

**Al/ SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) YAPILARIN AKIM-İLETİM MEKANİZMASI VE  
ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN SICAKLIĞA BAĞLI  
İNCELENMESİ**

**Dilber Esra YILDIZ**

**DOKTORA TEZİ  
FİZİK BÖLÜMÜ**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**HAZİRAN 2008  
ANKARA**

Dilber Esra YILDIZ tarafından hazırlanan Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) YAPILARIN AKIM-İLETİM MEKANİZMASI VE ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN SICAKLIĞA BAĞLI İNCELENMESİ adlı bu tezin Doktora Tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL  
Tez Yöneticisi

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

Başkan: : Prof. Dr. Mehmet PARLAK

Üye : Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL

Üye : Prof. Dr. Tofiq MAMMADOV

Üye : Prof. Dr. Bilal GÜNEŞ

Üye : Doç. Dr. M. Mahir BÜLBÜL

Tarih : 05 / 06 / 2008

Bu tez, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygundur.

## **TEZ BİLDİRİMİ**

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

Dilber Esra YILDIZ

**Al/ SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) YAPILARIN AKIM İLETİM MEKANİZMASI VE  
ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN SICAKLIĞA BAĞLI İNCELENMESİ  
(Doktora Tezi)**

**Dilber Esra YILDIZ**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**Haziran 2008**

**ÖZET**

Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si metal-yalıtkan-yarıiletken (MYY) yapıların/Schottky diyotların akım-voltaj (I-V), kapasitans-voltaj (C-V), kondüktans-voltaj (G/w-V) karakteristikleri, 80-400 K sıcaklık aralığında ölçüldü. Termiyonik emisyon (TE) teorisine göre; I-V karakteristiklerinden elde edilen sıfır beslem engel yüksekliği ( $\Phi_{B0}$ ) ve idealite faktörünün (n) sıcaklığa bağlı olduğu gözlemlendi.  $\Phi_{B0}$ 'nin artan sıcaklıkla artmasına karşın n'nün azalmakta olduğu gözlemlendi. Aynı zamanda aktivasyon enerjisi / Richardson grafiğinin oda sıcaklığının altındaki sıcaklıklarda doğrusallıktan saptığı gözlemlendi. Bu şekildeki davranış, Al/p-Si arayüzeydeki Schottky engel homojensizliğine atfedildi. Bu engel homojensizliğinin bir Gaussian dağılım (GD) gösterdiğine delil elde etmek için  $\Phi_{B0} - q/2kT$  grafiği çizildi ve bu grafikten ortalama engel yüksekliği  $\overline{\Phi}_{B0} = 1.136$  eV, standart sapmanın ise  $\sigma_0 = 0.159$  V civarında olduğu gözlemlendi. Böylece modifiye edilen  $[\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_0^2 / 2k^2 T^2] - q/kT$  grafiğinden,  $\overline{\Phi}_{B0}$  ve Richardson sabiti  $A^*$  değerleri sırasıyla, 1.138 eV ve  $37.23 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$  olarak elde edildi. Bu değer p-Si için bilinen  $32 \text{ A K}^{-2} \text{ cm}^{-2}$  teorik Richardson sabiti değerine oldukça yakındır. Sonuç olarak, Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MIS) yapıların doğru-beslem I-V karakteristiklerinin sıcaklığa bağlılığı, engel yüksekliklerinin TE mekanizması temelinde bir GD ile başarılı bir şekilde açıklanabileceği görüldü. Ayrıca

**Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si Schottky diyotlarının C-V ve G/w-V karakteristikleri, seri direnç (R<sub>s</sub>), arayüzey durum yoğunluğu (N<sub>ss</sub>) dikkate alınarak 80-400 K sıcaklık ve,  $\pm 8$  V voltaj aralığında 1 MHz için incelendi. Deneysel sonuçlardan, seri dirençten dolayı doğru beslem C-V grafiğinin bir pik verdiği ve bu pik pozisyonunun artan sıcaklıkla pozitif voltaja doğru kaymakta olduğu gözlemlendi. C-V ve G/w-V ölçüm sonuçlarından, N<sub>ss</sub> ve R<sub>s</sub> değerlerinin MYY yapının elektriksel özellikleri üzerinde oldukça etkili olduğu gözlemlendi. MYY yapının G/w-V eğrilerinde, belirgin bir voltaj değerinde gözlenen kesişme ideal bir MYY davranışa göre beklenmeyen bir durumdur. Buna ilaveten, MYY yapının ters ve doğru beslemde ölçülen yüksek frekans (1 MHz) C ve G/w değerleri, gerçek C ve G/w değerlerini elde etmek için seri direnç etkisi dikkate alınarak düzeltildi.**

**Bilim kodu : 510.10.20**

**Anahtar kelimeler: MYY yapılar, I-V ve C-V ölçümleri, akım-iletim mekanizması, engel homojensizliği, N<sub>ss</sub> and R<sub>s</sub> etkileri**

**Sayfa adedi : 102**

**Tez yöneticisi : Doç.Dr. Şemsettin ALTINDAL**

**THE INVESTIGATION OF TEMPERATURE DEPENDENCE  
CURRENT-CONDUCTION MECHANISM AND ELECTRICAL  
CHARACTERISTICS OF Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MIS) STRUCTURES  
(Ph. D. Thesis)**

**Dilber Esra YILDIZ**

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

**ABSTRACT**

The current-voltage (I-V), capacitance-voltage (C-V) and conductance-voltage (G/w-V) characteristics of Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si metal-insulator-semiconductor (MIS) structure/ Schottky diodes were measured in the temperature range of 80-400 K. The calculated zero bias barrier height ( $\Phi_{B0}$ ) and the ideality factor (n) values according to thermionic emission (TE) theory show strong temperature dependence. While  $\Phi_{B0}$  increases, n decreases with increasing temperature. The activation energy obtained from Richardson plot deviated from linearity under room temperatures. Such behaviour is attributed to inhomogeneties of Schottky barrier by assuming a Gaussian distribution (GD) of barrier heights (BHs) at Al/p-Si interface. We attempted to draw a  $\Phi_{B0}$  vs  $q/2kT$  plot to obtain evidence of a Gaussian distribution of the BHs and the values of  $\overline{\Phi}_{B0} = 1.136$  eV and  $\sigma_o = 0.159$  V for the mean BH and standard deviation at zero bias, respectively, have been obtained from this plot. Thus, the modified  $[\ln(I_o/T^2) - q^2 \sigma_o^2 / 2k^2 T^2]$  vs  $q/kT$  plot gives  $\overline{\Phi}_{B0}$  and  $A^*$  as 1.138 eV and 37.23 A cm<sup>-2</sup> K<sup>-2</sup>, respectively. This value is very close to the theoretical value of 32 A K<sup>-2</sup> cm<sup>-2</sup> for p-type Si. Hence, it has been concluded that the temperature dependence of the forward I-V characteristics of the Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si structure can

be successfully explained on the basis of TE mechanism with a GD of the BHs. The forward and reverse bias C-V and G/w-V characteristics of Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si MIS Schottky diodes have been investigated by considering the effect of the series resistance ( $R_s$ ) and surface states ( $N_{ss}$ ) over a wide temperature and the voltage range of 80-400 K and  $\pm 8$  V, respectively, at 1 MHz. It is found that in the presence of series resistance, the forward bias C-V plots exhibits a peak, and experimentally shown that the peak positions shift towards higher positive potentials with increasing temperature. The C-V and G/w-V characteristics confirm that the  $N_{ss}$  and  $R_s$  of the diode are important parameters that strongly influence the electrical parameters in (Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si) MIS Schottky diodes. The crossing of the G/w-V curves appears as an abnormality when seen respect to the behavior of ideal MIS Schottky diode. In addition, the high frequency C and G/w values measured under both reverse and forward bias were corrected for the effect of series resistance to obtain the real diode capacitance.

**Science Code :** 510.10.20

**Key Words :** MIS structures, I-V and C-V measurements, current-conduction mechanism, barrier inhomogeneity,  $N_{ss}$  and  $R_s$  effects

**Page Number:** 102

**Adviser :** Associate Prof. Şemsettin ALTINDAL

## TEŞEKKÜR

Doktora sürecinde yardım ve katkılarıyla beni yönlendiren Gazi Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyesi, danışmanım Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL'a, tüm eğitim hayatım boyunca maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen babam Asım YILDIZ'a, annem Zehra YILDIZ'a ve sevgili kardeşlerim Esmâ ve Sema YILDIZ'a gönülden teşekkür ederim.

Ayrıca tez çalışmam sırasında yardımını esirgemeyen arkadaşlarım Mehmet Hamdi KURAL ve Hatice KANBUR'a teşekkür ederim.

## İÇİNDEKİLER

### Sayfa

|                                                                                       |      |
|---------------------------------------------------------------------------------------|------|
| ÖZET .....                                                                            | iv   |
| ABSTRACT .....                                                                        | vi   |
| TEŞEKKÜR .....                                                                        | viii |
| İÇİNDEKİLER .....                                                                     | ix   |
| ÇİZELGELERİN LİSTESİ .....                                                            | xi   |
| ŞEKİLLERİN LİSTESİ .....                                                              | xii  |
| SİMGELER VE KISALTMALAR .....                                                         | xvi  |
| 1. GİRİŞ.....                                                                         | 1    |
| 2. KURAMSAL TEMELLER.....                                                             | 6    |
| 2.1. Metal-Yarıiletken (MY) Schottky Diyotlar....                                     | 6    |
| 2.1.1. İdeal metal - yarıiletken Schottky diyotlar.....                               | 6    |
| 2.2. Yüzey Durumları ve Yalıtkan Bir Arayüzey Tabakasına Sahip Olan<br>Kontaklar..... | 12   |
| 2.3. Metal-Yarıiletken Schottky Diyotlarda Akım İletim Mekanizmaları.....             | 16   |
| 2.3.1. Termiyonik emisyon (TE) teorisi.....                                           | 17   |
| 2.3.2. Difüzyon teorisi .....                                                         | 19   |
| 2.3.3. Termiyonik emisyon- difüzyon teorisi .....                                     | 20   |
| 2.3.4. Engel boyunca tünelleme.....                                                   | 22   |
| 2.3.5. $T_0$ etkili akım iletimi.....                                                 | 24   |
| 2.4. Metal-Yalıtkan-Yarıiletken (MYY) Schottky Diyotların Fiziği .....                | 25   |
| 2.4.1. İdeal MY Schottky diyot.....                                                   | 25   |
| 2.4.2. MY Schottky diyotlarda akım-iletim mekanizması.....                            | 29   |

## Sayfa

|                                                                       |     |
|-----------------------------------------------------------------------|-----|
| 2.5. Schottky Diyotlarda Doğru Beslem I-V Karakteristikleri.....      | 33  |
| 2.6. Potansiyel Değişim Modeli.....                                   | 35  |
| 2.6.1. Gaussian engel dağılımı $P(\Phi_b)$ .....                      | 37  |
| 2.6.2. Akım ve kapasitans için etkin potansiyel engel yüksekliği..... | 38  |
| 2.6.3. Sıcaklığa bağlı potansiyel engel yüksekliği.....               | 40  |
| 2.7. MYY Schottky Diyotlarda Arayüzey Durum Yoğunluğu Teorisi.....    | 41  |
| 3. DENEYSEL YÖNTEM .....                                              | 47  |
| 3.1. Silisyum Kristalinin Temel Özellikleri.....                      | 47  |
| 3.2. Kristal Temizleme.....                                           | 48  |
| 3.3. Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si (MYY) Diyotların Yapımı.....           | 49  |
| 3.4. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri .....                               | 51  |
| 4. DENEYSEL SONUÇLAR.....                                             | 53  |
| 4.1. Giriş.....                                                       | 53  |
| 4.2. Sıcaklığa Bağlı Akım-Voltaj (I-V) Karakteristikleri.....         | 53  |
| 4.3. Homojen Olmayan Engel Analizi.....                               | 71  |
| 4.4. Sıcaklığa Bağlı C-V ve G/w-V Karakteristikleri.....              | 76  |
| 5. SONUÇ VE TARTIŞMA.....                                             | 87  |
| KAYNAKLAR.....                                                        | 92  |
| ÖZGEÇMİŞ.....                                                         | 101 |

## ÇİZELGELERİN LİSTESİ

| <b>Çizelge</b>                                                                                                                                                                             | <b>Sayfa</b> |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------|
| Çizelge 3.1. Silisyum yarıiletkeninin oda sıcaklığındaki bazı özellikleri.....                                                                                                             | 47           |
| Çizelge 4.1. Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si (MYY) Schottky diyotun 200-400 K sıcaklık aralığındaki akım-voltaj (I-V) karakteristiğinden elde edilen parametreler ...                            | 60           |
| Çizelge 4.2. Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si (MYY) Schottky diyotun 200-400 K sıcaklık aralığında, iki farklı bölgedeki seri direnç değerleri.....                                               | 68           |
| Çizelge 4.3. Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si (MYY) Schottky diyotun 1 MHz’de farklı sıcaklığındaki C-V ve G/w-V karakteristiklerinden belirlenen bazı temel elektriksel parametre değerleri..... | 84           |

## ŞEKİLLERİN LİSTESİ

| Şekil                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                     | Sayfa |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------|
| Şekil 2.1. Metal/n-tipi yarıiletken kontak için ( $\phi_m > \phi_s$ ) elektron enerji bant diyagramı (a) Birbirinden ayrılmış nötral materyaller (b) kontak oluşturulduktan sonra termal denge durumu.....                                                                                                                                                                                                | 7     |
| Şekil 2.2. Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak için elektron enerji bant diyagramı (a) termal denge durumu (b) doğru beslem ve (c) ters beslem...                                                                                                                                                                                                                                                  | 9     |
| Şekil 2.3. $\phi_m < \phi_s$ için meta/n- tipi yarıiletken omik kontağın elektron enerji bant diyagramı (a) Birbirinden ayrı nötral materyaller (b) termal dengede kontak (c) yarıiletken negatif beslemde ve (d) yarıiletken pozitif belsemde.....                                                                                                                                                       | 11    |
| Şekil 2.4. $\phi_m < \phi_s$ için metal/p-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın elektron enerji bant diyagramı. (a) Birbirinden ayrı nötral materyaller ve (b) kontak oluşturulduktan sonraki termal denge durumu.....                                                                                                                                                                                     | 11    |
| Şekil 2.5. Yüzey durumlarına ve arayüzey tabakasına sahip metal-yarıiletken kontağın elektron enerji bant diyagramı.....                                                                                                                                                                                                                                                                                  | 14    |
| Şekil 2.6. Bir metal yüzeyi ile vakum arasında enerji bant diyagramı (a) vakumdaki elektron ile metaldeki görüntü (hayali) yük (b) dış alan yok iken elektron enerji engeli (c) dış alan uygulandığında $q\Delta\phi$ kadar engel azalması.....                                                                                                                                                           | 16    |
| Şekil 2.7. Metal/n-tipi Si yarıiletkende doğru beslem altında temel akım iletim mekanizmaları; (a) potansiyel engelin tepesi üzerinden, metalin içersine doğru elektronların iletimi (termiyonik emisyon), (b) elektronların engel içinden doğrudan kuantum-mekaniksel tünellemeleri (engel içinde tünelleme), (c) uzay yük bölgesinde yeniden birleşme, (d) metalden yarıiletkene deşik enjeksiyonu..... | 17    |
| Şekil 2.8. Doğru beslemde termiyonik alan emisyonu ve alan emisyonu bant diyagramı ( $\xi$ nin negatif olduğu çok katkılı yarıiletken için).....                                                                                                                                                                                                                                                          | 23    |
| Şekil 2.9. Farklı akım iletim mekanizmalarını gösteren $E_0 - kT/q$ grafiği.....                                                                                                                                                                                                                                                                                                                          | 24    |
| Şekil 2.10. Metal-yalıtkan-yarıiletken (MYY) diyot.....                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                   | 26    |
| Şekil 2.11. $V=0$ durumunda ideal bir MYY diyodun enerji-bant diyagramı (a) p-tipi yarıiletken (b) n- tipi yarıiletken.....                                                                                                                                                                                                                                                                               | 26    |

| Şekil                                                                                                                                          | Sayfa |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------|
| Şekil 2.12. $V \neq 0$ durumunda ideal MYY diyodun enerji-band diyagramı.<br>(a)akümülayon (b)tüketim (c)inversiyon (terslenim) durumları..... | 28    |
| Şekil 2.13. Metal/yalıtkan/n-Si yapısının enerji bant diyagramı.....                                                                           | 31    |
| Şekil 2.14. Metal/yalıtkan/p-Si yapısının enerji bant diyagramı.....                                                                           | 31    |
| Şekil 2.15. Homojen olmayan bir Schottky kontağın iki boyutlu bant diyagramı....                                                               | 36    |
| Şekil 2.16. Arayüzey tuzaklarının etkisini içeren eşdeğer devre.....                                                                           | 43    |
| Şekil 3.1. Ohmik kontak oluşturulurken kullanılan bakır maske.....                                                                             | 50    |
| Şekil 3.2. Doğrultucu kontak oluşturulurken kullanılan bakır maske .....                                                                       | 50    |
| Şekil 3.3. Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si ( MYY) diyotun şematik gösterimi.....                                                                     | 51    |
| Şekil 3.4. Akım-voltaj ölçümler için kullanılan düzenek.....                                                                                   | 52    |
| Şekil 3.5. Kapasite-voltaj ölçümleri için kullanılan düzenek.....                                                                              | 52    |
| Şekil 4.1. Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si (MYY) Schottky diyot için farklı sıcaklıklarda elde edilen yarı-logaritmik Ln(I)-V karakteristikleri..... | 57    |
| Şekil 4.2. Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si (MYY) Schottky diyot için 200 ve 400 K’de elde edilen yarı-logaritmik Ln(I)-V karakteristikler.....       | 58    |
| Şekil 4.3. Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si (MYY) Schottky diyotta idealite faktötünün sıcaklığı bağlı değışimi .....                                 | 61    |
| Şekil 4.4. Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si (MYY) Schottky diyotta sıfır beslem engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı değışimi.....                     | 61    |
| Şekil 4.5. Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si (MYY) Schottky diyotunun $\ln(I_0/T^2)-1/nT$ ve $\ln(I_0/T^2)-1/T$ değışimi .....                         | 63    |
| Şekil 4.6. Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si (MYY) Schottky diyotta etkin engel yüksekliğinin ( $\phi_{\text{Ber}}$ ) sıcaklığa bağlı değışimi.....    | 63    |
| Şekil 4.7. Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si (MYY) Schottky diyotun iki farklı voltaj bölgesinde $dV/\ln(I)$ - I grafiğı.....                          | 65    |

| Şekil                                                                                                                                                                         | Sayfa |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------|
| Şekil 4.8. Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si (MYY) Schottky diyotun Schottky diyotun iki farklı voltaj bölgesinde H (I)- I grafiği.....                                               | 66    |
| Şekil 4.9. Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si (MYY) Schottky diyotun iki farklı voltaj bölgesindeki R <sub>s</sub> - T grafiği.....                                                    | 67    |
| Şekil 4.10. Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si (MYY) Schottky diyotun n-1/T değişimi.....                                                                                              | 70    |
| Şekil 4.11. Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si Schottky diyotun $\Phi_{B0}$ -n grafiği.....                                                                                            | 72    |
| Şekil 4.12. Gaussian dağılımına göre Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si (MYY) Schottky diyotun, $\Phi_{B0}$ -q/2kT grafiği.....                                                        | 73    |
| Şekil 4.13. Gaussian dağılımına göre Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si (MYY) Schottky diyotun (n <sup>-1</sup> -1)- q/2kT grafiği.....                                                | 73    |
| Şekil 4.14. Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si (MYY) Schottky diyotun sıcaklığa bağlı $[\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_0^2 / 2k^2 T^2] - q/kT$ grafiği.....                                 | 76    |
| Şekil 4.15. Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si (MYY) Schottky diyotun farklı sıcaklıktaki C-V Karakteristikleri.....                                                                   | 79    |
| Şekil 4.16. Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si (MYY) Schottky diyotun farklı sıcaklıktaki G/w-V Karakteristikleri.....                                                                 | 80    |
| Şekil 4.17. Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si (MYY) Schottky diyotun farklı sıcaklıklar için elde edilen R <sub>s</sub> -V grafiği.....                                               | 82    |
| Şekil 4.18. Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si (MYY) Schottky diyotun farklı sıcaklığındaki farklı doğru beslem voltaj değerleri için R <sub>s</sub> -V grafiği.....                   | 83    |
| Şekil 4.19. 1 MHz'de C-V ve G/w-V ölçümlerinden elde edilen yüzey durumlarının sıcaklığa bağlı dağılımı.....                                                                  | 83    |
| Şekil 4.20. 1MHz'de, Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si (MYY) Schottky diyotun iki farklı sıcaklık için ölçülen (C-V) ve düzeltilmiş (C <sub>c</sub> -V) karakteristikleri.....        | 85    |
| Şekil 4.21. 1 MHz'de Al/SiO <sub>2</sub> /p-Si (MYY) Schottky diyotun iki farklı sıcaklık için ölçülen (G/w-V) ve düzeltilmiş (G <sub>c</sub> /w-V) karakteristiklikleri..... | 85    |

## SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış bazı simgeler ve kısaltalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda verilmiştir.

| Simgeler                | Açıklamaları                            |
|-------------------------|-----------------------------------------|
| <b>A</b>                | Alan                                    |
| <b>Å</b>                | Angistron                               |
| <b>Al</b>               | Alüminyum                               |
| <b>A<sup>*</sup></b>    | Richardson sabiti                       |
| <b>A<sup>**</sup></b>   | Etkin Richardson sabiti                 |
| <b>C</b>                | Kapasitans                              |
| <b>C<sub>0</sub></b>    | İlave kapasitans                        |
| <b>CH<sub>3</sub>OH</b> | Metanol                                 |
| <b>C<sub>2</sub></b>    | Alıcı ve verici yoğunluğuna bağlı sabit |
| <b>D<sub>n</sub></b>    | Elektron difüzyon sabiti                |
| <b>D<sub>p</sub></b>    | Deşik difüzyon sabiti                   |
| <b>D<sub>s</sub></b>    | Arayüzey durum yoğunluğu                |
| <b>E<sub>g</sub></b>    | Yarıiletken yasak enerji aralığı        |
| <b>E<sub>c</sub></b>    | İletkenlik bant kenarı enerjisi         |
| <b>E<sub>v</sub></b>    | Değerlik (valans) bant kenarı enerjisi  |
| <b>E<sub>f</sub></b>    | Fermi enerjisi                          |
| <b>E(x)</b>             | Schottky bölgesindeki elektrik alan     |
| <b>E<sub>a</sub></b>    | Aktivasyon enerjisi                     |
| <b>ε<sub>0</sub></b>    | Boşluğun dielektrik sabiti              |
| <b>ε<sub>i</sub></b>    | Yalıtkan tabakanın diielektrik sabiti   |
| <b>ε<sub>s</sub></b>    | Yarıiletkenin dielektrik sabiti         |
| <b>F(V)</b>             | Norde fonksiyonu                        |
| <b>Hz</b>               | Frekans birimi (Hertz)                  |
| <b>H<sub>2</sub>O</b>   | Su                                      |

|                                    |                                                                             |
|------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------|
| <b>H<sub>2</sub>O<sub>2</sub></b>  | Hidrojen peroksit                                                           |
| <b>H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub></b> | Sülfirik asit                                                               |
| <b>HNO<sub>3</sub></b>             | Nitrik asit                                                                 |
| <b>HCl</b>                         | Hidroklorikasit                                                             |
| <b>HF</b>                          | Hidroflorik asit                                                            |
| <b>h</b>                           | Planck sabiti                                                               |
| <b>I</b>                           | Akım                                                                        |
| <b>I<sub>0</sub></b>               | Doyum akımı                                                                 |
| <b>I<sub>gr</sub></b>              | Jenerasyon-rekombinasyon akımı                                              |
| <b>I<sub>Ro</sub></b>              | Jenerasyon-rekombinasyon akımı yoğunluğu                                    |
| <b>J<sub>SD</sub></b>              | Difüzyon teorisi için akımı yoğunluğu                                       |
| <b>J<sub>sm</sub></b>              | Yarıiletkenlerden metale doğru doyum akımı                                  |
| <b>J<sub>ms</sub></b>              | Metalden yarıiletkenlere doğru doyum akımı                                  |
| <b>J<sub>0</sub></b>               | Doyum akım yoğunluğu                                                        |
| <b>J<sub>Fn</sub></b>              | Doğru beslem altında metalden yarıiletkenlere geçen elektron akım yoğunluğu |
| <b>J<sub>Fp</sub></b>              | Doğru beslem altında metalden yarıiletkenlere geçen deşik akım yoğunluğu    |
| <b>K</b>                           | Termodinamik sıcaklık (Kelvin)                                              |
| <b>k</b>                           | Boltzman sabiti                                                             |
| <b>L</b>                           | Nötral bölgenin kalınlığı                                                   |
| <b>m<sup>*</sup></b>               | Elektron etkin kütlesi                                                      |
| <b>m<sub>0</sub></b>               | Serbest elektron kütlesi                                                    |
| <b>M</b>                           | Mega                                                                        |
| <b>N<sub>D</sub></b>               | Verici (donor) yoğunluğu                                                    |
| <b>N<sub>A</sub></b>               | Alıcı (acceptor) yoğunluğu                                                  |
| <b>N<sub>c</sub></b>               | İletkenlik bandının etkin taşıyıcı yoğunluğu                                |
| <b>N<sub>v</sub></b>               | Değerlik bandının etkin taşıyıcı yoğunluğu                                  |
| <b>N<sub>ss</sub></b>              | Yüzey durumları yoğunluğu                                                   |
| <b>N<sub>sb</sub></b>              | Yarıiletken ile dengede olan arayüzey durumlarının yoğunluğu                |
| <b>n(x)</b>                        | Elektron yoğunluğu                                                          |
| <b>p(x)</b>                        | Deşik yoğunluğu                                                             |

|             |                                                                                      |
|-------------|--------------------------------------------------------------------------------------|
| $n$         | İdealite faktörü                                                                     |
| $n_o$       | İdealite faktörünün sıcaklık sabiti                                                  |
| $n_i$       | Saf elektron yoğunluğu                                                               |
| $Q_m$       | Metal üzerindeki yük                                                                 |
| $Q_{ox}$    | Oksit tabaka yükü                                                                    |
| $p_o$       | Tüketim tabakası kenarındadeşiklerin denge konsantrasyonu                            |
| $q$         | Elektrik yükü                                                                        |
| $R_s$       | Seri direnç                                                                          |
| $Si$        | Silisyum                                                                             |
| $T$         | Mutlak sıcaklık                                                                      |
| $V$         | Voltaj                                                                               |
| $T_o$       | İdealite faktörünün sıcaklıkla değişim katsayısı                                     |
| $V_d$       | Difüzyon potansiyeli                                                                 |
| $V_F$       | Doğru beslem                                                                         |
| $v_r$       | Yeniden birleşme (rekombinasyon) hızı                                                |
| $V_R$       | Ters beslem                                                                          |
| $V_y$       | Yalıtkan üzerine düşen gerilim                                                       |
| $V_{yi}$    | Yarıiletken üzerine düşen gerilim                                                    |
| $W_d$       | Tüketim tabakasının kalınlığı                                                        |
| $u_x$       | Taşıyıcı hızı                                                                        |
| $\Phi_o$    | Nötral seviye                                                                        |
| $\Phi_B$    | Potansiyel engel yüksekliği                                                          |
| $\Phi_B^o$  | Düz bant engel yüksekliği                                                            |
| $\Phi_{Bo}$ | Sıfır beslem potansiyel engel yüksekliği                                             |
| $\Phi_s$    | Yarıiletkenin işfonksiyonu                                                           |
| $\Phi_m$    | Metalin iş fonksiyonu                                                                |
| $\Phi_{Bn}$ | n-tipi yarıiletken için potansiyel engel yüksekliği                                  |
| $\Phi_{Bp}$ | p-tipi yarıiletken için potansiyel engel yüksekliği                                  |
| $\Phi_e$    | Etkin potansiyel engel yüksekliği                                                    |
| $\Phi_n$    | n-tipi bir yarıiletkenin iletkenlik bandı ile Fermi seviyesi arasındaki enerji farkı |

|          |                                        |
|----------|----------------------------------------|
| $\delta$ | Yalıtkan tabaka kalınlığı              |
| $\Omega$ | Ohm                                    |
| $\rho$   | Özdirenç                               |
| $\chi_s$ | Elektron yakınlığı                     |
| $\psi_s$ | Yüzey potansiyeli                      |
| $\pi$    | pi sayısı                              |
| $\mu$    | Mobilite                               |
| $\tau_o$ | Azınlık taşıyıcı ömrü                  |
| $\gamma$ | Düzeltilmiş Norde yönteminde bir sabit |
| $C_{ox}$ | Oksit kapasitansı                      |
| $A_{ox}$ | Oksit tabakasının alanı                |
| $d_{ox}$ | Oksit kalınlığı                        |
| $\psi_s$ | Arayüzeydeki bant gerilimi             |
| $\chi_s$ | Yarıiletkenin elektron yakınlığı       |
| $\tau$   | Arayüzey tuzaklarının ömrü             |
| $\Psi_s$ | Yüzey potansiyeli                      |

### Kısaltmalar

|             |                          |
|-------------|--------------------------|
| <b>a.c.</b> | Alternatif akım sinyali  |
| <b>d.c.</b> | Doğru akım               |
| <b>FE</b>   | Alan emisyonu            |
| <b>MY</b>   | Metal/yarıiletken        |
| <b>MY</b>   | Metal/yarıiletken        |
| <b>TFE</b>  | Termiyonik alan emisyonu |
| <b>TE</b>   | Termiyonik emisyon       |
| <b>I-V</b>  | Akım-voltaj              |
| <b>C-V</b>  | Kapasitans-voltaj        |

## 1. GİRİŞ

Katıhal fiziğinin 20. yüzyıl teknolojisine getirdiği en büyük katkı yarıiletkenlerin elektronik endüstrisinde yaygın bir şekilde kullanılmaya başlanmasıdır. Yarıiletken kristaller kullanılarak elde edilen elektronik veya opto-elektronik cihazlar, elektronik endüstrisinin temelini oluşturmaktadır. Boyutları çok küçük olan bu cihazların yapısının, elektriksel karakteristiği ve çalışma şartlarının belirlenmesi bu cihazların güvenilirliği ve performansı açısından son derece önemlidir. Bu nedenle günümüzde metal-yarıiletken (MY), metal-yalıtkan-yarıiletken (MYY) ve metal-oksit-yarıiletken (MOY) yapıların elektriksel karakteristiklerinin geniş bir sıcaklık ve frekans aralığında incelenmesi, yapının akım iletim mekanizması ve engel homojenliğinin/düzenliliğinin belirlenmesi açısından son derece önemlidir. Çünkü tek bir frekansta veya sıcaklıkta ölçülen akım-voltaj (I-V), kapasitans-voltaj (C-V) ve iletkenlik-voltaj (G/w-V) ölçümleri bize akım iletim mekanizması ve engel homojenliği hakkında detaylı bilgi veremez. Bu yapıların güvenilirliği ve performansını etkileyen parametrelerin başında metal ile yarıiletken arasında oluşan doğal veya yapay yalıtkan oksit tabakanın homojenliği ve kalınlığı, yapının seri direnci ( $R_s$ ), yarıiletken ile yalıtkan arasında ve yasak enerji bandında yer alan arayüzey durumları ( $N_{ss}$ ) ile M/Y arayüzeyinde oluşan potansiyel engelin homojenliği gelmektedir.

1950’li yıllarda başlayan mikro elektronikle ilgili çalışmalar daha çok temel devre elemanları üzerine yapılmıştır. Bu dönemde yarıiletken olarak silisyum (Si) ve germanyum (Ge) önemli ölçüde kullanılmış ancak zaman içinde Si kullanımı hâkim olmuştur. Si’un doğada bol miktarda bulunması ve yüzeyine silisyum dioksit ( $SiO_2$ ) tabakanın kolayca büyütülebilmesi, Si ve  $SiO_2$ ’in elektronik devrelerdeki kullanım alanını artırmıştır. 1960’lardan sonra  $SiO_2$  kullanılarak alan etkili transistörler, kapasitörler ve entegre devrelerin yapılması mümkün olmuştur [1-3]. Si üzerine  $SiO_2$  tabakanın kolay oluşmasının dışında, yalıtkan tabaka olarak  $SiO_2$  seçilmesinin bir diğer nedeni ise Si/ $SiO_2$  arayüzeyinin ideal örgü sürekliliğine yakın bir eklem oluşturmasıdır. Dolayısıyla yalıtkan  $SiO_2$  tabaka hem metali yarıiletkenden izole eder

hem de birçok yüzey etkilerini azaltarak eklem karakteristiklerinin daha kolay kontrol edilmesini sağlamaktadır.

Metal-yalıtkan-yarıiletken (MY) Schottky diyotlarla ilgili çalışmalar metal-yarıiletken (MY) Schottky diyotlara dayanmaktadır. Metal-yarıiletken (MY) kontakların tarihçesi 18. yüzyılın sonlarına kadar uzanır ancak bu konu üzerindeki asıl çalışmalar, 1960'lı yıllarda yoğunluk kazanmıştır. M/Y arayüzeyinde bir potansiyel engeli oluştuğunu ilk defa Schottky ortaya koymuştur ve onun adına atfen metal-yarıiletken kontaklara Schottky diyotlar veya Schottky kontaklar denilmektedir [2,3]. Schottky tarafından geliştirilen modelde, yarıiletkende oluşan elektrik alan, Gauss kanununa göre tüketim bölgesinden olan uzaklıkla doğrusal olarak artar, potansiyel ise ikinci dereceden azalır [2-4]. Potansiyel engeli ile ilgili diğer bir model ise Mott tarafından öne sürülmüştür. Mott, yarıiletkenin metal komşuluğunda vericilerden yoksun, ince bir tabakaya sahip olduğunu kabul eder. Bu modele göre arayüzey tabakadaki elektrik alan sabit kalırken potansiyelin doğrusal olarak değiştiği varsayılmaktadır. Mott'a göre potansiyel engel, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki farktan kaynaklanır [2]. Crowell ve Sze, MY kontaklarda akım iletim mekanizmalarını açıklayan Schottky'nin difüzyon teorisi ile Bethe'nin termiyonik emisyon teorisini (TE), tek bir termoyonik emisyon difüzyon (TED) modelinde birleştirmişlerdir [2,3]. Son zamanlarda, bu çalışmalara ilaveten yüksek seri dirence sahip MY ve MY Schottky kontaklarda/diyotlarda seri direnç ( $R_s$ ), idealite faktörü ( $n$ ) ve engel yüksekliği ( $\Phi_{B0}$ ) gibi temel parametrelerin tayininde yeni yöntemler geliştirilmiştir [4-9]. Bunlardan ilki Norde tarafından,  $n=1$  durumu için seri direnç ve engel yüksekliğinin, tanımlanan bir  $F(V)$  fonksiyonu yardımıyla elde edilmesidir [4]. Bu yöntem, seri direnç ve engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişmediği durumlara uygulandığı için sadece bir sıcaklıkta I-V eğrisine ihtiyaç vardır. Daha sonra Sato ve Yasamura, Norde tarafından sunulan yöntemi geliştirerek idealite faktörünün 1'den büyük olduğu ( $1 < n < 2$ ) durumda  $n$ ,  $R_s$  ve  $\Phi_B$  değerlerinin hesaplanabileceğini gösterdiler [5]. Bu yöntem  $n$ ,  $R_s$  ve  $\Phi_B$ 'nin sıcaklık ile değiştiği durumlarda uygulanabileceğinden en az iki farklı sıcaklıktaki I-V eğrisine ihtiyaç vardır. Benzer yöntemler Aurbay ve Mclean tarafından da geliştirilmiştir [6,7]. K.E.

Bohlin ise Norde fonksiyonunu daha da geliştirerek Shottky diyotun I-V ölçümünden elde edilen  $n$  değerinin  $1 < n < \gamma$  ( $\gamma$  keyfi bir sayı) olması durumunda  $R_s$  ve  $\Phi_B$ 'nin belirlenmesini mümkün kılacak Norde fonksiyonun düzenlenmiş bir modelini ileri sürdü [8]. Cheung;  $F(V)$  fonksiyonun minimumunu tanımlamada karşılaşılan dezavantajlar nedeniyle  $F(V)$ 'nin minimum noktasını tanımlama işlevini katmayarak akım-voltaj karakteristiklerinden türetilen iki fonksiyonla ( $dV/d\ln(I)-I$ ,  $H(I)-I$ ) diyotun temel parametrelerinin ( $n$ ,  $\Phi_B$ ,  $R_s$ ) hesaplanabileceğini gösterdi [9].

Yarıiletken aygıtlarda kullanılan yarıiletken yüzeyi laboratuvar ortamındaki organik kirler ve oksijenden dolayı yüzeyinde doğal bir yalıtkan oksit tabakasına sahip olabilir. Ayrıca bu yalıtkan oksit tabakası herhangi bir oksidasyon fırınında yapay olarak oluşturulabildiği gibi temizlenen yarıiletken kristalin havaya maruz bırakılmasıyla da doğal olarak oluşturulabilir [10,11]. Yarıiletken yüzeyinde oluşturulan bu yalıtkan tabakanın kalınlığı; kimyasal olarak temizlenmiş numune üzerindeki gaz kalıntılarına, yarıiletken yüzeyin havaya maruz kalma süresine ve ortamdaki gaz miktarı ile sıcaklığa bağlıdır. Metal ile yarıiletken arasında ister doğal olarak isterse yapay olarak bir yalıtkan tabaka ( $\text{SiO}_2$ ,  $\text{SnO}_2$ ,  $\text{Si}_3\text{N}_4$  vb.) oluşturulması, MY yapıyı MYY yapıya dönüştüreceği için I-V, C-V ve G/w-V ölçümleri ideal durumdan önemli ölçüde sapar [1-3,12-21]. Yani, bu yalıtkan tabakanın varlığı,  $N_{ss}$ ,  $\Phi_B$ ,  $n$  ve  $R_s$  gibi temel diyot parametrelerini önemli ölçüde etkiler [12,13,19,20]. Schottky diyotlarda metal ve yarıiletken arasındaki arayüzey yalıtkan tabaka üzerine ilk çalışma Cowley ve Sze tarafından yapıldı [2]. Kristalin temizlenme şartları, kristal yapıdan kaynaklanan bozukluklar, termal işlemler ve oksidasyon işlemine bağlı olarak MY veya MYY yapılarda Si/SiO<sub>2</sub> arayüzeyinde çok sayıda istenmeyen arayüzey durumları ( $N_{ss}$ ) oluşur [22,23]. Card ve Rhoderick Si/SiO<sub>2</sub> arayüzeyinde,  $N_{ss}$  yoğunluğunu değerlendirdiler ve doğru beslem akım-voltaj karakteristiklerinden hesaplanan idealite faktörü üzerinde arayüzey durumlarının etkisini incelediler [19]. Tseng ve Wu bir arayüzey oksit tabakanın mevcudiyeti durumunda, doğru beslem I-V karakteristiklerinden arayüzey durumların, yarıiletken enerji-bant aralığındaki arayüzey durum yoğunluklarının dağılımını ve bunların Schottky diyotları üzerindeki etkisini incelediler [24]. Arayüzey durum yoğunluğunu elde etmek için çok sayıda

deneysel ve teorik metot vardır [25]. Bu metotların kendi aralarında bazı avantaj ve dezavantajları mevcuttur. Ancak bunlardan en pratik ve hızlı olanı doğru beslem I-V metodudur. Bu metot, idealite faktörü ile potansiyel engel yüksekliğinin voltaja bağlı değiştiği ilkesinden hareket ederek sadece voltaja bağlı bir  $\ln(I)$ -V eğrisini ihtiva eder [26,27].

