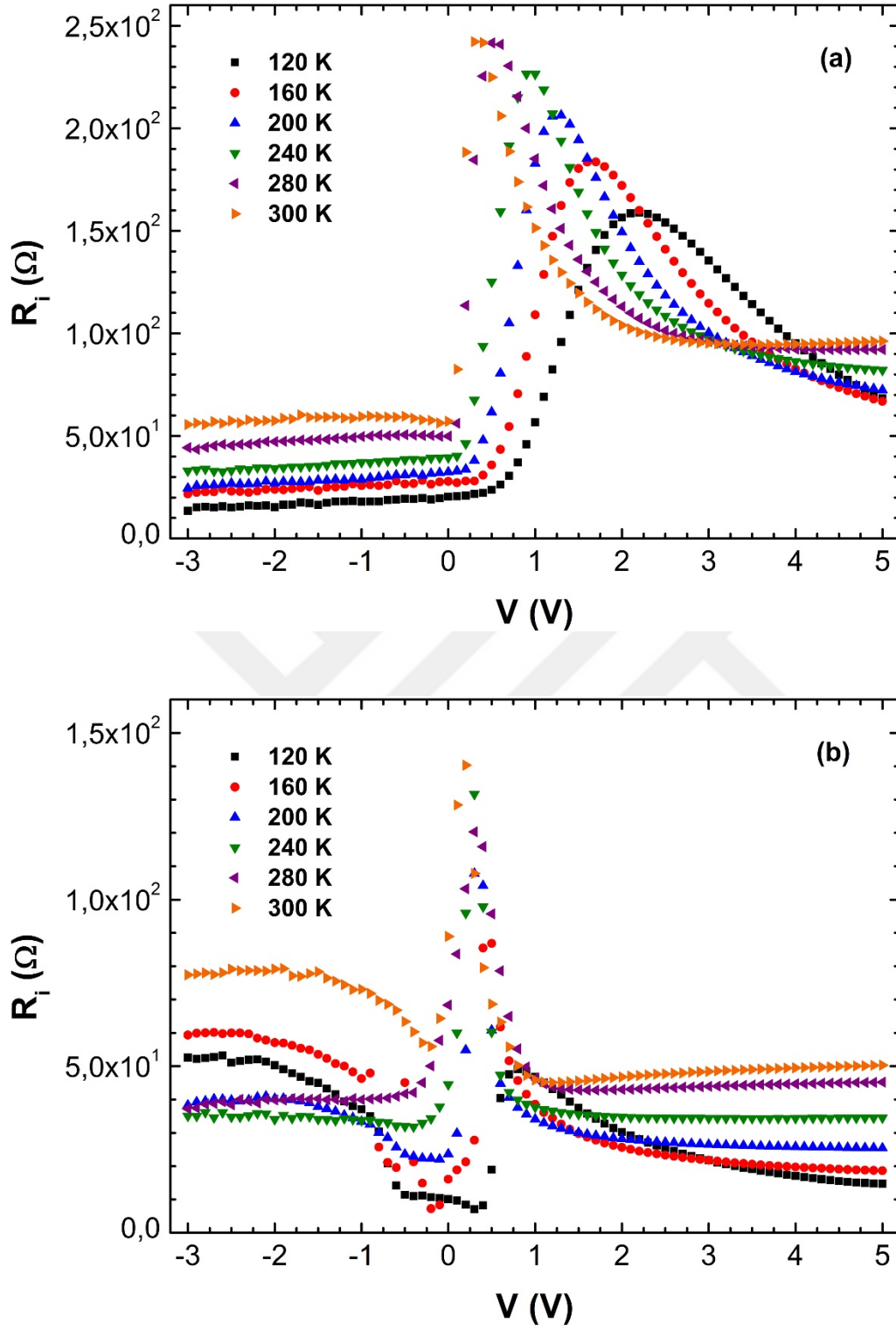
Literatürde, Al/p-Si Schottky bariyer diyotun iletkenlik değerlerinin sıcaklığa bağlı davranışına benzer davranış gösteren Schottky bariyer diyotlar başka çalışmalarda da tespit edilmiş ve bunlar literatürde rapor edilmiştir (Bengi ve Bülbül, 2013; Tunç ve diğerleri, 2011). Burada Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun ileri düz beslem bölgesinde iletkenlik değerlerinin sıcaklıkla artıyor olması ilk bakışta sıcaklıkla R_s değerlerinin artacağı hipotezine zıt bir davranış gibi durmaktadır. Fakat Altındal, Parlaktürk, Tataroğlu, Parlak, Sarmasov ve Agasiev'in (2008) ürettikleri Al/SiO₂/BTO/n-Si Schottky bariyer diyotun C-V ve G-V karakteristiklerinin incelenmesinde elde ettiği sonuçların bu çalışmadaki sonuçlara paralellik göstermesi nedeniyle, R_s değerleri artarken Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun iletkenlik değerlerinin artmasının BTO tabakadan kaynaklı olduğu düşünülmektedir. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların kapasitans ve iletkenlik değerlerinin uygulanan beslem voltajı ve sıcaklığa gösterdiği tepkiyi incelerken sık sık seri direncin bu parametreler üzerindeki etkisinden bahsedildi. Bu sebeple seri direncin bu verilerle hesaplanarak değerlendirilmesi ihtiyacı doğmuştur.



Şekil 4.15. (a) Al/p-Si ve (b) Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların farklı sıcaklıklardaki ve 1 MHz'deki G - V eğrileri

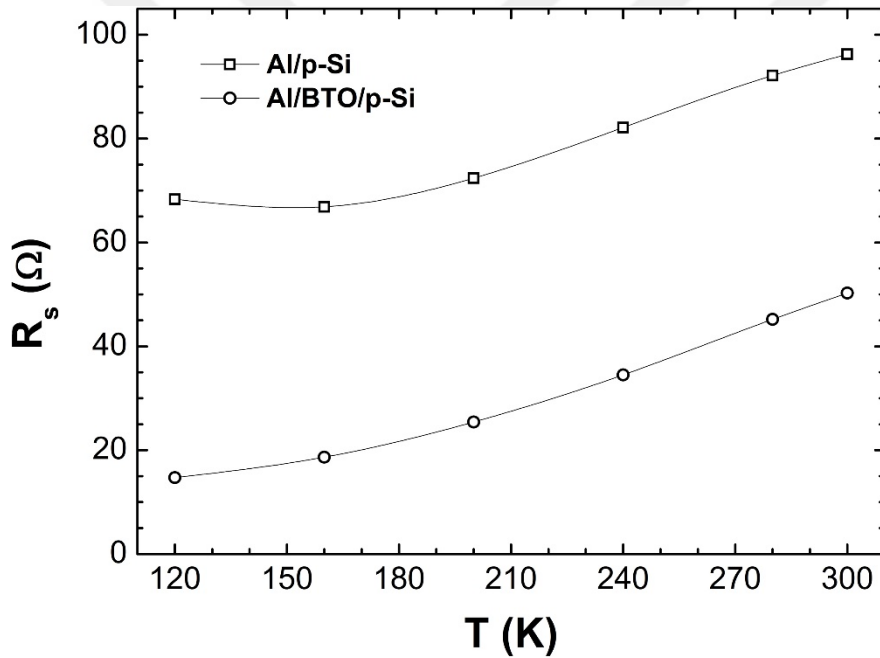
Bu noktada I-V karakteristikleri üzerinden hesaplanan seri direnç değerlerinin göz önüne alınması hatalı sonuçlara yol açabilir, çünkü akım ve admitans ölçümlerinin farklı doğalara sahip olmalarından dolayı her iki ölçüme ait verilerin kullanılmasıyla elde edilen seri direnç değerleri de farklılıklar gösterebilmektedir ki; literatürde bu duruma sıklıkla rastlanılmaktadır (Durmuş ve diğerleri, 2013; Farag ve diğerleri, 2010; Tunç ve diğerleri, 2011). Bu açıdan, seri direncin admitans verileri kullanılarak hesaplanması gerekmektedir. Seri direncin admitans verileri kullanılarak hesaplanmasında en sık kullanılan yol ikinci bölümde açıklanan admitans yöntemidir. Bu yöntemeye göre seri direnç, empedansın reel kısmına karşılık geldiğinden, Eş. 2.56 kullanılarak hesaplanmıştır. Bu denklem bizlere Schottky bariyer diyotların dirençlerinin bir omik malzemede olduğu gibi iletkenlik değerinin tersi olmadığını göstermektedir. Bu sebeptir ki; iletkenlik değerleri bir Schottky bariyer diyotun seri direnci üzerinde etki yaratmakla birlikte tek başına söz sahibi değildir. Uygulanan beslem voltajı aralığındaki G_{ma} ve C_{ma} değerlerinin Eş. 2.56'da yazılarak hesaplanması durumunda genel olarak Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların direnç (R_i) değerlerine ulaşılabilir ki; literatürde bu şekilde elde edilen direnç değerleri sıklıkla R_i -V eğrisi şeklinde incelenmektedir (Altındal ve diğerleri, 2008; Arslan ve diğerleri, 2010; Bengi ve Bülbül, 2013; Durmuş ve diğerleri, 2013; Farag ve diğerleri, 2010; Parlaktürk ve diğerleri, 2008; Tunç ve diğerleri, 2011; Yıldırım ve diğerleri, 2013). Burada dikkat edilmesi gereken husus şudur; hatırlanırsa I-V verisi kullanılarak elde edilen direnç değerlerinin ileri ters beslemdeki değeri şönt direncine karşılık geliyordu, bu durum admitans verisini kullanarak elde edilen direnç değerleri için geçerli değildir.

Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların farklı sıcaklık ve 1 MHz'deki R_i -V eğrileri sırasıyla Şekil 4.16 (a) ve Şekil 4.16 (b)'de verilmiştir. Görüldüğü gibi Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun direnç değerleri Al/p-Si Schottky bariyer diyotun direnç değerlerine göre daha düşük değeri almaktadır ki; Schottky bariyer diyotları arasındaki böylesi bir ilişkiye I-V verileri kullanılarak elde edilen direnç değerlerinde de rastlanmıştı. Her iki Schottky bariyer diyot için de direnç değerleri tersinim ve yığılım bölgelerinde doyuma ulaşma eğilimindedir, ancak düşük sıcaklıklarda diyotların direnç değerleri doyuma tam olarak ulaşamamaktadır. Bununla birlikte tükenim bölgelerinde literatürdeki birçok çalışmadaki duruma (Altındal ve diğerleri, 2008; Bengi ve Bülbül, 2013; Durmuş ve diğerleri, 2013; Farag ve diğerleri, 2010; Gökçen ve diğerleri, 2008; Parlaktürk ve diğerleri, 2008; Tunç ve diğerleri, 2011; Yıldırım ve diğerleri, 2013) benzer şekilde direnç eğrileri bir pik davranışı sergilemektedir.