MY ve MYY Schottky diyotların temel fiziksel parametrelerini incelemek için genellikle termiyonik emisyon (TE) teori kullanılır ve ideal Schottky diyotlar için elde edilen idealite faktörünün 1'e yakın olması beklenir [10,25]. Bununla birlikte TE teorisine bağlı olarak MY ve MYY Schottky diyotlarında doğru beslem I-V karakteristiklerinin analizinde, sıcaklığın artmasıyla engel yüksekliğinin arttığı ve idealite faktörünün ise azaldığı gözlenmiştir [18-25]. Düşük sıcaklıklarda engel yüksekliğindeki ve idealite faktöründeki bu değişim nedeniyle aktivasyon enerjisi/Richardson grafiği  $(\ln(I_0/T^2)-1/T)$ 'nin özellikle düşük sıcaklıklarda doğrusallıktan saptığı görülürken  $\ln(I_0/T^2)-1/nT$  grafiğinin ise doğrusal olduğu gözlenir [28-30]. MY ve MYY Schottky diyotların I-V karakteristiklerinin doğrusal olmaması engel yüksekliğinin konuma bağlı değişimine ve homojensizliğine/düzensizliğine atfedilebilir [30-34]. Son zamanlarda, bu yapılarıdaki doğrusal olmayan davranış, TE teorisine dayalı, Gaussian dağılım fonksiyonu ile başarılı bir şekilde açıklanmıştır [21,22,28,30-34].

Bu çalışmada aynı Si yaprak üzerine hazırlanan Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MY) Schottky diyotların akım iletim mekanizması ve elektriksel özelliklerini iyi irdeleyebilmek amacıyla, akım-voltaj (I-V), kapasitans-voltaj (C-V) ve iletkenlik-voltaj (G/w-V) karakteristikleri geniş bir sıcaklık aralığında (80-400 K) incelendi. C-V ve G/w-V ölçümleri, arayüzey durumlarının etkisini azaltmak amacıyla yeterince yüksek frekansta (1 MHz) gerçekleştirildi. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MY) Schottky diyotun farklı sıcaklıklardaki deneysel I-V karakteristiklerinden, diyotun doyum akımı ( $I_0$ ), idealite faktörü ( $n$ ), sıfır beslem engel yüksekliği ( $\Phi_{B0}$ ), etkin engel yüksekliği ( $\Phi_{Bef}$ ), yüzey durumları ( $N_{ss}$ ) ve seri direnç ( $R_s$ ) gibi temel diyot parametreleri hesaplandı.

Hazırlanan diyotların sıcaklığa bağlı seri dirençlerinin hesaplanmasında, Cheung tarafından yeterince ileri beslemelerdeki I-V ölçümleri için geliştirilen  $d\ln(I)/dV-I$  ve  $H(I)-I$  fonksiyonları kullanıldı. Buna ilaveten, hem sıcaklığa hem de voltaja bağlı  $R_s$  profili ve sıcaklığa bağlı  $N_{ss}$  değerleri deneysel C-V ve G/w-V ölçümlerinden yararlanılarak elde edildi. Ayrıca C-V ve G/w-V karakteristikleri seri direnç etkisi dikkate alınarak düzeltilerek  $C_c-V$  ve  $G_c/w-V$  karakteristikleri elde edildi.

Bu çalışma beş bölümden oluşmaktadır. Birinci bölümde, metal-yarıiletken (MY) ve metal-yalıtkan-yarıiletken (MYY) Schottky diyotların tarihsel gelişimi ve çalışmanın amacı ile kapsamı üzerinde duruldu. İkinci bölümde, bu yapıların fiziki ve akım-iletim mekanizmaları üzerinde duruldu. Üçüncü bölümde, numunelerin hazırlanma aşamaları ile kullanılan deneysel sistemler hakkında bilgi verildi. Dördüncü bölümde, deneysel ölçüm sonuçlarından elde edilen tüm veriler değerlendirilerek, bunlarla ilgili gerekli şekiller ve çizelgeler literatürle kıyaslamalı olarak incelendi. Beşinci bölümde ise elde edilen deneysel sonuçlarla ilgili genel bir değerlendirme yapılarak sonuçlar yorumlandı.

## 2. KURAMYAL TEMELLER

### 2.1. Metal-Yarıiletken (MY) Schottky Diyotlar

#### 2.1.1. İdeal metal - yarıiletken Schottky diyotlar

Bir metal, yarıiletken ile kontak edildiğinde, metal-yarıiletken arayüzeyinde yüklerin ayrışmasıyla bir potansiyel engel yüksekliği oluşur. Arayüzey bölgesi, metal/yarıiletken arasında oluşan ve hareketli yüklerden arınmış yüksek dirençli bir bölgedir. Metal-yarıiletken (MY) kontaklarda, metal ile yarıiletken arayüzeyinde bir potansiyel engel oluştuğunu ilk olarak Schottky, eklemde oluşan bu potansiyelin, metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki farktan kaynaklandığını ise Mott açıklamıştır. Schottky-Mott teorisine göre potansiyel engel, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki fark nedeniyle oluşmaktadır [35].

Metal-yarıiletken (MY) kontaklarda, omik ve doğrultucu olmak üzere iki tip kontak vardır. Kontakın doğrultucu ya da omik olması yarıiletkenin tipine, metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına bağlıdır. Metalin iş fonksiyonu ( $\phi_m$ ), yarıiletkenin iş fonksiyonu ( $\phi_s$ ) olmak üzere metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda  $\phi_m > \phi_s$  ise doğrultucu kontak,  $\phi_m < \phi_s$  ise omik kontak oluşur. Metal/p-tipi yarıiletken kontaklarda ise  $\phi_m > \phi_s$  için omik kontak,  $\phi_m < \phi_s$  için ise doğrultucu kontak oluşur. Şekil 2.1  $\phi_m > \phi_s$  için metal/n-tipi yarıiletken kontakın enerji bant diyagramını göstermektedir. Şekil 2.1a'da gösterilen metalin iş fonksiyonu ( $\phi_m$ ), metalin yüzeyinden bir elektronun kurtarılabilmesi için gerekli en küçük enerji miktarı, yarıiletkenin iş fonksiyonu ( $\phi_s$ ) ise bir elektronun fermi seviyesinden vakum seviyesine çıkarılması için gerekli en küçük enerji miktarıdır. Vakum seviyesi, bir metalin tam dışındaki sıfır kinetik enerjili bir elektronun enerji seviyesidir. Yarıiletkenin katkı miktarına bağlı olmayan elektron yakınlığı  $\chi_s$ , iletkenlik bandının en alt sınırından bir elektronu vakum seviyesine çıkarmak için gerekli enerji miktarıdır. Şekil 2.1b doğrultucu kontak oluşturulup denge kurulduktan sonraki durum için enerji bant diyagramını



değişimi gösterir. Bunun sebebi, yarıiletkenin elektron yakınlığının kontak ile değişmemesidir. Sonuç olarak termal dengedeki sistemde, bant bükülmesi miktarı, metalin iş fonksiyonu ( $\phi_m$ ) ile yarıiletkenin iş fonksiyonu ( $\phi_s$ ) arasındaki farka eşittir. Bu fark  $qV_i = (\phi_m - \phi_s)$  olarak ifade edilir. Burada  $V_i$  eklemde oluşan potansiyel ya da kontak potansiyel farkı olarak bilinir ve birimi V'tur.  $qV_i$  yarıiletkenden metale gidecek olan elektronun sahip olması gereken enerji yani engel yüksekliğidir. Bununla birlikte metalden belirlenen engel yarıiletkenden belirlenen engelden farklıdır ve

$$\phi_s = (\phi_m - \chi_s) \quad (2.1a)$$

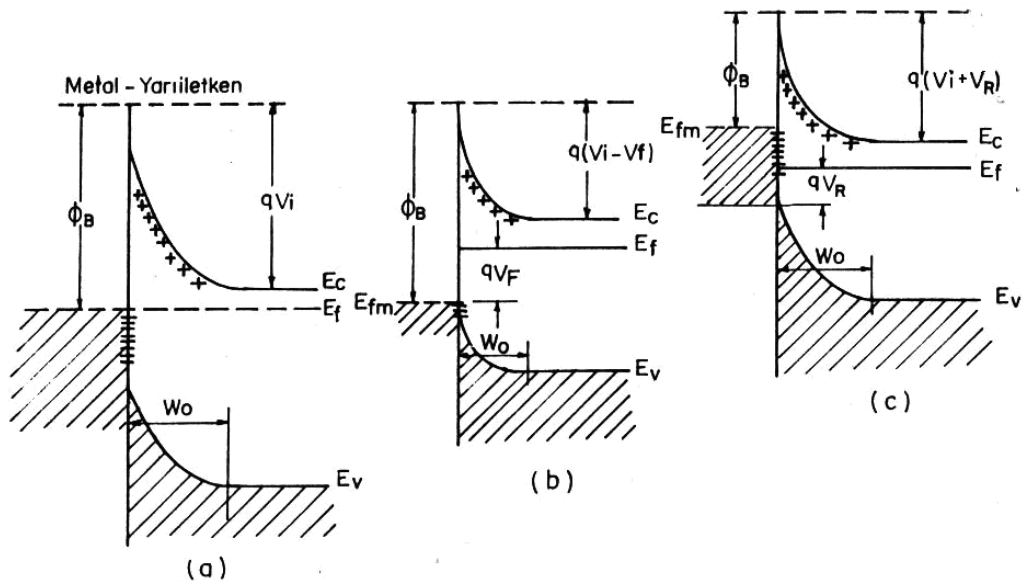
ile verilir [36].  $\phi_s = \chi_s + \phi_n$  ve  $\phi_m = qV_i + \phi_s$  olduğu için,

$$\phi_B = (qV_i + \phi_n) \quad (2.1b)$$

elde edilir. Burada  $\phi_n = (E_c - E_F)$  olup,  $q$  elektronik yüküdür. Eş.(2.1), birbirinden bağımsız olarak Schottky ve Mott tarafından ifade edilmiştir. Schottky'ye göre yarıiletken homojen bir şekilde katkılanmıştır. Bu durum arayüzey tüketim bölgesinde homojen bir yük yoğunluğu verir. Bu sabit uzay yük için elektrik alan şiddeti uzay yük tabakasının kenarından olan uzaklık ile artar ve oluşan parabolik engel "Schottky Engeli" olarak bilinir. Mott'a göre yarıiletkenin hiç yük içermeyen ince bir tabakası, düzenli olarak katkılanan bir yarıiletken ile metal arasına yerleştirilirse bu ince bölgedeki elektrik alan büyüklüğü sabittir ve potansiyel, bu bölgeye doğru geçerken doğrusal olarak artar. Engelin bu tipi "Mott Engeli" olarak bilinir.

Şekil 2.2 bir metal/n-Si diyotun dengede, ters ve doğru beslem altındaki enerji bant diyagramlarını göstermektedir. Şekil 2.2a'da ise doğrultucu kontağın termal dengedeki enerji bant diyagramı gösterilmektedir. Termal dengede, potansiyel engeli aşan elektronların oranı, engeli ters yönde aşan elektronların oranı ile dengelenir ve

net akım oluşmaz. Yarıiletkenin tüketim bölgesi çok az hareketli taşıyıcı içerdiği için, bu bölgenin direnci metalin ve yarıiletkenin nötral kısmının direnci ile kıyaslandığında çok yüksektir ve uygulanan dış voltajın tamamı bu bölgeye düşer. Uygulanan voltaj termal denge bant diyagramını değiştirir. Bu değişim, tüketim bölgesine düşen potansiyelin değişmesiyle ve bant bükülmelerindeki değişiklik nedeniyle oluşur. Metal pozitif, yarıiletken negatif olacak şekilde uygulanan bir voltaj ( $V=V_F$ ) tüketim bölgesinin genişliğini azaltır ve Şekil 2.2b’de görüldüğü gibi bu bölgedeki voltaj;  $qV_i$ ’den  $q(V_i-V_f)$ ’ye düşer. Bu durumda yarıiletkendeki elektronlar daha düşük bir engelle karşılaşacaklar ve bunun sonucunda ise yarıiletkenden metale elektron akımı termal denge değerine göre artacaktır. Metalden yarıiletkene elektron akımı termal dengedekinin aynısı olur, değişmez. Bunun sebebi



Şekil 2.2. Metal/ n- tipi yarıiletken doğrultucu kontak için elektron enerji bant diyagramı

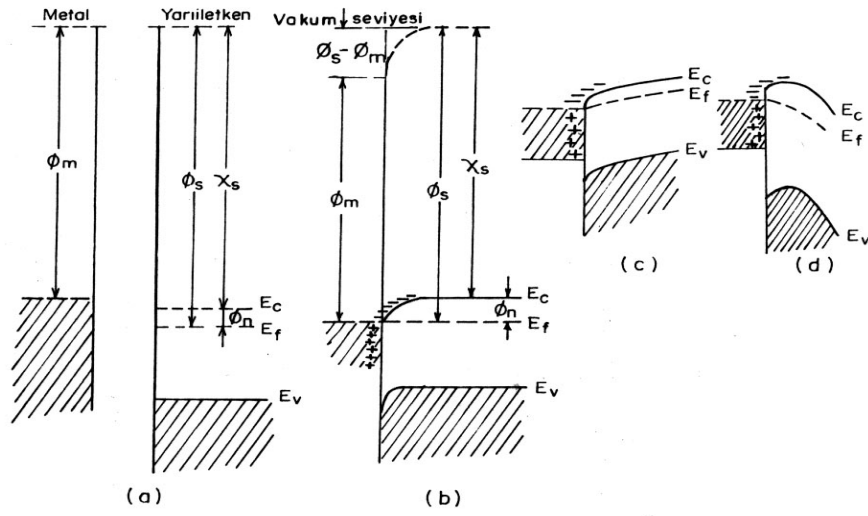
(a) termal denge durumu

(b) doğru beslem ve

(c) ters beslem [58,3]

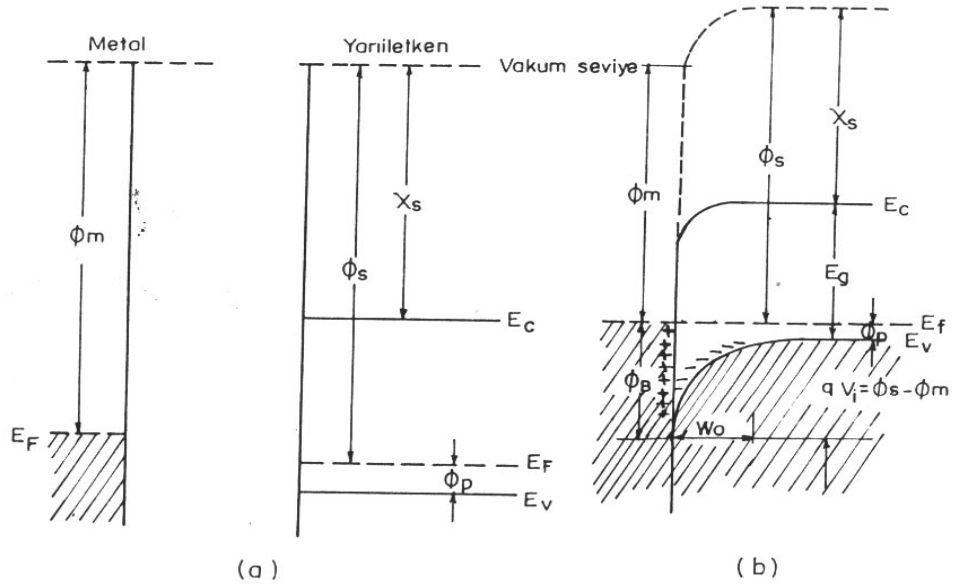
ise metalde herhangi bir voltaj düşmesi olmamasıdır. Böylece engel yüksekliği ( $\phi_B$ ) uygulanan voltajdan etkilenmez. Sonuç olarak, yarıiletken negatif, metal pozitif olacak şekilde (doğru beslem) potansiyel uygulandığında yarıiletkenden metale

doğru net bir akım vardır. Doğru beslem akımı, uygulanan voltaj ( $V_f$ ) ile üstel olarak artar [10]. Ters beslemde kontağın enerji bant diyagramı Şekil 2.2c'de gösterilmiştir. Yarıiletken pozitif, metal negatif olacak şekilde uygulanan bir voltaj ( $V=-V_R$ ) tüketim bölgesinin genişliğini artırır ve potansiyel  $qV_i$ 'den  $q(V_i+V_R)$ 'ye çıkar. Yarıiletkenden metale doğru elektron akımı termal denge durumuna göre azalır. Metalden yarıiletkene elektron akımı ise termal dengedekinin aynısı olur, değişmez. Yarıiletkenden metale doğru olan akım doğru beslemdeki ile kıyaslandığında daha küçüktür. Böylece bu tartışmalar altında bahsedilen kontak tek yönde akım ileten doğrultucu kontak olur. Şekil 2.3'de  $\phi_m < \phi_s$  için metal/n-tipi yarıiletken omik kontağın enerji bant diyagramı gösterilmektedir. Şekil 2.3a'da materyaller ayrı durumda iken Şekil 2.3b'de ise omik kontak oluşturulduktan sonraki enerji bant diyagramı görülmektedir. Omik kontak oluşturulduğunda metal elektronları arkalarında pozitif yükler bırakarak, metalden yarıiletkenin iletkenlik bandına doğru akarlar ve sınırın yarıiletken tarafında elektronların yığılmasına sebep olurlar. Termal dengeye ulaşıldığında ise yarıiletkenin Fermi seviyesi ( $\phi_s - \phi_m$ ) kadar yükselir. Yarıiletkende negatif yüklerin yığılması ile oluşan tabaka Debye mesafesi kadar bir kalınlık içinde sınırlanır ve bunlar yüzey yükleridir. Metalde elektron yoğunluğu fazla olduğu için metal tarafındaki pozitif yükler de, metal yarıiletken arayüzeyinden yaklaşık  $0,5 \text{ \AA}$ 'luk bir uzaklık içinde sınırlanmış olan yüzey yükleridir. Yarıiletken içinde oluşan bir tüketim bölgesi ve yarıiletkenden metale ya da tersi yönde elektronların akması için bir potansiyel engel yoktur. Şekil 2.3c ve Şekil 2.3d'de sırasıyla doğru ve ters beslemdeki metal/n-tipi yarıiletken omik kontağın enerji bant diyagramı görülmektedir. Akım bu bölgenin direnci ile belirlenir ve uygulanan voltajın yönünden bağımsızdır. Böyle doğrultucu olmayan kontaklar, omik kontak olarak isimlendirilir. p-tipi yarıiletkenlerde, n-tipi yarıiletkenlerin tersine  $\phi_s < \phi_m$  için omik kontak,  $\phi_s > \phi_m$  için ise doğrultucu kontak oluşur. Şekil 2.4'de bir metal/p-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın elektron enerji bant diyagramı gösterilmektedir. Bu elektronlar p-tipi yarıiletken için azınlık taşıyıcılarıdır. Yarıiletkene ulaştıktan sonra elektronlar deşikler ile birleşirler ve Şekil 2.4b'de gösterildiği gibi alıcılar bir uzay



Şekil 2.3.  $\phi_m < \phi_s$  için meta/n- tipi yarıiletken omik kontağın elektron enerji bant diyagramı

- (a) Birbirinden ayrı nötral materyaller
- (b) termal dengede kontak
- (c) yarıiletken negatif beslemde ve
- (d) yarıiletken pozitif beslemde [58]



Şekil 2.4.  $\phi_m < \phi_s$  için metal / p-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın elektron enerji bant diyagramı

- (a) Birbirinden ayrı nötral materyaller ve
- (b) kontak oluşturulduktan sonraki termal denge durumu [58]

yük tabakası oluşturur. Uzay yük bölgesindekideşiklerin yoğunluğu alıcı yoğunluğu ile kıyaslandığında ihmal edilebilecek kadar azdır. Böylece kontağın yarıiletken tarafında, alıcıların yoğunluğuna bağlı,  $w_D$  genişlikli bir tüketim tabakası oluşur. Bu durum Şekil 2.1b’dekine benzer, sadece vericilerin rolünü alıcılar üstlenmiştir. p-tipi yarıiletkende akımdeşikler tarafından taşındığı için Şekil 2.4b’dedeşikler için bir engel yüksekliği yazılmalıdır. Şekilden de görüldüğü gibideşikler için engel yüksekliği  $\phi_B'$ ,

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

bağıntısı ile verilir. Burada  $E_g$  yarıiletkenin yasak enerji aralığıdır. Eş. (2.1) ve (2.2)’den  $\phi_B + \phi_B' = E_g$  elde edilir.

## 2.2. Yüzey Durumları ve Yalıtkan Bir Arayüzey Tabakasına Sahip Olan Kontaklar

Bu tipteki kontaklarla ilgili bilgi Northrop ve Rhoderick [23,37] tarafından verilmiştir. Metal-yarıiletken kontaklar oluşturulmadan önce yarıiletken yüzeyi kimyasal olarak temizlenir ve yüzeyde ince bir yalıtkan oksit tabakası bırakılır. Bu tabakanın kalınlığı yüzey temizleme metotlarına bağlıdır ve iyi bir Schottky kontakta bu tabaka  $20\text{\AA}$ ’dan daha az olmalıdır. Oksit arayüzey tabakasına sahip bir kontağın enerji bant diyagramı Şekil 2.5’de gösterilmiştir. Bu diyagram Bölüm 2.1’deki ile aynı prensipler kullanılarak elde edilir. Yani Fermi seviyesi sistem boyunca aynı hizadadır ve vakum seviyesi arayüzeyde süreklidir. Şekil 2.5’de arayüzey oksit tabakasındaki potansiyel doğrusal olarak düşer, çünkü bu tabaka yüklerin bulunmadığı yalıtkan bir tabaka olarak kabul edilir. Arayüzey tabakası yeterince ince olursa ( $<20\text{\AA}$ ), tabaka boyunca oluşan potansiyel düşme, yarıiletkenin tüketim tabakasına göre ihmal edilebilecek kadar küçüktür. Ayrıca böyle ince bir tabaka elektronların tünelleme yapmasına da izin verir. Böylece engel yüksekliği ( $\phi_B$ ) ve kontak potansiyel farkı ( $V_i$ ), ince bir arayüzey tabakasının varlığından etkilenmez.

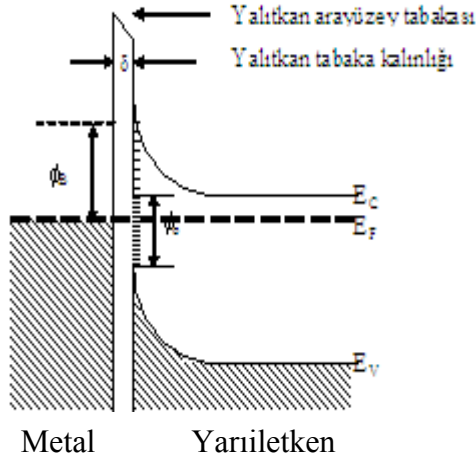
Metal ile yarıiletken arasında ince bir yalıtkan tabaka bulunan MYY kontakların anlaşılması ve teorik analizi MY kontaklara göre daha kolaydır. Çünkü yalıtkan tabaka metali yarıiletken sistemden ayırır, böylece her biri, ayrı sistemler olarak dikkate alınabilir. O zaman arayüzey durumlarına yarıiletken-yalıtkan kombinasyonunun bir özelliği olarak bakılabilir ve metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonlarına yüzey dipolündeki değişimin katkısı ihmal edilebilir. Bu basitleştirmenin temiz iç kontaklarda muhtemel olmadığı açıktır. Rhoderick [38], Cowley ile Sze'nin  $\phi_B$  için çıkardığı ifade de; yarıiletkende  $(V_i - V_f)$  potansiyel düşmesini sıfıra yaklaştıran yeterince düşük  $V_f$  doğru beslem voltajının, Schottky eklemine uygulanmasıyla düz bant engel yüksekliği  $(\phi_B^0)$ 'nin elde edildiğini göstermiştir. Bu şartlar altında tüketim bölgesindeki yük kaybolur ve metal tarafındaki yük yarıiletken tarafındaki arayüzey yükleri ile dengelenir. Bu durumda düz bant engel yüksekliği,

$$\phi_B^0 = C_1(\phi_m - \chi_s) + (1 - C_1)(E_g - \phi_0) = C_1\phi_m + C_2 \quad (2.3)$$

ile verilir [39]. Burada,  $C_I = \varepsilon_i / \varepsilon_r + q^2 \delta D_s$  dir.  $\varepsilon_i = \varepsilon_r \varepsilon_0$  yalıtkan tabakanın dielektrik sabiti,  $\delta$  yalıtkan tabakanın kalınlığı,  $q$  elektronik yük,  $D_s$  birim yüzey ve eV başına arayüzey durum yoğunluğudur. Nötral seviyenin pozisyonu  $(\phi_0)$ , valans bandın üst sınırından ölçülür. Eş.(2.3)'den de görülür ki;  $C_I$  bire eşit olmaya başladığında  $\phi_B^0$ , Eş. (2.1.a) ile verilen Schottky sınırına gelirken  $D_s$  sıfıra gitme eğilimindedir. p-tipi bir yarıiletken ile yapılan doğrultucu kontak için benzer bir analiz,

$$\phi_{B'}^0 = C_1(E_g - \phi_m + \chi_s) + (1 - C_1)\phi_0 \quad (2.4)$$

ile ifade edilir. Verilen bir metal-yarıiletken sistem için düz bant engel yüksekliklerinin toplamı  $\varepsilon_i$ ,  $\delta$  ve  $D_s$  değerlerinin her iki durumda da aynı olduğu kabul edilirse,  $\phi_B^0 + \phi_{B'}^0 = E_g$  olduğu görülür. Bu bağıntı pek çok yarıiletken ile yapılan deneysel çalışmalarla doğrulanabilir. Arayüzey oksit tabakasında yüklerin



Şekil 2.5. Yüzey durumlarına ve arayüzey tabakasına sahip metal-yarıiletken kontağın elektron enerji bant diyagramı [10]

bulunması halinde, düz bant engel yüksekliği için olan ifade uyarlanabilir. n-tipi yarıiletken durumu dikkate alındığında, eğer oksit tabakasının içinde birim yüzey başına  $Q_{ox}$  doldurulmuş yükleri varsa Eş.(2.3),

$$\phi_B^0 = C_1(\phi_m - \chi_s) + (1 - C_1)(E_g - \phi_0) - \frac{C_1 \delta Q_{ox}}{\epsilon_i} \quad (2.5)$$

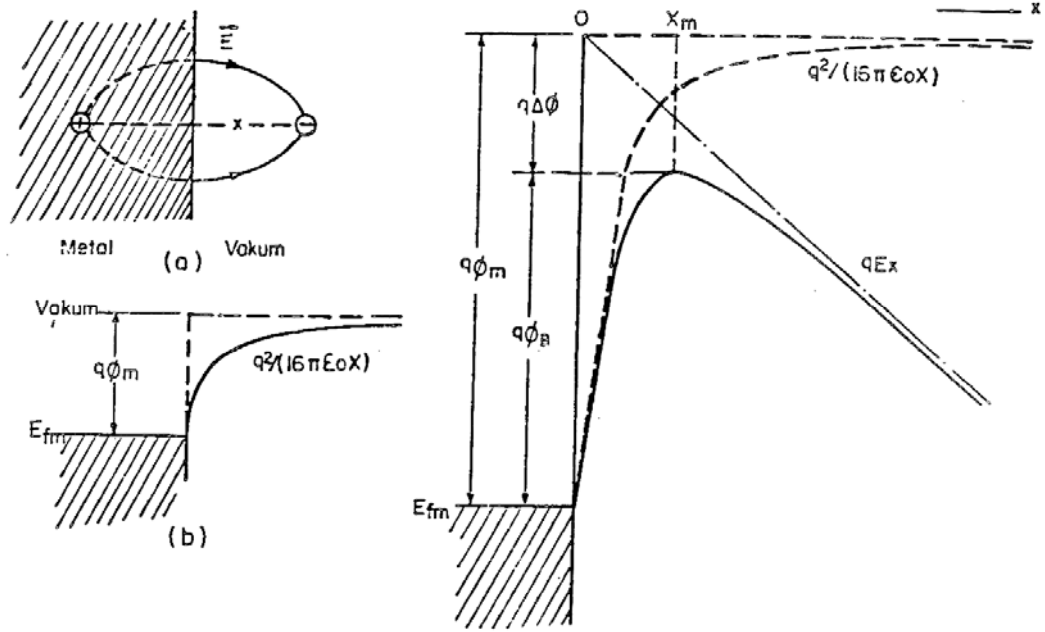
olarak yeniden yazılabilir [35]. Oksit yüklerinin etkisi engel yüksekliğinin Eş.(2.3) ile verilen ideal değerlerini değiştirmektedir.  $Q_{ox}$  pozitif olduğunda Eş.(2.5),  $\phi_B^0$  için Eş.(2.3)'dekine göre daha düşük değerler verir. Oysa negatif  $Q_{ox}$  için engel yüksekliği artar.  $Q_{ox}$  oksit yükünün varlığı Eş.(2.3)'teki  $C_2$ 'yi değiştirir. Son zamanlarda  $\phi_0$  ve  $Q_{ox}$ 'ı belirleyebilmek için bazı metotlar önerilmiştir [40]. Çok fazla yüzey durumları yoğunluğuna sahip Si ve GaAs gibi yarıiletkenler ile yapılan Schottky engel yapılarda,  $\delta$ 'nın bütün olası değerleri için oksit tabakası  $5 \times 10^{11}$  yük/cm<sup>2</sup>'den daha az yüke sahipse, Eş. (2.5)'nin son teriminin  $\phi_B^0$ 'a katkısı nispeten azdır. Eş.(2.3)'teki  $\phi_B^0$  düz bant engel yüksekliği yarıiletkende elektrik alan olmadığında elde edilebilir. Genelde yarıiletkende bant bükülmesine sebep olan bir elektrik alan vardır ve bu da engel yüksekliğini, tüketim bölgesindeki voltaj düşmesinin bir fonksiyonu yaparak etkiler. Sıfır beslemde yarıiletkende bir elektrik alan olduğu için sıfır beslem engel yüksekliği düz bant engel yüksekliğinden

farklıdır. Engel yüksekliğini tüketim bölgesindeki elektrik alana bağlı kılan pek çok sebep olabilir ve biz bunların sadece ikisini dikkate alacağız. İlk olarak Şekil 2.5'deki engel yüksekliğine dikkat edersek, yarıiletkendeki elektrik alanın varlığı arayüzey tabakasındaki potansiyel düşmesini değiştirir ve bu da engel yüksekliğini değiştirir. Elektrik alanın engel yüksekliğini aşağıdaki bağıntıya göre azalttığı gösterilmiştir [38]:

$$\phi_B = \phi_B^0 - \alpha |\epsilon_m| \quad (2.6)$$

$\epsilon_m$  yarıiletkenin hemen içindeki elektrik alan ve  $\alpha = \delta \epsilon_s / \epsilon_i + q^2 \delta D_s$  şeklinde ifade edilir.  $\epsilon_s$  yarıiletkenin dielektrik sabitini gösterir. İyi bir Schottky diyot için arayüzey tabakası kalınlığı ( $\delta$ ),  $20 \text{ \AA}$ 'nin altındadır ve  $\phi_B$  ile  $\phi_B^0$  arasındaki fark tüm doğru beslem voltajlarında ve küçük ters beslem voltajlarında önemli değildir. Engel yüksekliğini tüketim bölgesindeki elektrik alana bağlı kılan diğer etki de hayali kuvvetlerin oluşturduğu potansiyel engel alçalmasıdır. Bu etki arayüzey tabakasının varlığına bağlı değildir. Böyle bir tabaka olmasa da oluşur. Yarıiletkendeki bir elektron, metal yüzeyine dik bir elektrik alan oluşturur. Bu alan kuramsal olarak bu elektronun metal içindeki pozitif görüntüsü dikkate alınarak hesaplanır. Metal sınırından görüntü yüke olan uzaklık negatif ( $-x$ ) alınır. Elektron ve görüntüsü arasındaki  $F$  elektriksel çekim kuvveti  $-q^2 / 4\pi\epsilon_d (2x)^2$  olur. Elektron sonsuzdaki bir elektrona göre negatif potansiyel enerjiye sahiptir ve bu enerji  $-q^2 / 16\pi\epsilon_d x$  ifadesi ile gösterilir (Şekil 2.6). Bu potansiyel enerji, elektronun toplam enerjisini elde etmek için  $-q\epsilon x$  engel enerjisine ilave edilmelidir. Şekil 2.6'de görüldüğü gibi metal yüzeyinden  $x_m$  kadar uzaklıkta, enerjide bir maksimum meydana gelmektedir.  $\Delta\phi_B$  engel yüksekliğindeki düşme miktarı,

$$\Delta\phi_B = \left[ \frac{q^3 N_d}{8\pi^2 \epsilon_d^2 \epsilon_s} (V_i - V) \right]^{1/4} \quad (2.7)$$



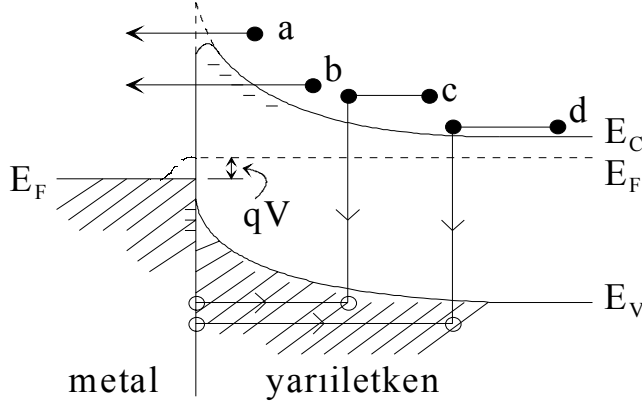
Şekil 2.6. Bir metal yüzeyi ile vakum arasında enerji bant diyagramı  
 (a) vakumdaki elektron ile metaldeki görüntü (hayali) yük  
 (b) dış alan yok iken elektron enerji engeli  
 (c) dış alan uygulandığında  $q\Delta\phi$  kadar engel azalması [3]

olarak ifade edilir [36]. Burada  $N_d$  yarıiletkendeki verici yoğunluğu,  $V$  uygulanan voltajdır. Hayali kuvvetlerin dielektrik sabiti  $\epsilon_d$  yarıiletkenin statik dielektrik sabiti  $\epsilon_s$ 'den farklı olabilir.

### 2.3. Metal-Yarıiletken Schottky Diyotlarda Akım İletim Mekanizmaları

MY ve MYY yapılarda akım denetimi çoğunluk taşıyıcılarıyla olur. Sıcaklık, arayüzey durumları, seri direnç ve metal ile yarıiletken arasındaki yalıtkan tabaka nedeni ile akım iletim mekanizması gerek MY gerekse MYY yapılarda farklılık gösterir. Bu yapılarda başlıca akım-iletim mekanizmaları [25,35] şunlardır; Termiyonik emisyon (TE) teorisi, Difüzyon teorisi, Termiyonik emisyon-difüzyon teorisi, Kuantum mekaniksel tünelleme (TAE, AE, çok katlı tünelleme), Üretilme- yeniden birleşme, Azınlık taşıyıcı enjeksiyonu ve  $T_0$  etkili akım iletimi.

Şekil 2.7’de metal/n-Si (MY) Schottky diyot için doğru beslemde başlıca akım-iletim mekanizmaları gösterilmiştir.



Şekil 2.7. Metal/n-tipi Si yarıiletkende doğru beslem altında temel akım iletim mekanizmaları

- (a) potansiyel engelin tepesi üzerinden, metalin içersine doğru elektronların iletimi (termiyonik emisyon)
- (b) elektronların engel içinden doğrudan kuantum-mekaniksel tünellemeleri (engel içinde tünelleme)
- (c) uzay yük bölgesinde yeniden birleşme
- (d) metalden yarıiletkenedeşik enjeksiyonu [10]

### 2.3.1. Termiyonik emisyon (TE) teorisi

Schottky kontaklarda yeterli ısısal enerji kazanan taşıyıcıların potansiyel engel ( $\phi_B$ ) üzerinden, yarıiletkenden metale ya da metalden yarıiletkene geçmeleri TE olayı olarak bilinir. Beethe'nin MY kontaklarda akımın çoğunluk taşıyıcıları tarafından iletildiğini kabul ederek kurduğu termiyonik emisyon teorisinin varsayımları şunlardır [10]; (a) potansiyel engel yüksekliği  $kT/q$  enerjisinden çok büyüktür (b) Schottky bölgesinde taşıyıcı çarpışmaları yoktur yani taşıyıcıların ortalama serbest yolları Schottky tabakasının kalınlığından daha büyüktür (c) görüntü (hayali) kuvvetlerin etkisi ihmal edilmektedir ve akım engel yüksekliğine zayıfça bağlıdır. Bu varsayımlar doğrultusunda yarıiletkenden metale doğru akım yoğunluğu  $J_{sm}$ ,

potansiyel engelini geçmeye yetecek kadar enerjiye sahip elektronların konsantrasyonu ve bunların hızı ile ifade edilir.

$$J_{sm} = \int_{E_F + q\phi_B}^{\infty} qv_x dn \quad (2.8)$$

Burada  $(E_F + q\phi_B)$  metalden TE için gerekli minimum enerji,  $V_x$  ise iletim yönündeki taşıyıcı hızıdır.  $dn$ , küçük bir enerji aralığında enerji yoğunluğudur. Bu ifadeden hareketle metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda yarıiletkenden metale geçen elektronlar için akım denklemi,

$$J_{sm} = \left( \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left[ \frac{-q(\Phi_B)}{kT} \right] \exp\left( \frac{qV}{kT} \right) \quad (2.9)$$

şeklinde verilir. Burada  $m^*$  taşıyıcının etkin kütlesi,  $k$  ve  $h$  sırasıyla Boltzmann ve Planck sabitleridir. Buradan

$$J_{sm} = A^* T^2 \exp\left( \frac{-q\Phi_B}{kT} \right) \exp\left( \frac{qV}{kT} \right) \quad (2.10)$$

ifadesi yazılır. Burada  $A^*$ , TE için Richardson sabitidir. Metalden yarıiletkene hareket eden elektronlar için engel yüksekliği aynı kalır. Bu yüzden metalden yarıiletkene doğru olan akım yoğunluğu uygulanan voltajdan etkilenmez. Bu akım yoğunluğu dengede ( $V=0$ ), yarıiletkenden metale geçen akım yoğunluğuna eşittir. Buna göre metalden yarıiletkene doğru olan akım

$$J_{ms} = -A^* T^2 \exp\left( \frac{-q\Phi_B}{kT} \right) \quad (2.11)$$

şeklinde ifade edilir. Toplam akım yoğunluğu Eş.(2.10) ve Eş.(2.11) denklemlerinin toplamı olup,

$$J_n = \left[ A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \right] \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.12)$$

şeklinde ifade edilir. Burada  $A^* T^2 \exp(-q\Phi_B/kT)$  terimi doyum akım yoğunluğudur.

### 2.3.2. Difüzyon teorisi

Aralarında yoğunluk farkı bulunan bölgelerde, yoğunluğun çok olduğu bölgeden az olduğu bölgeye doğru olan yük geçişlerine difüzyon denir. Schottky tarafından verilen difüzyon teorisi şu varsayımlara dayanır [25,35]; (a) potansiyel engelin yüksekliği  $kT/q$  enerjisinden büyüktür (b) tüketim bölgesindeki elektronların çarpışma etkisi ihmal edilmiştir (c)  $x=0$  ve  $x=w'$  deki taşıyıcı konsantrasyonları akımdan etkilenmemiştir (yani onlar termal denge değerlerine sahiptir) (d) yarıiletkendeki safsızlık konsantrasyonu ( $n_i < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) dejenere değildir. Kabuller doğrultusunda tüketim bölgesindeki akım, bölgesel alan ve yoğunluk farkına bağlı olduğundan akım yoğunluğu denklemi kullanılır. Bu denklemler metal/n- tipi yarıiletken Schottky kontaklar için,

$$J_x = J_n = q \left[ n(x) \mu E(x) + D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right] \quad (2.13)$$

$$= q D_n \left[ \left( \frac{-qn(x)}{kT} \right) \left( \frac{\partial V(x)}{\partial x} \right) + \frac{\partial n}{\partial x} \right] \quad (2.14)$$

şeklindeir. Burada  $n(x)$  elektron yoğunluğu,  $\mu$  elektronun mobilitesi,  $D_n$  elektron difüzyon sabiti ve  $E(x)$  Schottky bölgesindeki elektrik alanıdır. Buna göre difüzyon kuramına göre akım ifadesi,

$$= J_{SD} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.15)$$

ile verilir. Burada  $J_{SD}$  doyum akım yoğunluğu olup,

$$J_{SD} = \left( \frac{q^2 N_c D_n}{kT} \right) \left[ \frac{q(V_d - V) 2N_D}{\epsilon_s} \right]^{1/2} \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.16)$$

şeklinde ifade edilir. Burada  $N_c$  iletkenlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu,  $V_d$ , difüzyon voltajı,  $N_D$  verici yoğunluğu,  $\epsilon_s$  yarıiletkenin dielektrik geçirgenliğidir. Bu iki kuramdan elde edilen ifadeler birbirine çok benzer, bununla birlikte difüzyon kuramının doyum akım yoğunluğu,  $J_{SD}$  voltaj ile daha çabuk değişir fakat sıcaklığa bağlılığı TE'deki doyum akım yoğunluğuna göre daha küçüktür.

### 2.3.3. Termiyonik emisyon- difüzyon teorisi

Crowell ve Sze , TE ve difüzyon teorisini birleştirerek termiyonik emisyon- difüzyon teorisini geliştirdiler [25]. Bu teori, MY arayüzey kenarında tanımlanmış olan  $V_r$  rekombinasyon hızı üzerine kurulmuştur. Metal ile yarıiletken gövde arasına uygulanan voltaj, metale doğru bir elektron akışına neden olur. Taşıyıcıların bir kısmı optik fonon geri saçılmalarına bir kısmı da kuantum mekanik yansımalarla uğradığından akımın değeri azalır. Sze bunun nedenini rekombinasyon hızındaki azalmaya bağlamıştır. Termiyonik emisyon-difüzyon teorisine göre elektronların MY arayüzeyinde optik fononlarla etkileşmeksizin potansiyel engel üzerinden salınma olasılığı ve ortalama iletim katsayısı değerleri göz önüne alınarak  $A^*$  Richardson sabiti  $A^{**}$  olarak değişir. Buna göre en genel akım-voltaj (I-V) ifadesi,

$$J = J_o \left( \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \quad (2.17)$$

ile verilir. Burada T sıcaklık, n idealite faktörü ve  $J_o$  doyum akım yoğunluğu olup,

$$J_o = A^{**} T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.18)$$

şeklinde ifade edilir.  $A^{**}$ , düzenlenmiş etkin Richardson sabitidir.  $\beta$  engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişim katsayısı olmak üzere,

$$A^{**} = A^* \exp\left(\frac{\beta}{kT}\right) \quad (2.19)$$

ile verilir. Eğer metal ile yarıiletken arasında yalıtkan bir oksit tabakası (MY-MOY) varsa Richardson sabiti oksit tabakasına bağlı etkin değer alır ve  $A^{**}$  yerine yalıtkan oksit tabakası nedeniyle  $A_{etk}$  alınır.

$$A_{et} = A^{**} \exp\left[\frac{-4\pi\delta}{h(2m^* \chi)^{1/2}}\right]^{1/2} \quad (2.20)$$

Burada  $\delta$  metal ile yarıiletken arasındaki yalıtkan oksit tabakanın kalınlığı,  $m^* = m_o$  etkin kütle,  $h$  planck sabiti,  $\chi$  ise yarıiletkenin elektron yakınlığıdır.

Termiyonik emisyon teorisine göre ideal bir Schottky diyotta  $n=1$  dir. İdeal diyottan sapmaları belirlemek amacıyla bir idealite faktörü,  $n$ , tanımlanır. Buna göre akım yoğunluğu ifadesi

$$J = J_o \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (2.21)$$

şeklini alır. Burada idealite faktörü ( $n$ ) birden uzaklaştıkça engel yüksekliğinin voltaja bağıllığı artmaktadır.  $n$ , yarıiletken ile dengede arayüzey durumları ( $N_{ss}$ ) ve metal yarıiletken arasındaki yalıtkan oksit tabakasının kalınlığı ( $\delta$ ) cinsinden

$$n = 1 + \frac{\delta}{\epsilon_i} \left[ \frac{\epsilon_s}{w} + qN_{ss} \right] \quad (2.22)$$

şeklinde ifade edilir. Bu denklemde ikinci terimin artması ile ideallikten uzaklaşılır. Yani  $n$ , hem yalıtkan tabaka kalınlığının artmasıyla hem de arayüzey durumlarının artmasıyla doğru orantılı olarak artmaktadır [41]. Engel alçalması ve  $A^{**}$ 'nin alana bağımlı olması nedeniyle gerçek Schottky diyotlarda  $n$  idealite faktörü  $1 < n < 1,2$  arasında değer alır.

#### 2.3.4. Engel boyunca tünelleme

MY Schottky diyotlarda TE mekanizması yanında, elektronlar kuantum mekaniksel tünelleme ile engeli aşabilirler. Çok fazla katkılanmış dejenere ( $N_d > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) yarıiletken durumunda tünelleme doğru beslemde, düşük katkılı yarıiletkenlerde tünelleme olayı ters beslemde ortaya çıkar [42]. Aşırı katkılanmış yarıiletken nedeniyle tüketim bölgesi incedir. Düşük sıcaklıklarda, Fermi seviyesine çok yakın elektronlar yarıiletkenden metale doğru tünelleme yapabilir. Böylece doğru beslem yönündeki akım, yarıiletkenin Fermi enerjisine yakın elektronların tünellemesi ile artar. Bu duruma alan emisyonu (AE) adı verilir. Yüksek sıcaklıklarda, elektronların önemli bir kısmı Fermi seviyesinin üstüne doğru yükselir. İletkenlik bandından  $E_m$  kadar yukarıda bulunan bu elektronların daha yüksek enerjili olması ve bu seviyede daha ince bir tüketim tabakası ile karşılaşılıyor olmaları tünelleme ihtimalini ve dolayısıyla doğru beslem yönündeki akımı artırır. Bu durum termiyonik alan emisyonu (TAE) olarak bilinir. Bu mekanizmalar Şekil 2.8'de gösterilmiştir.

Termiyonik alan emisyonu (TAE) durumunda diyota çok küçük bir doğru beslem voltajı uygulanırsa, doğru beslem I-V karakteristiği

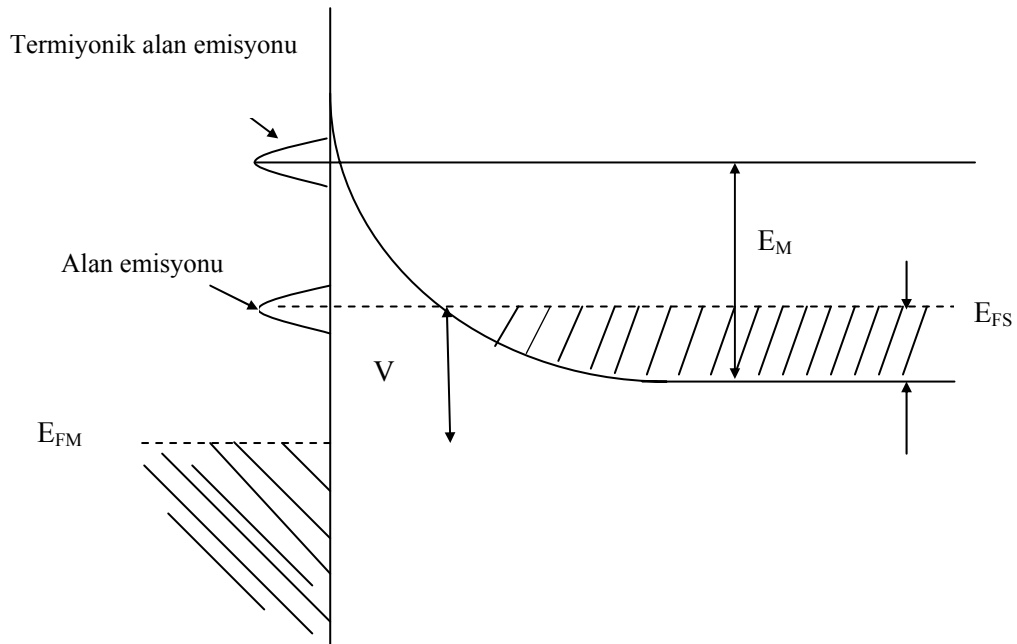
$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{E_0}\right) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) \right] \quad (2.23)$$

şeklinde ifade edilir [42]. Burada

$$E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \quad (2.18)$$

$$E_{00} = h / 4\pi \left( \frac{N^*}{m^* \epsilon_s} \right)^{1/2} \quad (2.19)$$

şeklinde dir. Burada  $E_0$  termal enerji,  $E_{00}$  tünelleme enerjisi,  $N^*$  etkin taşıyıcı yoğunluğu,  $m^*$  etkin elektron kütlesi ve  $h$  ise Planck sabitidir. Bu durumda doyum akımı ( $I_0$ ) voltaja zayıf şekilde bağlıdır ve  $E_0 \cong E_{00}$ 'dır.  $\ln I$ - $V$  eğrisinin eğimi sabit ve  $T$ 'den bağımsız ise alan emisyonu (AE) oluşur. Yüksek sıcaklıklarda, ( $E_{00} \ll kT$ ),  $E_0 = kT$  olur.  $\ln I$ - $V$  eğrisinin eğimi  $q/kT$  olur ki, bu da TE'ye karşılık gelir. Orta sıcaklık değerleri için eğimi,  $q/nkT$  şeklinde yazabiliriz.



Şekil 2.8. Doğru beslemde termiyonik alan emisyonu ve alan emisyonu bant diyagramı [10]

Burada

$$n = E_{oo}/kT \left[ \coth\left(\frac{E_{oo}}{kT}\right) \right] \quad (2.26)$$

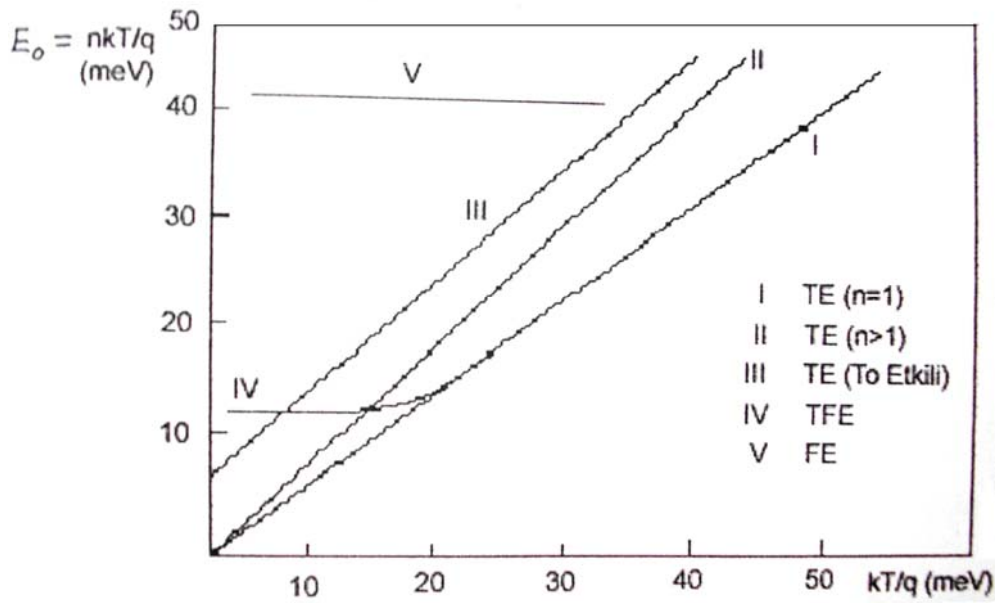
dir. TAE'nun diyot akımına katkısı,  $E_{oo} \cong kT$  olduğu zaman mümkündür. TAE'nun maksimum katkısı olduğu zaman ki  $E_m$  enerjisi,

$$E_m = qV_d / \left[ \cos\left(\frac{E_{oo}}{kT}\right) \right]^2 \quad (2.27)$$

şeklinde dir. Burada  $V_d$ , toplam bant bükülme voltajına karşılık gelir.  $E_m$  ise tüketim bölgesi kıyısında iletkenlik bandının altından ölçülür.  $N_A > 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  iken (300 K'de) silisyumda TAE önem kazanır. Daha az katkılı yarıiletkenlerde TAE ihmal edilebilir.

### 2.3.5. $T_o$ etkili akım iletimi

İdealite faktörünün birden büyük olması hayali kuvvet ya da arayüzey durumlarından ortaya çıkıyorsa  $n$  sıcaklıktan bağımsız olmalıdır.



Şekil 2.9. Farklı akım iletim mekanizmalarını gösteren  $E_o$ - $kT/q$  grafiği [44]

Fakat  $n$ 'nin birden büyük olması eğer termiyonik alan emisyonundan veya tüketim bölgesindeki rekombinasyon akımlarından kaynaklanıyorsa, idealite faktörü ( $n$ ) sıcaklığa bağlıdır. Schottky diyotların çoğunluğunda  $n$  sıcaklığa bağlıdır.  $T_o$  etkili J-V karakteristiği,

$$J = A^{**} \cdot T^2 \exp \left[ -\frac{q\phi_B}{k(T + T_o)} \right] \left\{ \exp \left[ \frac{qV}{k(T + T_o)} \right] - 1 \right\} \quad (2.28)$$

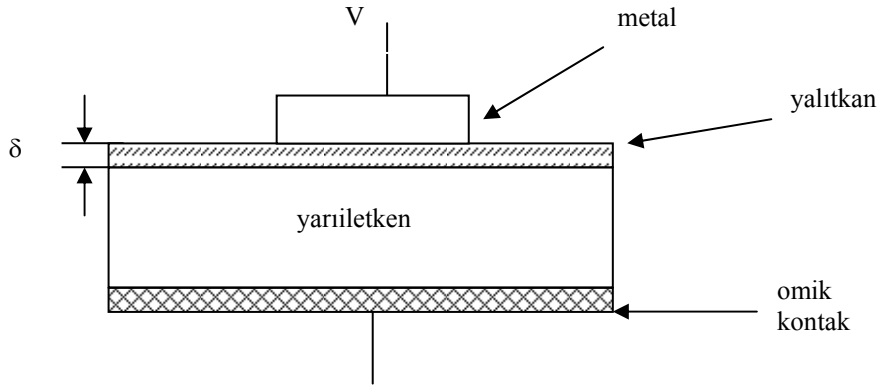
şeklinde ifade edilir [35,44]. Burada  $T_o$  geniş bir sıcaklık aralığında sıcaklık ve voltajdan bağımsız olan sabit bir parametredir.  $n$ 'nin sıcaklığa bağlılığı deneysel olarak  $n = 1 + T_o/T$  olarak ifade edilir.

#### 2.4. Metal-Yalıtkan- Yarıiletken (MYY) Schottky Diyotların Fiziği

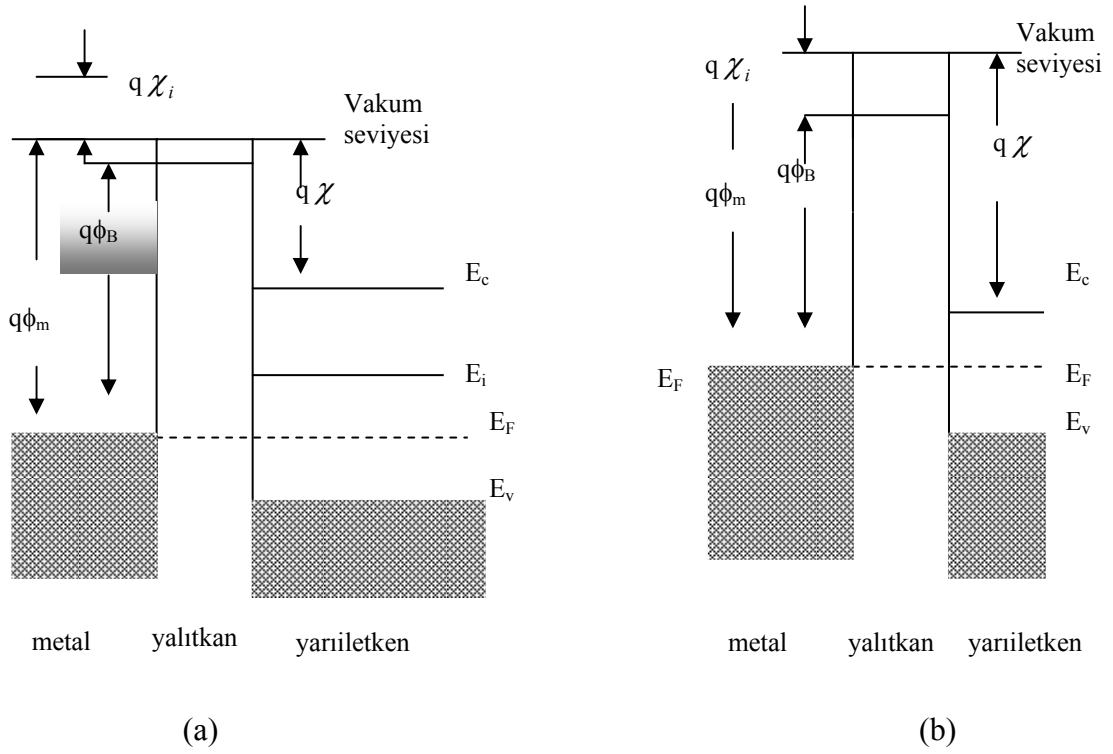
Metal ile yarıiletken arasındaki yalıtkan oksit tabaka doğal yolla oluşabileceği gibi deneysel yöntemlerle de oluşturulabilir. Doğal veya yapay olarak oluşan oksit tabaka ile metal-yarıiletken yapı metal-yalıtkan-yarıiletken yapıya dönüşür [19]. MYY Schottky diyotların deneysel analizi yarıiletken yüzeyini anlamak için yararlıdır [48]. Aradaki oksit tabaka, metali yarıiletken sistemden ayırır. Böylece yarıiletkendeki arayüzey durumlarının dolumu yarıiletkenin Fermi seviyesi ile belirlenir yani arayüzey durumları yarıiletken ile dengededir. Bir MYY Schottky diyotta metal-yalıtkan ve yalıtkan-yarıiletken olmak üzere iki önemli arayüzey vardır.

##### 2.4.1. İdeal MYY Schottky diyot

MYY Schottky diyot Şekil 2.10'da gösterilmiştir. Burada  $\delta$  yalıtkan tabakanın kalınlığı,  $V$  ise metal üzerine uygulanan voltajdır. Metal kısım omik kontakla göre pozitif olduğunda doğru beslem, metal kısım omik kontakla göre negatif olduğunda ise ters beslem oluşur.



Şekil 2.10. Metal-yalıtkan-yarıiletken (MYY) Schottky diyot [25]



Şekil 2.11.  $V=0$  durumunda ideal bir MYY Schottky diyotun enerji-bant diyagramı  
 (a) p-tipi yarıiletken  
 (b) n- tipi yarıiletken [25]

İdeal MYY Schottky diyotun,  $V=0$  durumunda enerji-bant diyagramı Şekil 2.11’de gösterilmiştir. Bir ideal MYY Schottky diyot aşağıdaki gibi tanımlanır.

- Sıfır beslem voltajında, metalin iş fonksiyonu  $\phi_m$  ile yarıiletkenin iş fonksiyonu  $\phi_s$  arasındaki fark ( $\phi_{ms}$ ) sıfırdır.

$$\phi_{MY} = \phi_m - (\chi + E_g/2q - \phi_B) = 0 \quad n - \text{tipi için} \quad (2.29)$$

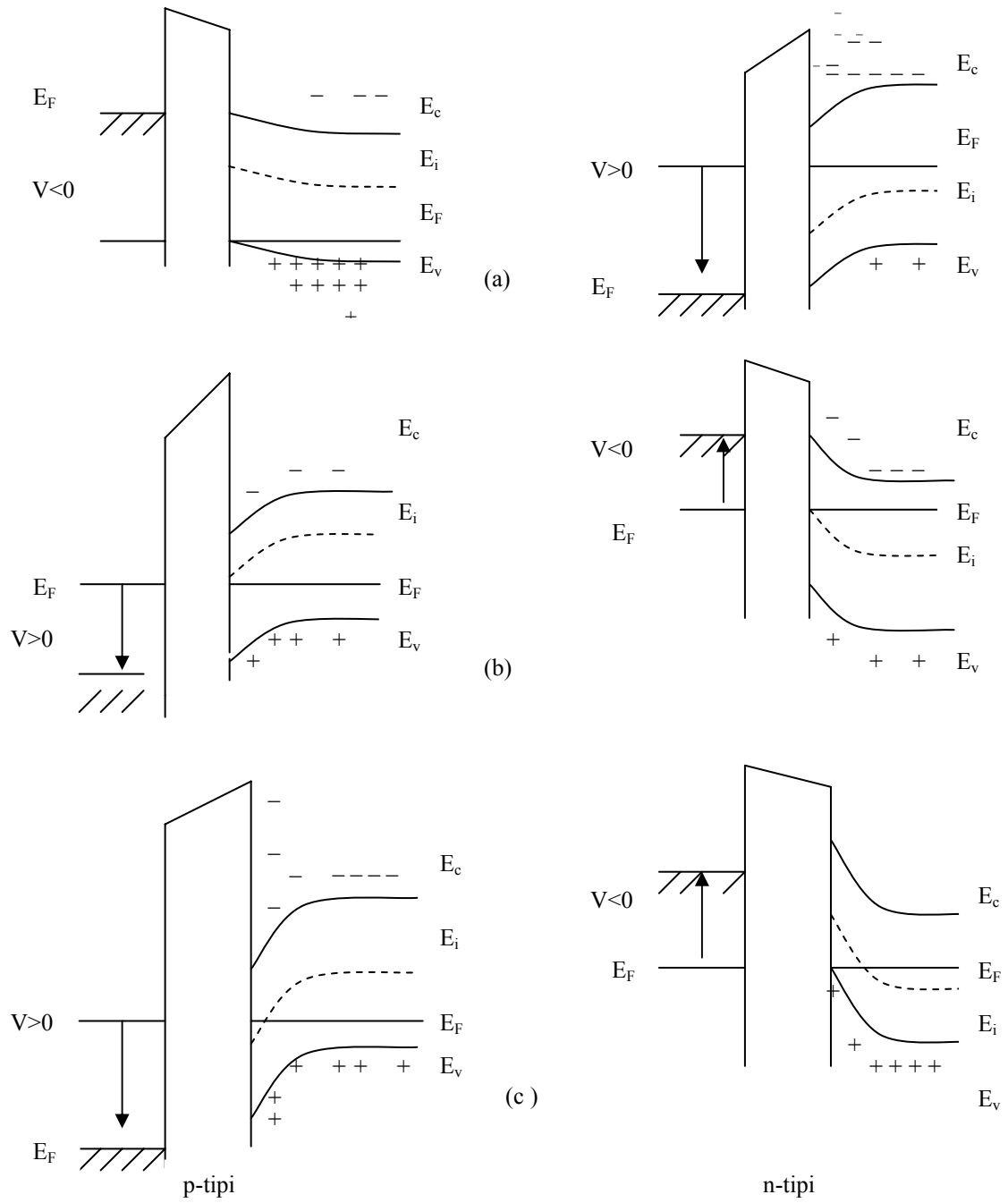
$$\phi_{MY} = \phi_m - (\chi + E_g/2q + \phi_B) = 0 \quad p - \text{tipi için} \quad (2.30)$$

Burada  $\chi$  yarıiletken elektron yakınlığı,  $E_g$  yasak enerji aralığı,  $\phi_B$  ise engel yüksekliğidir.

- Herhangi bir beslem altında yarıiletkende ve yalıtkana yakın metal yüzeyinde yükler mevcut olabilir fakat eşit ve zıt işaretlidirler.
- d.c beslem altında yalıtkan içinden hiçbir akım geçmez veya yalıtkanın direnci sonsuzdur.

İdeal bir MYY Schottky diyota ters beslem uygulandığında, yarıiletken yüzeyinde temel olarak üç durum mevcut olabilir. p-tipi yarıiletkenle oluşturulan MYY Schottky diyotta, metal kısma negatif bir voltaj ( $V < 0$ ) uygulandığında (Şekil 2.12) valans bandın tepesi yukarı doğru bükülür. Yarıiletkendeki Fermi seviyesi sabit kalır.

Taşıyıcı yoğunluğu üstel olarak enerji farkı ( $E_F - E_v$ )'ye bağlı kaldığından, bu bant bükülmesi yarıiletken yakınında çoğunluk taşıyıcı olan deşiklerin yığılmasına sebep olur. Bu duruma yığılma (accumulation) denir. Aynı diyota küçük bir pozitif voltaj ( $V > 0$ ) uygulanırsa bu sefer bantlar aşağı doğru bükülür ve çoğunluk taşıyıcılar tüketilir (Şekil 2.12b). Bu duruma tüketim (depletion) denir. Eğer MYY Schottky diyota daha büyük bir pozitif voltaj uygulanırsa, bantlar daha çok aşağı doğru bükülür öyle ki  $E_i$ ,  $E_F$ 'nin üstüne çıkar. Bu durumda yüzeydeki elektronların sayısı (azınlık taşıyıcıların) deşiklerden fazladır. Buna ise terslenim (inversion) denir. Benzer sonuçlar n-tipi yarıiletken içinde elde edilebilir.



Şekil 2.12.  $V \neq 0$  durumunda ideal MYY Schottky diyotun enerji-bant diyagramı  
 (a)akümülayon  
 (b)tüketim  
 (c)inversiyon (terslenim) durumları [25]

#### 2.4.2. MYY Schottky diyotlarda akım-iletim mekanizması

İdeal MYY Schottky diyotta yalıtkan filmin iletkenliği sıfırdır. Fakat gerçekte MYY Schottky diyotlarda, yerleşmiş elektronik durumlar yarıiletken-yalıtkan arayüzeyinde bulunur ve bu yüzden, diyot ideal durumlardan farklılıklar gösterir. Bazı diyotlarda yalıtkan tabaka üzerinden akım geçer [25]. Yeterli büyüklükte elektrik alan ve sıcaklık varsa yalıtkan tabaka iletkenlik gösterir. Metal-yarıiletken yapılarda akım-voltaj ilişkisi,

$$J_F = J_o \left[ \exp\left(\frac{qV_F}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.31)$$

bağıntısı ile verilir. Burada,

$$J_o = A^{**} T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.32)$$

ifadesiyle verilen  $J_o$  doyum akım yoğunluğudur.  $A^{**}$ , Schottky engel alçalması dikkate alındığında etkin Richardson sabiti,  $V_F$  doğru beslem voltajıdır.  $E_s$  (2.32)'deki  $\phi_B$  ise  $\phi_{Bn}$  veya  $\phi_{Bp}$  engel yüksekliğidir. Metal/yarıiletken yapılarda akım voltaj ilişkisini gösteren  $E_s$  (2.31) ifadesinde  $\ln J$ - $V$  grafiğinin eğimi  $q/kT$  dir. Ancak metal ile yarıiletken arasında bir yalıtkan tabaka varsa doğru beslem altında bu yapılarda akım iletimi bu bağıntıdan biraz farklı olur. Bu durumda  $\ln J$ - $V$  grafiğinin eğimi  $q/kT$  değerinden küçük olur hatta  $q/2kT$  ya da daha küçük olabilir. MYY Schottky engelli yapılarda yalıtkan tabakanın etkisi Card, Rhoderick [19] ve Fonash [46] tarafından araştırılmıştır. MYY Schottky diyotuna uygulanan doğru beslem voltajının bir kısmı yarıiletkenin tüketim tabakasına düşerken bir kısmı da yalıtkan tabaka üzerine düşer.

$$V_F = V_{yi} + V_y \quad (2.33)$$

şeklinde ifade edilir. Burada  $V_{yi}$ , uygulanan voltajın ( $V_F$ ) yarıiletken üzerine düşen kısmı,  $V_y$  ise yalıtkan üzerine düşen kısımdır.  $V_F$  doğru beslem voltajı altında metal/yalıtkan/ n-Si (MYY) Schottky diyot için akım yoğunluğu azınlık taşıyıcı etkileri ihmal edilerek,

$$J_{Fn} = J_{sm}^{-e} - J_{ms}^{-e} \quad (2.34)$$

şeklinde ifade edilir. Burada,  $J_{ms}^{-e}$ , doğru beslem altında metalden yarıiletkene geçen akım yoğunluğudur.  $J_{sm}^{-e}$  ise yarıiletkenden metale geçen elektronların oluşturduğu akım yoğunluğudur. Şekil 2.13’de doğru beslemde ( $V_F$ ) metal/yalıtkan/n-Si (MYY) Schottky diyotun enerji bant diyagramı gösterilmiştir. Doğru beslem uygulandığında metal/yalıtkan/ p-Si için akım yoğunluğu ise,

$$J_{Fp} = J_{sm}^h - J_{ms}^h \quad (2.35)$$

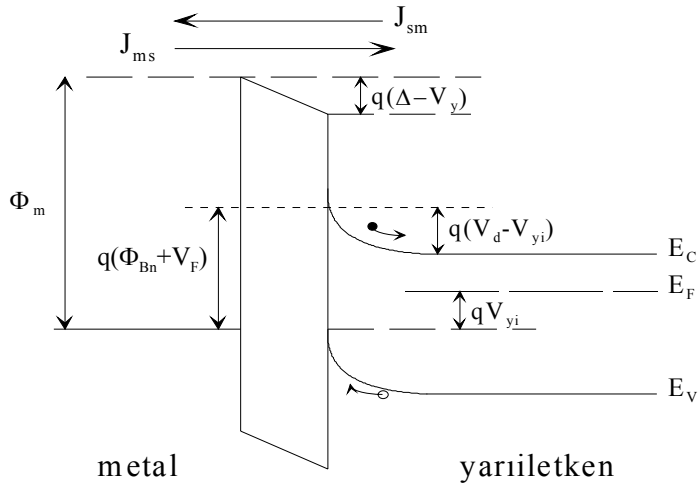
şeklinde verilir. Burada,  $J_{ms}^h$ , metalden yarıiletkene,  $J_{sm}^h$  de yarıiletkenden metale geçen deşiklerin oluşturduğu akım yoğunluklarıdır. Şekil 2.14’de doğru beslem ( $V_F$ ) altında metal/yalıtkan/p-Si (MYY) Schottky diyotun enerji bant diyagramı gösterilmiştir.

Doğru beslem ( $V_F$ ) voltajı uygulandığında metal/yalıtkan/p-tipi yarıiletken için akım yoğunluğu ifadesi,

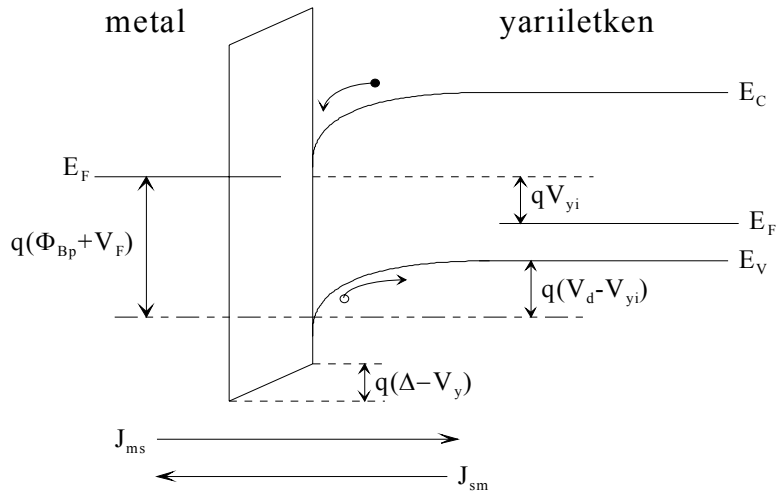
$$J_{Fp} = J_{sm}^h - J_{ms}^h = A \cdot T^2 \{ \exp [\beta (-\phi_{Bp} + V_{yi})] - \exp [\beta (\phi_{Bp} - V_y)] \} \quad (2.36)$$

dir. Burada  $\beta = q/kT$  dir. Bu ifade  $\exp[-\beta (\phi_{Bp} + V_y)]$  parantezine alınırsa,

$$J_{Fp} = A \cdot T^2 \exp [-\beta (-\phi_{Bp} + V_y)] [\exp \beta (V_F - I)] \quad (2.37)$$



Şekil 2.13. Metal/yalıtkan/n-Si (MYY) Schottky diyotun enerji bant diyagramı [58]



Şekil 2.14. Metal/yalıtkan/p-Si (MYY) Schottky diyotun enerji bant diyagramı [58]

ifadesine dönüşür. Eğer metal ile yarıiletken arasında yalıtkan bir tabaka yoksa ( $V_y=0$ ) Eş.(2.37) ile Eş.(2.31) aynı olur. Eş.(2.37)'de görüleceği gibi yalıtkan tabaka varlığı,  $J_F$ 'nin  $V_F$ 'ye bağımlılığını azaltır. Yani yalıtkan tabakanın kalınlığı artınca  $\ln J_F$ 'nin  $V_F$ 'ye göre grafiğinin eğimi  $q/kT$  den küçük olur.