Şekil 4.16. (a) Al/p-Si ve (b) Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların farklı sıcaklıklardaki ve 1 MHz’deki R_i - V eğrileri

Direnç değerleri açısından düşünülürse, BTO tabakanın düz beslemde Al/BTO/p-Si Schottky diyotun direnç değerlerini daha erken doyuma ulaştırarak yapıyı bu bölgede daha istikrarlı kıldığını söyleyebiliriz. Ayrıca, sıcaklık azaldıkça Al/p-Si Schottky bariyer diyotun R_i -V eğrilerindeki piklerin şiddeti azalarak ileri düz beslem bölgesine kayarken, bu davranış BTO tabaka sayesinde Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotta neredeyse kaybolmuştur. Şekil 4.16 (a) ve Şekil 4.16 (b)'deki R_i -V eğrilerinin 5 V'da aldığı değerler Eş. 2.56'ya göre Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların R_s değerlerini verir. Schottky bariyer diyotlar arasında karşılaştırma yapmak ve seri direncin sıcaklığa verdiği tepkiyi görebilmek için hesaplanan R_s değerleriyle Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotlar için R_s -T eğrileri çizilerek Şekil 4.17'de verilmiştir.



Şekil 4.17. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların 5 V ve 1 MHz'deki R_s -T eğrileri

Şekil 4.17'ya bakıldığında Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun R_s değerlerinin Al/p-Si Schottky bariyer diyotunkilere kıyasla tüm sıcaklık değerlerinde daha düşük olduğu görülmektedir. Bu sonuç beklenen bir sonuçtur, çünkü Schottky bariyer diyotlarının seri dirençleri arasındaki bu ilişki I-V değerlerinden elde edilen seri dirençleri arasında da elde edilmişti. Daha önce C-V ve G-V eğrilerinin ileri düz beslem bölgesindeki davranışları incelenirken R_s değerlerinin sıcaklıkla artış gösterebileceği bahsedilmişti. Beklenildiği gibi her iki Schottky bariyer diyot için de R_s artan sıcaklıkla artmıştır. Bu durum direncin sahip olması beklenen negatif sıcaklık katsayısıyla zıt düşmesine karşın literatürde gerek

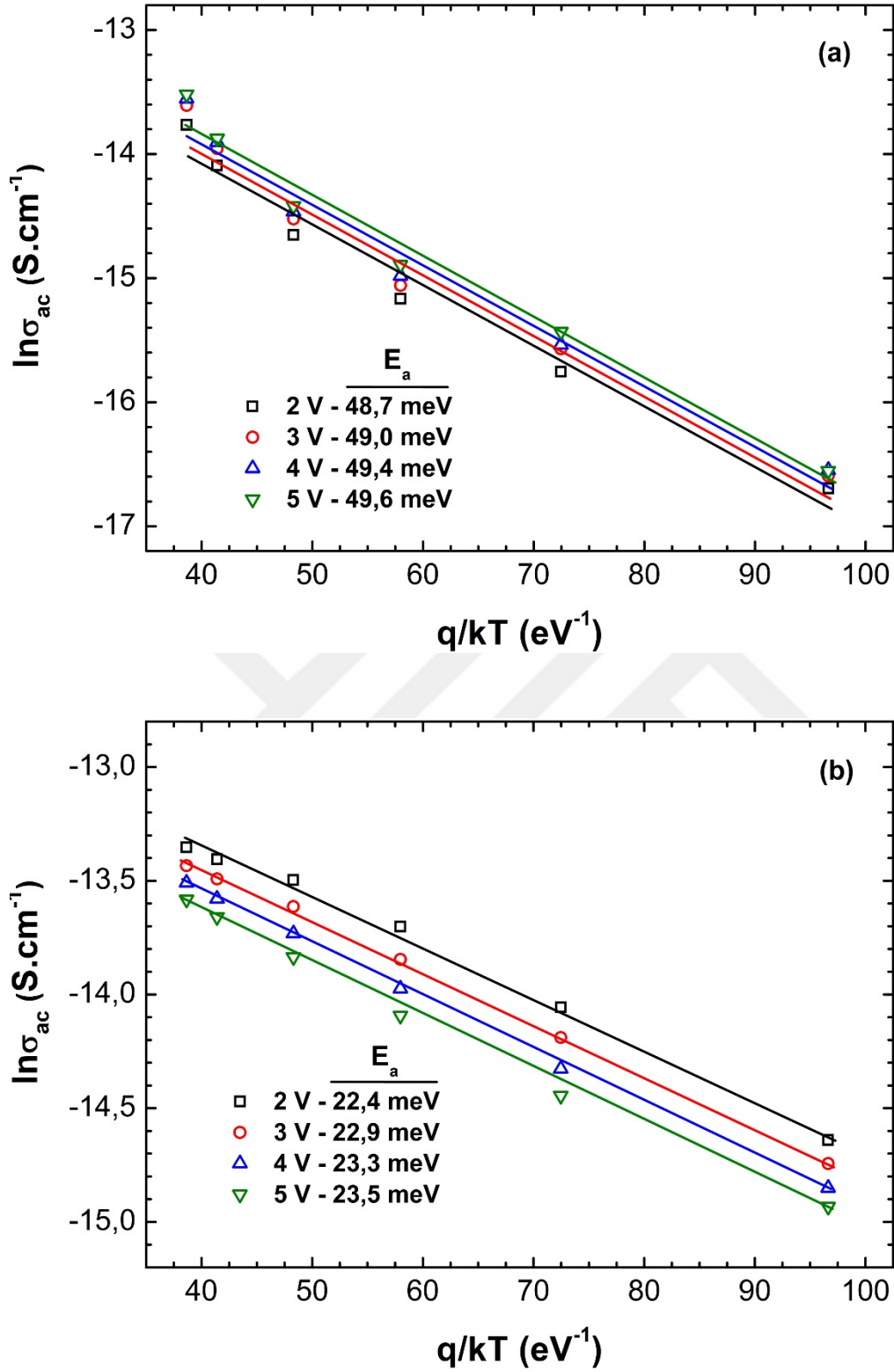
Al/BTO/p-Si gerekse başka tür Schottky bariyer diyotların R_s değerleri için benzer bir artış davranışı gözlemlenmiştir (Altındal ve diğerleri, 2008; Arslan ve diğerleri, 2010; Bengi ve Bülbül, 2013; Gökçen ve diğerleri, 2008; Tunç ve diğerleri, 2011; Yıldırım ve diğerleri, 2013). Literatürde, seri direncin düşük sıcaklıklarda daha düşük değerler almasının sebebi düşük sıcaklıklarda yük taşıyıcılarında donma (freeze-out) davranışının görülmeyişine ve arayüzey tuzaklarındaki yük taşıyıcılarının tuzaklardan kaçmak için yeterli büyüklükte enerjiye sahip olmasına atfedilmektedir (Arslan ve diğerleri, 2010; Tunç ve diğerleri, 2011; Yıldırım ve diğerleri, 2013).

Ayrıca, farklı sıcaklıklarda ölçülen iletkenlik değerleri kullanılarak Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların aktivasyon enerjisi, E_a , değerleri de elde edilmiştir. Bunun için öncelikle Eş. 2.69 kullanılarak Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların a.c. iletkenlik değerleri hesaplandı ve daha sonra bulunan değerler yine literatürde a.c. iletkenlik ile aktivasyon enerjisi arasındaki bağıntıyı vermek için sıklıkla kullanılan Eş. 2.70'de yerine yazıldı. Eş. 2.70'in logaritması alındığında denklem $y = a + bx$ gibi basit bir doğrusal denkleme dönüşür. Dolayısıyla,

$$\ln \sigma_{ac} = \ln \sigma_o - \frac{qE_a}{kT} \quad (4.17)$$

halini alan Eş. 2.70 için çizilecek olan $\ln \sigma_{ac} - q/kT$ eğrilerinin; ki bunlar Arrhenius eğrileri olarak da bilinir, eğiminin büyüklüğü aktivasyon enerjisini verir.

Buna göre Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların dört farklı uygulanan beslem voltajındaki σ_{ac} değerleri kullanılarak çizilen $\ln \sigma_{ac} - q/kT$ eğrileri sırasıyla Şekil 4.18 (a) ve Şekil 4.18 (b)'de verilmiştir. Şekillere bakıldığında ilk olarak Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun $\ln \sigma_{ac} - q/kT$ eğrilerinin Al/p-Si Schottky bariyer diyotunkilere kıyasla daha lineer bir davranış sergilediği görülmektedir. Ayrıca, şekillerde verilen aktivasyon enerjisi değerlerinden görülmektedir ki; artan beslem voltajıyla birlikte aktivasyon enerjisi çok az miktarda artış göstermiştir. Dolayısıyla, Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların aktivasyon enerjisinin uygulanan beslem voltajından neredeyse bağımsız olduğunu söylenilebilir. Bununla birlikte, elde edilen verilerdeki diğer bir dikkat çekici özellik Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun, Al/p-Si Schottky bariyer diyota kıyasla, daha düşük aktivasyon enerjisi değerlerine sahip olmasıdır.



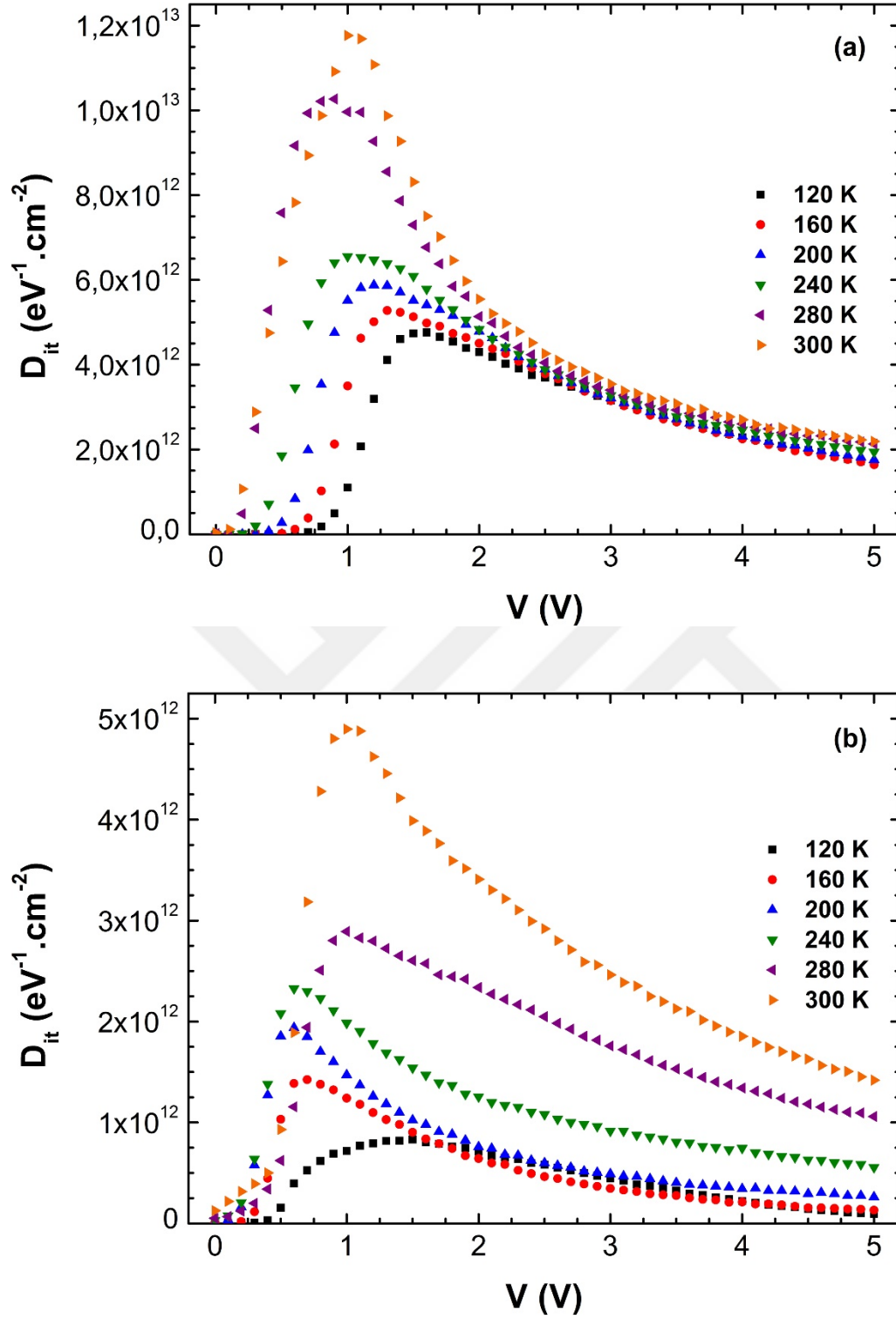
Şekil 4.18. (a) Al/p-Si ve (b) Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların $\ln\sigma_{ac}$ - q/kT eğrileri