Doğru belsem ( $V_F$ ) voltajı uygulandığında metal/yalıtkan/n-tipi yarıiletken için akım yoğunluğu ifadesi,

$$J_{Fn} = J_{sm}^{-e} - J_{MY}^{-e} = A^*T^2 \{ \exp [\beta(-\phi_{Bn} + V_{yi})] - \exp[\beta(\phi_{Bn} + V_y)] \} \quad (2.38)$$

$$= A^*T^2 \exp [\beta(\phi_{Bn} + V_y)] \exp[\beta(V_F - 1)] \quad (2.39)$$

şekline dönüşür. Sonuçta, n veya p- tipi MYY Schottky diyot için akım yoğunluğu ifadesi

$V_F > 3kT/q$  için

$$J_{Fn} = J_{Fp} = J_o \exp\left(\frac{qV_F}{nkT}\right) \quad (2.40)$$

ifadesi ile verilir. Burada  $J_o$  doyum akım yoğunluğu olup ,

$$J_o = A^*T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.41)$$

ile verilir ve  $\phi_B$ , n ve p-tipi MYY diyot için Schottky engel yüksekliği olup sırasıyla ( $\phi_{Bn}$  ve  $\phi_{Bp}$ ) 'ye karşılık gelir.  $V_F > 3kT/q$  için Eş.(2.40) ve Eş.(2.41) ifadelerinin birbirine eşit olması için  $V_F/n = V_F - V_y$  olması gerektiğinden, diyotun idealite faktörü  $n = V_F/(V_F - V_y)$  olur. Bu ifadeden görüldüğü gibi yalıtkan tabaka kalınlığı ve  $V_F$ 'deki artış n'i artırır [43]. Bununla birlikte yalıtkan kalınlığı ince olan numuneler için n'nin  $V_F$  ile değişimi azalır. Arayüzeydeki yalıtkan tabakanın yeterince kalın olması

durumunda (elektron tünelleme geçiş katsayısı 1 değilse ) ters doyum akımı, arayüzey olmadığı durumundaki ters doyum akımı ile arayüzey yalıtkan tabakanın geçiş katsayısının çarpımına eşittir. Yani;  $J_o(\text{yalıtkan})-T(\delta)J_o$  dır. Burada  $J_o(\text{yalıtkan})$ , kalınlığı  $\delta$  olan bir arayüzey yalıtkan tabakasının varlığında ve  $T(\delta)$  geçiş katsayısına sahip olması durumundaki ters doyum akımıdır. Doğru beslemde I-V karakteristikleri beslemin çoğu üzerinde çizgisel ise Eş.(2.41)'de  $J_o$  yerine  $J_o(\text{yalıtkan})$  yazılarak buradan etkin engel yüksekliği  $\phi_c$  hesaplanabilir. Yani,

$$T(\delta)J_o = A * T^2 \exp \left( -\frac{q\phi_c}{kT} \right) \quad (2.42)$$

eşitliğinden  $\phi_c$  çekilirse,

$$\phi_c = kT/q [\ln(A * \frac{T^2}{J_o})] - kT/q [\ln T(\delta)] = \phi_B - \frac{kT}{q} [\ln T(\delta)] \quad (2.43)$$

elde edilir. Böylece  $T(\delta)$ , 1'den küçük ise etkin engel yüksekliği ( $\phi_c$ ) yalıtkan tabakanın olmadığı durumdaki  $\phi_B$  engel yüksekliğinden daha büyüktür.

## 2.5. Schottky Diyotlarda Doğru Beslem I-V Karakteristikleri

Termiyonik emisyon teorisine göre Schottky diyotlarda doğru beslem akım yoğunluğu-voltaj ilişkisi,

$$J = J_o \left[ \exp \left( \frac{qV_D}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.44)$$

şeklindeir. Burada  $J_o$  doyum akım yoğunluğu ve  $V_D$  ise engel tabakası boyunca voltaj düşmesidir. Pratikte Schottky diyotların, doğru beslem akım yoğunluğu-voltaj (J-V) karakteristikleri ideal durumdan bazı sapmalar gösterebilir. Yani saf

termiyonik emisyon teorisinde boyutsuz olan idealite faktörü (n) birden büyük olabilir [47]. Bu nedenle Eş. (2.44)' deki akım yoğunluğu ifadesi,

$$J = J_0 \left[ \exp\left(\frac{qV_D}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.45)$$

şeklini alır. Burada  $\exp(qV/nkT) \gg 1$  durumu göz önüne alınır ve diyota uygulanan voltajın (V) bir kısmı diyota bağlı seri direnç üzerine düşeceğinden ( $IR_s$ ), akım yoğunluğu- voltaj ilişkisi,

$$J = A_n^* T^2 \exp\left(\frac{q\Phi_{Bn}}{kT}\right) \exp\left[\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right] \quad (2.46)$$

şeklinde yeniden yazılabilir. Burada  $V_D = V - IR_s$  dir, V ise uygulanan dış voltajdır. Buna ilaveten son zamanlarda yüksek seri direnç ve idealite faktörüne sahip Schottky kontaklarında; seri direnç ( $R_s$ ), idealite faktörü (n) ve engel yüksekliği ( $\Phi_{Bn}$ ) gibi temel diyot parametrelerini tayin etmek amacıyla yeni yöntemler geliştirilmiştir.

$$V = R_s AJ + n\Phi_{Bn} + \left(\frac{n}{\beta}\right) \ln\left(\frac{J}{A_n^* T^2}\right) \quad (2.47)$$

şeklinde yazılabileceği S.K. Cheung tarafından verildi [9]. Burada  $\beta = q/kT$ , A diyodun etkin alanıdır. Bu son denklemin J'ye göre diferansiyeli alınırsa

$$\frac{dV}{d \ln J} = R_s A + \left(\frac{n}{\beta}\right) \quad (2.48)$$

elde edilir.  $dV/d(\ln J)$ 'nin J'ye göre grafiği bir doğrudur. Doğrunun eğiminden seri direnç ( $R_s$ ), doğrunun  $dV/d(\ln J)$  eksenini kestiği noktadan ise idealite faktörü (n) bulunabilir. Eş. (2.47)'deki ( $R_s AJ + n\Phi_{Bn}$ ) ifadesine H(J) denilirse,

$$H(J) = V - (n / \beta) \ln \left( \frac{J}{A_n^* T^2} \right) \quad (2.49)$$

şeklinde yazılabilir. Eş. (2.49), Eş. (2.47) ile birlikte düşünülürse

$$H(J) = R_s AJ + n\Phi_{Bn} \quad (2.50)$$

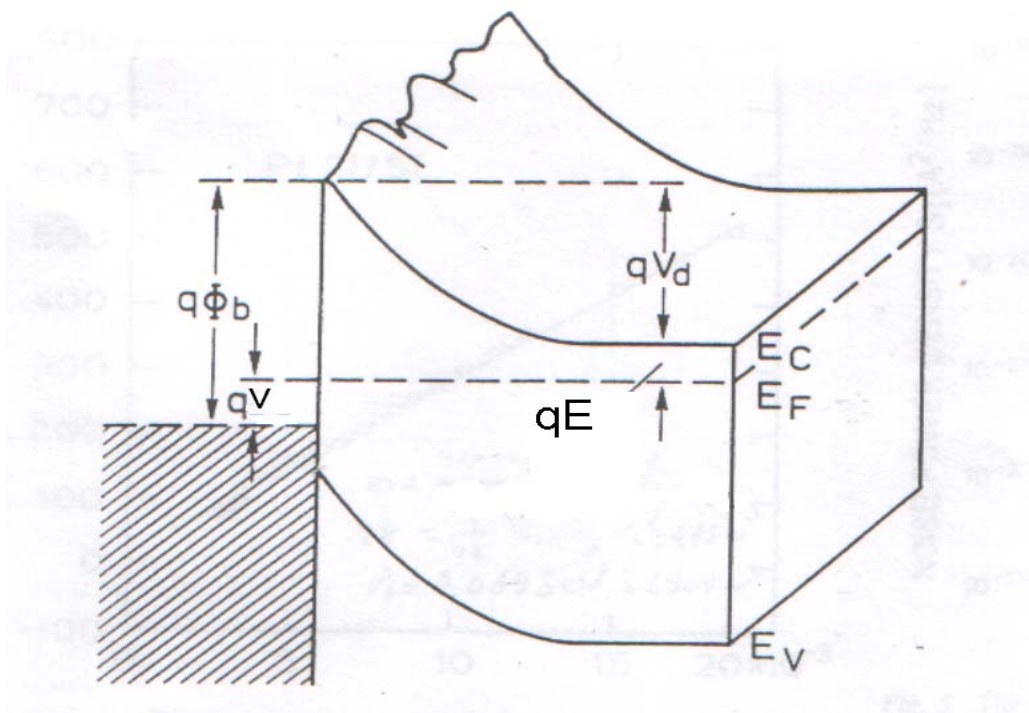
olur. H(J)- J grafiği bir doğru verir. Bu doğrunun eğiminden  $R_s$  ve doğrunun H(J) eksenini kestiği noktadan da ise  $\Phi_{Bn}$  bulunabilir. Metal- yarıiletken (MY) arasında bir yalıtkan tabaka varsa, MY Schottky diyot, MYY Schottky diyota dönüşür. Bir MYY Schottky diyotta seri direnç varsa ve yeterince büyük ise, ölçülen kapasitans (C) ve kondüktans (G) değerleri, yapının gerçek değerleri olmayıp seri direnç katkısında ihtiva etmektedir [48].

## 2.6. Potansiyel Değişim Modeli

MY Schottky kontaklarda potansiyel engel yüksekliği ( $\Phi_B$ ), doğru beslem akım-voltaj (I-V) ve ters beslem kapasitans-voltaj (C-V) ölçümleri için farklı sonuçlar verir. Schottky diyotların bölgesel homojensizliklere sahip olması durumunda  $n > 1$  olur. Metal ile yarıiletken arasındaki arayüzeyin atomik olarak pürüzsüz olmayıp biraz pürüzlü olmasından dolayı difüzyon potansiyeli ( $V_d$ ) ve Schottky engeli ( $\Phi_B$ )'nin değişmesiyle potansiyel engel yüksekliği Şekil 2.15'de gösterildiği gibi homojen olmaz [49].

Potansiyel değişim modeli, homojen olmayan Schottky diyotlar için daha önce yapılan çalışmalardan farklıdır [49-51]. Örneğin, Ohdomari ve Tu [52], PtSi/Si ve NiSi/Si farklı diyotların ortak özelliklerini inceleyerek, düşük engel NiSi/Si ve yüksek engel PtSi/Si Schottky kontaklara karşılık gelen toplam dc akımın; düşük engel akımı ( $I_i$ ) ve yüksek engel akımı ( $I_h$ )'nın ilave edilmesiyle (yani;  $I = I_i + I_h$ )

modife edilebileceğini ileri sürdüler. Benzer modeller, foto-tepki (photoresponse) ve kapasitans ölçümlerine de uygulandı. Böylece; akım, kapasitans ve iç foto emisyonu açıklayan etkin Schottky engeller, düşük engel ( $S_i$ ) ve yüksek engel ( $S_h$ ) kontak alanların oranına ( $S_i/S_h$ ) bağlıdır. Akım-voltaj eğrileri için benzer bir çalışma Schneider, Tuy ve Mojzes [53] tarafından yapıldı. Ohdomari ve Tu [52] modeli, I-V ölçümlerinden daha yüksek olan kapasitans-voltaj ölçümlerindeki engel yüksekliğinin azaldığını açıklar. Çünkü dc akımı, düşük engel diyotlarının  $S_i$  alanına kuvvetlice bağlıdır. Buna rağmen, bütün bu modellerin düşük ve yüksek engel bölgelerindeki durumu farklıdır; yani Schottky engellerin düzensiz olarak değiştiği kabul edilerek birbirinden ayrılmış yüksek ve düşük engellerin yüzey yük bölgelerinin genişlikleri çok farklıdır. Ayrıca Ohdomari ve Tu [52], bir engel dağılımının yerine iki farklı engel değerini düşündüler. Akım-voltaj ve kapasitans-voltaj ölçümleri için hem Schottky engelinin sıcaklığa bağlılığını hem de idealite faktörlerin neden  $n>1$  olduğunu açıklamak için bütün bu modeller yeterli olmayabilir.



Şekil 2.15. Homojen olmayan bir Schottky kontağın iki boyutlu bant diyagramı [80]

### 2.6.1. Gaussian engel dağılımı $P(\Phi_B)$

Potansiyel değişim modeli metal ve yarıiletken arasındaki arayüzeyde sürekli bir engel dağılımının olduğunu kabul eder. Bu model ile yüksek katkılı bir yarıiletken için yüzey yük bölgesinin genişliğine göre oluşan bant bükülmesi ( $V_d$ ) ve Schottky engellerin ( $\Phi_B$ ) değişimleri incelenir. Burada önerilen model belli sınırlamalara karşılık elektronik iletimi sağlamak için geliştirilen teoriye benzerdir [54,55]. Thomson ve Card, Si kristallerde (dc) akımını, iletkenlik ve gürültünün potansiyel değişimlere etkisi olarak düşünülen, bu analitik modelin bazı yönlerini birbirlerinden bağımsız olarak incelediler [54]. Daha sonra Mahan[56] esas sınırlarda verici atomların değişimlerinden dolayı akım ve kapasitans engelleri arasındaki farklılıkları araştırdı.

Burada önerilen model Schottky diyotların taşıma özelliklerini analiz etmek için tanımlanmıştır; model yalnız kapasitans ve akımlardan oluşan engel farkını değil aynı zamanda sıcaklığa bağlılığının yanında idealite faktörlerinin neden  $n>1$  olduğunu da açıklar. Bu tanımlama analitiktir ve bilgisayar simülasyonu gerektirmez.

Ortalama  $\bar{V}_d$  değeri etrafında,  $\sigma_s$  standart sapmasına sahip MY Schottky kontağın metal-yarıiletken arayüzeydeki bant bükülmesinin ( $V_d$ ) uzaysal dağılımı,  $P(V_d)$  Gaussian dağılımı

$$P(V_d) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} e^{-\left(\bar{V}_d - V_d\right)^2 / (2\sigma_s^2)} \quad (2.51)$$

ile verilir. Sonuç olarak bant bükülmesin olduğu bölgedeki difüzyon potansiyeli  $V_d$  katının Fermi enerji seviyesi  $\xi$  ve uygulanan voltaj  $U$  olmak üzere Schottky engeli

$$\Phi_B = V_d + \xi + U \quad (2.52)$$

şeklinde ifade edilir. Metal-yarıiletken arayüzeydeki bant bükülmesi ve Schottky engeli ( $\Phi_B$ ), ortalama Schottky engeli  $\bar{\Phi}_B$  etrafında bulunan  $P(\phi_B)$  engel dağılımına sahip arayüzey içindeki bölgeye bağlıdır.

$$P(\Phi_B) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} e^{-\left(\bar{\Phi} - \Phi_B\right)^2 / (2\sigma_s^2)} \quad (2.53)$$

$P(\phi_B)$  engel dağılımı normalize edilirse,

$$\int_{-\infty}^{\infty} P(V_d) dV_d = \int_{-\infty}^{\infty} P(\Phi_B) d\Phi_B = 1 \quad (2.54)$$

olur.

### 2.6.2. Akım ve kapasitans için etkin potansiyel engel yüksekliği

Potansiyellerin uzaysal dağılımları, etkili kapasitans engellerin uzaysal dağılımları ve dc akım ölçümlerinin uzaysal dağılımlarındaki farklılıklar; yüzey yük bölgesinin genişliğinin birim zamanda frekansa bağlı kapasitans değişimi  $C = \frac{1}{i\omega} \frac{dE}{dt}$  şeklindedir. Bu değişim metal-yarıiletken arayüzeydeki elektrik alana bağlıdır. Metal-yarıiletken arayüzeyinde kısa dalga boylu potansiyel değişmeler yüzey yük bölgesinin dışında oluşur. Sonuçta, kapasitansın yalnız  $V_d^-$  ve  $\bar{\Phi}$  değerlerine bağlı olması beklenir ve kapasitans yüzey yük genişliğinden daha düşük olan uzun bir skala üzerinde potansiyel değişmelere bağlı değildir. Fakat arayüzeye karşılık gelen dc akımı, arayüzeydeki engel dağılımına exponansiyel olarak bağlıdır. Engellerdeki herhangi bir uzaysal değişme, minimum engellerden akım geçişine neden olur. Buyüzdende akım-voltaj ölçümleri ile tanımlanan Schottky engel değerlerinin,

kapasitans-voltaj ölçümleri ile tanımlanan Schottky engel değerlerinden daha düşük olması beklenilir.

Homojen olmayan Schottky kontaklarda net akım yoğunluğu  $J = J_{sm} - J_{ms}$ , etkili bant bükülmesi ( $V_d^j$ ) ve barrier ( $\Phi_B^j$ ) için homojen kontakta nitelikli bir açıklama, termoiyonik emisyon teorisi yardımıyla elde edilebilir. Bant bükülmesi ( $V_d$ ) olmak üzere metalden yarıiletken akım yoğunluğu ( $J_{ms}$ ) ve yarıiletkenden metale akım yoğunluğu ( $J_{sm}$ );

$$J_{sm} = A^* T^2 e^{-q\xi/kT - qV_d/kT} \quad (2.55)$$

ve

$$J_{ms} = A^* T^2 e^{-q\Phi_B/kT} \quad (2.56)$$

şeklinde ifade edilebilir. Potansiyellerin bir dağılımı  $P(V_d)$  için, bütün potansiyeller üzerinde  $J_{sm}$ 'yi integre edersek;

$$J_{sm} = A^* T^2 e^{-q\xi/kT} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-qV_d/kT} P(V_d) dV_d \quad (2.57)$$

bulunur. Yarıiletkenden metale akım yoğunluğu ( $J_{sm}$ ) için etkin bant bükülmesi  $V_d^j$  ise,

$$V_d^j = \bar{V}_d - \frac{\sigma_s^2}{2kT/q} \quad (2.58)$$

şeklinde yazılabilir. Metalden yarıiletken akım yoğunluğu ( $J_{ms}$ ) bilindiği gibi,

$$J_{sm} = A^* T^2 e^{-q\xi/kT_e - qV_d^j/kT} \quad (2.59)$$

olur ve benzer bir biçimde  $J_{ms}$  için Eş. (2.55b)'nin integrasyonu alınırsa,

$$\Phi_B^j = \bar{\Phi}_B - \frac{\sigma_s^2}{2kT/q} \quad (2.60)$$

olur. Böylece Eş. (2.52), Eş. (2.55), Eş. (2.56) ve Eş. (2.60) ifadelerinden genel termiyonik emisyon teorisi ve potansiyel değişimi neticesinde akım yoğunluğu,

$$J = A^* T^2 e^{-q \Phi_B^j(U,T)/kT} (e^{qU/kT} - 1) \quad (2.61)$$

şeklinde elde edilir. Burada  $\Phi_B^j$  engel yüksekliğidir. Bu eşitlik aynı zamanda  $\Phi_B^j$ 'nin daima  $\bar{\Phi}$ 'den daha büyük olduğunu gösterir.

### 2.6.3. Sıcaklığa bağlı potansiyel engel yüksekliği

Potansiyel engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı değişimi Eş. (2.63)'teki gibi ifade edilebilir. Her sıcaklık için akım-voltaj eğrilerinin sıfır besleme fit edilmesiyle bulunan  $I_0$  doyum akımlarından hesaplanan potansiyel engel yüksekliklerinin  $(\Phi_B(I-V) = \Phi_B^j)$ ,  $1/T$ 'e karşı grafiği doğrusal bir doğru verir. Bu doğrunun eğimi bize  $q\sigma_s^2/2k$  verir ve bu değerden standart sapma  $\sigma_s$  elde edilir. Bu doğrusal doğrunun potansiyel engel yüksekliğini kestiği nokta ise bize ortalama potansiyel engel yüksekliğini  $(\bar{\Phi}_B)$  verir. Bu standart sapma  $\sigma_s$  ve ortalama potansiyel engel yüksekliğini  $(\bar{\Phi}_B)$  değerleri Eş. (2.59)'da yerine yazılırsa, uzaysal homojen olmayan potansiyel engeller için Gaussian dağılımı elde edilebilir. Standart sapmanın  $(\sigma_s)$  sıcaklığa bağlı ifadesi;

$$\sigma_s^2(T) = \sigma_s^2(T=0) + \alpha_\sigma T \quad (2.62)$$

şeklinde verilir. C-V ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği  $(\Phi_B^C)$  ile doğru beslem altında I-V ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği  $(\Phi_B^J)$  arasındaki farkın  $(\Phi_B^C) - (\Phi_B^J)$ 'nin  $1/T$ 'ye karşı grafiği doğrusal bir doğru verir. Bu doğruyu eğimi  $q\sigma_0^2/2k'yı$  ve y eksenini kestiği nokta ise  $q\alpha_\sigma/2k'yı$  verir.

Aynı zamanda ortalama Schottky engel yüksekliği  $(\bar{\Phi}_B)$ 'nin sıcaklığa bağlı değişimi,

$$\bar{\Phi}_B(T) = \bar{\Phi}_B(T=0) + \alpha \bar{\Phi} T \quad (2.63)$$

yaklaşık olarak bir doğrudur.

## 2.7. MYY Schottky Diyotlar da Arayüzey Durum Yoğunluğu Teorisi

Bir MYY Schottky diyotta arayüzey tuzaklar ve oksit yüklerinin varlığı ideal MYY Schottky diyotların karakteristiklerini etkileyecektir. Bir yarıiletken kristalin yapısında bulunan yabancı bir atom veya bir bozulma, yasak enerji bölgesinde enerji seviyelerinin ortaya çıkmasına yol açar. Bir MYY Schottky diyotun yapımı sırasında Si yüzeyi ne kadar temizlense de giderilemeyen yarıiletken örgünün son bulduğu kristal yüzeyindeki düzensizlikler, yasak enerji bölgesinde birim alan başına çok sayıda enerji seviyesi oluşmasına neden olur. Bu seviyelere arayüzey durumları adı verilir [25,57].

Arayüzey durumları yoğunluğu ( $N_{ss}$ ) için kuramsal tahminler yüzey atomlarının yoğunluğu mertebesinde, yani  $10^{15} \text{ cm}^{-2}$  civarında fakat deneysel sonuçlar bunun sadece  $10^{11}$ - $10^{12} \text{ cm}^{-2}$  mertebesinde olduğunu göstermektedir [25]. Arayüzey durumları yavaş ve hızlı olmak üzere ikiye ayrılır. Yavaş arayüzey durumları yalıtkanın metal tarafındaki yüzeyinde bulunur. Bunlar yalıtkan yapısındaki hareketsiz yükler ihtiva eden bozukluklar ile yeterli sıcaklıklarda ve özellikle yüksek elektrik alan altında yalıtkan içerisinde göç etmeye yatkın, hareketli iyonlar tarafından meydana getirilir. Yavaş arayüzey durumları, termal oksidasyon ile hemen

hemen giderilebilir ve MYY Schottky diyotun kapasitesini etkilemez. Hızlı arayüzey durumları, yalıtkan ile yarıiletken arayüzeyi yakınında yer alır ve yasak enerji bölgesinin ortasına yakın enerjilere sahiptir. Dolayısıyla bant bükülmesiyle (yani yüzey potansiyelinin değişmesiyle) arayüzey durumlarıda, Fermi seviyesine göre aşağı yukarı hareket edeceğinden iletkenlik veya valans bantı ile ani yük alışverişi yapabilir. Arayüzeyde bulunan ve yasak enerji bölgesi dışındaki arayüzey durumlarına sabit yüzey durumları ve taşıdıkları yüke de sabit yüzey yükü veya oksit yükü denir. Tuzaklanmış arayüzey yükleri, yarıiletken-yalıtkan arayüzeyinde, yarıiletkenin yasak enerji bant aralığındaki enerji durumlarına sahip ve kısa bir sürede silisyumdaki iletkenlik veya valans bantı ile ani yük alış verişini yapabildiklerinden dolayı bu yüzey durumlarına yüzey rekombinasyon (yeniden birleştirme) merkezleri de denir. Temiz yüzeylerde ve yüksek vakum altındaki ölçümler, yüzey atomları yoğunluğunu artırır. Arayüzey tuzaklar için dağılım fonksiyonu; verici arayüzey tuzaklar için,

$$f_{SD}(E_t) = \frac{1}{1 + g \exp\left(\frac{E_F - E_t}{kT}\right)} \quad (2.64)$$

ve alıcı arayüzey tuzaklar için ise,

$$f_{SA}(E_t) = \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right)} \quad (2.65)$$

şeklindedir. Burada  $E_t$ , arayüzey tuzak seviyesi enerjisi,  $E_F$  Fermi enerji seviyesi ve  $g$  ise termal durum dejenerasyonu olup değeri verici tuzakları için 2, alıcı tuzaklar için 4'dür [58].

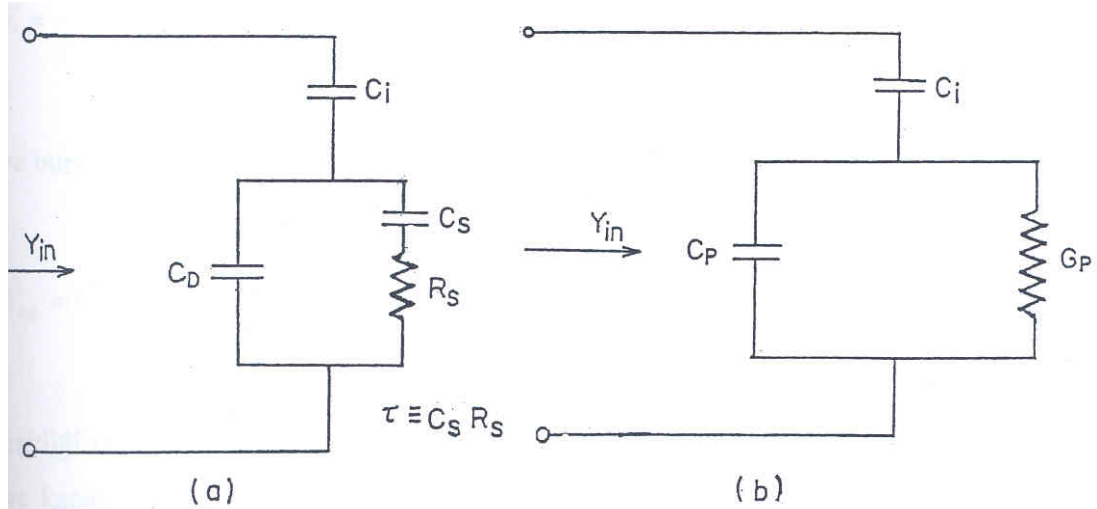
Bir beslem altında arayüzey tuzak seviyeleri valans veya iletkenlik bantları ile Fermi seviyesi sabitleşene kadar yukarı veya aşağı hareket eder. Bu değişme MYY

Schottky diyotların kapasitans ve akım karakteristiklerinde değişmeye sebep olur. Arayüzey tuzaklarının etkisini kapsayan eşdeğer devre Şekil 2.16'da gösterilmiştir. Burada  $C_i$  ve  $C_D$  sırası ile yalıtkan oksit tabakasının kapasitansı ve yarıiletken tüketim tabaka kapasitansıdır.  $C_S R_S$  çarpanı arayüzey tuzaklarının ömrü ( $\tau$ ) olarak tanımlanmıştır. Şekil 2.15a'nın paralel kolu, Şekil 2.15b'deki gibi frekansa bağlı kapasitans ( $C_P$ ) ve ona paralel frekansa bağlı iletkenlik ( $G_P$ ) şeklinde yazılabildiği gösterilebilir. Paralel koldaki admittans,

$$Y = \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} = j\omega C_D + \frac{1}{R_S + \frac{1}{j\omega C_S}} = G_P + j\omega C_P \quad (2.66)$$

şeklindedir. Burada iletkenlik ( $G_P$ ) ve kapasitans ( $C_P$ ),

$$G_P = \frac{1}{R_P} = \frac{C_S \omega^2 \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2.67a)$$



Şekil 2.16. (a) Arayüzey tuzaklarının etkisini içeren eşdeğer devre [25]  
(b) (a)'daki paral kolun frekansa bağlı  $C_P$  ve  $G_P$  şeklinde gösterimi

$$C_P = C_D + \frac{C_S}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2.67b)$$

eşitlikleri ile verilir.

Toplam empedans (Z) ise,

$$Z = \frac{1}{j\omega C_i} + \frac{1}{G_P + j\omega C_P} = -j\left(\frac{1}{\omega C_i} + \frac{\omega C_P}{G_P^2 + \omega^2 C_P^2}\right) + \frac{G_P}{G_P^2 + \omega^2 C_P^2} \quad (2.68)$$

ve buradan toplam admittans ( $Y_{top}$ ) için,

$$Y_{top} = \left(\frac{G_P^2 + \omega^2 C_P^2}{G_P}\right) + j\omega\left(\frac{(G_P^2 + \omega^2 C_P^2)C_i}{G_P^2 + \omega^2 C_P^2 + \omega C_P}\right) = G_{in} + j\omega C_{in} \quad (2.69)$$

eşitliği elde edilir [25,59]. Eğer seri direnç varsa ve büyükse, ölçülen iletkenlik ( $G_m$ ) ve kapasitans ( $C_m$ ) gerçek değerler değildir [60]. Bu durumun eşdeğer devrede

$$Z_1 = \frac{1}{j\omega C_c + G_c} \quad Z_2 = \frac{1}{j\omega C_T + G_T} \quad Z = \frac{1}{j\omega C_m + G_m} \quad (2.70)$$

şeklinde ifade edilir.

Şimdi  $C_c$  ve  $G_c$  analitik çözümünü yapılabilir.

$Z = Z_1 + Z_2$ , den  $Z_1 = Z - Z_2$ 'dir. Buna göre,

$$\begin{aligned} \frac{1}{Z_1} &= j\omega C_c + G_c = \left(\frac{1}{j\omega C_m + G_m} - \frac{1}{j\omega C_T + G_T}\right)^{-1} \\ \frac{1}{Z_1} &= \left(\frac{(G_m G_T - \omega^2 C_m C_T) + j\omega(G_T C_m - C_T G_m)}{(G_T - G_m) + j(C_T - C_m)}\right) \end{aligned} \quad (2.71)$$

denkleminin paydası eşleniği ile çarpılır.  $G_T = 1/R_s$  yazılır ve  $C_T$  değeri ihmal edilirse düzeltilmiş iletkenlik için,

$$G_c = \frac{(G_m - G_m^2 R_s) - \omega^2 C_m^2 R_s}{(1 - G_m R_s)^2 + \omega^2 C_m^2 R_s^2} \quad (2.72)$$

elde edilir. Burada seri direnç  $R_s$ , Şekil 2.16b'deki devrenin empedansı  $Z$ 'nin reel kısmı olup yüksek frekansta ve kuvvetli yığılımdaki  $C_m$  ve  $G_m$  değerlerinden hesaplanabilir [48].

$$Z = \frac{1}{j\omega C_m + G_m} = \frac{G_m - j\omega C_m}{G_m^2 + \omega^2 C_m^2} = \frac{G_m}{G_m^2 + \omega^2 C_m^2} - \frac{j\omega C_m}{G_m^2 + \omega^2 C_m^2} \quad (2.73)$$

den,

$$R_s = \frac{G_m}{G_m^2 + \omega^2 C_m^2} \quad (2.74)$$

elde edilir. Eş.(2.71)'in düzenlenmiş şeklinin imajiner kısmı yani düzeltilmiş kapasitans,

$$C_c = \frac{C_m}{(1 - G_m R_s)^2 + \omega^2 C_m^2 R_s^2} \quad (2.75)$$

şeklindedir. Eş. (2.72) ve Eş. (2.75) denklemlerini yeniden düzenlersek [48],

$$C_c = \frac{(G_m^2 + \omega^2 C_m^2) C_m}{a^2 + \omega^2 C_m^2} \quad (2.76a)$$

$$G_c = \frac{(G_m^2 + \omega^2 C_m^2) a}{a^2 + \omega^2 C_m^2} \quad (2.76b)$$

elde edilir. Burada,

$$a = G_m - (G_m^2 + \omega^2 C_m^2) R_s \quad (2.77)$$

olup  $C_m$  ve  $G_m$  ölçülen kapasitans ve iletkenliktir.  $R_s = 0$  durumunda  $C_c = C_m$  ve  $G_c = G_m$  olur.

### 3. DENEYSEL YÖNTEM

#### 3. 1. Silisyum Kristalinin Temel Özellikleri

Silisyum doğada bol miktarda, silikat ve silisyum dioksit (kum) bileşikleri halinde bulunur. Saf bir silisyum (Si) kristalinin oda sıcaklığında (300 K) bazı temel fiziksel özellikleri Çizelge 3.1’de verilmiştir. SiO<sub>2</sub>’in elektrik arkında redüklenmesi ile elde edilen silisyum, saf silisyum olamayacağı için öncelikle silisyum silanli (SiH<sub>4</sub>) bir bileşiğe dönüştürülür. Sıvı olan bu bileşik, kademeli distilasyon yöntemi ile ayrılır ve Si içeren kısım kendi başına veya H atmosferinde ısıtılarak saf Si elde edilir. Bu yöntemlerle önemli ölçüde kimyasal saflığa getirilen Si yarıiletkeni henüz elektronik eleman yapımı için arzu edilen yüksek saflıkta değildir. Bu nedenle fiziksel saflaştırma yöntemi kullanılır. Bölgesel eritme adı verilen yöntemde, bazı safsızlık maddelerinin sıvı haldeki yarıiletkende çok çabuk çözünmesi gerçeğinden yararlanı-

Çizelge 3.1. Silisyum yarıiletkeninin oda sıcaklığındaki bazı özellikleri

|                                                                      |                                    |
|----------------------------------------------------------------------|------------------------------------|
| Özellikleri                                                          |                                    |
| Atom/cm <sup>3</sup>                                                 | $5,0 \times 10^{22}$               |
| Atom ağırlığı                                                        | 28,09                              |
| Kırılma alanı (V/cm)                                                 | $3 \times 10^5$                    |
| Kristal yapısı                                                       | Elmas                              |
| Yoğunluğu (g/cm <sup>3</sup> )                                       | 2,328                              |
| Dielektrik sabiti                                                    | 11,9                               |
| İletkenlik bandındaki durumların yoğunluğu $N_c$ (cm <sup>-3</sup> ) | $2,8 \times 10^{19}$               |
| Valans bandındaki durumların yoğunluğu $N_v$ (cm <sup>-3</sup> )     | $1,04 \times 10^{19}$              |
| Saf taşıyıcı yoğunluğu $n_i$ (cm <sup>-3</sup> )                     | $1,45 \times 10^{10}$              |
| Saf öz direnci ( $\Omega \cdot \text{cm}$ )                          | $2,3 \times 10^5$                  |
| Örgü sabiti (Å)                                                      | 5,43095                            |
| Elektronların etkin kütlesi, $m^*/m_0$                               | $m_l^* = 0,98, m_t^* = 0,19$       |
| Deşiklerin etkin kütlesi, $m^*/m_0$                                  | $m_{lh}^* = 0,16, m_{hh}^* = 0,49$ |
| Elektron yakınlığı, $\chi$ (eV)                                      | 4,05                               |

arak, yarıiletken istenmeyen safsızlık maddelerinden arındırılır [36]. Bu yöntemle saflaştırılan yarıiletken henüz polikristal özelliğindedir. Bundan sonra yarıiletkenin tek kristal halinde büyütülmesi ve içine arzu edilen özdirenci sağlayacak safsızlık (katkı) maddelerinin katkılanması gerekir. Katkılanan safsızlığın cinsi yarıiletkenin tipini belirler ve miktarı ( $n$ ) ise iletkenlik veya özdirencini ( $\rho = 1/\sigma = 1/\mu q n$ ) tayin eder. Katkılanan alıcı atomları ( $N_A$ ) veya verici atomların ( $N_D$ ) sayısı  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 'ten küçükse yarıiletken “düşük katkı”,  $10^{15}$ - $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  civarında ise “orta katkı” ve  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 'den büyükse “yüksek katkı” yarıiletken denir. Düşük katkı yarıiletkenlerde Fermi enerjisi yasak bandın ortasına doğru kayar ve artan sıcaklıkla bu kayma daha da artar.

### 3.2. Kristal Temizleme

Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) Schottky diyotların oluşturulması için [100] yönelimine sahip, 8  $\Omega \cdot \text{cm}$  öz dirençli ve 280  $\mu\text{m}$  kalınlıklı, fabrikasyon olarak parlatılmış p-tipi (Bor katkı) tek kristal Si yapraklar kullanıldı. Yaklaşık 2" çaplı p-tipi Si yapraklar bir elmas kesici yardımıyla dört eşit parçaya (çeyrek yaprak) bölündü. Oluşturulacak MYY Schottky diyot için kullanılan yarıiletken yüzeyinin mekanik ve kimyasal olarak temizlenmesi son derece önemlidir. Bu çalışmada kullanılan Si yaprak fabrikasyon olarak parlatılmış olduğundan üzerinde mekanik temizleme işlemi gerçekleştirilmedi ve Si yaprak sadece kimyasal olarak temizlendi. Si yaprağın kimyasal temizleme aşamaları aşağıda sırasıyla verildi.

1. Temizleme sırasında yüksek öz dirençli ( $\sim 18 \text{ M}\Omega \cdot \text{cm}$ ) deiyonize su kullanıldı. Tüm kimyasal temizleme işlemleri ultrasonik banyo içinde gerçekleştirildi. Kristalleri tutmak için kullanılan cımbız, beherler vb. araçlar önce bir etüv içinde yaklaşık 80 °C ısıtılarak sterilize edildi. Daha sonra hidrojen peroksit (H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>) ve aseton ile yaklaşık 5 dk. yıkanmasının ardından da deiyonize su ile yeterince uzun süre (5 dk.) iyice durulandı.
2. Si yapraklar Triklor-etilen, aseton ve metanol içinde 3 dk. ultrosonik olarak temizlendi ve ardından deiyonize suda 5 dk. yıkandı.

3. Eşit miktarda sülfirik asit ( $H_2SO_4$ ), hidrojen peroksit ( $H_2O_2$ ) çözeltilerinden oluşan karışımda ultrasonik olarak 3 dk. temizlendi ve deiyonize su içerisinde ultrasonik olarak 10 dk. yıkandı.

4. Sırasıyla 6:1:35  $HNO_3+HF+H_2O$  ve % 20 HF karışımında 3 dk. ultrasonik olarak temizlendi ve ardından deiyonize suda 5 dk. yıkandı.

5. Son olarak Si yapraklar yeteri kadar uzun bir süre deiyonize suda iyice durulandı.

Kimyasal olarak temizlenmiş p-tipi silisyum kristal yüzeyde oksitlenme olasılığını önlemek için kuru azot ( $N_2$ ) ile kurutulduktan sonra hemen vakum ortamına alındı.