Çalışmada sıklıkla bahsedilen arayüzey tuzaklarının yoğunluğu ek olarak C-V ölçüm sonuçları kullanılarak da hesaplanmıştır. Küçük sinyal enerji kaybının nedenlerinden biri olan arayüzey tuzaklarını hesaplamaya yönelik literatürde çeşitli yöntemler bulunmaktadır; bunlardan en göze çarpanları paralel iletkenlik yöntemi, Hill-Coleman yöntemi ve yüksek frekans - düşük frekans kapasitans yöntemidir. Bu çalışma kapsamında arayüzey tuzaklarının yoğunluğunun hesaplanması için yüksek frekans - düşük frekans yönteminden yararlanılmıştır. Bu yöntemle göre Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların arayüzey tuzaklarının yoğunluğu Eş. 2.73 ve Eş. 2.74 ile türetilen

$$D_{it} = \frac{1}{qA} \left[\left(\frac{1}{C_{LF}} - \frac{1}{C_i} \right)^{-1} - \left(\frac{1}{C_{HF}} - \frac{1}{C_i} \right)^{-1} \right] \quad (4.18)$$

eşitliğiyle hesaplanmıştır. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların hesaplanan D_{it} değerleri sırasıyla Şekil 4.19 (a) ve Şekil 4.19 (b)'de D_{it} -V eğrileri olarak verilmiştir. Şekillerde görülmektedir ki; her iki Schottky bariyer diyot için de D_{it} sıcaklığa ve uygulanan beslem voltajına bağlılık göstermektedir. Artan beslem voltajıyla birlikte D_{it} artarak pik verdikten sonra ileri düz beslem voltajı değerlerinde azalmaktadır, bu bir bakıma daha önce bahsedilen arayüzey tuzaklarının tükenim bölgesinde daha etkili olmasının kanıtıdır. Al/p-Si Schottky bariyer diyotun düz beslemdeki D_{it} değerleri sıcaklıktan neredeyse bağımsızken, Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotu için artan sıcaklıkla artan tuzak yoğunluğu davranışı ileri düz beslem değerlerinde de geçerliliğini korumuştur. Admitans verilerinden elde edilen D_{it} değerlerinin sıcaklıkla artmasına rastlanılan benzer MFS yapılar literatürde rapor edilmiştir (Altındal ve diğerleri, 2008; Yıldırım ve diğerleri, 2013).

Diyotlar karşılaştırılırsa, Şekil 4.19'dan Al/p-Si Schottky bariyer diyotun daha yüksek D_{it} değerine sahip olduğu görülmektedir. Ancak belirtmelidir ki; D_{it} değerleri arasındaki bu kıyaslama ölçüm yapılan frekans aralığı (10 kHz – 1 MHz) için geçerlidir. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotlarda yaşam ömrü bu frekans aralığı dışında kalan tuzakların bulunma olasılığı göz önüne alındığında diyotların D_{it} değerleri arasındaki bu kıyaslamanın ilgili frekans aralığında olduğunun belirtilmesi önem taşımaktadır. Admitans verilerinden elde edilen D_{it} değerlerinin akım verilerinden elde edilen değerlerle uyuşmamasının nedeni de buradan gelmektedir.



Şekil 4.19. (a) Al/p-Si ve (b) Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların D_{it} - V eğrileri

Schottky bariyer diyotların elektriksel parametrelerinin incelenmesinde sıklıkla kullanılan bir diğer yol ise C^{-2} -V eğrilerinin incelenmesidir. Eş. 2.62’de verilen tükenim kapasitansı yönteminden yola çıkarak aşağıdaki ifade yazılabilir

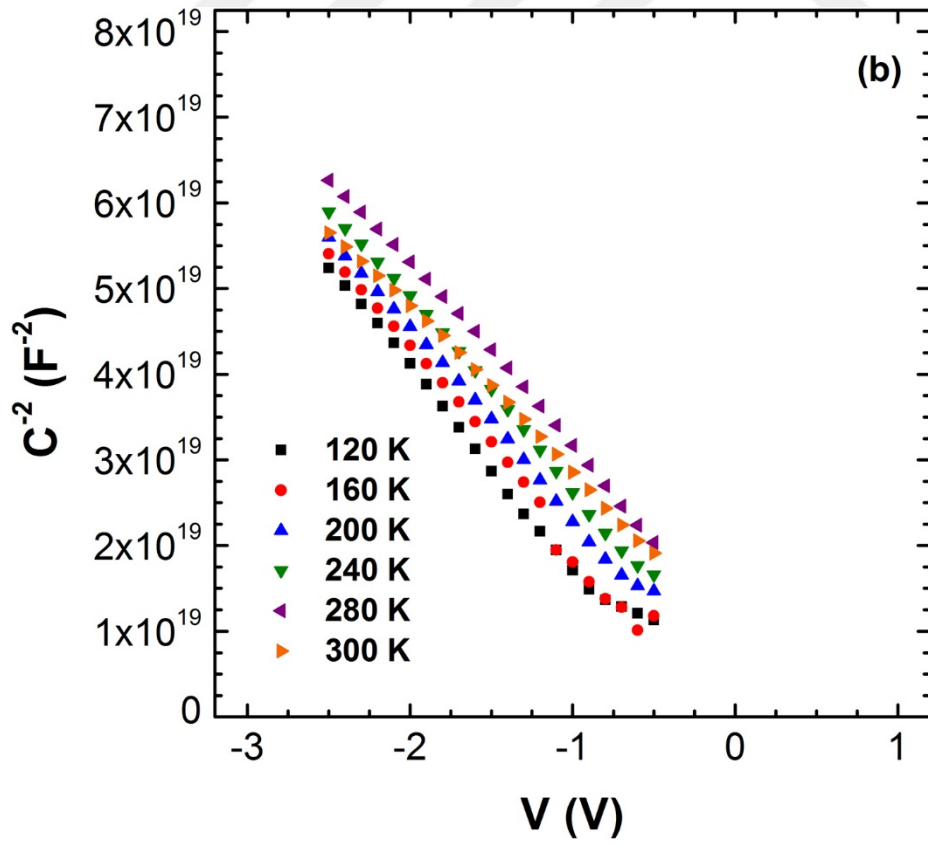
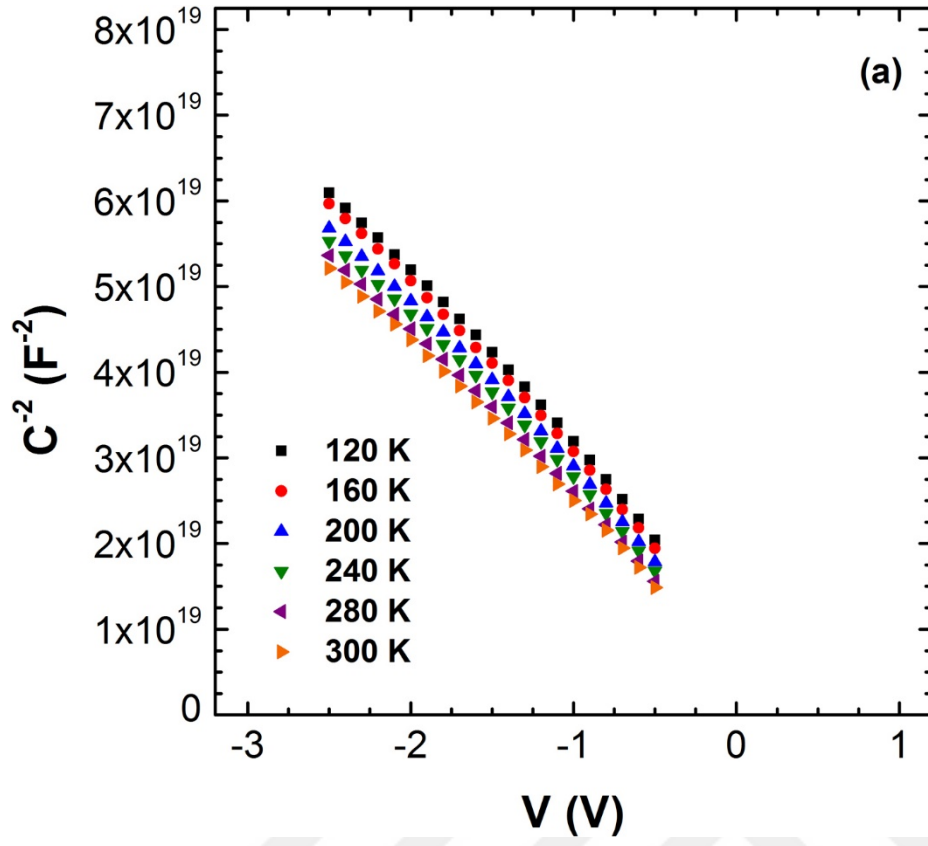
$$C^{-2} = \frac{2(V + V_o)}{qA^2\epsilon_s N_A} \quad (4.19)$$

Buna göre Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların C^{-2} -V eğrilerinin çizilmesi durumunda bu eğrilerin ters beslem bölgesinde lineer olduğu veri aralığının eğim değerlerinden N_A , beslem voltajı eksenini kestiği noktanın değerlerinden ise V_o değerleri elde edilebilir. Bu amaçla, Al/p-Si ve (b) Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların C^{-2} -V eğrileri çizilerek Şekil 4.20 (a) ve Şekil 4.20 (b)’de verilmiştir.

C^{-2} -V eğrilerinin eğim değerleri Eş. 2.64’te kullanılarak N_A ve beslem voltajı eksenine kesişme noktası olan V_o değerleri de Eş. 2.63’te kullanılarak V_i hesaplanmıştır. Bu değerler elde edildikten sonra Eş. 2.66 kullanılarak sıfır beslemdeki tüketim tabakası genişliği W_d , Eş. 2.67 kullanılarak maksimum elektrik alan E_m , Eş. 2.68 kullanılarak Fermi enerjisi E_F ve Eş. 2.61 kullanılarak da potansiyel engel düşmesi $\Delta\Phi_B$ hesaplanmıştır. Daha sonra tüm sıcaklık değerleri için bu parametrelerin hesaplanması sayesinde sıcaklığa bağlı potansiyel engel yüksekliği Φ_B değerleri aşağıdaki eşitlik yardımıyla hesaplanmıştır.

$$\Phi_B = V_i + E_F - \Delta\Phi_B \quad (4.20)$$

Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların C^{-2} -V eğrilerinden hesaplanan temel elektriksel parametreler sırasıyla Çizelge 4.8 ve Çizelge 4.9’da verilmiştir. Çizelgelerde verilen değerlere bakıldığında E_F hariç diğer parametrelerin genel olarak artan sıcaklıkla azaldığı görülmektedir. Bununla birlikte Al/p-Si Schottky bariyer diyotun N_A değerlerinin ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun W_d değerlerinin sıcaklıkla birlikte belirgin bir davranışı bulunmamaktadır. Artan sıcaklıkla birlikte azalan terimlerden en önemlilerinden biri belki de difüzyon potansiyeli V_i ’dir, çünkü Şekil 2.6’dan hatırlanacak olursa difüzyon potansiyeli aynı zamanda yarıiletkenin metal yönüne doğru olan potansiyel engel yüksekliğidir. Bu açıdan V_i değerlerinin her iki Schottky bariyer diyot için de artan sıcaklıkla azalması beklenen bir sonuçtur.



Şekil 4.20. (a) Al/p-Si ve (b) Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların C^{-2} - V eğrileri

BTO tabakanın Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun bu parametreleri üzerindeki etkisi hakkında yorum yapmak gerekirse; gözlemlenen etki bazı parametreler için tüm sıcaklık aralığını kapsarken, bazıları için ise 120-200 K ile 240-320 K sıcaklıkları arasında farklı davranışlar sergileyecek şekildedir. Örneğin; BTO tabakanın büyütülmesi nedeniyle 120-200 K arasında difüzyon potansiyeli değerleri daha küçük elde edilirken 240-320 K arasında daha yüksek elde edilmiştir. Benzer bir davranış potansiyel engel yüksekliği değerlerinde de görülmektedir. Öte yandan, potansiyel engel alçalması değerlerine bakıldığında ise BTO tabaka nedeniyle potansiyel engel alçalması değerlerinde ufak da olsa bir miktar artışın gerçekleştiği görülmüştür.

Çizelge 4.8. Al/p-Si Schottky bariyer diyotun sıcaklığa bağlı temel elektriksel parametreleri

T (K)	N_A (cm⁻³)	V_i (eV)	W_d (cm)	E_F (eV)	E_m (V.cm⁻¹)	ΔΦ_B (meV)	Φ_B (eV)
120	1,76x10 ¹⁴	0,699	2,28x10 ⁻⁴	0,113	6140	8,7	0,814
160	1,60x10 ¹⁴	0,610	2,23x10 ⁻⁴	0,152	5469	8,2	0,768
200	1,64x10 ¹⁴	0,540	2,07x10 ⁻⁴	0,190	5209	7,9	0,739
240	1,48x10 ¹⁴	0,425	1,94x10 ⁻⁴	0,230	4390	7,4	0,668
280	1,75x10 ¹⁴	0,307	1,51x10 ⁻⁴	0,264	4057	7,0	0,588
300	1,48x10 ¹⁴	0,208	1,35x10 ⁻⁴	0,287	3071	6,3	0,514

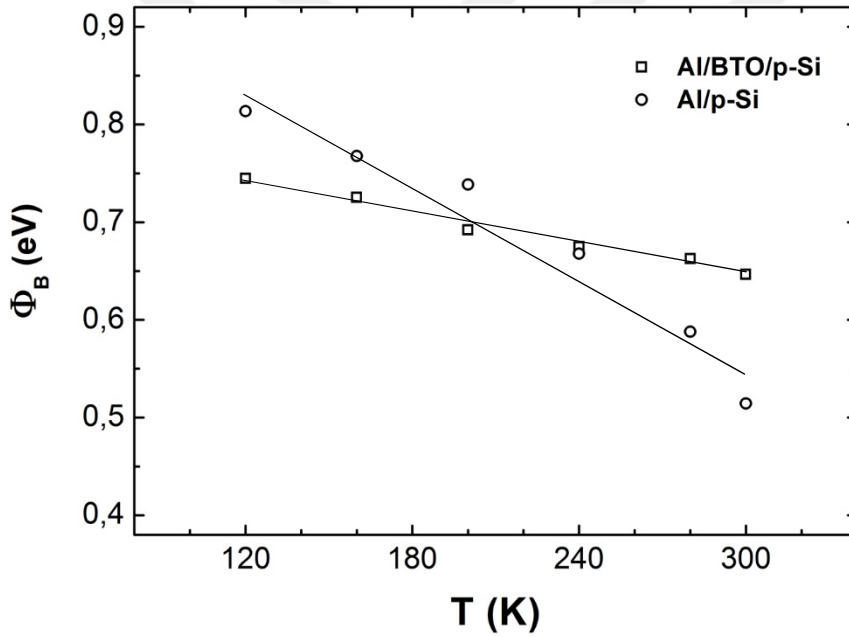
Çizelge 4.9. Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun sıcaklığa bağlı temel elektriksel parametreleri

T (K)	N_A (cm⁻³)	V_i (eV)	W_d (cm)	E_F (eV)	E_m (V.cm⁻¹)	ΔΦ_B (meV)	Φ_B (eV)
120	3,43x10 ¹⁴	0,638	1,56x10 ⁻⁴	0,106	8189	10,0	0,745
160	1,77x10 ¹⁴	0,569	2,05x10 ⁻⁴	0,151	5555	8,3	0,725
200	1,75x10 ¹⁴	0,494	1,92x10 ⁻⁴	0,188	5147	8,0	0,692
240	1,52x10 ¹⁴	0,433	1,93x10 ⁻⁴	0,229	4491	7,5	0,675
280	1,39x10 ¹⁴	0,376	1,88x10 ⁻⁴	0,269	4002	7,1	0,663
300	1,17x10 ¹⁴	0,334	1,93x10 ⁻⁴	0,293	3460	6,6	0,646

Elde edilen Φ_B değerlerinin sıcaklığa göre davranışının daha iyi değerlendirilebilmesi için Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların Φ_B -T eğrileri Şekil 4.21’de verilmiştir. Şekil 4.21’de görülmektedir ki; Φ_B değerleri artan sıcaklık değerleriyle birlikte azalmaktadır. Bu durum silisyumun için Eş. 4.21 ile verilen yasak enerji aralığının negatif sıcaklık katsayısıyla ($-4,73 \times 10^{-4}$ eV/K) uyum içerisinde.

$$E_g(T) \approx E_g(0) + \frac{\alpha T^2}{T + B} \quad (4.21)$$

Burada α negatif sıcaklık katsayısı olup bir yarıiletken için negatiftir, B ise Kelvin cinsinden bir diğer katsayıdır (Sze, 1981: 23).



Şekil 4.21. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların Φ_B -T eğrileri

I-V karakteristiklerinden elde edilen Φ_{B0} değerlerinin sıcaklığa bağlı davranışı artma yönündeydi. I-V ve C-V karakteristiklerinden elde edilen bariyer yüksekliklerinin ve bunların sıcaklığa bağlı davranışlarındaki fark literatürde bir takım nedenlere atfedilmiştir. Bunlardan bazıları yüzey kirleri, safsızlıklar, yatlıktan tabakanın varlığı, kuantum mekaniksel tünelleme, görüntü yük alçalması, bariyerin homojen olmayışı ve ölçümlerin farklı karakteristiklere sahip olmalarıdır (Hudait ve Krupanidhi, 2000; Kumar ve diğerleri, 2013; Reddy ve Reddy, 2012; Tunç ve diğerleri, 2011). I-V karakteristiklerinde Φ_{B0} değerleri düz beslem ölçüm verilerinden hesaplanır, yani hesaplanan bariyer yüksekliği

yarıiletkenden metale doğrudur. C-V karakteristiklerindeki Φ_B değerleri ise ters beslem ölçüm verilerinden hesaplanır ki; bu da ölçülen bariyer yüksekliğinin metalden yarıiletkeneye doğru olan bariyer yüksekliğidir.

Literatürdeki çalışmalarda (Altındal ve diğerleri, 2008; Kumar ve diğerleri, 2013; Reddy ve Reddy, 2012; Tunç ve diğerleri, 2011; Yıldırım ve diğerleri, 2013) görülmektedir ki; sıcaklığa bağlı C^{-2} -V eğrilerinden hesaplanan potansiyel engel yüksekliği değerleri artan sıcaklıkla azalmaktadır ki; bu da Eş. 4.21’de verilen negatif sıcaklık katsayısıyla uyum içerisinde olduğunu gösterir. Schottky bariyer diyotlar arasında kıyaslama yapmak gerekirse, Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun potansiyel engel yüksekliğinin sıcaklığa daha az bağlılık gösterdiği söylenebilir. Şekil 4.21’deki Φ_B -T eğrilerinin doğru denklemlerinden 0 K’deki bariyer yüksekliği $\Phi_B(0)$ ve bariyer yüksekliğinin negatif sıcaklık katsayısı α değerleri Al/p-Si Schottky bariyer diyot için sırasıyla 1,027 eV ve -16×10^{-4} eV/K, ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyot için ise sırasıyla 0,807 eV ve $-5,4 \times 10^{-4}$ eV/K olarak elde edilmiştir. Elde edilen α değerleri silisyumun negatif sıcaklık katsayısıyla aynı mertebede olup uyum içerisinde, ayrıca elde edilen $\Phi_B(0)$ değerleri de silisyumun 0 K’deki yasak enerji aralığından küçük olup uyum içerisinde.

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu çalışmada arayüzeyssel bizmut titanat BTO tabakanın Schottky bariyer diyotların elektriksel karakteristikleri üzerindeki etkisini incelemek için Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların üretilmesi, bu diyotların elektriksel karakteristiklerinin birbirleriyle karşılaştırmalı olarak 120K-300K sıcaklık aralığında değerlendirilmesi ve bu sıcaklık aralığından diyotlardaki akım iletim mekanizmalarının incelenmesi amaçlanmıştır. Bu amaç doğrultusunda Gazi Üniversitesi STARLAB olanaklarından faydalanarak Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotlar üretilmiş ve bu diyotların akım-voltaj, kapasitans-voltaj ve iletkenlik-voltaj gibi elektriksel ölçümleri 120 K ile 300 K arasında gerçekleştirilmiştir. Ölçüm verileri kullanılarak Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların temel elektriksel parametreleri hesaplanmış, arayüzeyssel BTO tabakanın ve sıcaklığın bu parametreler üzerindeki etkisi tartışılmıştır.