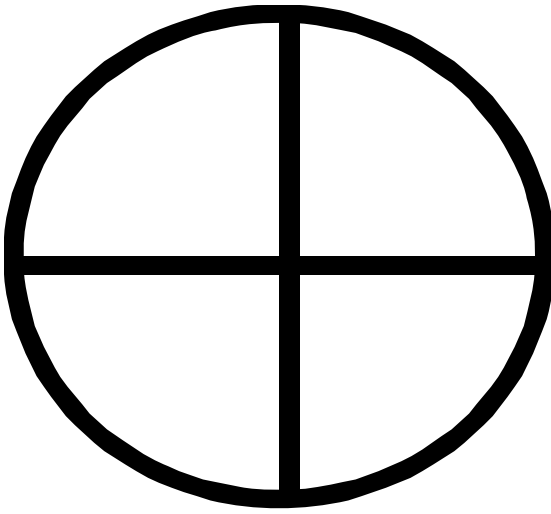
### 3.3. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) Diyotların Yapımı

Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) diyotların yapımında alt ve üst kontakları almak için gerekli kalınlıktaki metal (Al) tabaka, yağ-vakum pompa sisteminde buharlaştırma yöntemiyle aşağıdaki adımlarda oluşturuldu:

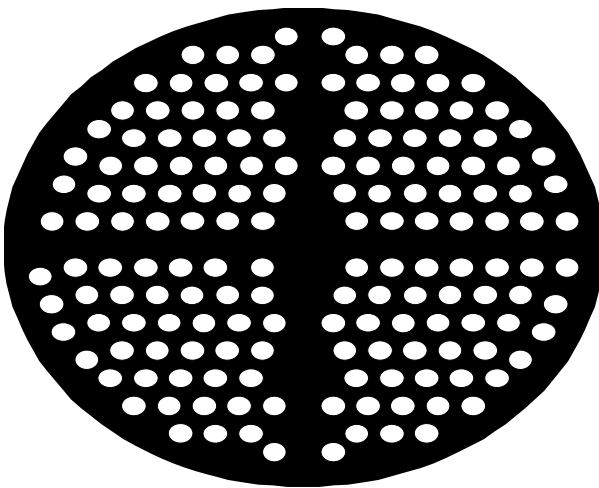
1. Öncelikle Ohmik kontağı oluşturmak için kimyasal olarak temizlenen yarıiletken mat yüzeyi aşağı gelecek şekilde maske üzerine yerleştirildi. Ohmik kontaklar için Şekil 3.1’de gösterilen bakır bir maske kullanıldı. 500 °C ısıtılmış vakum sisteminde,  $\approx 2 \times 10^{-6}$  Torr basınç altında üzerinden akım geçirilen tungsten flaman yardımı ile oldukça saf Al (~ 99.999%) buharlaştırılarak Si yaprağın arka yüzeyine ~ 2500 Å kalınlığında bir Al tabaka oluşturuldu ve vakum sisteminin sıcaklığı 450 °C’e indirildikten sonra omik kontağı oluşturmak amacıyla 1 saat tavlandı. Bu işlem ile Si yüzeyindeki Al tabakanın Si içine çöktürülmesi sağlandı ve omik kontak oluşturuldu.

2. Ohmik kontakten sonra Si yaprağın ön yüzeyi steril cam bir kutu içinde oda sıcaklığında uzun bir süre havaya maruz bırakılarak doğal bir oksit/yalıtkan tabakanın (SiO<sub>2</sub>) oluşması sağlandı. Bu oksit tabakanın kalınlığı, numune hazırlandıktan sonra yüksek bir frekanstaki (1MHz) C-V ölçümlerinden 55 Å olarak hesaplandı.

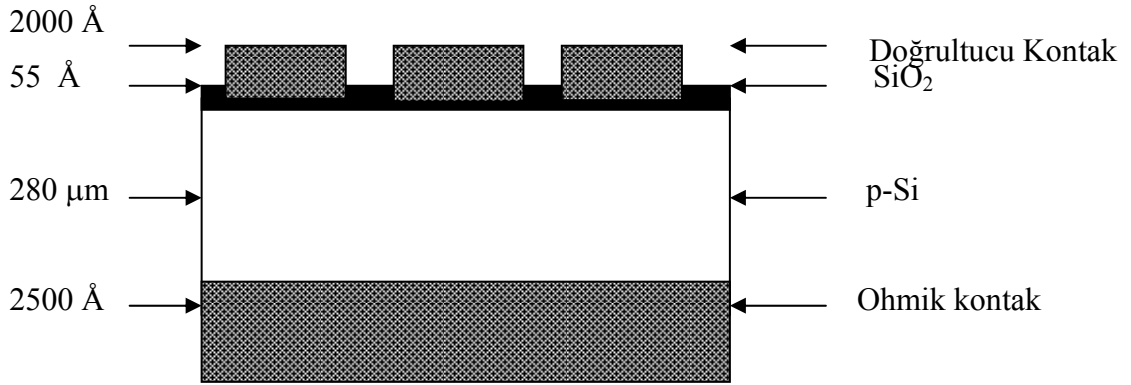
3. Gerekli elektriksel ölçümleri alabilmek için  $\sim 2000 \text{ \AA}$  kalınlığında, 1mm çapında Al kontaklar yine  $50 \text{ }^{\circ}\text{C}$  ısıtılmış vakum sisteminde,  $\approx 2 \times 10^{-6}$  Torr basınç altında Şekil 3.2'deki maske kullanılarak doğal  $\text{SiO}_2$  tabaka üzerine oluşturuldu. Böylece doğrultucu kontağın da oluşturulmasıyla  $\text{Al/SiO}_2/\text{p-Si}$  (MYY) yapılar/Schottky diyotlar elde edildi. Hazırlanan  $\text{Al/SiO}_2/\text{p-Si}$  (MYY) yapıların bir şematik gösterimi Şekil 3.3' te verilmiştir.



Şekil 3.1. Ohmik kontak oluşturulurken kullanılan bakır maske



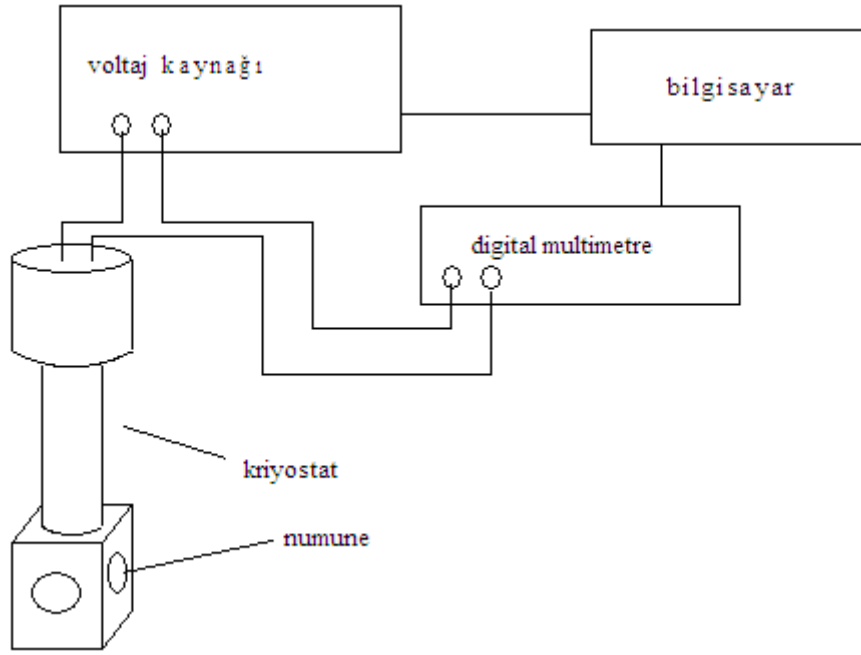
Şekil 3.2. Doğrultucu kontak oluşturulurken kullanılan bakır maske



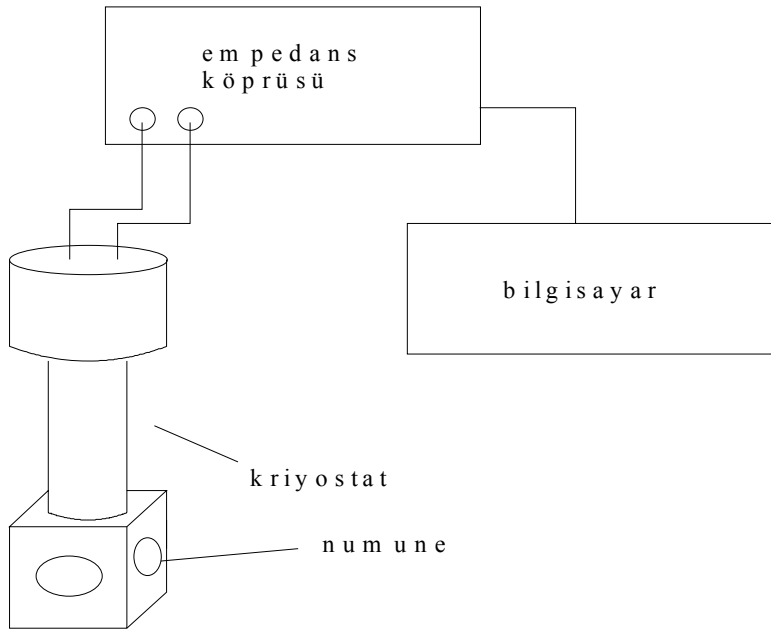
Şekil 3.3. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si ( MY) diyotun şematik gösterimi

### 3.4. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri

Elektriksel karakterlerin ölçülmesi, Gazi Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Starlab Yarıiletken Laboratuvarında yapıldı. I-V ölçümlerinde Keithley 2400 akım-voltaj kaynağı kullanıldı. C-V ve G/w-V ölçümlerinde ise Hawlett Packard 4192 A LF Empedans Analizmetre (5 Hz–13 MHz) kullanıldı. Tüm bu ölçümler Hawlett Packard bilgisayarına takılan bir IEEE-488 AC/DC çevirici kart yardımıyla kumanda edilerek Janes vpf-475 kriyostat içinde  $\sim 10^{-3}$  Torr'da gerçekleştirildi. Sıcaklık kontrolü ise bir Lake Shore model 321 sıcaklık kontrol sistemiyle kontrol edildi. I-V ölçümleri ve C-V ölçümlerinin yapıldığı düzenekler sırasıyla Şekil 3.4 ve Şekil 3.5'de gösterilmiştir.



Şekil 3.4. Akım-voltaj ölçümleri için kullanılan düzenek



Şekil 3.5. Kapasite-voltaj ölçümleri için kullanılan düzenek

## 4. DENEYSEL SONUÇLAR

### 4. 1. Giriş

Bu çalışmada aynı Si yaprak üzerine hazırlanan çok sayıda Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MY) Schottky diyotun elektriksel karakteristikleri akım-voltaj (I-V), kapasitans-voltaj (C-V) ve iletkenlik-voltaj (G/w-V) ölçüm metotları kullanılarak geniş bir sıcaklık aralığında (80-400 K) incelendi. C-V ve G/w-V ölçümleri, arayüzey durumlarının etkisini minimize etmek için yeterince yüksek frekansta (1 MHz) gerçekleştirildi. Aynı şartlarda hazırlanan bu diyotlar hemen hemen benzer davranışlar gösterdiği için bu çalışmada sadece seçilen tipik bir Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MY) Schottky diyot ile ilgili gerekli grafik ve çizelgeler verilerek sonuçlar mevcut literatürle kıyaslamalı olarak yorumlandı. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MY) Schottky diyotun farklı sıcaklıklardaki deneysel akım-voltaj (I-V) karakteristiklerinden, diyotun doyum akımı ( $I_0$ ), idealite faktörü ( $n$ ), sıfır beslem engel yüksekliği ( $\Phi_{B0}$ ), etkin engel yüksekliği ( $\Phi_{Bef}$ ), arayüzey durumları yoğunluğu ( $N_{ss}$ ) ve seri direnç ( $R_s$ ) gibi temel diyot parametreleri hesaplandı. Hazırlanan diyotların seri dirençleri I-V karakteristiğindeki kesişmeden önceki ve sonraki voltaj bölgelerinden Cheung tarafından geliştirilen  $d\ln(I)/dV-I$  ve  $H(I)-I$  fonksiyonları kullanılarak sıcaklığa bağlı elde edildi. Ayrıca hem  $R_s$  hem de  $N_{ss}$  profilleri, deneysel kapasitans-voltaj (C-V) ve iletkenlik-voltaj (G/w-V) ölçümlerinden yararlanılarak sıcaklık ve voltajın bir fonksiyonu olarak sırasıyla Nicollian, Goetzberger ve Hill-Colleman metotları kullanılarak elde edildi [51,61]. Deneysel verilerin değerlendirilmesi sonucunda hazırlanan Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MY) Schottky diyotların akım-iletim mekanizmasının, TE teorisine dayalı Gaussian dağılımı ile başarıyla açıklanabildiği görüldü.

### 4.2. Sıcaklığa Bağlı Akım-Voltaj (I-V) Karakteristikleri

Metal ile yarıiletken arasında doğal ya da yapay olarak oluşturulan yalıtkan bir arayüzey tabakası metal-yarıiletken (MY) Schottky diyotu metal-yalıtkan-yarıiletken (MY) Schottky diyota dönüştürür. Bu yalıtkan oksit tabaka yeterince kalın ise

( $\delta \geq 30 \text{ \AA}$ ) arayüzey durumları yarıiletkenle dengede olur. MYY Schottky diyot yalıtkan tabaka ( $\delta$ ), seri direnç ( $R_s$ ) ve arayüzey durumları ( $N_{ss}$ ) nedeniyle ideal durumdan uzaklaşır. MYY Schottky diyotlarda, termiyonik emisyon (TE) teorisi, difüzyon teorisi, termiyonik emisyon-difüzyon teorisi,  $T_o$  etkili iletim teorisi, termiyonik alan emisyonu (TAE) teorisi, alan emisyonu (AE) teorisi, çok katlı tünelleme teorisi, azınlık taşıyıcı enjeksiyonu teorisi ve yaratılma-yeniden birleşme teorisi gibi farklı akım-iletim mekanizmaları tek başına veya birkaç tanesi birlikte etkili olabilir. Bu yüzden akım-iletim mekanizmalarını açıklamak oldukça zordur [62,63]. Metal-yalıtkan-yarıiletken (MYY) Schottky diyotların sıcaklığa bağlı akım-iletim mekanizmaları ile ilgili çalışmalar opto-elektronik ve yüksek frekans uygulamalarında büyük önem taşır. Çünkü bu yapıların sadece oda sıcaklığında ölçülen I-V ve C-V karakteristikleri bize akım-iletim mekanizması hakkında net bir bilgi vermez. Ancak geniş bir sıcaklık aralığında gerçekleştirilecek I-V ve C-V ölçümler bize akım-iletim mekanizmalarından hangisinin, hangi voltaj ve sıcaklık aralığında tek başına veya birlikte etkin olduğu veya engel oluşumu hakkında yeterli bir bilgi verebilir.

Baskın akım iletim mekanizması, yüzey hazırlama işlemlerine, metal ile yarıiletken arasına oluşturulan yalıtkan tabakanın özelliğine, oluşan engelin biçimine, yarıiletkenin safsızlık yoğunluğuna, yarıiletken/yalıtkan arayüzeyinde oluşan arayüzey durumlarının yoğunluğuna, sıcaklığa ve diyot üzerine uygulanan voltaj gibi pek çok nedene bağlıdır [12,64].

İdeal Schottky diyotta,  $V \geq 3kT/q$  sınırında, azınlık taşıyıcı etkileri ihmal edilerek oluşturulan Bethe'nin termiyonik emisyon (TE) teorisine göre akım-voltaj (I-V) ilişkisi,

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

şeklinde ifade edilir. Burada  $k$  Boltzmann sabiti,  $T$  Kelvin cinsinden sıcaklık ve  $I_0$  doyum akımı olup

$$I_0 = AA^*T^2 \exp \left( -\frac{q}{kT} \phi_{B0} \right) \quad (4.2)$$

şeklindedir. Burada  $\Phi_{B0}$  sıfır-beslem potansiyel engel yüksekliği,  $A$  diyot alanı ve  $A^*$  ise etkin Richardson sabitidir. Voltaj birkaç  $kT/q$  değerinden büyükse  $\ln(I)$ - $V$  grafiği bir doğru olmalıdır. Deneysel olarak elde edilen verilerde, doğrunun eğiminin  $q/kT$  değerinde olması beklenirken daha küçük değerler elde edilmiştir. Pratikte bu şekilde oluşan teoriden sapma,  $n$  boyutsuz idealite faktörünün  $\exp(V_D/nkT)$  şeklinde teoride kullanılmasıyla düzeltilmiştir. Schottky diyotlarda engel yüksekliğinin tüketim bölgesinde oluşan elektrik alana ve dolayısıyla uygulanan voltaja bağlı olması bu düzeltmeyi gerektirmektedir [10,44,48]. Bu düzeltme Eş. (4.1)'de dikkate alınırca,

$$I = I_0 \left[ \exp\left(\frac{qV_D}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (4.3)$$

ifadesi elde edilir. Burada  $n$  idealite faktörüdür.

Yalıtkan bir arayüzey tabaka ve seri dirence sahip MY ve MYY Schottky diyotlarda ideal durumdan sapmalar olacaktır. Bu durumda diyot üzerine uygulanan voltaj; diyot, yalıtkan tabaka ve seri direnç tarafından paylaşılacaktır. Seri direnç etkisi dikkate alındığında diyot üzerine düşen voltaj,  $V_D = (V - IR_s)$  olur ve doğru beslem de MYY Schottky diyotlarda akım-voltaj ( $I$ - $V$ ) ilişkisi,

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

şeklinde ifade edilir. Burada  $IR_s$  terimi seri direnç üzerine düşen voltajdır.

Seçilen tipik bir Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) Schottky diyotun 200-400 K sıcaklık aralığında elde edilen doğru ve ters beslem yarı-logaritmik Ln(I)-V karakteristikleri Şekil 4.1’de verildi. İdeal durumda Ln(I)-V grafiğinin doğru beslem de doğrusal olması beklenir. Ancak pratikte Ln(I)-V grafiği ideal durumdan sapmalar gösterir ve idealite faktörü 1’den büyük olur. Bu durum, metal/yarıiletken arasında oluşan yalıtkan arayüzey tabakası, seri direnç ve yarıiletken/yalıtkan arayüzeyindeki arayüzey durumlarına atfedilebilir [3,10,19,25,65]. Eş. (4.3) ifadesinde her iki tarafın Ln’i alınırsa,

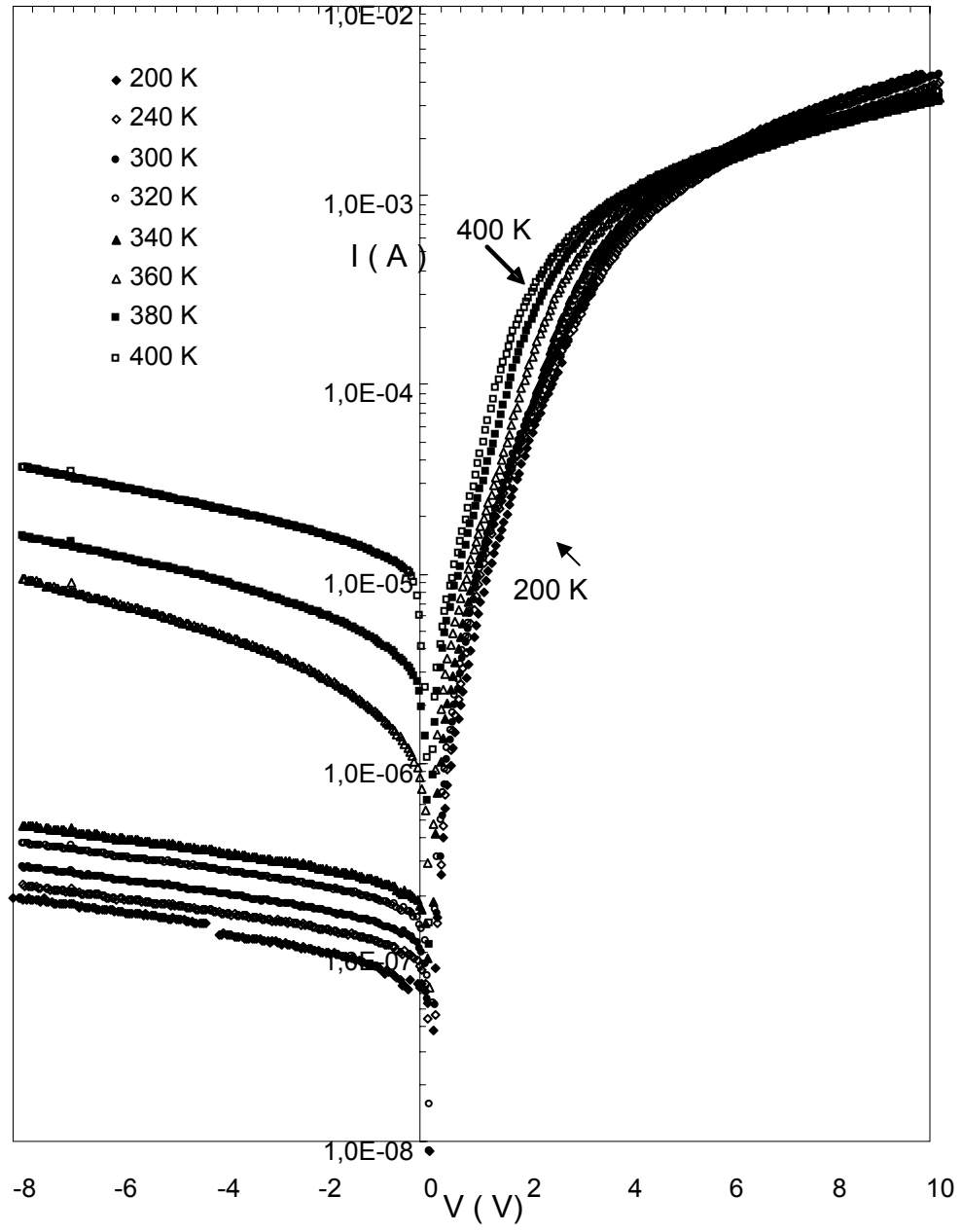
$$\ln(I) = \ln I_0 + \frac{q}{nkT} (V_D) \quad (4.5)$$

şeklinde bir doğrunun matematiksel ifadesi elde edilir. Bu doğrunun eğiminden idealite faktörü (n), Ln(I) eksenini kestiği noktadan doyum akımı (I<sub>0</sub>) bulunabilir. Şekil 4.1’de görüldüğü gibi Ln(I)-V karakteristikleri her bir sıcaklık için orta voltaj bölgesinde (≈0,1-0,7 V) doğrusal iken daha ileri voltaj bölgesinde seri dirençten dolayı doğrusallıktan sapmaktadır.

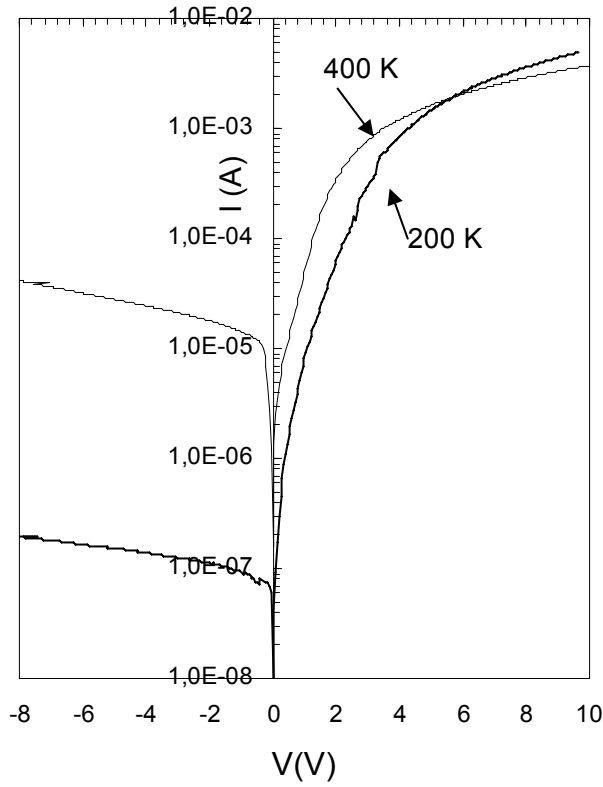
Ln(I)-V karakteristikleri (Şekil 4.1) tüm sıcaklıklar için doğrultma özelliği göstermektedir. Ancak doğrultma özelliği azalan sıcaklıkla artmaktadır. Örneğin; ± 3 V değerinde doğrultma oranı (I<sub>F</sub>/I<sub>R</sub>), 80 K için 2416 iken 400 K’de 37’ye düşmektedir. Bu durum, düşük sıcaklıklarda birden fazla akım iletim mekanizmasının etkin olduğunu göstermektedir.

Şekil 4.1’deki Ln(I)-V karakteristiklerinin, orta voltaj bölgesinde mevcut doğrusal bölgelerin eğiminden her bir sıcaklık için idealite faktörü (n),

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



Şekil 4.1. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MY) Schottky diyot için farklı sıcaklıklarda elde edilen yarı-logaritmik  $\ln(I)$ - $V$  karakteristikleri



Şekil 4.2. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MY) Schottky diyot için 200 ve 400 K elde edilen yarı-logaritmik Ln(I)-V karakteristikleri

eşitliğinden elde edildi. Bu doğrusal bölgede çizilen doğrunun Ln(I) eksenini kestiği noktadan ise doyum akımı ( $I_o$ ) hesaplandı. Sıfır beslem engel yüksekliği ( $\phi_{Bo}(I-V)$ ) ise her bir sıcaklık için,

$$\phi_{Bo}(I-V) = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_o}\right) \quad (4.6b)$$

eşitliğinden elde edildi. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MY) Schottky diyot için  $n$ ,  $I_o$  ve  $\Phi_{Bo}$  değerleri sırasıyla 200 K için; 5,270,  $3,736 \times 10^{-7}$  A ve 0,414 eV, 400 K için ise 2,712,  $5,672 \times 10^{-6}$  A ve 0,783 eV bulundu. Ayrıca elde edilen sıcaklığa bağlı  $n$ ,  $I_o$  ve  $\Phi_{Bo}$  değerleri Çizelge 4.1’de verildi. Çizelge 4.1’den görüldüğü gibi  $n$ ,  $I_o$  ve  $\Phi_{Bo}$  değerleri sıcaklığa oldukça bağlıdır.

MYŞ Schottky diyotlar için hesaplanan arayüzey durum yoğunluğu ( $N_{ss}$ ) ,

$$n(V) = \frac{q(V - IR_s)}{kTLn(I/I_o)} \quad (4.7a)$$

olmak üzere,

$$N_{ss}(V) = \frac{1}{q} \left[ \frac{\varepsilon_i}{\delta} (n(V) - 1) - \frac{\varepsilon_s}{W_D} \right] \quad (4.7b)$$

ifadesinden elde edilir [19]. Burada  $\varepsilon_s$  ve  $\varepsilon_i$  sırasıyla yarıiletken ve yalıtkan tabakanın elektriksel geçirgenliği,  $\delta$  yalıtkan tabakanın kalınlığı,  $w_D$  uzay yük bölgesinin genişliğidir. Her bir sıcaklık için Çizelge 4.1’de verilen arayüzey durum yoğunluğu ( $N_{ss}$ ) değerleri ,  $\delta = 55 \text{ Å}$  ,  $\varepsilon_s = 11.8\varepsilon_o$ ,  $\varepsilon_i = 3.8\varepsilon_o$ , değerleri kullanılarak Eş.(7b)’den hesaplandı.

Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYŞ) Schottky diyotun arayüzey durum yoğunluğu ( $N_{ss}$ ) 200 ve 400 K için sırasıyla  $1.71 \times 10^{13} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$  ve  $0.69 \times 10^{13} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$  hesaplandı. Çizelge 4.1’de görüldüğü gibi her bir sıcaklık için arayüzey durum yoğunluğu ( $N_{ss}$ )  $10^{13} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$  mertebesinde ve artan sıcaklıkla azalmaktadır. Sıcaklığın etkisiyle arayüzey durumlarında meydana gelen bu değişim yarıiletken-metal yüzeyindeki termal yeniden yapılanma ve yeniden düzenlenmeye atfedilmektedir [19,21-25].

Çizelde 4.1, Şekil 4.3 ve Şekil 4.4’ten görüldüğü gibi  $n$  değeri, artan sıcaklıkla azalırken  $\Phi_{Bo}$  değeri artan sıcaklıkla artmaktadır. Yani engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişim katsayısı pozitifdir ( $\alpha = \Delta\Phi_{Bo}/\Delta T = + 2 \times 10^{-3} \text{ eV/K}$ ) ve bu durum literatüre aykırıdır. Çünkü artan sıcaklıkla yarıiletkenin yasak enerji aralığı ve engel yüksekliğinin azalması beklenir. Bu negatif sıcaklık katsayısındaki aykırılığı izah etmek için (metal ile yarıiletken arasındaki ince yalıtkan tabaka nedeniyle) doyum

akımı ( $I_o$ ) ifadesinde hem idealite faktörü ( $n$ )'nün hem de deşikler için tünelleme faktörünün ( $\frac{-2}{\hbar}(2m\chi)^{1/2}\delta$ ) etkisi dikkate alınırsa Eş.(4.2)'deki doyum akımı ifadesi

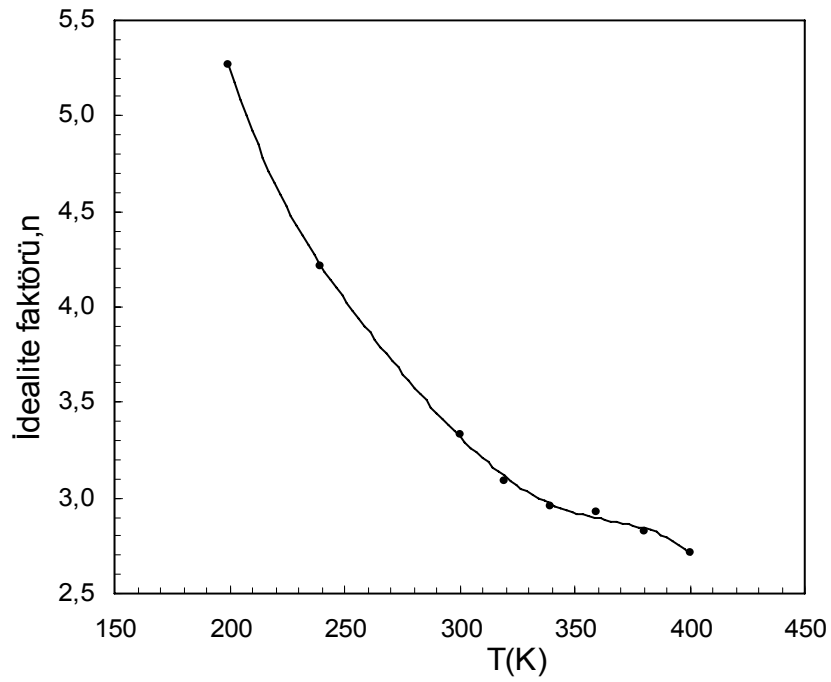
$$I_o = AA^*T^2 \exp\left(\frac{-q}{nkT}\phi_B\right) \exp\left(-\frac{2}{\hbar}(2m\chi)^{1/2}\delta\right) \quad (4.8)$$

şekline dönüşür. Bu eşitlikten yararlanılarak etkin engel yüksekliği ( $\Phi_{Bef.}$ ),

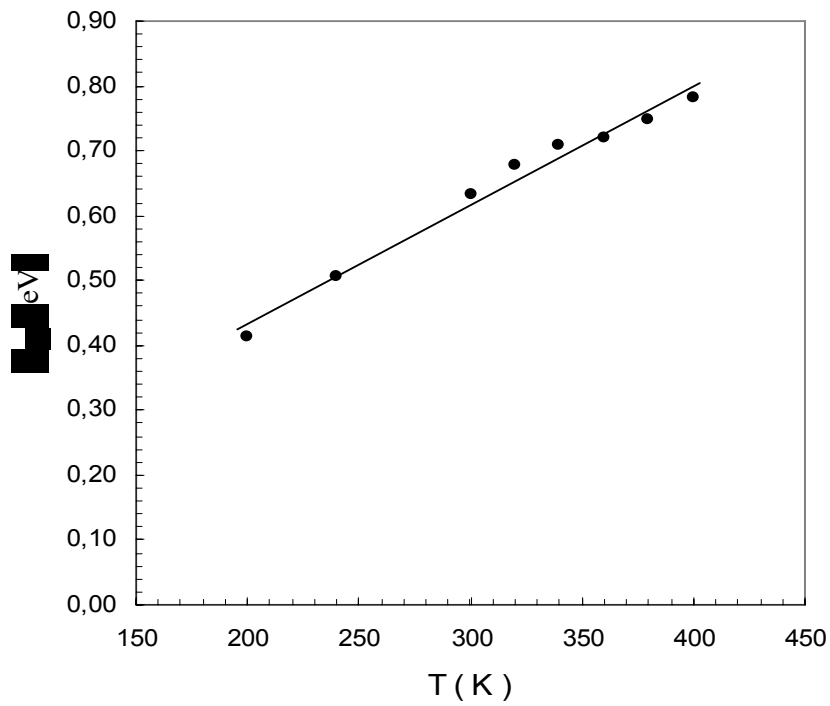
$$\phi_{Bef.} = n(T) \frac{kT}{q} \left[ \ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_o}\right) - \frac{2}{\hbar}(2m\chi)^{1/2}\delta \right] \quad (4.9)$$

Çizelge 4.1 Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) Schottky diyotun 200-400 K sıcaklık aralığındaki akım-voltaj (I-V) karakteristiğinden elde edilen parametreler

| T<br>(K) | I <sub>o</sub><br>(A)  | n     | Φ <sub>Bo</sub><br>(eV) | Φ <sub>Bef</sub><br>(eV) | N <sub>ss</sub><br>(eV <sup>-1</sup> cm <sup>-1</sup> ) |
|----------|------------------------|-------|-------------------------|--------------------------|---------------------------------------------------------|
| 200      | 3,736x10 <sup>-7</sup> | 5,270 | 0,414                   | 0,856                    | 1,71x10 <sup>13</sup>                                   |
| 240      | 3,662x10 <sup>-7</sup> | 4,212 | 0,505                   | 0,854                    | 1,29 x10 <sup>13</sup>                                  |
| 300      | 5,300x10 <sup>-7</sup> | 3,335 | 0,633                   | 0,852                    | 0,94 x10 <sup>13</sup>                                  |
| 320      | 5,574x10 <sup>-7</sup> | 3,089 | 0,678                   | 0,849                    | 0,84 x10 <sup>13</sup>                                  |
| 340      | 9,661x10 <sup>-7</sup> | 2,960 | 0,708                   | 0,827                    | 0,78 x10 <sup>13</sup>                                  |
| 360      | 2,679x10 <sup>-6</sup> | 2,922 | 0,721                   | 0,782                    | 0,77 x10 <sup>13</sup>                                  |
| 380      | 4,552x10 <sup>-6</sup> | 2,822 | 0,747                   | 0,758                    | 0,73 x10 <sup>13</sup>                                  |
| 400      | 5,672x10 <sup>-6</sup> | 2,712 | 0,783                   | 0,757                    | 0,69 x10 <sup>13</sup>                                  |



Şekil 4.3. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MY) Schottky diyotta idealite faktörünün sıcaklığı bağlı değişim



Şekil 4.4. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MY) Schottky diyotta sıfır beslem engel yüksekliğinin ( $\phi_{B0}$ ) sıcaklığa bağlı değişimi

şeklinde ifade edilir. Eş.(4.9)'da kullanılan tünelleme faktörünü bulmak için, Eş. (4.8) ifadesinin her iki tarafının Ln'i alınırsa,

$$\ln\left(\frac{I_o}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q}{nkT} \phi_{Bo} - \frac{2}{\hbar} (2m\chi)^{1/2} \delta \quad (4.10a)$$

$$\ln\left(\frac{I_o}{T^2}\right) = \left[ \ln(AA^*) - \frac{2}{\hbar} (2m\chi)^{1/2} \delta \right] - \frac{q}{nkT} \phi_{Bo} \quad (4.10b)$$

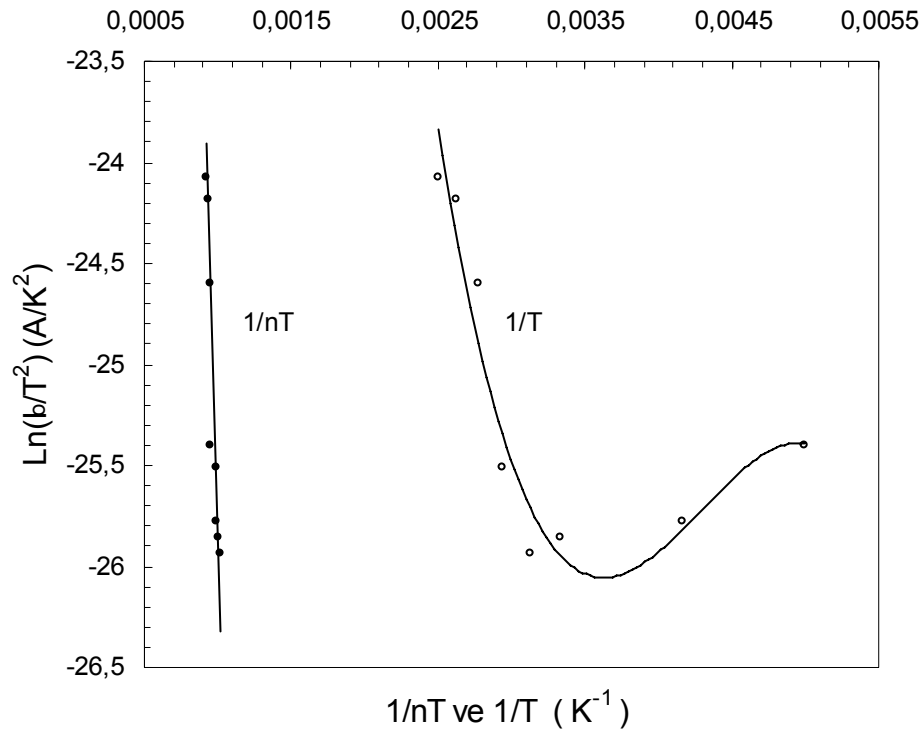
şeklinde bir doğru denklemi elde edilir. Bu doğrunun  $\ln(I_o/T^2)$  eksenini kestiği noktadan tünelleme faktörü  $(\frac{-2}{\hbar} (2m\chi)^{1/2} \delta)$ , doğrunun eğiminde ise aktivasyon enerjisi ( $E_a$ ) bulunabilir. Bu durumda çizilen  $\ln(I_o/T^2)-1/T$  (Şekil 4.5) grafiğinden (200 K ve 240 K değerleri hariç) elde edilen doğrudan Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si Schottky diyotun aktivasyon enerjisi ve tünelleme faktörü sırayla, 0,275 eV ve 14,6 hesaplandı. Tünelleme faktörü değeri Eş. (4.8) kullanılarak etkin engel yüksekliği değerleri, 200 K'de 0,856eV ve 400 K'de ise 0,757 eV elde edildi ve her bir sıcaklık için hesaplanan  $\Phi_{Bef}$  değerleri Çizelge 4.1'de verildi.

Ayrıca Şekil 4.5'deki geleneksel Richardson grafiklerinden görüldüğü gibi,  $\ln(I_o/T^2)-1/T$  grafiği düşük sıcaklıklarda lineerlikten sapmaktadır. Ancak  $\ln(I_o/T^2)-1/nT$  grafiği bir doğru vermektedir ve  $\ln(I_o/T^2)-1000/nT$  grafiğinin bir doğru vermesi akım ifadesinde idealite faktörünün (n)'nün etkili olabileceğini gösterir [66].

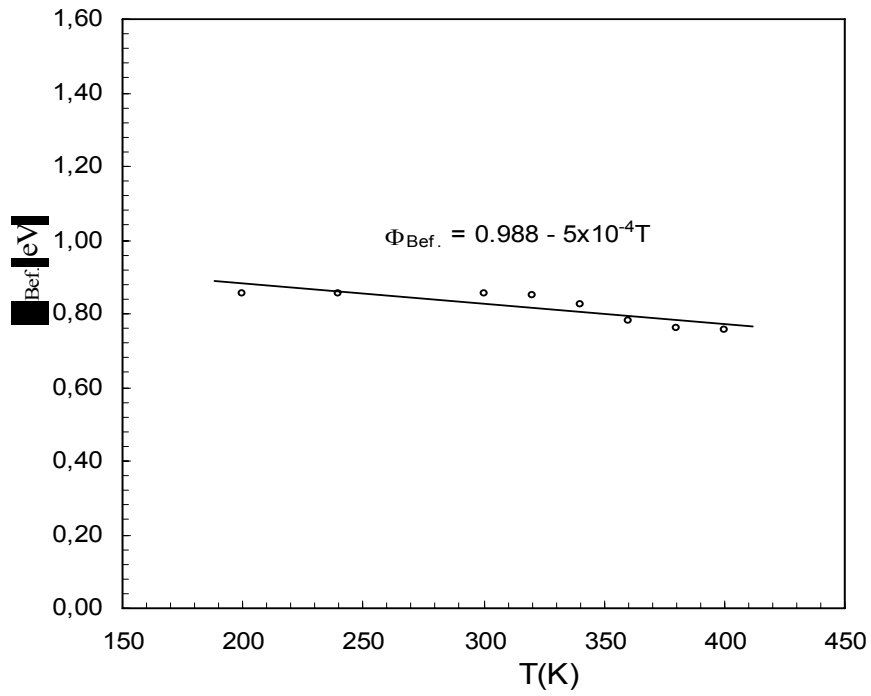
Doyum akım ifadesindeki modifikasyon sonucunda elde edilen etkin engel yüksekliği değerleri Çizelge 4.1 ve Şekil 4.6'dan görüldüğü gibi literatüre uygun olarak

$$\Phi_{Bef.}(T) = \Phi_{Bo}(0) - \alpha T \quad (4.11)$$

eşitliğine göre değişmektedir.



Şekil 4.5. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MY) Schottky diyotunun  $\ln(I_0/T^2)-1/nT$  ve  $\ln(I_0/T^2)-1/T$  değişimi



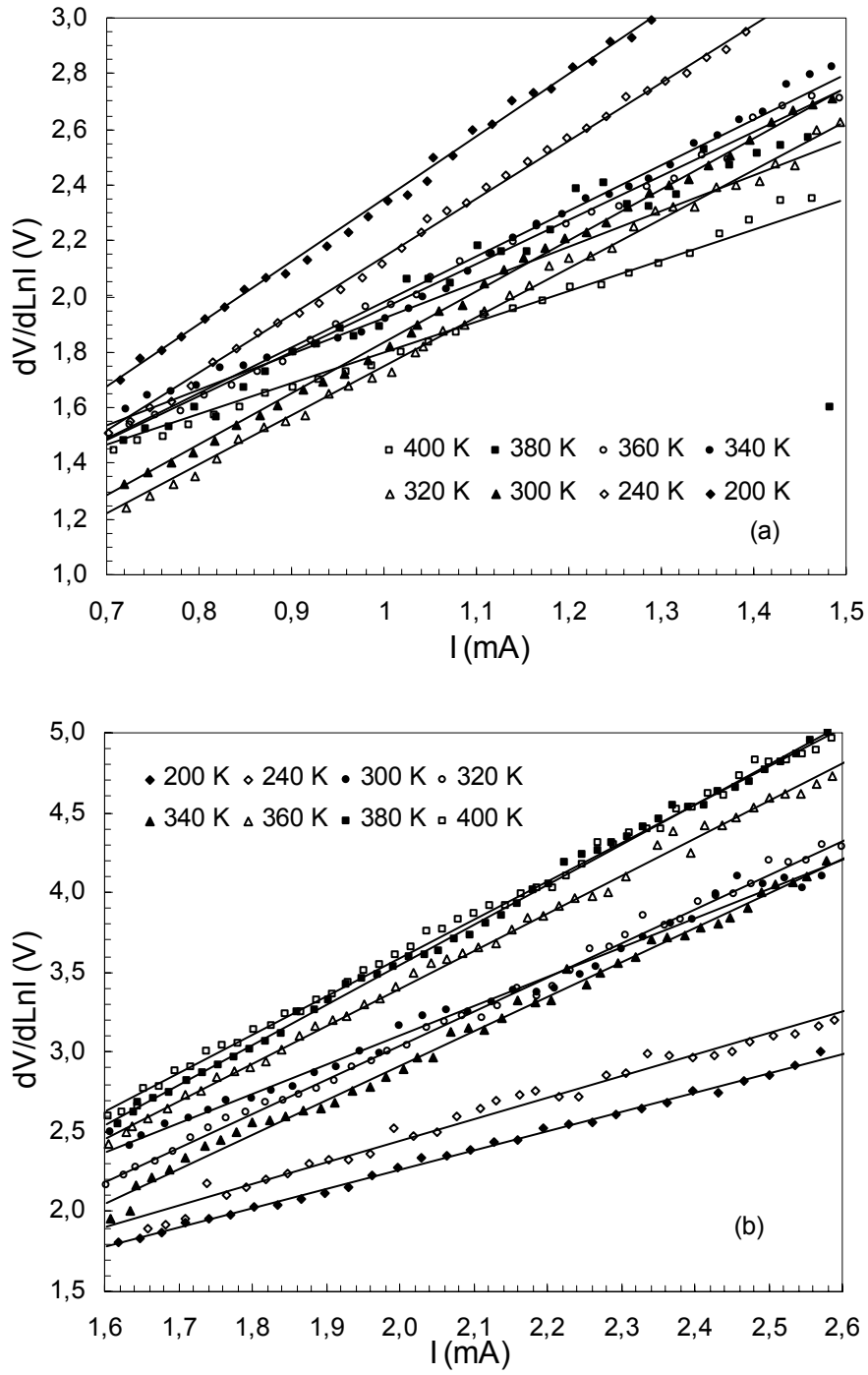
Şekil 4.6. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MY) Schottky diyotta etkin engel yüksekliğinin ( $\Phi_{Bef}$ ) sıcaklığa bağlı değişimi

Şekil 4.6'da verilen grafiğin eğiminden engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişim katsayısı ( $\alpha$ )  $-5 \times 10^{-4}$  eV/K ve 0 K'deki engel yüksekliği ( $\Phi_{Bo}(0)$ ), 0,988 eV bulundu. Elde edilen  $\alpha = -5 \times 10^{-4}$  eV/K değeri Si için yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişim katsayısı olan  $-4,73 \times 10^{-4}$  eV/K teorik değeriyle oldukça uyum içindedir. Bu sonuç,  $I_0$  ifadesinde hem idealite faktörünün hem de deşik tünelleme parametresinin yer alması gerektiğini göstermektedir.

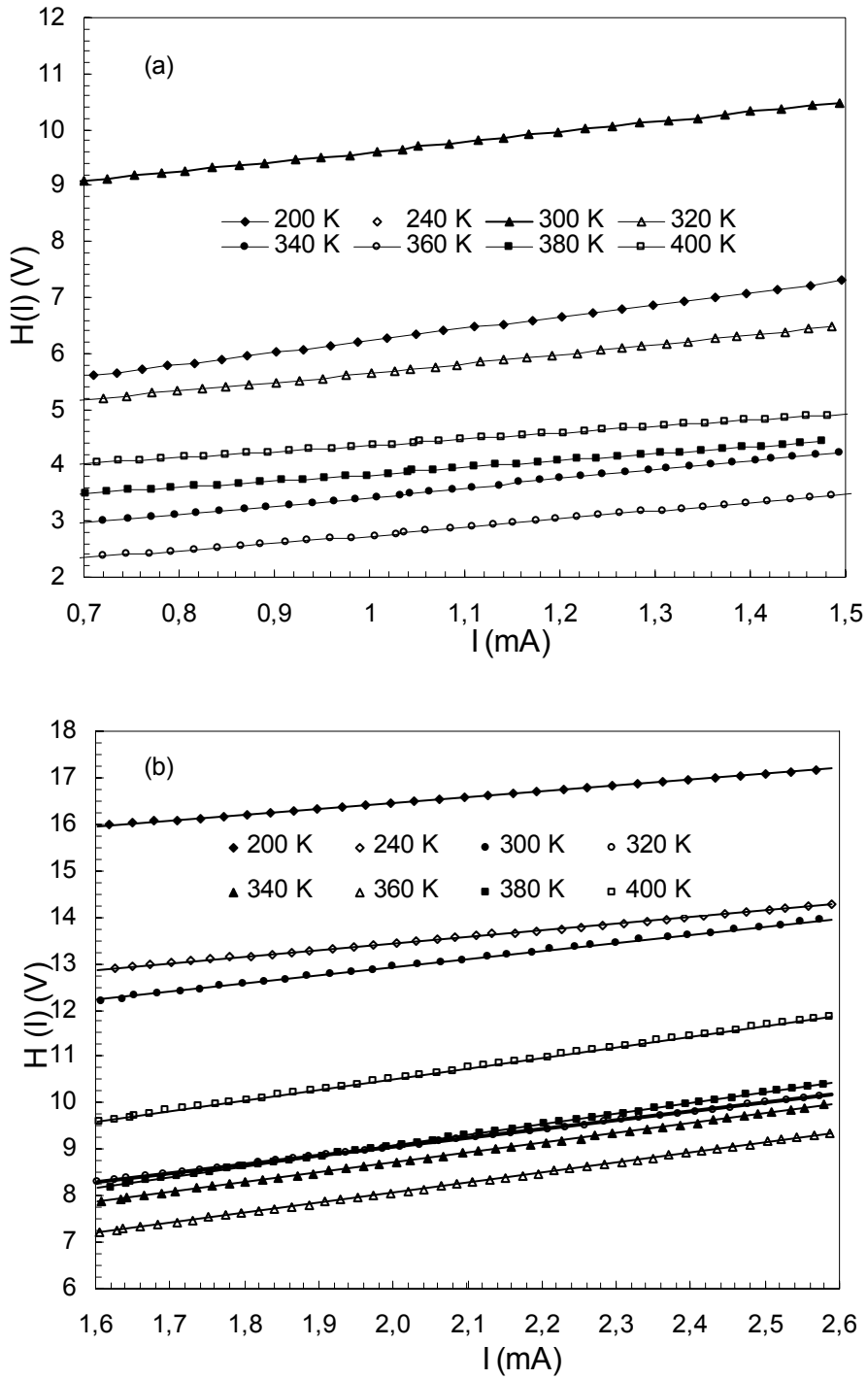
Çizelge 4.1'den görüldüğü gibi her bir sıcaklık için idealite faktörü ( $n$ )'nün, 1'den çok büyük olması termiyonik emisyon teorisinden sapma olduğunun açık bir göstergesidir. Bu durum ( $n > 1$ ) metal/yalıtkan arayüzeyindeki yalıtkan tabaka ile yarıiletken/yalıtkan arayüzeyin de lokalize olmuş arayüzey durumlarının varlığına atfedilebilir [10,62].

Şekil 4.1'in diğer önemli bir özelliği ise yüksek voltaj ( $V_F \approx 5,6$  V) değerinde  $\ln(I)$ -V karakteristiklerinin her bir sıcaklık için sabit bir voltaj değerinde kesişmesidir. Bu durumu daha iyi görüntülemek amacıyla sadece 200 ve 400 K'deki  $\ln(I)$ -V karakteristiği Şekil 4.2'de tekrar verildi. I-V karakteristiklerinin kesiştiği noktada akım sıcaklıktan bağımsızdır. Bu noktadan sonra da akım değeri her bir voltaj için artan sıcaklıkla azalmaktadır. Diğer bir deyişle seri direnç değeri artan sıcaklık ile artmaktadır ve bu durum literatüre aykırılık teşkil etmektedir. Bu tip sonuçlara literatürde hem teorik hem de deneysel çalışmalarda rastlanmaktadır [67-73]. Chand ve Kumar [73,74] kendi teorik çalışmalarında böyle bir durumun ancak seri direncin sıfır olması durumunda görülebileceğini ileri sürerken bazı deneysel çalışmalar [67,70,72,73] seri direncin sıfır olmaması durumunda da bu davranışın gözlenebildiğini göstermiştir. Bu durum düşük sıcaklıklarda bazı taşıyıcıların donmamasına atfedilebilir.

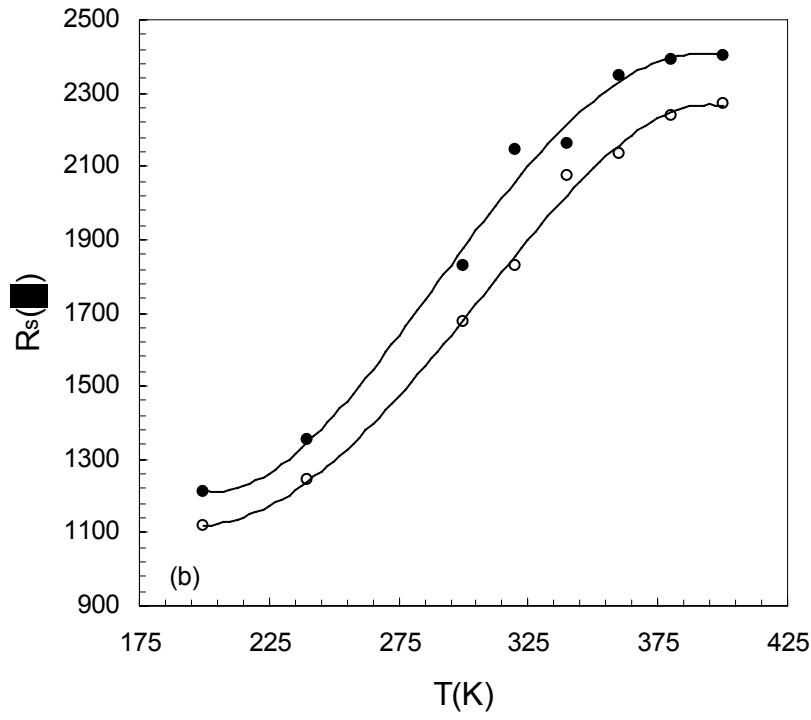
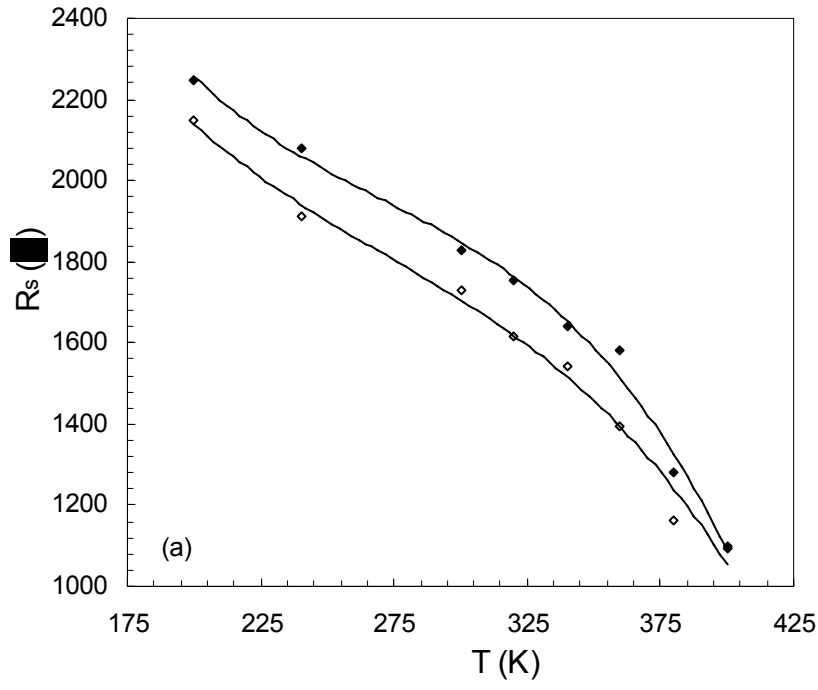
Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) Schottky diyotunun seri direnci akım-voltaj (I-V) karakteristiklerinden Cheung metodu kullanılarak hesaplanabilir [9,20,74]. Bu metoda göre;  $d(V)/d(\ln I)$ -I ve  $H(I)$ -I fonksiyon grafikleri kullanılarak Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si



Şekil 4.7. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) Schottky diyotun iki farklı voltaj bölgesinde  $dV/d\ln(I)$ - $I$  grafiği



Şekil 4.8. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) Schottky diyotun iki farklı voltaj bölgesinde  $H(I)$ - $I$  grafiği



Şekil 4.9. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) Schottky diyotun iki farklı voltaj bölgesindeki  $R_s$ - T grafiği

Çizelge 4.2. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si Schottky diyotunun 200-400 K sıcaklık aralığında, iki farklı bölgedeki seri direnç değerleri

|      | (a) Kesişmeden önceki bölgede<br>seri direnç |                                 | (b) Kesişmeden sonraki<br>bölgede seri direnç |                                 |
|------|----------------------------------------------|---------------------------------|-----------------------------------------------|---------------------------------|
| T(K) | R <sub>s</sub> (H(I))<br>(Ω)                 | R <sub>s</sub> (dV/dlnI)<br>(Ω) | R <sub>s</sub> (H(I))<br>(Ω)                  | R <sub>s</sub> (dV/dlnI)<br>(Ω) |
| 200  | 2149,9                                       | 2249,4                          | 1117.4                                        | 1212.9                          |
| 240  | 1911,2                                       | 2079,2                          | 1243.9                                        | 1352.7                          |
| 300  | 1728,7                                       | 1827,6                          | 1676.6                                        | 1831.0                          |
| 320  | 1617,7                                       | 1755,8                          | 1831.0                                        | 2143.1                          |
| 340  | 1542,8                                       | 1639,5                          | 2076.3                                        | 2159.6                          |
| 360  | 1394,8                                       | 1580,3                          | 2135.4                                        | 2346.0                          |
| 380  | 1165,1                                       | 1280,3                          | 2236.3                                        | 2391.2                          |
| 400  | 1098,2                                       | 1095,8                          | 2271.8                                        | 2403.7                          |

(MYY) Schottky diyotun temel parametreleri  $n$ ,  $R_s$  ve  $\Phi_B$  değerlerini hesaplamak mümkündür. Şekil 4.1’de görüldüğü gibi I-V karakteristikleri  $\approx 5,6$  V’da kesişmektedir. Bu nedenle de Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) Schottky diyotun seri direnci, kesişmeden önce ve sonraki iki farklı voltaj bölgesi için hesaplandı. Şekil 4.7’de Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) Schottky diyotun iki farklı voltaj bölgesi için dV/dLn(I)-I grafiği, Şekil 4.8’de ise iki farklı voltaj bölgesi için H(I)-I grafiği gösterilmiştir. İkinci bölümde bahsedilen;

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = n \frac{kT}{q} + R_s I \quad (4.12)$$

$$H(I) = V - n \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{I}{AA^* T^2} \right) = n \Phi_B + R_s I \quad (4.13)$$

eşitliklerinden anlaşılacağı gibi dV/dLn(I)-I grafiğinin eğiminden seri direnç ( $R_s$ ), dV/dLn(I) eksenini kestiği noktadan ise idealite faktörü ( $n$ ) hesaplanabilir. Eş.(4.13)’de, Eş. (4.12)’den hesaplanan  $n$  değerleri kullanılarak H(I)-I grafiğinin

eğiminden yine her bir sıcaklık için  $R_s$  değerleri elde edilebilir. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MY) Schottky diyotunun her iki bölgesinden Eş.(4.12) ve Eş.(4.13) kullanılarak hesaplanan seri direnç değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi Şekil 4.9’da verilmiştir. Şekil 4.9 ve Çizelge 4.2’den de görüldüğü gibi I-V karakteristikliklerindeki kesişmeden önceki voltaj bölgesinde, seri direnç artan sıcaklıkla azalmakta, kesişmeden sonraki voltaj bölgesinde ise artan sıcaklıkla artmaktadır.

Çizelge 4.1 ve Şekil 4.3’de görüleceği gibi idealite faktörü artan sıcaklıkla azalmaktadır. Ayrıca idealite faktörünün değeri sıcaklığın tersi ile

$$n(T) = n_0 + T_0/T \quad (4.14)$$

bağıntısına göre Şekil 4.10’da görüldüğü gibi doğrusal bir şekilde değişmektedir. Şekil 4.10’daki doğrunun eğiminden  $T_0$ ,  $n$  eksenini kestiği noktadan ise  $n_0$  katsayısı bulunur. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MY) Schottky diyot için  $T_0=1022,8$  K ve  $n_0= 0,031$  olarak bulunmuştur.

Doğru beslem için akım-voltaj ilişkisi,

$$I = I_0 \exp\left(\frac{V}{E_0}\right) \quad (4.15)$$

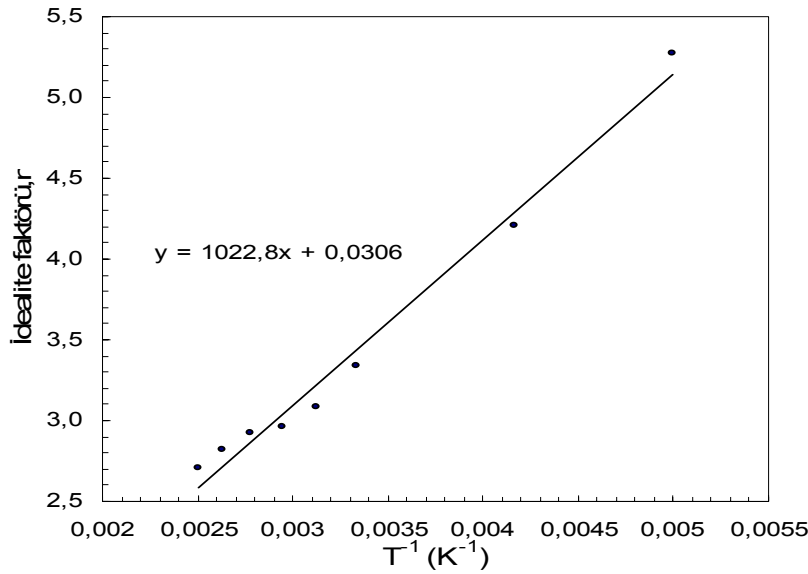
şeklinde ifade edilir [47]. Burada  $E_0$ , idealite faktörü ile ilişkilidir ve

$$E_0 = \frac{nkT}{q} = E_{00} \coth\left(\frac{qE_{00}}{kT}\right) \quad (4.16)$$

şeklinde verilir.  $E_{00}$  ifadesi ise

$$E_{00} = \left(\frac{h}{4\pi}\right) \left(\frac{N_A}{m^* \epsilon_s}\right)^{1/2} \quad (4.17)$$

şeklinde verilir ve akım iletim mekanizmasında TAE veya AE'nunun etkin olup olmadığına karar vermek için kullanılır. Burada  $h$ ,  $m^*$ ,  $N_A$  ve  $\varepsilon_s$  sırasıyla Planck sabiti, etkin kütle, alıcı yoğunluğu ve silisyumun dielektrik sabitidir. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) Schottky diyot için 300 K'de  $N_A=10,3 \times 10^{21} \text{m}^{-3}$ ,  $m^* = 0.16m_0$  ve  $\varepsilon_s = 11,8 \times 8,85 \times 10^{-12} \text{F/m}$  değerleri alınarak  $E_{00}=0,1$  meV bulunmuştur. Elimizdeki numunenin normal katkılı ( $10^{15} \text{cm}^{-3}$ ) olması ve  $E_{00} < 25$  meV olması akım iletiminde TAE veya AE'nunun etkin mekanizma olmadığını göstermektedir.



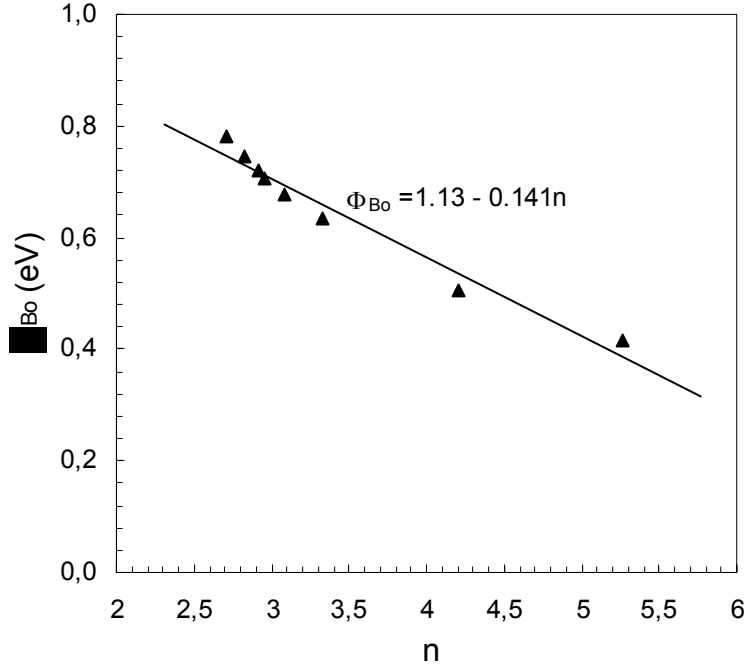
Şekil 4.10. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) Schottky diyotunun  $n-1/T$  değişimi

TE teorisine göre bulunan engel yüksekliği ( $\phi_{Bo}(I-V)$ ) değerleri sıcaklık arttıkça artmaktadır. Tünelleme göz önüne alındığında engel yüksekliğinin ( $\phi_{Bef}(I-V)$ ) sıcaklıkla azaldığı Şekil 4.6 ve Çizelge 4.1'de görülmüştür. Böylece engel yüksekliğinin ( $\phi_{Bo}(I-V)$ ) sıcaklığa bağlı değişiminde gözlenen negatif sıcaklık katsayısına aykırılık durumu ortadan kalkar. Bu durum incelenen Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) Schottky diyotların akım mekanizmasında tünellemenin de etkili olduğunu göstermektedir.

### 4.3 Homojen Olmayan Engel Analizi

Schottky diyot parametrelerini elde etmek için normalde termiyonik emisyon teorisi (TE) kullanılır [20,28,29,75-77]. Bununla birlikte, düşük sıcaklıklarda anormal bazı sonuçlara rastlanmaktadır [20,28,75-77]. Genellikle artan sıcaklıkla  $n$ 'nin azaldığı ve  $\Phi_{Bo}(I-V)$ 'nin ise artmakta olduğu gözlenir. Bu davranış aktivasyon enerji grafiğinde  $(\ln(I_0/T^2)-1/T)$  doğrusallıktan sapmaya yol açar. Şekil 4.5'de görüldüğü gibi deneysel  $\ln(I_0/T^2)-1/T$  grafiği, bir doğru vermediği için bu grafikten aktivasyon enerjisi ve Richardson sabitini bulmak oldukça zordur ve elde edilen veriler güvenilir değildir. Ancak  $\ln(I_0/T^2)-1/T$  grafiği 200 ve 240 K sıcaklıkları hariç doğrusal bir doğru vermektedir. Bu doğrunun eğiminden aktivasyon enerjisi 0,275 eV ve  $\ln(I_0/T^2)$  eksenini kestiği noktadan  $A^*$  etkin Richardson sabiti  $1.45 \times 10^{-5} \text{ A/cm}^2\text{K}^{-2}$  elde edildi. Richardson sabitinin bulunan bu değeri, p-Si yarıiletkenlerdedeşikler için bilinen  $32 \text{ A/cm}^2\text{K}^{-2}$  teorik değerinden çok daha küçüktür.  $\ln(I_0/T^2)-1/T$  grafiğindeki bu geleneksel davranış engel yüksekliğinin sıcaklığa bağıllığıyla açıklanmıştır. Benzer sonuçlar daha önce bazı yazarlar tarafından da gösterilmiştir [12,20,32,78]. Bununla birlikte Şekil 4.5'de görüldüğü gibi, Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MY) Schottky diyot için  $\ln(I_0/T^2)-1/nT$  grafiği, ölçülen tüm sıcaklık bölgesinde doğrusaldır. Ancak bu doğrunun  $\ln(I_0/T^2)$  eksenini kestiği noktadan hesaplanan Richardson sabiti  $8,79 \times 10^{-1} \text{ A/cm}^2\text{K}^2$  değeri literatürle uyumlu değildir.

Richardson grafiklerindeki bu sapma; yüksek engel alanları ihtiva eden arayüzey, homojen olmayan engel yükseklikleri ve potansiyel değişimlerine atfedilebilir [28–34,79-83]. Diğer bir ifadeyle Schottky diyotunda oluşan akım, potansiyel dağılımı daha düşük engellerin varlığından kaynaklanmaktadır [29-34,79,81-85]. Horvath [86] tarafından açıklandığı gibi sıcaklığa bağlı akım-voltaj (I-V) karakteristiklerinden elde edilen  $A^*$  değeri, engelin homojen olmamasından dolayı gerçek değerden uzaklaşabilir. Yukarıda anlatılan bu anormal davranış, engel yüksekliğinin bir Gaussian dağılımına sahip olmasıyla açıklandı [20,30,34,67,77,82–87,102]. Bu dağılım ifadesi aşağıdaki gibi verilir [67,77,82–84].



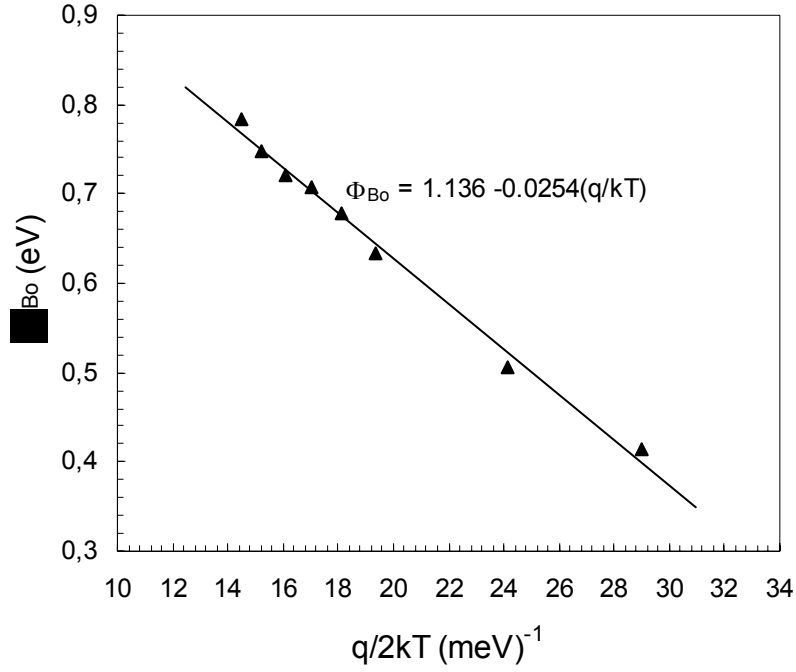
Şekil 4.11. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si Schottky diyotun Φ<sub>B0</sub>-n grafiği

$$P(\Phi_B) = \frac{1}{\sigma_o \sqrt{2\pi}} \exp \left[ -\frac{(\Phi_B - \overline{\Phi_B})^2}{2\sigma_o^2} \right] \quad (4.18)$$

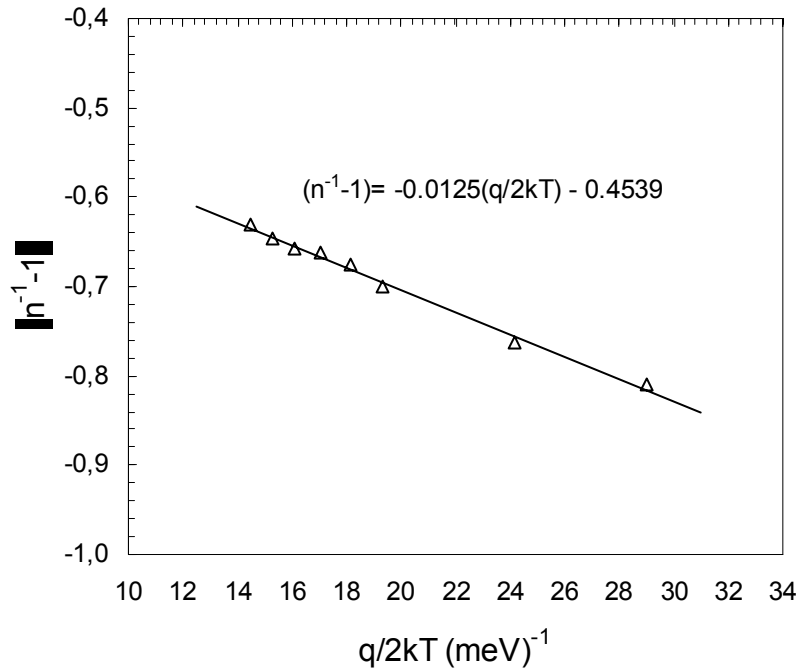
Burada  $\overline{\Phi_{B0}}$  ortalama engel yüksekliği,  $\sigma_o$  standart sapma,  $1/\sigma_o \sqrt{2\pi}$  ise Gaussian engel yüksekliği dağılımının normalizasyon sabitidir. Engel homojensizliğini içeren bir Schottky diyot üzerindeki toplam akım

$$I(V) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\Phi_B, V) P(\Phi_B) d\Phi \quad (4.19)$$

ifadesiyle verilir. Burada  $I(\Phi_B, V)$ ; engel yüksekliği olasılığı ile verilen normalize edilmiş dağılım fonksiyonu ( $P(\Phi_B)$ ) ve ideal termiyonik-emisyon- difüzyon (TED) teorisine dayalı engel yüksekliği için, beslem voltajına (V) karşılık gelen akım değeridir. Eş. (4.19),  $-\infty$  ile  $+\infty$  aralığında integre edilerek, bir Schottky engeli üzerinde herhangi bir doğru beslem voltajına karşılık gelen akım ifadesi Eş.(4.1)'e



Şekil 4.12. Gaussian dağılımına göre Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) Schottky diyotun,  $\Phi_{B0}$ - $q/2kT$  grafiği



Şekil 4.13. Gaussian dağılımına göre Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) Schottky diyotun  $(n^{-1}-1)$ - $q/2kT$  grafiği

benzer olarak aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$I(V) = AA^* T^2 \exp \left[ -\frac{q}{kT} \left( \bar{\Phi} - \frac{q\sigma_o^2}{2kT} \right) \right] \exp \left( \frac{qV}{n_{ap} kT} \right) \left[ 1 - \exp \left( -\frac{qV}{kT} \right) \right] \quad (4.20)$$

Burada  $I_o$ , doyum akımı yine Eş. (4.2)'ye benzer olarak

$$I_o = A A^* T^2 \exp \left( -\frac{q\Phi_{ap}}{kT} \right) \quad (4.21)$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $\Phi_{ap}$  ve  $n_{ap}$  sırasıyla görünen engel yüksekliği ve idealite faktörüdür ve aşağıdaki gibi yazılabilir [76,82].

$$\Phi_{ap} = \bar{\Phi}_{B0}(T=0) - \frac{q\sigma_o^2}{2kT} \quad (4.22)$$

$$\left( \frac{1}{n_{ap}} - 1 \right) = \rho_2 - \frac{q\rho_3}{2kT} \quad (4.23)$$

Ortalama Schottky engel yüksekliği  $\bar{\Phi}_B = \bar{\Phi}_{B0} + \rho_2 V$  ve standart sapma  $\sigma_o = \sigma_{so} + \rho_3 V$  gibi Gaussian parametreleri, voltaja doğrusal bir şekilde bağlıdır. Burada  $\rho_2$  ve  $\rho_3$  sıcaklığa bağlı olabilen voltaj sabitleridir ve engel yüksekliği dağılımı voltaj değişiminin bir ölçüsüdür [32,82,88].

Eş. (4.2) veya Eş. (4.21) ve Eş. (4.6)'dan elde edilen deneysel veriler fit edilerek, sırasıyla görülen engel yüksekliği ( $\Phi_{ap} = \Phi_{B0}$ ) ve idealite faktörü ( $n_{ap} = n$ ) değerleri hesaplanabilir. Ayrıca, bu değerler Eş. (4.22) ve Eş. (4.23) ile uyum içinde olmalıdır. Böylece, Şekil 5.12'de görüldüğü gibi  $\Phi_{ap} - q/2kT$  grafiğinden bir doğru elde edildi. Bu doğrunun düşey eksenini kestiği noktadan ortalama engel yüksekliği ( $\bar{\Phi}_{B0} = 1.136$  eV) ve eğiminden ise standart sapma ( $\sigma_o = 0.156$  V) değeri bulundu.

Ayrıca Şekil 4.11'den  $\Phi_{B0}$ -n grafiğininde bir doğru verdiği gözlemlendi. Bu durumda engel homojensizliğine/düzensizliğine bir delil teşkil etmektedir.