Öncelikli olarak akım-voltaj verilerinden I-V grafikleri çizilmiş ve üretilen yapıların Schottky bariyer diyot karakteristiklerini sergiledikleri gösterilmiştir. Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun I-V eğrilerinin çift lineer bölge sergilemesinden dolayı bu Schottky bariyer diyotun çift-diyot modeline uyduğu belirtilmiştir. Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun özellikle de düşük sıcaklıklarda Al/p-Si Schottky bariyer diyota kıyasla daha düşük doğrultma oranı değerlerine sahip olmasının temelindeki nedenin, çift-diyot modeline uyan diyotlarından ilk lineer bölgeye karşılık gelen Diyot1'in başarılı bir doğrultma özelliği gösterememesi olduğuna kanaat getirilmiştir. Ayrıca, IR_s 'lik voltaj düşmesinden dolayı I-V eğrilerinin ileri düz beslem bölgesinde bükülmesi seri direnç R_s 'ye atfedilmiştir. R_s ve R_{sh} değerleri Ohm yasası ile pratik bir şekilde elde edilmiş ve daha sonra karşılaştırma amacıyla R_s değerleri aynı zamanda Cheung-Cheung yöntemi kullanılarak da hesaplanmıştır. Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun özellikle de düşük sıcaklıklarda daha düşük R_s değerine sahip olduğu tespit edilmiş ve durum arayüzeyssel BTO tabakaya atfedilmiştir. Her iki Schottky bariyer diyotu için de R_s artan sıcaklıkla beklenildiği gibi azalmıştır.

R_s ve R_{sh} değerleri dikkate alınarak doyum akımı I_0 , idealite faktörü n ve sıfır-beslem potansiyel engel yüksekliği Φ_{B0} değerleri termiyonik emisyon, TE, teorisi ile hesaplanmıştır. Çift-diyot modeline göre bu parametreler Al/BTO/p-Si Schottky bariyer

diyot için iki farklı lineer bölgeden ayrı ayrı elde edilmiştir. Sıcaklıkla artan akım değerlerine paralel olarak I_0 değerleri de artmıştır. Öte yandan, n değerleri sıcaklıkla azalırken Φ_{B0} değerleri ise artmıştır. Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyot için n ve Φ_{B0} değerleri daha büyük elde edilmiş ve bu durum arayüzeyssel BTO tabakaya atfedilmiştir. Çizilen $nkT/q - kT/q$ ve $n_2kT/q - kT/q$ eğrilerinden her iki Schottky bariyer diyotun da $n > 1$ durumunun geçerli olduğu TE'ye uyacak şekilde bu eğriler boyunca lineer davranış sergilemiştir. Ancak, elde edilen Φ_{B0} değerlerinin beklenilenin aksine sıcaklıkla artması ve n değerlerinin 1'den fazlaca büyük olması TE dışında farklı mekanizmaların etkin olacağına işaret etmiştir.

Dolayısıyla akım iletim mekanizmaları hakkında bilgi edinmek için $\ln(I) - \ln(V)$ eğrileri çizilerek uygulanan beslem voltajı boyunca bu eğrilerin lineer bölgeleri saptanmış ve bu bölgelere karşılık gelen eğim değerleri tüm sıcaklık seviyeleri için hesaplanmıştır. Her bir farklı lineer bölgeden, üretilen Schottky bariyer diyotların akım iletim mekanizmasının uygulanan beslem voltajına da bağlı gösterdiği bu eğrilerden görülmüştür. $I \propto V^m$ bağıntısından yola çıkarak elde edilen eğim değerleri m 'den göz önüne alınarak düz beslem bölgesinde omik iletim, uzay yüküyle sınırlı akım SCLC ve tuzak kontrollü uzay yüküyle sınırlı akım TCLC gibi mekanizmaların rol oynadığı saptanmıştır. Schottky bariyer diyotlar arasında karşılaştırılma yapıldığında, arayüzeyssel BTO tabakadan kaynaklı olarak ileri düz beslem değerlerine gittikçe akım iletim mekanizmaları arasında yaşanan geçişler daha yüksek beslem değerlerinde gerçekleşmiştir. Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyot için omik iletimin baskın olduğu beslem voltajı aralığının çift-diyot modeli değerlendirmesi çerçevesinde Diyot 1'e karşılık geldiği görülmüş ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun Diyot 1'e karşılık bölgesinde başarılı bir doğrultmanın gerçekleşmemesinin izahı bu noktada omik iletimle yapılabilmektedir. Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun çift-diyot modelindeki Diyot 2'nin ve Al/p-Si Schottky bariyer diyotun yarılogaritmik I-V eğrilerindeki lineer bölgelerde ise tuzak kontrollü uzay yüküyle sınırlı akım, TCLC, mekanizmasının etkin olduğunun bulunması arayüzey tuzakların her iki Schottky bariyer diyotta da etkin rol oynadığını göstermiştir.

Üretilen Schottky bariyer diyotların hem elektriksel parametreleri hem de akım iletim mekanizmaları üzerinde etkili olan arayüzey tuzakları ve bu tuzakların enerji profili tüm sıcaklık seviyeleri için elde edildiğinde tuzakların beklenildiği üzere alıcı tuzaklar tipinde olduğu görülmüştür. Artan sıcaklıkla D_{it} değerlerinin azalması Schottky bariyer diyotların

moleküler yeniden yapılanma ve düzenlenmesi ile yük taşıyıcılarının termal enerjisindeki artışa atfedilmiştir.

Admitans ölçüm verilerinin yorumlaması sürecinde ise ilk olarak kapasitans-voltaj verilerinin kullanılmasıyla Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyot için düz ve ters beslem yönde C-V eğrileri çizilerek histerezis özelliği kontrol edilmiştir. Histerezis davranışı hem 1 MHz hem de 10 kHz için çizilen C-V eğrilerinde saptanmıştır, dolayısıyla büyütülen arayüzey BTO tabakanın ferroelektrik özelliğe sahip olduğu gösterilmiştir. Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların sıcaklığa bağlı C-V eğrileri çizildiğinde azalan sıcaklık değerleri için kapasitans değerlerinin daha yüksek beslem voltajı değerlerinde doyuma ulaşma eğiliminde olduğu görülmüştür. Bu durumun izahı, azalan sıcaklıkla termal enerjisinin büyük bir kısmını yitiren yük taşıyıcılarının kutuplanabilmek için daha yüksek elektrik alana ihtiyaç duymalarıyla yapılmıştır. Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun yığılma bölgesine daha küçük beslem voltajı değerlerinde ulaşması ise arayüzey BTO tabakanın sahip olduğu yüksek dielektrik katsayısına atfedilmiştir. Al/p-Si Schottky bariyer diyotun C-V eğrilerinin tükenim bölgesinde Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyota kıyasla daha belirgin pik davranışı sergilemesinden dolayı Al/p-Si Schottky bariyer diyotun ölçüm yapılan frekanstaki arayüzey tuzakları yoğunluğunun daha büyük olacağı belirtilmiş, nitekim de çalışmanın ilerleyen kesimlerinde yüksek frekans – düşük frekans yöntemiyle elde edilen D_{it} değerlerinin Al/p-Si Schottky bariyer diyotu için daha büyük olduğu tespit edilmiştir.

C-V ve G-V eğrilerinde görülen kesişme davranışına literatürde de rastlanıldı belirtilmiş ve bu çalışmalarda gibi bu durumun izahı arayüzey tuzakları ve seri direnç etkisiyle yapılmıştır. Kapasitans ve iletkenlik değerlerinin ileri düz beslem bölgesindeki davranışı seri direncin artan sıcaklıkla artabileceğine işaret etmiştir. Admitans yöntemiyle elde edilen R_s değerleri bu öngörüye doğrular nitelikte sıcaklıkla artış göstermiştir. Literatürde de rastlanan bu durum düşük sıcaklıklarda yük taşıyıcılarında donma davranışının görülmeyişine ve arayüzey tuzaklarındaki yük taşıyıcılarının tuzaklardan kaçmak için yeterli büyüklükte enerjiye sahip olmasına atfedilmiştir. Ayrıca, her ne kadar akım ve admitans verilerinden hesaplanan R_s değerlerinin büyüklükleri farklılık gösterse de, her ikisinde de Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun daha düşük R_s değerine sahip olduğu görülmüştür. Ayrıca, a.c. iletkenlik σ_{ac} değerleri kullanılarak çizilen Arrhenius eğrilerinden düz beslemdeki farklı voltajlara ait aktivasyon enerjisi E_a değerleri elde edilmiştir. Beslem

voltajıyla belirgin bir değişiklik göstermemekle birlikte, Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun E_a değerleri Al/p-Si Schottky bariyer diyotunkilerin yarısından daha az olduğu görölmüştür.

Arayüzey tuzaklarının yoğunluğu ve beslem voltajı boyunca dağılımı 10 kHz ve 1 MHz’de ölçülen kapasitans verilerinin yüksek frekans – düşük frekans yönteminde kullanılmasıyla elde edilmiştir. Buradan hesaplanan D_{it} değerleri akım verilerinden hesaplananlara zıt olarak Al/p-Si Schottky bariyer diyot için daha büyük çıkmıştır. Dahası, D_{it} değerleri artan sıcaklıkla artış göstermiştir. Her ne kadar bir uyumsuzluk varmış gibi görünse de aslında Schottky bariyer diyotların D_{it} değerleri arasında oluşan bu farkın, yaşam ömrü ilgili frekans aralığına karşılık gelen arayüzey tuzakları için geçerli olduğu belirtilmiştir. Ayrıca farklı yöntemler ve farkı verilerin (akım ve kapasitans) kullanıldığı göz önüne alınırsa, hesaplanan D_{it} değerlerinin farklılık göstermesi mümkündür.

Bununla birlikte kapasitans verilerinden tükenim kapasitansı ifadesinden faydalanarak Al/p-Si ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların alıcı atomlarının katkı yoğunluğu N_A , difüzyon potansiyeli V_i , tüketim tabakası genişliği W_d , maksimum elektrik alan E_m , Fermi enerjisi E_F , potansiyel engel düşmesi $\Delta\Phi_B$ ve potansiyel engel yüksekliği Φ_B gibi elektriksel parametreleri hesaplanmıştır. Bu parametrelerin sıcaklığa bağlı davranışı incelendiğinde; E_F hariç diğer parametrelerin genel olarak artan sıcaklıkla azalırken, Al/p-Si Schottky bariyer diyotun N_A değerlerinin ve Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotun W_d değerlerinin sıcaklıkla birlikte belirgin bir davranışı bulunmadığı görölmüştür. Φ_B değerleri silisyumun yasak enerji aralığının sıcaklığa verdiği tepkiye uyum gösterecek şekilde artan sıcaklıkla azalmıştır ve her iki Schottky bariyer diyot için de elde edilen negatif sıcaklık katsayısı literatürle uyum içerisinde olduğu görölmüştür.

Sonuç olarak oda sıcaklığının altındaki ölçüm sıcaklık aralığında (120 K – 300 K) elde edilen deneysel veriler, arayüzey BTO tabakanın büyütölmesinin Schottky bariyer diyotun elektriksel karakteristiklerinde bazı gelişmelere neden olduğunu ortaya koymuştur. Bu çalışmaya ek olarak oda sıcaklığının üzerinde Al/BTO/p-Si Schottky bariyer diyotların karakterizasyonu yapılabilir. $T_c=675$ °C’ye kadar arayüzey BTO tabaka ferroelektrik özelliğini koruyacağından bu tip MFS Schottky bariyer diyotların yüksek sıcaklık limitinde nasıl davrandığı tespit edilebilir, zira literatürde bu yönde yapılmış çalışması sayısı azdır. Dahası, bu çalışmanın farklı kalınlıklara sahip BTO tabakalı Al/BTO/p-Si Schottky bariyer

diyotlar üzerinde tekrarlanması ve/veya BTO/p-Si arayüzüne çok ince bir tampon tabaka büyütülerek tekrarlanması suretiyle; doğrultma oranı, arayüzey tuzaklarının yoğunluğu gibi bazı parametrelerde iyileştirme çalışmalarının yapılmasının literatüre ek katkı sağlayacağı düşünülmektedir.





KAYNAKLAR

- Altındal, Ş. (1993). *Al-SiO_x-pSi Aygıtların ve Güneş Pillerinin Elektriksel Karakteristikleri*. Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 52–74.
- Altındal, Ş., Parlaktürk, F., Tataroğlu, A., Parlak, M., Sarmasov, S. N. and Agasiev, A. A. (2008). The Temperature Profile and Bias Dependent Series Resistance of Au/Bi₄Ti₃O₁₂/SiO₂/n-Si (MFIS) Structures. *Vacuum*, 82(11), 1246–2510.
- A-Paz de Araujo, C., Cuchiari, J. D., McMillan, L. D., Scott, M. C. and Scott, J. F. (1995). Fatigue Free-ferroelectric Capacitors with Platinum Electrodes. *Letters to Nature*, 374, 627–629.
- Arslan, E., Şafak, Y., Altındal, Ş., Kelekçi, Ö. and Özbay, E. (2010). Temperature Dependent Negative Capacitance Behavior in (Ni/Au)/AlGaIn/GaN Heterostructures. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 356(20-22), 1006–1011.
- Aurivillius, B. (1949). Mixed Bismuth Oxides with Layer Lattices-II. Structure of Bi₄Ti₃O₁₂. *Arkiv för Kemi*, 1, 499–512.
- Aydemir, U., Taşcıoğlu, İ., Altındal, Ş. and Uslu, İ. (2013). A Detailed Comparative Study on the Main Electrical Parameters of Au/n-Si and Au/PVA, Zn/n-Si Schottky Barrier Diodes. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 16(6), 1865–1872.
- Bengi, A., Altındal, Ş., Özçelik, S., Agaliyeva, S. T. and Mammadov, T. S. (2008). Analysis of Temperature Dependent Electrical Characteristics of Au/n-GaAs/GaAs Structures in a Wide Temperature Range. *Vacuum*, 83(2), 276–281.
- Bengi, S. and Bülbül, M. M. (2013). Electrical and Dielectric Properties of Al/HfO₂/p-Si MOS Device at High Temperatures. *Current Applied Physics*, 13(8), 1819–1825.
- Bethe, H. A. (1942). Theory of the Boundary Layer of Crystal Rectifiers. *Radiation Laboratory Report*, 43, 12.
- Bohlin, K. E. (1986). Generalized Norde Plot Including Determination of the Ideality Factor. *Journal of Applied Physics*, 60(3), 1223–1224.
- Braun, F. (1875). Über die Stromleitung durch Schwefelmetalle. *Annalen der Physik*, 229(12), 556–563.
- Bülbül, M. M., Altındal, Ş., Parlaktürk, F. and Tataroğlu, A. (2011). The Density of Interface States and Their Relaxation Times in Au/Bi₄Ti₃O₁₂/SiO₂/n-Si(MFIS) Structures. *Surface and Interface Analysis*, 43(13), 1561–1565.
- Busch, G. (1989). Early History of the Physics and Chemistry of Semiconductors – From Doubts to Fact in a Hundred Years. *European Journal of Physics*, 10(4), 254–263.
- 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(10), 1589–1601.

- Castagné, R. and Vapaille, A. (1971). Description of the SiO Interface Properties by Means of Very Low Frequency MOS Capacitance Measurements. *Surface Science*, 28(1), 157–193.
- Chang, C. Y. and Sze, S. M. (1970). Carrier Transport across Metal-Semiconductor Barriers, *Solid State Electronics*, 13(6), 727–740.
- Chattopadhyay, P. and Raychaudhuri, B. (1993). Frequency Dependence of Forward Capacitance-Voltage Characteristics of Schottky Barrier Diodes. *Solid-State Electronics*, 36(4), 605–610.
- Chattopadhyay, P. and Raychaudhuri, B. (1992). Origin of the Anomalous Peak in the Forward Capacitance-Voltage Plot of a Schottky Barrier Diode. *Solid-State Electronics*, 35(6), 875–878.
- Chen, K. H., Diao, C. C., Yang, C. F. and Wang, B. X. (2009). Electrical Characteristics of Bi₄Ti₃O₁₂ Ferroelectric Thin Films Annealed under Different Temperature for Applications in Nonvolatile Memory Devices. *Ferroelectrics*, 385, 46–53.
- Cheng, J. Y., Lu, H. T. and Hwu, J. G. (2010). Metal-oxide-Semiconductor Tunneling Photodiodes with Enhanced Deep Depletion at Edge by High-k Material. *Applied Physics Letters*, 96(23), 233506.
- Cheung, S. K. and Cheung, N. W. (1986). Extraction of Schottky Diode Parameters from Forward Current-Voltage Characteristics. *Applied Physics Letters*, 49(2), 85–87.
- Crowell, C.R. (1977). The Physical Significance of the T_0 Anomalies in Schottky Barriers. *Solid State Electronics*, 20(3), 171–175.
- Crowell, C.R. and Rideout, V.L. (1969). Normalized Thermionic-Field Emission in Metal Semiconductor Barriers. *Solid State Electronics*, 12(2), 89–105.
- Crowell, C.R. and Sze, S.M. (1966). Current Transport in Metal-Semiconductor Barriers. *Solid State Electronics*, 9(11-12), 1035–1048.
- Cummins, S. E. and Cross, L. E. (1968). Electrical and Optical Properties of Ferroelectric Bi₄Ti₃O₁₂ Single Crystals. *Journal of Applied Physics*, 39(5), 2268–2274.
- Demirezen, S., Altındal, Ş. and Uslu, İ. (2013). Two Diodes Model and Illumination Effect on the Forward and Reverse Bias I-V and C-V Characteristics of Au/PVA (Bi-doped)/n-Si Photodiode at Room Temperature. *Current Applied Physics*, 13(1), 53–59.
- Dorrian, J. F., Newnham, R. E., Smith, D. K. and Kay, M. I. (1972). Crystal Structure of Bi₄Ti₃O₁₂. *Ferroelectrics*, 3(1), 17–27.
- Du, V. Y., Fang, J., Zhang, M., Hong, J., Yin, Z. and Zhang, Q. (2002). Phase Character and Structural Anomaly of Bi₄Ti₃O₁₂ Nanoparticles Prepared by Chemical Coprecipitation. *Materials Letters*, 57(4), 802–806.

- Du, X. and Chen, I. W. (1998). Ferroelectric Thin Films of Bismuth-Containing Layered Perovskites: Part I, $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$. *Journal of the American Ceramic Society*, 81(12), 3253–3259.
- Durmuş, P., Yıldırım, M. and Altındal, Ş. (2013). Controlling the Electrical Characteristics of Al/p-Si Structures through $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ Interfacial Layer. *Current Applied Physics*, 13(8), 1630–1636.
- Ejderha, K., Yıldırım, N., Türüt, A. and Abay, B. (2012). Influence of Interface States on the Temperature Dependence and Current–Voltage Characteristics of Ni/p-InP Schottky Diodes. *Superlattices and Microstructures*, 47(2), 241–252.
- Evans, D. A., McGlynn, A. G., Towlson, B. M., Gunn, M., Jones, D., Jenkins, T. E., Winter R. and Poolton, N. R. J. (2007). Determination of the Optical Band-gap Energy of Cubic and Hexagonal Boron Nitride Using Luminescence Excitation Spectroscopy. *Journal of Physics-Condensed Matter*, 20(7), 075233–075239.
- Fall, C. J., Binggeli, N. and Baldereschi, A. (1998). Anomaly in the Anisotropy of the Aluminum Work Function. *Physical Review B*, 58(12), R7544–R7547.
- Farag, A. A. M., Gündüz, B., Yakuphanoglu, F. and Farooq, W. A. (2010). Controlling of Electrical Characteristics of Al/p-Si Schottky Diode by Tris (8-hydroxyquinolino) Aluminum Organic Film. *Synthetic Metals*, 160(23-24), 2559–2563.
- Fouskova, A. and Cross, L. E. (1970). Dielectric Properties of Bismuth Titanate. *Journal of Applied Physics*, 41(7), 2834–2838.
- Gautam, P., Bhattacharyya, S., Singh, S. K. and Tandon, R. P. (2010). Fabrication and Characterization of Bismuth Lanthanum Titanate ($\text{Bi}_{3.25}\text{La}_{0.75}\text{Ti}_3\text{O}_{12}$) Thin Films for FeRAM Devices. *Integrated Ferroelectrics*, 122(1), 63–73.
- Gökçen, M. and Yıldırım, M. (2012). Investigation of Inhomogeneous Barrier Height of $\text{Au/Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}/\text{n-Si}$ Structure through Gaussian Distribution of Barrier Height. *Chinese Physics B*, 21(12), 128502.
- Ham, J. H., Jung, J. H., Kim, H. J., Lee, D. U. and Kim, T. W. (2008). Electrical Properties and Operating Mechanisms of Nonvolatile Organic Memory Devices Fabricated Utilizing Hybrid Poly (N-vinylcarbazole) and C_{60} Composites. *Japanese Journal of Applied Physics*, 47(6), 4988–4991.
- Herbert, J. M. (1982). *Ferroelectric Transducers and Sensors, Electrocomponent Science Monographs* (Third Volume). New York: Gordon and Breach, 291,298.
- Hill, W.A. and Coleman, C.C. (1980). A Single-Frequency Approximation for Interface-State Density Determination. *Solid State Electronics*, 23(9), 987–993.
- Hirai, T., Fujisaki, Y., Nagashima, K., Koike, H. and Tarui, Y. (1997). Preparation of $\text{SrBi}_2\text{Ta}_2\text{O}_9$ Film at Low Temperatures and Fabrication of a Metal/Ferroelectric/Insulator/Semiconductor Field Effect Transistor Using $\text{Al/SrBi}_2\text{Ta}_2\text{O}_9/\text{CeO}_2/\text{Si}(100)$ Structures. *Japanese Journal of Applied Physics*, 36, 5908–5911.