Standart sapma ( $\sigma_0$ ) değeri ne kadar küçük olursa homojen engel yüksekliğine o kadar çok yaklaşılr. Daha açık bir ifadeyle en iyi doğrultucu diyotun performansı standart sapmanın daha küçük değerleriyle ifade edilir. Görüldüğü gibi, standart sapmanın ( $\sigma_0$ ) 0,156 V değeri ortalama engel yüksekliği değerine kıyasla  $\bar{\Phi}_{B0} = 1.136$  eV küçük değildir ve arayüzeyde homojen olmayan durumların varlığını gösterir. Yine, Şekil 4.13'deki  $(n^{-1}-1) - q/2kT$  grafiği, düşey eksenini kesme noktası  $\rho_2$  ve eğimi ise  $\rho_3$  voltaj sabitleri olan bir doğru verir.

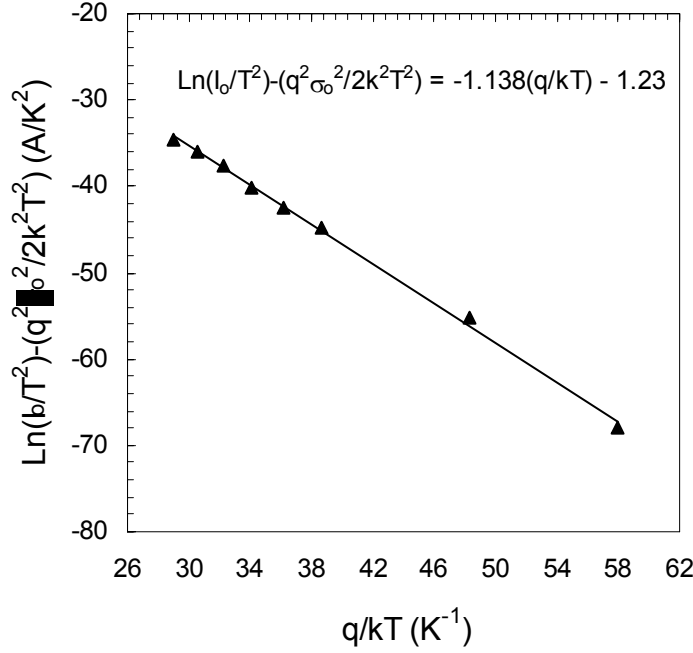
$(n^{-1}-1) - q/2kT$  grafiğinden  $\rho_2 = -0,4539$ ,  $\rho_3 = -0,0125$  V değerleri elde edildi. Bu grafiğin doğrusal davranışı, idealite faktörünün gerçekten Schottky engel yüksekliğinin Gaussian dağılımının voltaj değişimiyle açıklandığını gösterir. Bu sonuçlara göre, bu homojensizlik ve potansiyel değişim düşük sıcaklık akım-voltaj (I-V) karakteristiklerine etki eder. Özellikle Şekil 4.5'de,  $\ln(I_0/T^2) - 1/T$  grafiğinin davranış için bu durum geçerlidir [29,30,79,88,89].

Bilinen Richardson grafiği, aşağıda görüldüğü gibi Eş.(4.21) ve Eş. (4.22) birleştirilerek modifiye edilebilir.

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{q^2 \sigma_o^2}{2k^2 T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q\bar{\Phi}_{B0}}{kT} \quad (4.24)$$

Eş. (4.24)'e göre modifiye edilen  $[\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_o^2 / 2k^2 T^2] - q/kT$  grafiği, Şekil 4.14'den de görüldüğü gibi bir doğru vermektedir. Bu doğrunun eğiminden ortalama engel yüksekliği ( $\bar{\Phi}_{B0}$ ) ve  $[\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_o^2 / 2k^2 T^2]$  eksenini kestiği noktadan ise  $A^*$  etkin Richardson sabiti bulundu.  $[\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_o^2 / 2k^2 T^2] - q/kT$

grafiğinden, sıcaklık sabiti kullanılmaksızın ortalama engel yüksekliği ( $\bar{\Phi}_{B0}$ ) ve Richardson sabiti ( $A^*$ ) değerleri sırasıyla 1.138 eV and  $37.23 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$  olarak hesaplandı.



Şekil 4.14. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) Schottky diyotun sıcaklığa bağlı  $[Ln(I_o/T^2) - q^2\sigma_o^2/2k^2T^2]$ -q/kT grafiği

Görüldüğü gibi  $[Ln(I_o/T^2) - q^2\sigma_o^2/2k^2T^2]$ -q/kT grafiğinden elde edilen  $\bar{\Phi}_{B0}=1.138$  eV değeri,  $\Phi_{ap} - q/2kT$  grafiğinden elde edilen  $\bar{\Phi}_{B0}=1.136$  eV değeriyle oldukça uyumludur.

#### 4.4. Sıcaklığa Bağlı C-V ve G/w-V Karakteristikleri

MYY Schottky diyotların seri direncini hesaplamak için literatürde çeşitli metotlar önerilir [4,9,10,48]. Bu metotlara göre MYY Schottky diyotların gerçek seri direnci yüksek frekansta ( $f \geq 1 \text{ MHz}$ ) çizilen C-V ve G/w-V karakteristiklerinin kuvvetli yığılım bölgesindeki kapasitans ( $C_{ma}$ ) ve iletkenlik ( $G_{ma}$ ) değerleri kullanılarak hesaplanabilir [90]. Ayrıca voltaj bağımlılığına ek olarak seri direncin sıcaklığa

bağımlılığı C-V ve G/ $\omega$ -V değerlerinin farklı sıcaklıklardaki ölçümlerinden elde edilebilir. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si Schottky diyotunun 1 MHz'de 80-400 K sıcaklık aralığında ölçülen kapasitans-voltaj (C-V) ve iletkenlik-voltaj (G/w-V) karakteristikleri sırasıyla Şekil 4.15 ve Şekil 4.16'da verildi. MYY Schottky diyotlar seri direnci belirlemek için 1 MHz'de 40 mV<sub>rms</sub>'lik bir osilasyon voltajı ile uyarıldı. Daha sonra dc voltaj -8 V değerinden +8 V değerine kadar 50 mV adımlarla değiştirilerek tersinim bölgesinden yığılım bölgesine kadar C-V ve G/w-V karakteristikleri farklı sıcaklıklar için elde edildi.

Paralel RC devresin [48,91] kullanılarak, kuvvetli yığılım altındaki eşdeğer devrenin toplam admittansı ( $Y_{ma}$ ),

$$Y_{ma} = 1/Z_{ma} = G_{ma} + j\omega C_{ma} \quad (4.25)$$

eşitliğiyle verilir. Admittansın gerçel ve sanal kısımları karşılaştırılarak,  $R_s$  değeri aşağıdaki şekilde elde edilebilir [48,58].

$$R_s = \frac{G_{ma}}{G_{ma}^2 + (\omega C_{ma})^2} \quad (4.26)$$

Burada  $C_{ma}$  ve  $G_{ma}$  kuvvetli yığılım bölgesinde ölçülen kapasitans ve iletkenlik değerleridir. Kuvvetli yığılım bölgesindeki kapasitans ( $C_{ma}$ ), seri direnç ( $R_s$ ) ve yalıtkan tabakanın kapasitansı ( $C_{ox}$ ) arasındaki ilişki,

$$C_{ma} = \frac{C_{ox}}{(1 + \omega^2 R_s^2 C_{ox}^2)} \quad (4.27)$$

eşitliği ile verilir. Eş. (4.25) ve Eş. (4.26) kullanılarak  $C_{ox}$  değeri

$$C_{ox} = C_{ma} \left[ 1 + \left( \frac{G_{ma}}{\omega C_{ma}} \right)^2 \right] = \frac{\epsilon_i \epsilon_0 A}{d_{ox}} \quad (4.28)$$

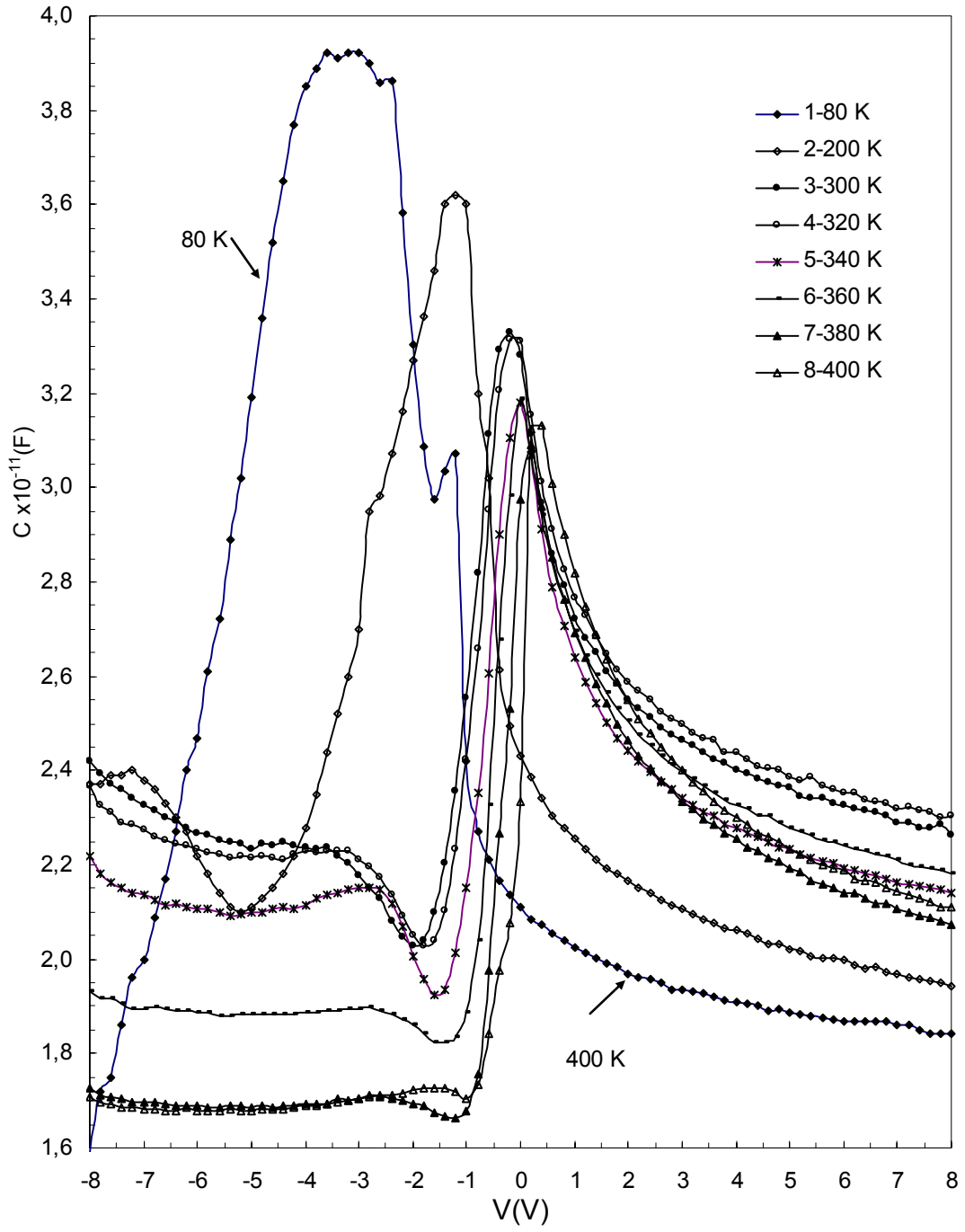
eşitliğinden elde edilir. Burada  $\epsilon_i=3,8\epsilon_0$  [92] ve  $\epsilon_0$  ( $=8,85 \times 10^{-14}$  F/cm) sırasıyla yalıtkan arayüzey tabaka ve boşluğun geçirgenlik sabitleridir. Son olarak, düzeltilmiş admittansın sanal ve gerçel kısmını ( $Y_c=G_c+j\omega C_c$ ) karşılaştırarak düzeltilmiş kapasitans ( $C_c$ ) ve iletkenlik ( $G_c$ ) değerleri

$$C_c = \frac{[G_m^2 + (\omega C_m)^2] C_m}{a^2 + (\omega C_m)^2} \quad (4.29)$$

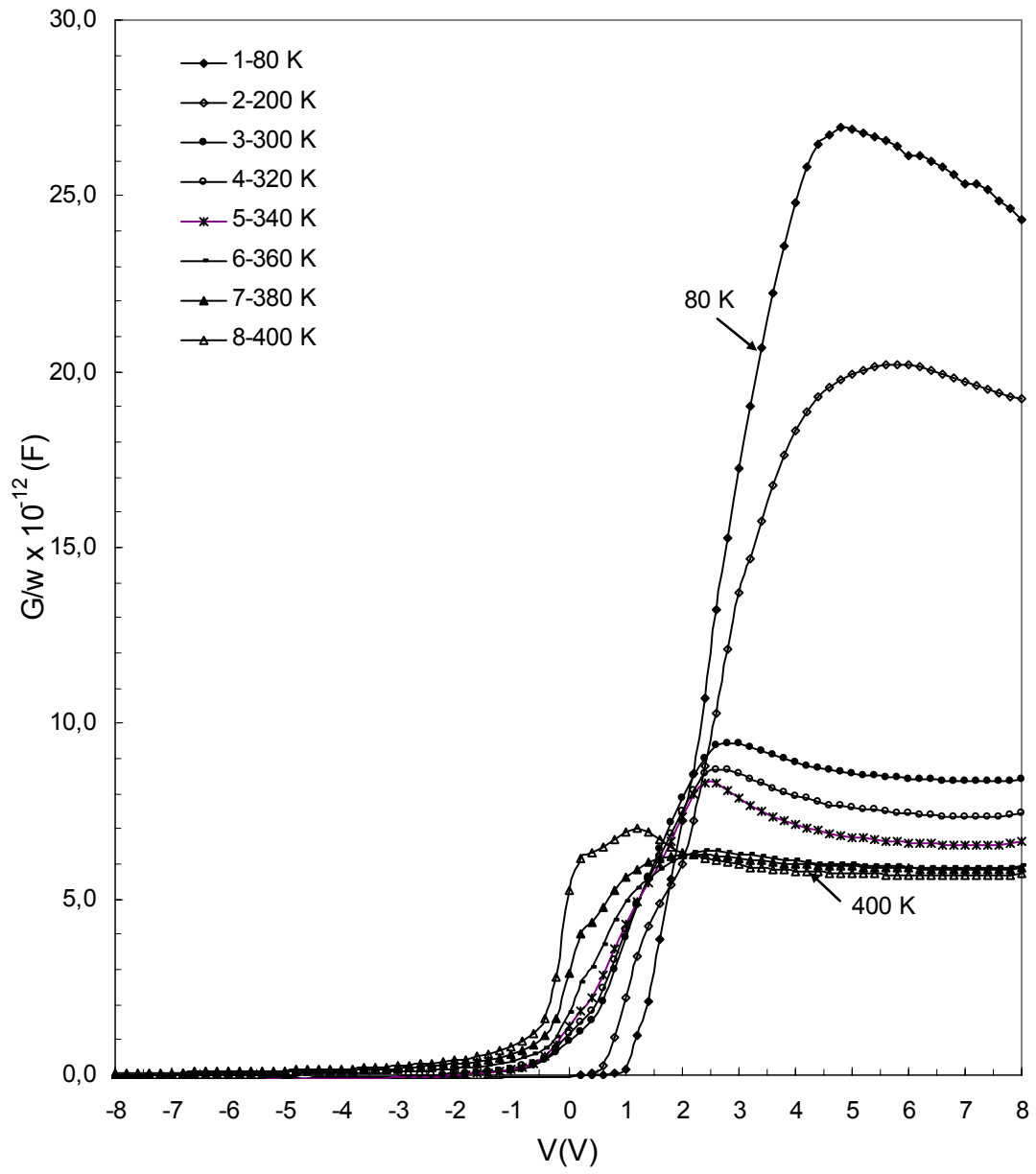
ve

$$G_c = \frac{G_m^2 + (\omega C_m)^2 a}{a^2 + (\omega C_m)^2} \quad (4.30)$$

şeklinde elde edilebilir [48]. Burada; Şekil 4.15 ve Şekil 4.16’da 80-400K sıcaklık aralığında 50 mV<sub>rms</sub> büyüklüğündeki küçük bir ac sinyali ile 1 MHz frekansta ölçülen Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si diyotun C-V ve G/ω-V karakteristikleri - 8V ile + 8V aralığında verilmiştir. Eş. (4.31) ve diyot alanı 7.85x10<sup>-3</sup>cm<sup>2</sup> değeri kullanılarak yüksek frekans (f=1 MHz) C-V karakteristiğinden elde edilen yalıtkan tabaka (SiO<sub>2</sub>) kalınlığı (d<sub>ox</sub>) 55 Å olarak bulunmuştur. Şekil 4.15’de görüldüğü gibi, kapasitans (C) değerleri artan sıcaklıkla beraber simetrik olarak artar ve her bir sıcaklık değeri için kapasitans (C) bir pik vermektedir. Artan sıcaklıkla beraber pik pozisyonu daha yüksek pozitif voltajlara doğru kaymaktadır ve 80 K’de kapasitansın pik değeri maksimumdur. MYY Schottky diyotta kapasitans-voltaj (C-V) karakteristiklerinde piklerin oluşması başka araştırmacılar tarafından da belirtilmiştir [4,20,30] ve arayüzey durumlarının sıcaklıkla yeniden yapılanması ve yeniden düzenlenmesiyle açıklanmıştır. Şekil 4.16’da görüldüğü gibi doğru beslem bölgesinde G/w-V karakteristiklerinde kesişmeler mevcuttur. Bu kesişme ideal MYY Schottky diyotların geleneksel davranışlarıyla kıyaslandığında anormal davranışlar olarak nitelendirilebilir. Ancak



Şekil 4.15. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si(MYY) Schottky diyotun farklı sıcaklıktaki C-V Karakteristikleri



Şekil 4.16. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) Schottky diyotun farklı sıcaklıktaki  $G/\omega$ -V karakteristikleri

MY Schottky diyotlarda oluşan seri direncin, homojen MY Schottky diyotlarda bu kesişmeleri gizlediği ve gözlenemez hale getirdiği düşünülmektedir. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si Schottky diyotun voltaja bağlı seri direnci Eş.(4.27) göre hesaplanmış ve Şekil 4.17’de her bir sıcaklık için seri direnç profili verilmiştir. Şekil 4.17’de görüldüğü gibi seri direnç değerleri  $1 \leq V \leq 7$  V beslem aralığında pikler vermektedir. Azalan sıcaklıkla pik değerleri artarken bu pikler yüksek pozitif voltajlara doğru kaymaktadır. Açıkça görülüyor ki, seri direnç hem sıcaklıktaki hem de voltajdaki değişikliklere bağlıdır. Bu davranış tuzaklanmış yüklerin metal ve yarıiletken arayüzeyindeki tuzaklardan kaçmak için yeterli enerjiye sahip olduklarını gösterir. Ayrıca farklı doğru beslem değerleri için seri direncin sıcaklığa bağlılığı Şekil 4.18’de gösterilmiştir. Şekil 4.18’de görüldüğü gibi yüksek sıcaklıklarda ( $T \geq 300$  K) seri direnç beslem voltajından bağımsız olmaktadır. Bu durumda, metal-yarıiletken arayüzeyinde, Si bant aralığında yer alan yükler tuzaklardan kaçmak için yeterli enerjiye sahiptir.

Si/SiO<sub>2</sub> arayüzeyindeki arayüzey durum yoğunluğu ile ilgili metotlar MY Schottky diyotların kalitesinin belirlenmesinde önemli kriterdir. Bu nedenle Nicollian ve Goetzberger tarafından, yüksek-alçak frekans kapasitansı [31,93], quasi-statik kapasitans[94], yüzey admistansı ve iletkenlik teknikleri [95] gibi ölçüm teknikleri geliştirilmiştir.

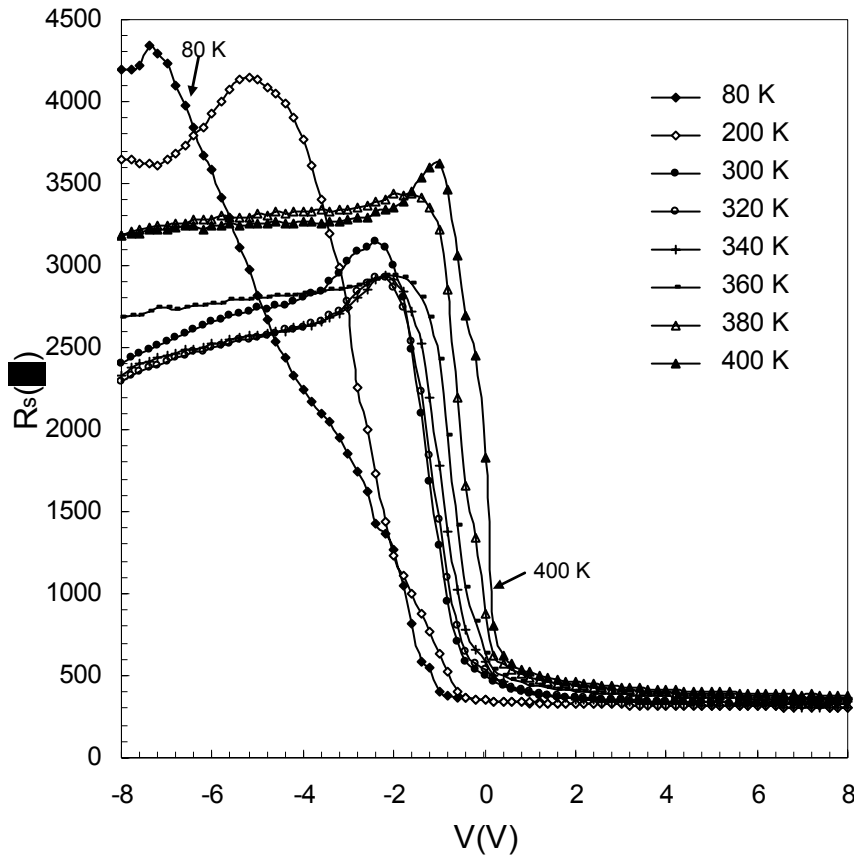
Hill-Coleman metodu [61] arayüzey durumlarının tespit edilmesi için hızlı ve güvenilir bir metottur ve bu durum Konafaos [96], Dachel [12] ve Yücedağ [97] tarafından da doğrulanmıştır. Bu çalışmada da Hill-Coleman [61] metodu kullanılarak Si/SiO<sub>2</sub> arayüzeyindeki arayüzey durumları ( $N_{ss}$ ) farklı sıcaklıklardaki C-V ve G/w-V karakteristiklerinin (Şekil 4.18 ve Şekil 4.19) kombinasyonundan elde edilmiştir.

Bu metoda göre arayüzey durum yoğunluğu aşağıdaki ifadeyle;

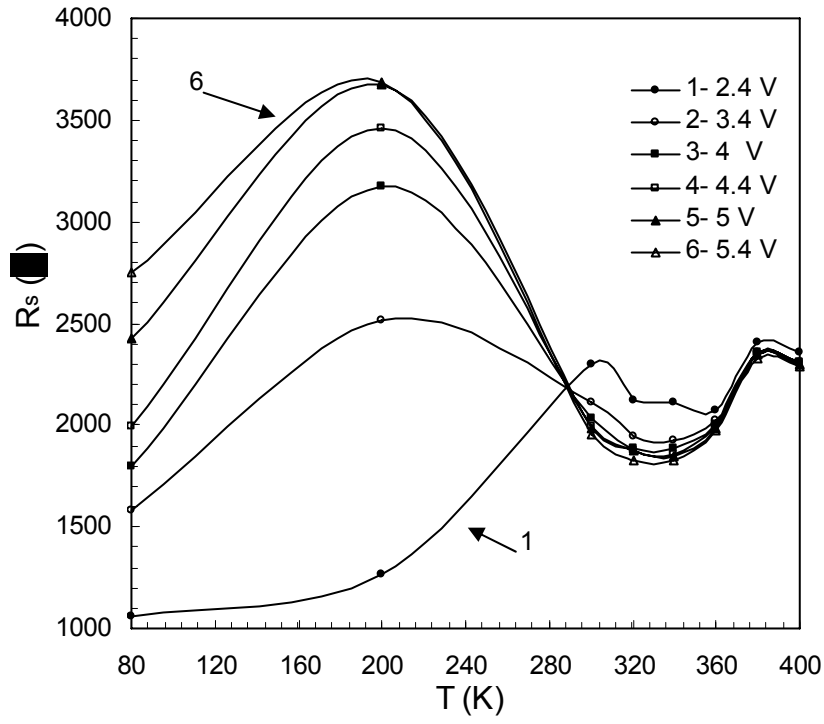
$$N_{ss} = \frac{2}{qA} \frac{(G_m / \omega)_{\max}}{((G_m / \omega)_{\max} C_{ox})^2 + (1 - C_m / C_{ox})^2} \quad (4.33)$$

verilir [61]. Burada  $A$  diyot alanı,  $\omega$  açısai frekans,  $(G_m/w)_{\max}$  ölçülen kapasitansın pik değeriine karşılık gelen iletkenlik ve  $C_{ox}$  ise yalıtkan tabakanın kapasitansıdır. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si MYY Schottky diyotun 1 MHz de farklı sıcaklıklardaki C-V ve G/w-V karakteristiklerinden elde edilen temel bazı elektriksel parametreler Çizelge 4.3’de verilmiştir.

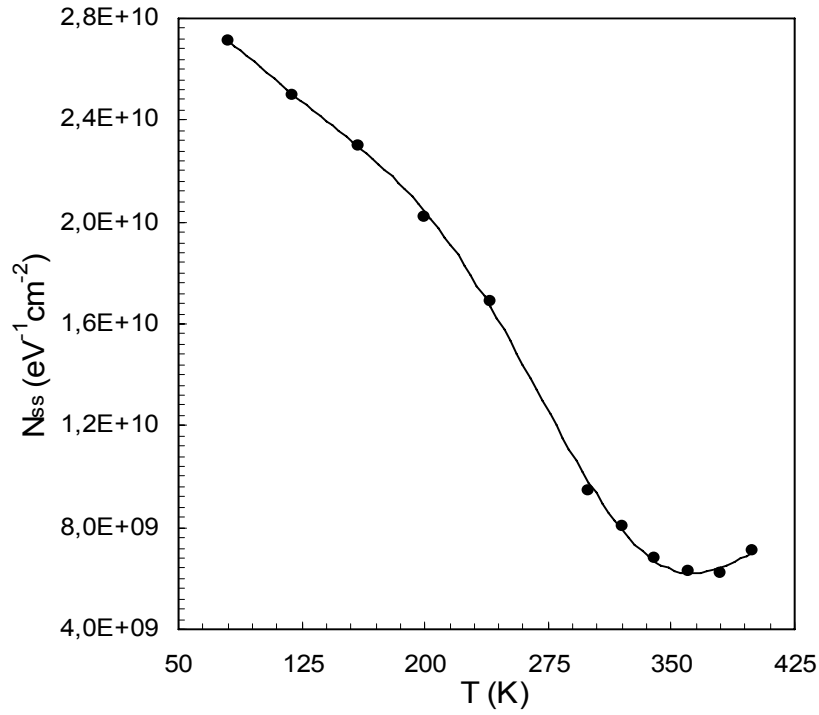
Şekil 4.19’da görüldüğü gibi 360 K’nin altında  $N_{ss}$  artan sıcaklıkla azalmakta ve bu sıcaklığın üstünde hemen hemen sabit kalmaktadır. Arayüzey durumlarındaki bu değişim yarıiletken-yalıtkan arayüzeyinin sıcaklık etkisiyle yeniden yapılanması ve düzenlenmesinden kaynaklandığı düşünülmektedir.



Şekil 4.17. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) Schottky diyotun farklı sıcaklıklar için elde edilen  $R_s$ -V grafiği



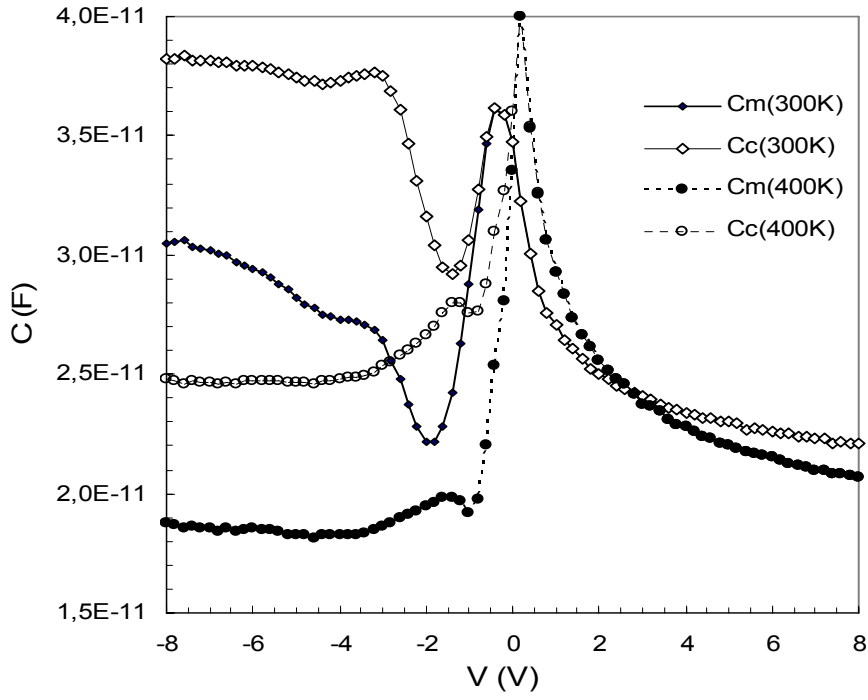
Şekil 4.18. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) Schottky diyotun farklı sıcaklığındaki farklı doğru beslem voltaj değerleri için  $R_s$ -V grafiği



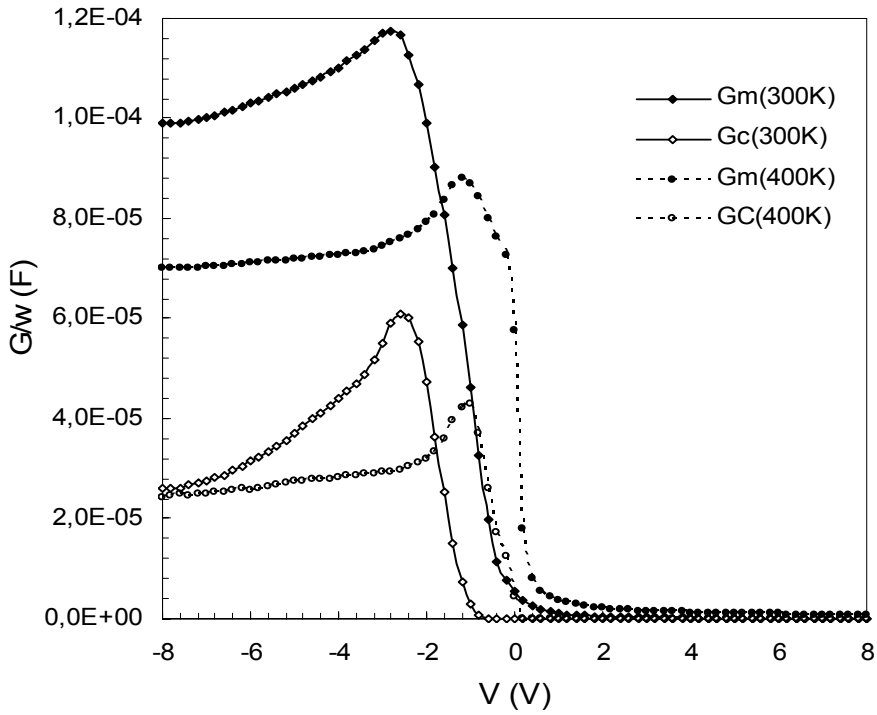
Şekil 4.19. 1 MHz'de C-V ve G/w-V ölçümlerinden elde edilen yüzey durumlarının sıcaklığa bağlı dağılımı

Çizelge 4.3. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) Schottky diyotun 1 MHZ’de farklı sıcaklığındaki C-V ve G/w-V karakteristiklerinden belirlenen bazı temel elektriksel parametre değerleri

| T<br>(K) | V <sub>m</sub><br>(V) | C<br>(F)                | G/w<br>(F)              | N <sub>ss</sub><br>(eV <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup> ) |
|----------|-----------------------|-------------------------|-------------------------|---------------------------------------------------------|
| 80       | -3,2                  | 0,92x10 <sup>-11</sup>  | 5,81 x10 <sup>-14</sup> | 2,71 x10 <sup>10</sup>                                  |
| 120      | -2,6                  | 3,81x10 <sup>-11</sup>  | 5.42x10 <sup>-14</sup>  | 2,50x10 <sup>10</sup>                                   |
| 160      | -1,6                  | 3,73x10 <sup>-11</sup>  | 5,28x10 <sup>-14</sup>  | 2,30x10 <sup>10</sup>                                   |
| 200      | -1,2                  | 3,62x10 <sup>-11</sup>  | 5,17x10 <sup>-14</sup>  | 2,02x10 <sup>10</sup>                                   |
| 240      | -0,6                  | 3,44 x10 <sup>-11</sup> | 8,86x10 <sup>-13</sup>  | 1,69x10 <sup>10</sup>                                   |
| 300      | -0,2                  | 3,33 x10 <sup>-11</sup> | 4,13 x10 <sup>-13</sup> | 9,44x10 <sup>9</sup>                                    |
| 320      | 0                     | 3,31 x10 <sup>-11</sup> | 7,38 x10 <sup>-13</sup> | 8,05 x10 <sup>9</sup>                                   |
| 340      | 0,1                   | 3,18 x10 <sup>-11</sup> | 8,84 x10 <sup>-13</sup> | 6,79 x10 <sup>9</sup>                                   |
| 360      | 0,2                   | 3,17 x10 <sup>-11</sup> | 1,65 x10 <sup>-12</sup> | 6,29 x10 <sup>9</sup>                                   |
| 380      | 0,3                   | 3,14 x10 <sup>-11</sup> | 2,53 x10 <sup>-12</sup> | 6,23 x10 <sup>9</sup>                                   |
| 400      | 0,4                   | 3,13 x10 <sup>-11</sup> | 3,97 x10 <sup>-12</sup> | 6,07 x10 <sup>9</sup>                                   |



Şekil 4.20. 1MHz’de, Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MY) Schottky diyotun iki farklı sıcaklık için ölçülen (C-V) ve düzeltilmiş ( $C_c$ -V) karakteristikleri



Şekil 4.21. 1 MHz’de Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MY) Schottky diyotun iki farklı sıcaklık için ölçülen ( $G/w$ -V) ve düzeltilmiş ( $G_c/w$ -V) karakteristikleri

Kapasitans ve iletkenlik değerleri; seri direnç, arayüzey durumları ve metal ile yariletken arasındaki yalıtkan tabakanın oluşumuna bağlıdır. Yüksek frekanslarda ( $f \geq 500$  kHz) arayüzey durumları ac sinyali takip edemediği için bu frekanslarda yapılan C-V ve G/w-V ölçümlerinde arayüzey durumları etkisi ortadan kaldırılabilir. Bu durumda seri direnç MYY Schottky diyotlarının elektriksel karakteristiklerini idealden farklı hale getiren en önemli parametre olmaktadır.

Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MY) Schottky diyotunun iki farklı sıcaklıkta (300 K ve 400 K) gerçek kapasitans (C) ve iletkenlik (G/w) değerlerini veya düzeltme kapasitansı (C<sub>c</sub>) ve iletkenlik (G<sub>c</sub>/w) değerini elde etmek için 1 MHz frekansta doğru ve ters beslem altında C-V, G/w-V değerleri ölçülmüştür. Eş (4.29) ve Eş (4.30) kullanılarak kapasitans ve iletkenlik karakteristikleri seri direnç etkisi dikkate alınarak düzeltilmiş ve Şekil 4.20 ve Şekil 4.21’de gerçek ve düzeltilmiş kapasitans ve iletkenlik karakteristikleri karşılaştırmalı olarak verilmiştir.

Şekil 4.20’de görüldüğü gibi seri direnç etkisinde C-V karakteristikleri her bir sıcaklık için anormal bir pik değeri vermektedir ve aynı sonuçlar pek çok çalışmada da gözlenmiştir [20,28,98-101]. C-V karakteristikleri seri direnç etkisi dikkate alınarak düzeltildiğinde Şekil 4.20’de görüldüğü gibi düzeltilmiş kapasitans değerinin özellikle doğru beslemde artan voltajla arttığı görülür. Öte yandan Şekil 4.21’de görüldüğü gibi, düzeltilmiş iletkenlik değeri bir pik vermektedir ve bu durum arayüzeyde yük transferi olduğunu ispatlamaktadır.

## 5. SONUÇ VE TARTIŞMA

Metal-yarıiletken (MY) ve metal-yalıtkan-yarıiletken (MYY) Schottky diyotların elektriksel özelliklerinin geniş bir sıcaklık aralığında incelenmesi bize bu yapıların akım-iletim mekanizmaları ve fiziksel davranışları hakkında çok önemli bilgiler verir. Son yıllarda, metal-yalıtkan-yarıiletken (MYY) Schottky diyotlarla ilgili literatürde birçok deneysel sonuç bulunmaktadır. Ancak bu yapılar üzerine gerçekleştirilen çalışmalarda, metal ile yarıiletken arasındaki yalıtkan tabaka kalınlığı, yapının seri direnci ve arayüzey durumlarının, I-V, C-V ve G/w-V karakteristikleri üzerine etkileri halen tam açıklığa kavuşturulamamıştır. Özellikle yalıtkan tabakanın homojensizliği/düzensizliği, metal ile yarıiletken arasındaki potansiyel engelin oluşumu, arayüzey durumların ve akım-iletim mekanizmaları hakkındaki çalışmalar devam etmektedir. Bu tez çalışmasında, hazırlanan Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) Schottky diyotun I-V, C-V ve G/w-V karakteristikleri, 80–400 K sıcaklık aralığında incelendi.