- Ho, P. S., Yang, E. S., Evans, H. L. and Wu, X. (1986). Electronic States at Silicide-Silicon Interfaces. *Physical Review Letters*, 56(2), 177–180.
- Hudait, M. K. and Krupanidhi, S. B. (2000). Effects of Thin Oxide in Metal-Semiconductor and Metal-Insulator-Semiconductor epi-GaAs Schottky Diodes. *Solid State Electronics*, 44(6), 1089–1097.
- Jiang, A. Q., Li, G. H. and Zhang, L. D. (1998). Dielectric Study in Nanocrystalline $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ Prepared by Chemical Coprecipitation. *Journal of Applied Physics*, 83(9), 4878–4883.
- Jo, W., Cho, H.J., Noh, T. W., Kim, B. I., Kim, D.Y., Khim, Z. G. and Kwun, S.I. (1993). Structural and Electro-Optic Properties of Pulsed Laser Deposited $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ Thin Films on MgO. *Applied Physics Letters*, 63(16), 2198–2200.
- Joung, D., Chunder, A., Zhai, L. and Khondaker S. I. (2010). Space Charge Limited Conduction with Exponential Trap Distribution in Reduced Graphene Oxide Sheets. *Applied Physics Letters*, 97(9), 093105.
- Kaya, A., Altındal, Ş., Asar, Y., Ş. and Sönmez, Z. (2013). On the Voltage and Frequency Distribution of Dielectric Properties and ac Electrical Conductivity in Al/SiO₂/p-Si (MOS) Capacitors. *Chinese Physics Letters*, 30(1), 017301.
- Kim, Y. J., Hyun, J. W., Kim, H. S., Lee, J. H., Yun, M. Y., Noh S. J. and Ahn Y. H. (2009). Microstructural Characterization and Dielectric Properties of Barium Titanate Solid Solutions with Donor Dopants. *Bulleting of the Korean Chemical Society*, 30(6), 1267–1273.
- Kumar, A. A., Rao, L. D., Reddy, V. R. and Choi, C. J. (2013). Analysis of Electrical Characteristics of Er/p-InP Schottky Diode at High Temperature Range. *Current Applied Physics*, 13(6), 975–980.
- Laeri, F., Schüth, F., Simon, U. and Wark, M. (Editors) (2003). *Host-Guest-Systems Based on Nanoporous Crystals*. Weinheim: Wiley, 145,160,436.
- Lazarević, Z., Stojanovi, B. D. and Varela, J. A. (2005). An Approach to Analyzing Synthesis, Structure and Properties of Bismuth Titanate Ceramics. *Science of Sintering*, 37(3), 199–216.
- Lehovec, K. and Slobodskoy, A. (1963). Field Effect-Capacitance Analysis of Surface States on Silicon. *Physica Status Solidi A*, 3(3), 447–464.
- Li, J., Tang, A., Li, X., Cao, Y., Wang, M., Ning, Y., Lv, L., Lu, Q., Lu, Y., Hu, Y., Hou, Y. and Teng, F. (2014). Negative Differential Resistance and Carrier Transport of Electrically Bistable Devices Based on Poly (N-vinylcarbazole)-Silver Sulfide Composites. *Nanoscale Research Letters*, 9(1), 128–132.
- Masuda, Y., Masumoto, H., Baba, A., Goto, T. and Hira, T. (1992). Crystal Growth, Dielectric and Polarization Reversal Properties of $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ Single Crystal. *Japanese Journal of Applied Physics*, 31, 3108–3112.

- Matsui, Y., Okuyama, M., Noda, M. and Hamakawa, Y. (1982). A Study of Electronic States Near the Interface in Ferroelectric-Semiconductor Heterojunction Prepared by rf Sputtering of PbTiO_3 . *Applied Physics A-Materials Science & Processing*, 28(3), 161–166.
- Mayergoyz, I. and Bertotti, G. (Editors) (2005). *Hysteresis in Piezoelectric and Ferroelectric Materials: The Science of Hysteresis* (Third Volume). Holland: Elsevier, 350.
- Megrache, A., Lebrun, L. and Troccaz, M. (1999). Materials of $\text{Bi}_3\text{Ti}_4\text{O}_{12}$ Type for High Temperature Acoustic Piezo-sensors. *Sensors and Actuators*, 78(2-3), 88–91.
- Milnes, A. G. (1972). *Heterojunctions and Metal Semiconductor Junctions* (First edition). New York: Academic Press, 172.
- Moll, J. L. (1959). Variable Capacitance with Large Capacity Change. *IRE Wescon Convention Record*, 3, 32–36.
- Moll, J. L. and Tarui, Y. (1963). A New Solid State Memory Resistor. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 10(5), 338–339.
- Mott, N. F. (1938). Note on the Contact between a Metal and an Insulator or Semiconductor. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 34(4), 568–572.
- Mott, N. F. and Gurney, R. W. (1948). *Electronic Processes in Ionic Crystals* (Second edition). Oxford: Clarendon Press, 172.
- Nasim, F. and Bhatti, A. S. (2013). Influence of Different Metal Over-Layers on the Electrical Behaviour of the MIS Schottky Diodes. *International Journal of Electronics*, 100(9), 1228–1239.
- Neamen, D. A. (1997). *Semiconductor Physics and Devices: Basic Principles* (Second edition). New York: Mc Graw-Hill, 10,340,474.
- Newnham, R. E., Wolfe, R. W. and Dorrian, J. F. (1971). Structural Basis of Ferroelectricity in the Bismuth Titanate Family. *Materials Research Bulletin*, 6(10), 1029–1039.
- Nicollian, E. H. and Brews, J. R. (1982). *MOS Physics and Technology*. New York: Wiley, 285–318.
- Nicollian, E. H. and Goetzberger, A. (1965). MOS Conductance Technique for Measuring Surface State Parameters. *Applied Physics Letters*, 7(1), 216–219.
- Norde, H. (1979). A Modified Forward I - V plot for Schottky Diodes with High Series Resistance. *Journal of Applied Physics*, 50(7), 5052–5053.
- Padovani, F.A. and Stratton, R. (1966). Field and Thermionic-Field Emission in Schottky Barriers. *Solid State Electronics*, 9(7), 695–707.

- Park, B. H., Kang, B. S., Bu, S. D., Noh, T. W., Lee, J. and Jo, W. (1999). Lanthanum-Substituted Bismuth Titanate for Use in Non-Volatile Memories. *Letters to Nature*, 401, 682–684.
- Parlaktürk, F. Altındal, Ş., Tataroğlu, A., Parlak, M. and Agasiev, A. A. (2008). On the Profile of Frequency Dependent Series Resistance and Surface States in Au/Bi₄Ti₃O₁₂/SiO₂/n-Si (MFIS) Structures. *Microelectronic Engineering*, 85(1), 81–88.
- Patwardhan, J. S. and Rahaman, M. N. (2004). Compositional Effects on Densification and Microstructural Evolution of Bismuth Titanate. *Journal of Materials Science*, 39(1), 133–139.
- Pelletier, J., Gervais D. and Pomot, C. (1984). Application of Wide-Gap Semiconductors to Surface Ionization: Work functions of AlN and SiC single crystals. *Journal Applied Physics*, 55, 994–1002.
- Perlin, J. (2002). *From Space to Earth: The Story of Solar Electricity*. Cambridge: Harvard University Press, 17.
- Pfann, W. G. and Garrett, C. G. B. (1959). Semiconductor Varactor Using Space-Charge Layers. *Proceedings of the IRE*, 47, 2011.
- Pintilie, L., Pintilie, I. and Botila, T. (1999). Photoelectric Properties of Sandwich Au/Bi₄Ti₃O₁₂/Si/Al Heterostructures. *Semiconductor Science & Technology*, 14(10), 928–935.
- Radziemska, E. (2005). Dark I–U–T Measurements of Single Crystalline Silicon Solar Cells. *Energy Conversion Management*, 46(9-10), 1485–1494.
- Reddy, D. S., Reddy, M. S. P. and Reddy V. R. (2011). Analysis of Current-Voltage-Temperature (I-V-T) and Capacitance-Voltage-Temperature (C-V-T) Characteristics of Pt/Ti Schottky Contacts on n-type InP. *Optoelectronics and Advanced Materials-Rapid Communications*, 5(3-4), 448–454.
- Reddy, N. N. K. and Reddy, V. R. (2012). Barrier Characteristics of Pt/Ru Schottky Contacts on n-type GaN Based on I–V–T and C–V–T Measurements. *Bulletin of Materials Science*, 35(1), 53–61.
- Rhoderick, E. H. and Williams, R. H. (1988). *Metal Semiconductor Contacts*. Oxford: Clarendon Press, 257–264.
- Rideout, V.L. and Crowell, C.R. (1970). Effects of Image Force and Tunneling on Current Transport in Metal-Semiconductor (Schottky Barrier) Contacts. *Solid State Electronics*, 13(7), 993–1009.
- Round, H. J. (1907). A Note on Carborundum. *Electrical World*, 19, 309.
- Saito, S., Fukunaga, O. and Yoshikawa, M. (Editors) (1990). *Science and Technology of New Diamond*. Tokyo: Terra Scientific Publishing Company, 299.

- Sato, K. and Yasumura, Y. (1985). Study of Forward I-V plot for Schottky Diodes with High Series Resistance. *Journal of Applied Physics*, 58(9), 3655–3657.
- Schottky, W. (1938). Halbleitertheorie der Sperrschicht. *Naturwissenschaften*, 26(52), 843.
- Schottky, W., Strömer, R., Waibel, F. (1931). *Hochfrequenztechnik*, 37, 162–165.
- Schwoerer, M. and Wolf, H. C. (2008). *Organic Molecular Solids*. New York: Wiley, 300.
- Sedlar, M. and Sayer, M. (1996). Structural and Electrical Properties of Ferroelectric Bismuth Titanate Thin Films Prepared by the Sol Gel Method. *Ceramics International*, 22(3), 241–247.
- Sharma, B. L. (1984). *Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Application*. New York: Plenum, 3,4,20,28,29,34,42,44,46-48,50.
- Shi, Y., Cao, C. and Feng, S. (2000). Hydrothermal Synthesis and Characterization of $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$. *Materials Letters*, 46(5), 270–273.
- Shockley, W. (1939). On the Surface States Associated with a Periodic Potential. *Physical Review*, 56(4), 317–323.
- Sinharoy, S., Buhay, H., Lampe, D. R. and Francombe, M. H. (1992). Integration of Ferroelectric Thin Films into Nonvolatile Memories. *Journal of Vacuum Science & Technology A*, 10(4), 1554–1561.
- Subbarao, E. C. (1962). A Family of Ferroelectric Bismuth Compounds. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 23(6), 665–676.
- Subbarao, E.C. (1961). Ferroelectricity in $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ and Its Solid Solutions. *Physical Review*, 122(3), 804–807.
- Sugibuchi, K., Kurogi, Y. and Endo, N. (1975). Ferroelectric Field-Effect Memory Device Using $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ Film. *Journal of Applied Physics*, 46(7), 2877–2881.
- Sze, S. M. (1981). *Physics of Semiconductor Devices* (Second edition). New York: John Wiley & Sons, 23,24,85,148,154,155,157,159,161,164,166,197,202,203,205, 213–216.
- Takenaka, T. and Sakata, K. (1984). Grain Orientation Effects on Electrical Properties of Bismuth Layer-Structured Ferroelectric $\text{Pb}_{(1-x)}(\text{NaCe})_{x/2}\text{Bi}_4\text{Ti}_4\text{O}_{15}$ Solid Solution. *Japanese Journal of Applied Physics*, 55(4), 1092–1099.
- Tamm, I. (1932). Über eine mögliche Art der Elektronenbindung an Kristalloberflächen. *Zeitschrift für Physik*, 76(11-12), 849–850.
- Tataroğlu, A. (2013). Comparative Study of the Electrical Properties of Au/n-Si (MS) and Au/ Si_3N_4 /n-Si (MIS) Schottky diodes. *Chinese Physics B*, 22(6), 068402.

- Tataroğlu, A., Altındal, Ş., Aydemir, U. and Uslu H. (2010). The Effects of Series Resistance on the Forward Bias I-V Characteristics in Au/Bi₄Ti₃O₁₂/SnO₂ (MFM) structures. *Optoelectronics and Advanced Materials-Rapid Communications*, 4(5), 616–619.
- Terman, L. M. (1962). An Investigation of Surface States at a Silicon/Silicon Oxide Interface Employing Metal-Oxide-Silicon Diodes. *Solid State Electronics*, 5(5), 285–299.
- Tunç, T., Altındal, Ş., Dökme, İ. and Uslu, H. (2011). Anomalous Peak in the Forward-Bias C–V Plot and Temperature-Dependent Behavior of Au/PVA(Ni,Zn-doped)/n-Si(111) Structures. *Journal of Electronic Materials*, 40(2), 157–164.
- Umabala, A. M., Suresh, M. and Prasadaraio, A. V. (2000). Bismuth Titanate from Coprecipitated Stoichiometric Hydroxide Precursors. *Materials Letters*, 44(3-4), 175–180.
- Valasek, J. (1921). Piezo-Electric and Allied Phenomena in Rochelle Salt. *Physical Review*, 17(4), 475–481.
- Van Uitert, L. G. and Egerton, L. (1961). Bismuth Titanate. A Ferroelectric. *Journal of Applied Physics*, 32(5), 959.
- Villegas, M., Caballero, A. C., Moure, C., Duran, P. and Fernandez, J. F. (1999). Factors Affecting the Electrical Conductivity of Donor-Doped Bi₄Ti₃O₁₂ Piezoelectric Ceramics. *Journal of the American Ceramic Society*, 82(9), 2411–2416.
- Wagle, S. and Shiroadkar, V. (2000). Space-Charge-Limited Conduction in Thin Film Al/Sb₂Pb₁Se₇/Al Devices. *Brazilian Journal of Physics*, 30(2), 380–385.
- Wolf, M. and Rauschenbach, H. (1963). Series Resistance Effects on Solar Cell Measurements. *Advanced Energy Conversion*, 3(2), 455–479.
- Wu, S. Y. (1974). A New Ferroelectric Memory Device, Metal-Ferroelectric-Semiconductor Transistor. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 21(8), 499–504.
- Wu, S. Y., Takei, W. J. and Francombe, H. M. (1973). Electro-Optic Contrast Observations in Single-Domain Epitaxial Films of Bismuth Titanate. *Applied Physics Letters*, 22(1), 26–28.
- Wu, S. Y., Takei, W. J. and Francombe, H. M. (1975). Optical Switching Characteristics of Epitaxial Bismuth Titanate Films for Matrix-Addressed Displays. *Ferroelectrics*, 10(1), 209–213.
- Xie, L., Ma, J., Zhao, Z., Tian, H., Zhou, J., Wang, Y., Tao, J. and Zhu, X. (2006). A Novel Method for the Preparation of Bi₄Ti₃O₁₂ Nanoparticles in w/o Microemulsion. *Colloids and Surfaces A-Physicochemical and Engineering Aspects*, 280(1-3), 232–236.

- Yang, C. H., Wang, Z., Zhai, J. P., Ma, G. P., Sun, X. Q., Yi, X. J. and Han J. R. (2004). Properties of Nd-doped $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ Thin Films Grown by Metalorganic Solution Decomposition. *Journal of Crystal Growth*, 264(1-3), 312–315.
- Yao, W. F., Wang, H., Xu, X. H., Cheng, X. F., Huang, J., Shang, S. X., Yang, X. N. and Wang, M. (2003). Photocatalytic Property of Bismuth Titanate $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ Crystals. *Applied Catalysis A-General*, 243(1), 185–190.
- Yao, Y. Y., Song, C. H., Bao, P., Su, D., Lu, X. M., Zhu, J. S. and Wang, Y. N. (2004). Doping Effect on the Dielectric Property in Bismuth Titanate. *Journal of Applied Physics*, 95(6), 3126–3130.
- Yıldırım, M. (2010). *Au/SiO₂/n-Si (MYT) Yapıların Elektriksel Parametrelerinin Sıcaklığa Bağlı İncelenmesi*. Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 10–22.
- Yıldırım, M., Durmuş, P. and Altındal, Ş. (2013). Analysis of Temperature Dependent Interface States, Series Resistance and AC Electrical Conductivity of Al/p-Si and Al/ $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ /p-Si Structures Using Admittance Spectroscopy Method. *Chinese Physics B*, 22(10), 108502.
- Yıldırım, M. and Gökçen, M. (2012). Controlling the Electrical Characteristics of Au/n-Si Structures by Interfacial Insulator Layer. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 15(4), 406–411.
- Yücedağ, İ. (2007). *Metal-Yalıtkan-Yarıiletken (MIS) Yapılarda Elektrik ve Dielektrik Özelliklerinin Sıcaklık ve Frekansa Bağlı İncelenmesi*. Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 23–24.
- Zhou, Q., Kennedy, B. J. and Howard, C. J. (2003). Structural Studies of the Ferroelectric Phase Transition in $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$. *Chemistry of Materials*, 15(26), 5025–5028.



ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : YILDIRIM, Mert
 Uyruğu : T.C.
 Doğum tarihi ve yeri : 09/03/1983 Çankırı
 Medeni hali : Bekar
 Telefon : 0 (532) 773 17 25
 e-posta : mertyildirim@hotmail.com



Eğitim

Derecesi	Eğitim Birimi	Mezuniyet Tarihi
Doktora	Gazi Üniversitesi / Fizik Bölümü	Devam Ediyor
Yüksek lisans	Gazi Üniversitesi / Fizik Bölümü	Ocak 2011
Lisans	Boğaziçi Üniversitesi / Fizik Öğretmenliği Bölümü	Temmuz 2007

Yabancı Dil

İngilizce

Yayınlar

1. Yıldırım, M., Gökçen, M. (2014). A comparative study regarding effects of interfacial ferroelectric $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ (BTO) layer on electrical characteristics of Au/n-Si structures. *Bulletin of Materials Science*, 37(2), 257–262.
2. Yıldız, D. E., Yıldırım, M., Gökçen, M. (2014). Investigation on Dielectric Properties of Atomic Layer Deposited Al_2O_3 Dielectric Films. *Journal of Vacuum Science and Technology A*, 32(3), 031509
3. Yıldırım, M., Gökçen M., Demir, A., Allı, A., Allı, S., S., Hazer, B. (2014). UV illumination effects on electrical characteristics of metal-polymer-semiconductor diodes fabricated with new poly(propylene glycol)-b-polystyrene block copolymer. *Composites Part B-Engineering*, 57, 8–12.
4. Yıldırım, M., Durmuş, P., Altındal, Ş. (2013). Analysis of Temperature Dependent Interface States, Series Resistance and AC Electrical Conductivity of Al/p-Si and Al/ $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ /p-Si Structures Using Admittance Spectroscopy Method. *Chinese Physics B*, 22(10), 108502.

5. Durmuş, P., Yıldırım, M., Altındal, Ş. (2013). Controlling the Electrical Characteristics of Al/p-Si Structures through $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ Interfacial Layer. *Current Applied Physics*, 13(8), 1630–1636.
6. Köysal, O., Gökçen, M., Yıldırım, M. (2013). The Fe_3O_4 nanoparticle doping effect in liquid crystal on electrical and dielectric properties. *Canadian Journal of Physics*, 91(5), 420–423.
7. Gökçen, M., Yıldırım, M. (2012). Investigation of the Inhomogeneous Barrier Height of an $\text{Au/Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}/\text{n-Si}$ Structure through Gaussian Distribution of Barrier Height. *Chinese Physics B*, 21(12), 128502.
8. Gökçen, M., Yıldırım, M., Köysal, O. (2012). Dielectric and AC Electrical Conductivity Characteristics of Liquid Crystal Doped with Graphene. *European Physical Journal-Applied Physics*, 60(3), 30104.
9. Yıldırım, M., Gökçen, M. (2012). Controlling the Electrical Characteristics of Au/n-Si Structures by Interfacial Insulator Layer. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 15(4), 406–411.
10. Gökçen, M., Köysal, O., Yıldırım, M., Altındal, Ş. (2012). The Effect of Side-Chain Liquid Crystalline Concentration in Liquid Crystal on Dielectric Properties. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 73(8), 987–991.
11. Uslu, H., Yıldırım, M., Altındal, Ş., Durmuş, P. (2012). The Effect of Gamma Irradiation on Electrical and Dielectric Properties of Organic-Based Schottky Barrier Diodes (SBDs) at Room Temperature. *Radiation Physics and Chemistry*, 81(4), 362–369.
12. Yıldırım, M., Eroğlu, A., Altındal, Ş., Durmuş, P. (2011). On the Profile of Temperature and Voltage Dependence of Interface States and Resistivity in Au/n-Si Structure with 79 Angstrom Insulator Layer Thickness. *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, 13(1-2), 98–105.

Bildiriler

1. Durmuş, P., Yıldırım, M. (2014). The effects of Series Resistance and Interface Trap on Current-Voltage (I-V) Characteristics in Au/n-Si (111) Schottky Barrier Diodes (SBDs) at Low Temperatures. *International Semiconductor Science & Technology Conference*. (Sözlü)
2. Tataroğlu, A., Yıldırım, M. (2014). Dielectric Characteristics of Gamma Irradiated MOS Capacitor. *International Semiconductor Science & Technology Conference*. (Sözlü)

3. Yıldırım, M., Durmuş, P. (2010). Frequency Dependent Electrical Characteristics of Au/Bi₄Ti₃O₁₂(BTO)/p-Si Metal-Ferroelectric-Semiconductor (MFS) Structures, *Türk Fizik Derneği 28. Uluslararası Fizik Kongresi*. (Poster)
4. Yıldırım, M., Gökçen, M. (2010). The Interfacial Insulator Layer And Series Resistance Effect on Electrical Characteristics of Au/n-Si Structures, *Türk Fizik Derneği 28. Uluslararası Fizik Kongresi*. (Poster)

Projeler

1. İletken Polimer Tabanlı Organik Alan Etkili Transistör Üretimi ve Elektriksel Karakterizasyonu, (2013). *Düzce Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi*, 2013.05.02.195. (Araştırmacı).
2. Organik Ara Yüzeyli Diyotların Optoelektronik Karakterizasyonu, (2012). *Düzce Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi*, 2012.05.02.110. (Araştırmacı).
3. Ferroelektrik (Bi₃Ti₄O₁₂) Arayüzey Tabakalı Yapıların Hazırlanması ve Elektronik Parametrelerinin İncelenmesi, (2011). *Gazi Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi*, FEF.05/2011-25. (Araştırmacı).
4. Fitalosiyanın ve Nano Parçacık Katkılı Sıvı Kristallerin UV ışık Altında Elektro-Optik Özelliklerinin İncelenmesi, (2011). *Düzce Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi*, 2011.05.02.073. (Araştırmacı).



GAZİ GELECEKTİR..