Oluşturulan Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) Schottky diyotun, farklı sıcaklıklardaki Ln(I)-V karakteristiklerinin (Şekil 4.1), orta voltaj bölgesinde (0,1 V-0,7 V) doğrusal olduğu, yüksek voltaj bölgesinde ( $V \geq 3$  V) ise doğrusallığın bozularak bükülmelerin olduğu görüldü. Yüksek voltajlarda görülen bu bükülme seri dirençten ( $R_s$ ) kaynaklanmaktadır.  $R_s$ , I-V karakteristiklerinde doğrusal bölgenin küçülmesine ve dolayısıyla doğrusal bölgeden hesaplanan temel elektriksel parametrelerin doğruluğu ve güvenilirliğinin azalmasına neden olmaktadır. Şekil 4.1'in diğer önemli bir özelliği ise yüksek voltaj ( $V_F \approx 5,6$  V) değerinde Ln(I)-V karakteristiklerinin her bir sıcaklık için sabit bir voltaj değerinde kesişmesidir. Ln(I)-V karakteristiklerinin kesiştiği noktada akım sıcaklıktan bağımsızdır. Bu noktadan sonra da akım değeri her bir voltaj için artan sıcaklıkla azalmaktadır. Diğer bir deyişle seri direnç değeri artan sıcaklık ile artmaktadır ve bu durum literatüre aykırılık teşkil etmektedir. Ayrıca Şekil 4.1'den görüldüğü gibi Ln(I)-V karakteristikleri tüm sıcaklıklar için doğrultma özelliği göstermekte ancak bu doğrultma özelliği artan sıcaklıkla azalmaktadır. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) Schottky diyotun I-V karakteristiğinden,  $n$ ,  $I_o$ ,  $R_s$ ,  $\Phi_{Bo}$  ve  $N_{ss}$

gibi temel elektriksel parametreler hesaplandı ve her bir sıcaklık için bulunan değerler Çizelge 4.1’de verildi. Deneysel sonuçlardan, artan sıcaklıkla  $n$ ’nün azaldığı ve  $\Phi_{Bo}$ ’ın ise artmakta olduğu gözlemlendi.  $n$  ve  $\Phi_{Bo}$ ’ın deneysel değerleri sırasıyla; 200 K’de 5,270 ve 0,414 eV, 400 K’de ise 2,712 ve 0,757 eV’ dur.  $n$ ’nün artan sıcaklıkla, 5,270-2,712 aralığında değişen değerleri, akım-iletim mekanizmasında termiyonik emisyonun sapma olduğunun bir göstergesidir. Aynı zamanda her bir sıcaklık için  $n$ ’nün 1’den büyük çıkması metal-yarıiletken arasındaki yalıtkan  $SiO_2$  tabaka ve  $Si/SiO_2$  arayüzeyinde lokalize olmuş arayüzey durumlarından kaynaklanmaktadır.  $n$ ’nün sıcaklıkla değişimi özellikle düşük sıcaklıklarda oldukça belirgindir. Düşük sıcaklıklardaki bu değişim, yalıtkan arayüzeyi ile yarıiletken arasındaki arayüzey durumları boyunca rekombinasyon ve M/Y arasında oluşan potansiyel engelinin homojensizliğinden kaynaklanmaktadır. Düşük sıcaklıklarda yeterli termal enerjiye sahip olmayan taşıyıcılar, M/Y arayüzeyindeki düşük potansiyel engelleri üzerinden geçerek akımı artırır ve dolayısıyla  $n$ ’nün artmasına yol açar.  $\Phi_{Bo}$ ’ın artan sıcaklıkla artması nedeniyle engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişim katsayısı  $+ 2 \times 10^{-3}$  eV/K elde edildi. Ancak artan sıcaklıkla yarıiletkenin yasak enerji aralığı ve engel yüksekliğinin azalmasından engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişim katsayısı negatif olmalıdır. Bu negatif sıcaklık katsayısına aykırılığı ortadan kaldırmak için tünelleme etkisini içeren  $\Phi_{Bef}$  değerleri hesaplandı. Böylece  $\Phi_{Bef}$  değerleri artan sıcaklıkla azalırken engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişim katsayısı  $-5 \times 10^{-4}$  eV/K oldu. Bu değer, Si’un yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişim katsayısı olan  $-4,73 \times 10^{-4}$  eV/K teorik değeriyle oldukça uyumludur. Bu sonuç tünelleme parametresinin engel yüksekliğinde dikkate alınması gerektiğini göstermektedir. Çizelge 4.1’de görüldüğü gibi  $N_{ss}$ , artan sıcaklıkla azalmaktadır ve 200 ve 400 K için sırasıyla  $1,71 \times 10^{13}$  eV<sup>-1</sup>cm<sup>-2</sup> 0,69 $\times 10^{13}$  eV<sup>-1</sup>cm<sup>-2</sup>,dir. Her bir sıcaklık için  $N_{ss}$   $10^{13}$  eV<sup>-1</sup>cm<sup>-2</sup> mertebesinde ve literatürle uyumludur. Sıcaklık etkisiyle arayüzey durumlarında meydana gelen bu değişim muhtemelen yarıiletken-metal yüzeyindeki termal yeniden yapılanma ve yeniden düzenlenmeden oluşmaktadır. I-V karakteristiklerinden elde edilen  $N_{ss}$  ve  $n$ ’nün artan sıcaklıkla azalması, akım iletim mekanizmasının arayüzey durumları tarafından kontrol edildiğini göstermektedir. Aynı zamanda bu davranışın arayüzeydeki engel yüksekliğinin homojensizliği/düzensizliği nedeniyle engel

yüksekliğinin Gaussian dağılım göstermesinden (Schottky engel homojensizliğinden) kaynaklandığı düşünülmektedir. Özellikle düşük sıcaklıklarda idealite faktöründeki artış ve engel yüksekliğindeki azalma akım-iletim mekanizmasının, TE teorisine dayalı Gaussian dağılımı ile başarıyla açıklanır.

Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MY) Schottky diyotun seri direncinin hesaplanmasında  $dV/d\ln(I)-I$  ve  $H(I)-I$  Cheung fonksiyonları kullanıldı. I-V karakteristiklerinde  $\approx 5,6$  V'da meydana gelen kesişme nedeniyle  $R_s$ , kesişmeden önceki (a) ve sonraki (b) voltaj bölgesi olmak üzere iki farklı bölgeden hesaplandı. Her bir sıcaklık için iki farklı bölgeden oluşturulan  $dV/d\ln(I)-I$  ve  $H(I)-I$  grafikleri, geniş bir voltaj aralığında doğrusallık göstermektedir. Her iki fonksiyondan, iki farklı bölge için sıcaklığa bağlı olarak elde edilen  $R_s$  değerleri, Çizelge 4.2 ve Şekil 4.9'da verildi. Çizelge ve grafiklerden görüldüğü gibi, I-V grafiklerinde kesişmenin olduğu ( $\approx 5,6$  V) voltajdan önceki kısımdan (a) hesaplana  $R_s$  değerleri, artan sıcaklıkla azalmakta ve bu durumda seri direncin sıcaklıkla değişim katsayısı literatüre uygun olarak negatif elde edilmektedir. Ancak kesişmeden sonraki voltaj bölgesinde (b) ise hesaplanan  $R_s$  değerleri ise artan sıcaklıkla artmakta ve böylece  $R_s$ 'in sıcaklıkla değişim katsayısı pozitif bulunmakta ve bu durum literatüre aykırılık teşkil etmektedir.  $R_s$ 'nin artan sıcaklıkla artması ve  $\ln I-V$  karakteristiklerinde görülen kesişme, taşıyıcı yüklerin düşük sıcaklıklarda donmasından kaynaklanmaktadır.

Deneyisel  $\ln(I_0/T^2)-1/T$  grafiği düşük sıcaklıklar (200 ve 240 K) dışında doğrusaldır. Bu doğrudan yararlanılarak aktivasyon enerjisi ( $E_a$ ) 0,275 eV, Richardson sabiti  $1,45 \times 10^{-6}$  A/cm<sup>2</sup>K<sup>2</sup> olarak elde edildi. Elde edilen  $1,45 \times 10^{-6}$  A/cm<sup>2</sup>K<sup>2</sup> Richardson sabiti değeri p-tipi Si yarıiletkenlerde deşikler için bilinen  $32$  A/cm<sup>2</sup>K<sup>2</sup> teorik değerinden oldukça küçüktür.  $\ln(I_0/T^2)-1/T$  grafiğinin düşük sıcaklıklarda doğrusallıktan sapması  $\Phi_{B0}$  ve  $n$ 'nün sıcaklığa bağlı değişiminin sonucudur. Bununla birlikte,  $\ln(I_0/T^2)-1/nT$  grafiği tüm sıcaklık aralığında bir doğru vermektedir. Ancak bu doğrudan yararlanılarak hesaplanan Richardson sabitinin  $8,79 \times 10^{-1}$  A/cm<sup>2</sup>K<sup>2</sup> değeri yine teorik değerle uyuşmamaktadır. Richardson grafiklerindeki bu sapmanın yüksek engel alanları ihtiva eden arayüzeydeki homojen olmayan engel yüksekliği ve

potansiyel değişiminden kaynaklandığı düşünülmektedir. Bu durumda Schottky diyottaki akım, daha düşük potansiyelli engellerden oluşmaktadır. Sonuç olarak, sıcaklığa bağlı I-V karakteristiklerinden elde edilen  $A^*$  değerindeki sapma, engel homojensizliğinden kaynaklanmaktadır.

Çizilen  $\Phi_{Bo}-q/2kT$  grafiğinin (Şekil 4.12) doğrusal olması engel yüksekliği değişiminin bir Gaussian dağılıma sahip olmasına delil teşkil etmektedir. Bu grafikten  $\sigma_o$  ve  $\bar{\phi}_{Bo}$  değerleri sırasıyla 0,159 V ve 1,136 eV olarak elde edildi.  $\sigma_o$  değeri ne kadar küçük olursa diyotta oluşan engel yüksekliği o kadar çok homojenliğe yaklaşırlar. Böylece en iyi performansa ve engel homojenliğine sahip doğrultucu diyot elde edilebilir. Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) Schottky diyot için elde edilen  $\sigma_o$  'nın 0,159 V değeri,  $\bar{\phi}_{Bo}$  'ın 1,136 eV değerine kıyasla küçük değildir ve bu arayüzeyde homojen olmayan bir durumu varlığını desteklemektedir. Richardson grafiklerinin modifiye edilmesiyle oluşturulan  $[\ln(I_o/T^2)-q^2\sigma_o^2/2kT^2]-q/kT$  grafiği (Şekil 4.14), yine bir doğru verdi ve bu doğrudan yararlanılarak  $\bar{\phi}_{Bo}$  ve  $A^*$  değerleri sırasıyla 1,138 eV ve 37,23 A/cm<sup>2</sup>K<sup>2</sup> olarak elde edildi. Elde edilen 37,23 A/cm<sup>2</sup>K<sup>2</sup> Richardson sabiti değeri, p-tipi Si için bilinen teorik 32 A/cm<sup>2</sup>K<sup>2</sup> değeriyle oldukça uyumludur. Ayrıca burada elde edilen 1,138 eV ortalama engel yüksekliği değeri  $\Phi_{Bo}-q/2kT$  grafiğinden elde edilen 1,136 eV değerine oldukça yakındır. Bu sonuçlar, Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MYY) Schottky diyotunda akım-iletim mekanizmasının engel homojensizliğinin Gaussian dağılımı ile başarılı bir şekilde açıklanabileceğini göstermiştir.

Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MIS) Schottky diyotun sıcaklığa bağlı C-V ve G/w-V ölçümleri 1MHz'de ve  $\pm 8V$  voltaj aralığında gerçekleştirildi. Şekil 4.15'de görüldüğü gibi kapasitans (C) değerleri artan sıcaklıkla beraber simetrik olarak artmakta ve her sıcaklık değeri için bir pik vermektedir. Artan sıcaklıkla beraber pik pozisyonu daha yüksek pozitif voltajlara doğru kaymaktadır ve 80 K'de kapasitansın pik değeri

maksimumdur. C-V karakteristiklerindeki bu davranışın nedeni arayüzey durumlarının sıcaklıkla yeniden yapılanması ve düzenlenmesidir.  $G/w$ -V karakteristikleri doğru beslem bölgesinde kesişmektedir ve bu kesişme ideal MYY Schottky diyotların geleneksel davranışıyla kıyaslandığında anormaldir. Ancak yapının seri direncinin, homojen MYY diyotlarda bu kesişmeleri gizlediği ve gözlenemez hale getirdiği düşünülmektedir. Diyotun voltaja bağlı seri direnç dağılım profili ( $R_s$ -V) hemen hemen tüm sıcaklıklar için  $1 \text{ V} \leq V \leq 7 \text{ V}$  aralığında bir pik vermektedir ve her bir sıcaklık için voltaja kuvvetlice bağlıdır. Bu davranışlar, Si/SiO<sub>2</sub> arayüzeyinde ve Si yasak enerji aralığına yerleşmiş arayüzey durumlarının özel dağılımından kaynaklanmaktadır. Çizelge 4.3’de görülebileceği gibi, sıcaklığın arttırılmasıyla, ölçülen kapasitansın ( $C_m$ ) pik değeri ve buna karşılık gelen  $(G_m/w)_{\max}$  değeri artmaktadır. Şekil 4.18’de görüldüğü gibi yüksek sıcaklıklarda ( $T \geq 300 \text{ K}$ ) seri direnç, voltajdan bağımsız olmaktadır. Bu durum Si bant aralığındaki metal-yarıiletken arayüzey yüklerinin tuzaklardan kaçmak için yeterli enerjiye sahip olmasından kaynaklanmaktadır. Şekil 4.19’da görüldüğü gibi  $N_{ss}$  artan sıcaklıkla azalmaktadır.  $N_{ss}$ ’nın sıcaklıkla değişimi, yarıiletken-yalıtkan arayüzeyinin sıcaklık etkisiyle yeniden yapılanması ve düzenlenmesinden oluşmaktadır. Seri direncin,  $C_m$  ve  $G_m/w$  değerleri üzerindeki etkisini incelemek amacıyla 1 MHz ve 500 kHz için düzeltilmiş  $C_c$ -V ve  $G_c/w$ -V karakteristikleri elde edildi. Seri direnç etkisiyle düzeltilmiş C-V karakteristikleri özellikle doğru beslem altında artan voltajla artarken, düzeltilmiş  $G/w$ -V karakteristikleri artan voltajla azalmakta ve bir pik vermektedir. Sonuç olarak, sıcaklığa bağlı I-V, C-V ve  $G/w$ -V ölçüm metotlarından elde edilen bazı temel elektriksel parametrelerin idealden farklı çıkması; genelde metal ile yarıiletken arasında oluşan yalıtkan tabaka (SiO<sub>2</sub>), Si/SiO<sub>2</sub> arayüzeyinde lokalize olmuş arayüzey durumlarının yoğunluğu, yapının seri direnci ve metal/yarıiletken arayüzeyindeki engel homojensizliklerinden kaynaklanmaktadır.

Bu tez çalışmasında Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MY) Schottky diyotların sıcaklığa bağlı davranışı incelendi. Buradan alınan sonuçlar, üretilen bu tip bir (MY) yapının elektronik devre elemanı olarak kullanılması aşamasında, kullanılabilirliğinin belirlenmesi açısından çok önemlidir.

### KAYNAKLAR

1. Berger, L. I., "Semiconductor Materials", **CRC Press**, New York, 145-152 (1997).
2. Crowell, C.R., Sze, S.M., "Current Transport in Metal-Semiconductor Barriers", **Solid State Electron.**, 9: 1035-1040 (1966).
3. Milnes, A.G., Feucht D.L., "Heterojunction and Metal-Semiconductor Junctions" **Academic Press**, New York and London, 156-200 (1972)
4. Norde, H., "A modified forward I-V plot for schottky diodes with high series resistance", **J. Appl. Phys.**, 50: 5052-5056 (1979).
5. Sato, K., Yasamura, Y., "Study of forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance", **J. Appl. Phys.**, 58(9): 3655-3660 (1985).
6. Jarzebski, Z., "Oxide Semiconductors", **Pergammon**, New York, 300-306 (1973).
7. McLean A. B., "limitations to the Norde I-V plot", **Semi. Sci.Tech.**, 1: 177-202 (1986).
8. Bohlin, K. E., "Generalized Norde plot including determination of the ideality factor", **J. Appl. Phys.**, 60(3): 1223-1227 (1986).
9. Cheung, S. K., Cheung, N. W., "Extraction of schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics", **Appl. Phys. Lett.**, 49(2): 85-91 (1986).
10. Rhoderick, E. H. and Williams R. H., "Metal-Semiconductor Contacts 2<sup>nd</sup> ed.", **Oxford University Press**, Oxford, 257-264 (1988).
11. Fonash, S. J., "The role of the interfacial Layer in Metal - Semiconductor Solar Cells", **J. Appl. Phys.**, 46: 1286-1289 (1975).
12. Sing, A., Reinhard, K.C., Anderson, W.A., "Temperature dependence of the electrical characteristics of Yb/p-InP tunnel metal-Insulator-Semiconductor Junctions", **J. Appl. Phys.**, 68(7): 3475-3479 (1990).
13. Çetinkara, H. A., Türüt, A., Zengin, D. M., Erel, Ş., "The energy distribution of the interface state density of Pb/p-Si Schottky contacts exposed to clean room air", **Appl. Surface Sci.**, 207: 190-199 (2003).

14. Chattopadhyay, P., Daw, A.N., "On the current transport mechanism in a metal insulator-semiconductor diode", ***Solid State Electron.***, 29(5): 555-560 (1986).
15. Yu, A.Y.C., Snow, E.H., "Surface Effects on Metal-Silicon Contacts", ***J. Appl. Phys.***, 39: 3008- 3014 (1968).
16. Depas, M., Van Meirhaegh, R.L., Laflere, W.H. and Cardon, F., "Electrical characteristics of Al/SiO<sub>2</sub>/n-Si tunnel diodes with an oxide layer grown by rapid thermal oxidation", ***Solid State Electron.***, 37: 433-441 (1994).
17. Green, M.A., King, F.D., Schewchun, A. "Minority carrier MIS tunnel diodes and their application to electron and photo-voltaic energy conversion-I. theory", ***Solid State Electron.***, 17: 551-561 (1974).
18. Nielsen, O.M., J. "Influence of semiconductor barrier tunnelling on the current voltage characteristics of tunnel metal-oxide-semiconductor diodes", ***J. Appl. Phys.***, 54(10): 5880-5886 (1983).
19. Card, H.C., Rhoderick, E.H., "Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effects in silicon Schottky diodes", ***J. Phys. D: Appl. Phys.***, 4: 1589-1601 (1971).
20. Altındal, Ş., Karadeniz, S., Tuğluoğlu N., Tataroğlu, A., "The role of interface states and series resistance on the I-V and C-V characteristics in Al/SnO<sub>2</sub>/ p-Si Schottky diodes", ***Solid State Electron.***, 47(10): 1847-1854 (2003).
21. Aydin, M. E., Akkiliç, K., Kiliçoğlu, T., "Relationship between barrier height and ideality factors of H-terminated Ph/p-Si contacts with and without the interfacial oxide layer", ***Appl. Surface Sci.***, 225(1-4): 318-323 (2004).
22. Tung, R.T., "Electron transport at metal-semiconductor interfaces: General theory ***Phys. Rev. B.***, 45: 13509 (1992).
23. Rhoderick, E.H., "Metal-Semiconductor Contacts", ***IEE PROC.***, 29(1): 1-14 (1982).
24. Tseng H.H., Wu C.Y., "A simple interfacial layer model for the nonideal I-V and C-V characteristics of the Schottky barrier diode", ***Solid State Electron.***, 30: 383-390 (1987).
25. Sze, S.M., "Physics of Semiconductor Devices 2<sup>nd</sup> ed.", ***Wiley***, New York, 245-300 (1981).
26. Song, Y.P., Van Meirhaeghe, R.L., Laflère, W.H., Cardon, F., "On the difference in apparent barrier height as obtained from capacitance-voltage and current-voltage-temperature measurements on Al/p-InP Schottky barriers", ***Solid State Electron.***, 29: 633-638 (1986).

27. Mui, D., Striteon, S., Markoç, H., "On the barrier lowering and ideality factor of ideal Al/GaAs Schottky diodes", **Solid State Electron.**, 34: 1077-1082 (1999).
28. Karataş, Ş., Altındal, Ş., Çakar, M., "Current transport in Zn/p-Si(100) Schottky barrier diodes at high temperatures", **Physica B**, 357-386 (2005).
29. Chand, S., Kumar, J., "Evidence for the double distribution of barrier heights in Pd<sub>2</sub>Si/n-Si Schottky diodes from I-V-T measurements", **Semicond. Sci. Technol.**, 11(1): 1203-1208 (1996).
30. Chand, S., Kumar, J., "Electron transport and barrier inhomogeneities in palladium silicide Schottky diodes", **Appl. Phys. A**, 65: 497-503 (1997).
31. Karataş, Ş., Altındal, Ş., A. Türüt, A. Özmen, "Temperature dependence of characteristics parameters of the H-terminated Sn/p-Si(100) Schottky contact", **Appl. Surf. Sci.**, 217-250 (2003).
32. Gümüş A., Türüt A. and Yalçın N., "Temperature dependent barrier characteristics of CrNiCo allow Schottky contacts on n-type molecular-beam epitaxy GaAs", **J. Appl. Phys.**, 91: 245-250 (2002).
33. Biber, M., "Low-temperature current-voltage characteristics of MIS Cu/n-GaAs and inhomogeneous Cu/n-GaAs Schottky diodes", **Physica B**, 325: 138-148 (2003).
34. Hudait, M.K., Venkateswarlu, P., Krupanidhi, S.B., "Electrical transport characteristics of Au/n-GaAs Schottky diodes on n-Ge at low temperatures", **Solid-State Electron.**, 45: 133-141 (2001).
35. Sharma, B.L., Metal Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications, **Plenum Press**, New York and London, 49 (1984).
36. Wilson, A.H., "The Theory of Electronic Semiconductors", **Proc. R. Soc. Lond. Ser. A**, 1333: 458-463 (1931).
37. Northrop, D. C., Rhoderick, E. H. "The Physics of Shottky barriers, in Variable Impedance Devices", **Solid-State Electronics**, 4: 37-73 (1978).
38. Rhoderick, E. H., Metal-Semiconductor Contacts., **Clarendon Press**, Oxford 121-123 (1978).
39. Cowley, A.M., Sze, S.M., "Surface State and Barrier Height of Metal Semiconductor Systems", **J. Appl. Phys.**, 36: 3212-3216 (1965).

40. Daw, A. N., Datta A. K. and Ash M. C., "On the open-circuit voltage of a Schottky Barrier MIS Solar Cells", **Solid-State Electronics**, 25: 1205-1206 (1982).
41. Sing, A., "Characterization of Interface State at Ni/nCdF<sub>2</sub> Schottky Barrier Type Diodes and Effect of CdF<sub>2</sub> Surface Preparation", **J. Appl. Phys.**, 28(3), 223-232 (1985).
42. Padavoni, F.A., Stratton, R., "Field and Thermionic-Field Emission in Schottky Barriers", **Solid State Electron.**, 9: 695-707 (1966).
43. Padavoni, F.A., "The Voltage-Current Characteristic of Metal Semiconductor Contacts, in Semiconductors and Semimetals", **Academic Press**, New York, 75-146 (1971).
44. Saxena, A.N., "Forward Current-Voltage Characteristics of Schottky Barriers On Type Silicon", **Surface Science**, 13:151-171 (1969).
45. Nielsen, O.M., "Current Mechanism of Tunnel MIS Solar Cells", **IEE. Proc.**, 129:155-156 (1982).
46. Fonash, S.J., "A Reevaluation of the Meaning of Capacitance Plots for Schottky Barrier-Type Diodes.", **J. Appl. Phys.**, 54: 1966-1970 (1975).
47. Willson, A.H., "A note of the theory of rectification", **Proc. R. Soc. London, Ser. A.**, 136: 487-498 (1932).
48. Nicollian E. H. and Brews J.R., "MOS (Metal-Oxide-Semiconductor) Physics and Technology", **John Wiley and Sons**, New York, 288 -304 (1982).
49. Jürgen H., Werner and Herbert H. Güttler., "Barrier inhomogeneities at Schottky contacts", **J. Appl. Phys.**, 69(3): 1522-1533 (1991).
50. Arnold, D., Hess, K., "Barrier height fluctuations in very small devices due to the discreteness of the dopants", **J. Appl. Phys.**, 61(11): 5178 (1987).
51. John, A. Nixon, J., Davies. H., "Potential fluctuations in heterostructure devices", **Phys. Rev. B.**, 41: 7929 (1990).
52. Ohdomari, I., Tu, K.N., "Parallel Silicide Contacts", **J. Appl. Phys.**, 51:3735 (1980).
53. Tuy. T.O., Mojzes, I., "Theoretical explanation of the control of the Schottky barrier height using an ultrathin interface metal layer", **Appl. Phys. Lett.**, 56: 1652 (1990).

54. Thomson, D.J., Card, H.C., “Effect of interface-potential nonuniformities on carrier transport across silicon grain boundaries”, *J. Appl. Phys.*, 54(4): 1976 (1983).
55. Werner, J.H., “In Polycrystalline Semiconductor-Physical Properties and Applications”, *Springer*, Berlin., 76-81 (1985).
56. Mahan, G.D., “Fluctuations in Schottky barrier heights”, *J. Appl. Phys.*, 55: 980-986 (1984).
57. Grove, A. S., “Physics and Technology of Semiconductor Devices”, *John Wiley & Sons*, New York, 91-106, 334-357 (1967).
58. Altındal, Ş., “Al-SiO<sub>x</sub> - pSi aygıtların ve güneş pillerinin elektriksel karakteristikleri”, Doktora Tezi, *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, 52-74 (1993).
59. Ulrich, B. and Kuchar, F., “Capacitance-voltage measurements on a p-type InSb metal/insulator/semiconductor structure with Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> as the insulator”, *Thin Solid Films*, 168(2): 157-168 (1989).
60. Haddara, S. H. and. El-Sayed, M., “Conductance technique in MOSFETs: study of interface trap properties in the depletion and weak inversion regimes”, *Solid-State Electronics*, 31(8): 1289-1298 (1988).
61. Hill W. A., Coleman C.C., “A single-frequency approximation for interface-state density determination”, *Solid-State Electronics*, 23(9): 987-993(1980).
62. Kar, S. ,Ashok, S. and Fonash, S., Evidencedence of Tunnel-Assisted Transport in Nondegenerate MOS and Semiconductor-Oxide-Semiconductor Diodes at Room Temperature, *J. Appl. Phys.* , 51: 3417-3421 (1980).
63. Kar, S., Panchal, K.M. Brattacharya, S. and Varma, S., On The Mechanism of Carrier Transport In Metal -Thin – Oxide – Semiconductor Diodes On Polycrystalline Silicon, *IEEE Trans. On Electron. Devices*, 29: 1839-1845 (1982).
64. Özdemir, S. and Altındal Ş., “Temperature dependent electrical Characteristics of Al-SiO<sub>x</sub>-p-Si solar cells”, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 32: 115-127 (1994).
65. Kanbur, H., Altındal., Ş., Tataroğlu, A., “The effect of interface states, excess capacitance and series resistance in the Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si Schottky diodes” *Applied Surface Science* 252(5): 1732-1738 (2005).

66. Eftekhari, G., Tuck, B. and Cogan, D., Electrical Properties of InP MIS Devices, **J. Phys. D:Appl. Phys.**, 16: 1099-1107 (1983).
67. Altındal, Ş., Kambur, H., Yıldız, D.E, Parlak, M., “Current conduction mechanism in Al/p-Si Schottky barrier diodes with native insulator layer at low temperatures”, **Applied Surface Science**, 253: 5056-5061 (2007).
68. S. Chand, S. Bala, “Analysis of current-voltage characteristics of inhomogeneous Schottky diodes at low temperatures”, **Appl. Surf. Sci.**, 252: 358-362 (2005).
69. S. Chand, “On the intersecting behavior of current-voltage characteristics of inhomogeneous Schottky diodes at low temperature” **Semicond. Sci. Technol.** 19(1): 82-86 (2004).
70. I. Dökme, Ş.Altındal, “On the intersection behavior of experimental forward bias current-voltage (I-V) characteristics of Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MIS) Schottky diodes at low temperatures”, **Semicond. Sci. Technol.**, 21(8): 1053-1058 (2006).
71. Chand,S., Kumar,J.,”Current transport in Pd<sub>2</sub>Si/n-Si(100) Schottky barrier diodes at low temperatures” , **Appl. Phys. A.**, 63: 171-176 (1996).
72. Osvald, J. , “Influence of lateral current spreading on the apparent barrier parameters of inhomogeneous Schottky diodes” **J. Appl.Phys.**, 99(3): 033708-1 (2006).
73. Tekeli, Z. , “The behavior of the I-V-T characteristics of inhomogeneous (Ni/Au)- Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>N/AlN/GaN heterostructures at high temperatures” **J. Appl.Phys.**, 102 054510 (2007).
74. Werner, J.H., “Schottky Barrier and pn-Junction I/V Plots-Small Signal Evaluation”, **Appl. Phys. A**, 47: 291-300 (1988).
75. Bhuiyan, A.S., Martinez, A., Esteve, D., “A new Richardson plot for non-ideal Schottky diodes.”, **Thin Solid Films**, 161: 93-100 (1988).
76. Akal, B., Benemara, Z., Boudissa, A., Bouiadjra, N.B., Armani, M., Bideux, L. And Gruzza, B., “Modelization and characterization of Au/InSb/InP Schottky systems as a functions of temperature”, **Mater. Sci.and Eng. B**, 55: 162-168 (1998).
77. Lee, B.H., Kang, L., Nieh, R., Qi, W.J., Lee, J.C., “Thermal stability and electrical characteristics of ultrathin hafnium oxide gate dielectric reoxidized with rapid thermal annealing”, **Appl. Phys. Lett.**, 77: 1926-1931 (2000).

78. Ashok, S., Borreg, J.M., Gutmann, R.J., "Modelization and characterization of Au/InSb/InP Schottky systems as a functions of temperature" , **Solid State Electronics** , 22: 621-625 (1979).
79. Werner, J. H., Güttler, H.H., " Transport properties of homogeneous Schottky contacts", **Physica Scripta. T.**, 39: 258-264 (1991).
80. Werner, J. H., Güttler, H.H., " Barrier inhomogeneous at Schottky contacts", **J. Appl. Phys.**, 69(3): 1522-1533 (1991).
81. Maeda, K., "Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in Si Schottky barriers", **Surf. Sci.**, 493: 644-652 (2001).
82. Zhu, S., Van Meirhaeghe, R. L., Detavernier, C., Cardon,F., Ru, G. P., Qu, X. P., Li, B. Z., "Barrier height inhomogeneities of epitaxial CoSi<sub>2</sub> Schottky contacts on n-Si (100) and (111)", **Solid-State Electron.**, 44: 663-669 (2000).
83. Hudait, M.K., Krupanidhi,S.B., "Doping dependence of the barrier height and ideality factor of Au/n-GaAs Schottky diodes at low temperatures", **Physica B.**, 307: 125-137 (2001).
84. Chand,S., "An accurate approach for analysing an inhomogeneous Schottky diode with a Gaussian distribution of barrier heights", **Semicond. Sci. Technol.**, 17: L36 (2002).
85. Chand, S., Kumar, J., "Simulation and analysis of the I-V characteristics of a Schottky diode containing barrier inhomogeneities", **Semicond. Sci. Technol.**, 12: 899-906 (1997).
86. J. Horvath, Zs., "Analsis of I-V measurements on CrSi<sub>2</sub>-Si schottky structures in a wide temperature", **Solid-State Electron.**, 39: 176-180 (1996).
87. Zhu, S., Van Meirhaeghe, R. L., Detavernier, C., Cardon,F., Ru, G. P., Qu, X. P., Cardon, Li, B. Z., "A Beeem study of the temperature dependence of the barrier height distribution in PtSi/n-Si Schottky diodes", **Solid-State Comm.**, 112: 611-616 (1999).
88. Zhu, S., Qu, X. P., Van Meirhaeghe, R. L., Detavernier, C., Cardon,F., Ru, G. P., Cardon, Li, B. Z., " Electrical characteristics of CoSi/n-Si (100) Schottky barrier contacts formed by solid state reaction", **Solid-State Electron.**, 44: 1807-1818 (2000).
89. Sullivan, J. P., Tung,R.T., Pinto,M.R., Graham, W.R., "Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study", **J. Appl. Phys.**, 70: 7403-7407 (1991).

90. P. Cova, A. Singh, "Temperature Dependence of I-V and C-V Characteristics of Ni/n-CdF<sub>2</sub> Schottky Barrier Type Diodes", **Solid State Electron.**, 33: 11-16 (1990).
91. Kwa K.S.K, Chattopadhyay S., Jankovic N.D., Olsen S.H., Driscoll L.S., O'Niell A.G., "Thermal oxidation of strained Si/SiGe: impact of surface morphology and effect on MOS devices", **Materials Science and Engineering**, 109(1-3): 78-84 (2004).
92. Chelkowski, A., "Dielectric Physics", **Elsevier**, Amsterdam, 97-105 (1980).
93. Ng, K.K., Card, H.C., "Image force effect on the short wavelength (UV) photoresponse of silicon Schottky barriers", **J.Appl. Phys.**, 51: 2153-2158 (1980).
94. Zeyrek, S., Altındal, Ş., Yüzer, H., Bülbül, M.M., "Current transport mechanism in Al/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/p-Si (MIS) Schottky barrier diodes at low temperatures", **Appl. Surf. Sci.**, 252 : 2999-3010 (2006).
95. Altındal, Ş., Dökme, İ., Bülbül, M.M., Yalçın N., Serin, T., "Temperature Dependence of I-V and C-V Characteristics of Ni/n-CdF<sub>2</sub> Schottky Barrier Type Diodes" **Microelektron. Eng.**, 83: 499-503 (2006).
96. Konofaos, N., McClean, I. P., Thomas, C. B., "Characterisation of the interface states between amorphous diamond-like carbon films and (100) silicon", **Phys. Stat. Sol. (a)**, 161: 111-123 (1997).
97. Yücedağ İ., Altındal Ş., Tataroğlu A., "On the profile of frequency dependent series resistance and dielectric constant in MIS structure", **Microelectronic Engineering**, 84(1): 180-186 (2007).
98. Yıldız, D.E., Altındal, Ş. , "On the temperature dependence of series resistance and interface states in Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MIS) Schottky diodes" **Microelektron. Eng.**, 85(2): 289-294 (2008).
99. S. Ashok, J.M. Borreg, R.J. Gutmann, "Electrical Characteristics of GaAs MIS Schottky Diodes", **Solid State Electronics**, 22: 621-631 (1979).
100. Cvikl, B., Korosak, D., Horvath, Zs.J., "Comparative study of I-V characteristics of the ICB deposited Ag\Si(111) and Ag\p-Si(100) Schottky junctions", **Vacuum**, 50: 385-393 (1998).
101. Sassi, Z., Chafik, K., Bureau, J.C., El Heijbi, A., "Surface of formation of silicon nitride on monocrystalline silicon", **Appl. Surf. Sci.**, 187: 3-17 (2002).

102. Yıldız, D.E., Altındal Ş., “Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si Schottky diodes ” , ***J.Appl. Phys.***, 103(12): 124502 (2008).

## ÖZGEÇMİŞ

### Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : YILDIZ, Dilber Esra  
 Uyuğu : T.C.  
 Doğum tarihi ve yeri : 07.10.1978 Niğde  
 Telefon : 0 (533) 722 69 05  
 e-mail : [dilberesra@hotmail.com](mailto:dilberesra@hotmail.com).

### Eğitim

| Derece        | Eğitim Birimi                           | Mezuniyet tarihi |
|---------------|-----------------------------------------|------------------|
| Yüksek lisans | Gazi Üniversitesi /Fizik Bölümü         | 2002             |
| Lisans        | Gazi Üniversitesi/ Fizik Eğitimi Bölümü | 2000             |
| Lise          | Niğde Anadolu Öğretmen Lisesi           | 1996             |

### İş Deneyimi

| Yıl        | Yer                    | Görev           |
|------------|------------------------|-----------------|
| 2002-Halen | Milli Eğitim Bakanlığı | Fizik Öğretmeni |

### Yabancı Dil

İngilizce

### Yayınlar

- Altındal S., Kanbur H., Yıldız D.E., Parlak M., “Current conduction mechanism in Al/p-Si Schottky barrier diodes with native insulator layer at low temperatures”, *Applied Surface Science* , 253: 5056-5061, 2007
- Özer M., Yıldız D.E., Altındal Ş., Bülbül M.M., “Temperature of characteristics parameters of the Au/SnO<sub>2</sub>/n-Si (MIS) Schottky diodes”, *Solid-State Electronics*, 51: 941-946, 2007
- Yıldız D.E., Altındal Ş., “On the temperature dependence of series resistance and interface states in Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MIS) Schottky diodes” *Microelectronic Engineering*, 85(2): 289-294, 2008

4. Yıldız D.E, Altındal Ş., Kanbur H., “ Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si Schottky diodes”, **J. Appl. Phys.**, 103:12, 124502, 2008
5. Özer M., Yıldız D.E. ve Altındal Ş., "MIS yapılarında Seri Direncin Fiziksel Parametrelere Etkisi ve Norde Metodu", **S.D.Ü.Fen Bil. Enst. (TFD 21. Fizik Kongresi )**, 8(2), 2004
6. Yıldız D.E., Dökme İ., Altındal Ş., “On the profile of temperature dependent interface state in Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MIS) Schottky diodes”, **Fizika A ( International Physics Congress-Bakü )**, Cilt XIII No 1-2, 2007
7. Yıldız D.E., Dökme İ., Altındal Ş., “On the profile of interface state obtained from conductance metod of Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si Structure”, **Fizika A ( International Physics Congress- Bakü)**, Cilt XIII No 1-2, 2007
8. Dökme İ., Yıldız D.E., “Interpretation of temperature dependent characteristics of non-ideal Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si Schottky diodes”, **Fizika A (International Physics Congress –Bakü )**, Cilt XIII No 1-2, 2007
9. Yıldız D.E., Dökme İ., “Electrical and dielectric properties of MIS Schottky diodes in the wide temperature range” **Balkan Physics Letters (Turkish Physical Society 24. International Physics Congress)**, 524-528, 2007
10. Dökme İ., Yıldız D.E., “The effects of frequency  $\gamma$  - Ray irradiation and gate bias on the dielectric  $\gamma$  the effects of frequency properties of Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MIS) Schottky diodes”, **Balkan Physics Letters (Turkish Physical Society 24. International Physics Congress)**, 520-523, 2007

## Hobiler

Yüzme, Voleybol, Kitap okumak