

**SCHOTTKY DİYOTLARIN ELEKTRİKSEL
KARAKTERİSTİKLERİNİN SICAKLIĞA BAĞLI İNCELENMESİ**

Havva KUTLUCA

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

TEMMUZ 2007

ANKARA

Havva KUTLUCA tarafından hazırlanan “SCHOTTKY DİYOTLARIN ELEKTRİKSEL KARAKTERİSTİKLERİNİN SICAKLIĞA BAĞLI İNCELENMESİ” adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL
Tez Yöneticisi

Bu çalışma, Jürimiz tarafından oy birliği ile FİZİK Anabilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Doç. Dr. Selim ACAR

Danışman Üye : Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL

Üye : Yrd. Doç. Dr. İlbilge DÖKME

Tarih : 27/07/2007

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.

Havva KUTLUCA

SCHOTTKY DİYOTLARIN ELEKTRİKSEL KARAKTERİSTİKLERİNİN SICAKLIĞA BAĞLI İNCELENMESİ

(Yüksek Lisans Tezi)

Havva KUTLUCA

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Temmuz 2007

ÖZET

Bu çalışmada, Al/SiO₂/p-Si Schottky diyotlarının akım-voltaj(I-V) karakteristikleri 295-400 K sıcaklık aralığında incelendi. Deneysel doğru belsem I-V karakteristiklerinin Termiyonik emisyon (TE) teorisine göre analizi, sıfır beslem engel yüksekliğinin Φ_{B0} nın artan sıcaklıkla artarken idealite faktörünün azaldığını göstermiştir. Bu davranışlar, metal yarıiletken ara yüzeyinde engel yüksekliğinin Gaussyen bir dağılımına atfedildi. Gaussyen dağılımına bir delil olarak $\Phi_{B0} - q/2kT$ grafiği çizildi ve bu grafikten $\Phi_{B0}=1.18$ eV ve standart sapma $\sigma_0=0.1386$ V olarak elde edildi. Bu standart sapma değeri kullanılarak modifiye Richardson grafiğinden elde edilen Richardson sabitini 33.26 A/cm²K² değeri 32 A/cm²K² değerine oldukça yakındır. Aynı zamanda ara yüzey durumlarının enerjiye göre ($E_{ss}-E_v$) dağılım profili doğru belsem I-V ölçümlerinden voltaja bağlı etkin engel yüksekliği değeri kullanılarak elde edildi ve bu yüzey durumlarını artan sıcaklıkla azaldığı gözlemlendi. Buna ilaveten C⁻²-V grafiğinden , diffzyon potansiyeli (V_d), engel yüksekliği (Φ_B) ve tüketim tabakasının genişliği (W_D) 500 kHz için oda sıcaklığında hesaplandı.

Bilim kodu	:202.1.147
Anahtar kelimeler	:Schottky diyot; Gaussyen dağılım; Ara yüzey durumları; Seri direnç; Sıcaklığa bağlılık
Sayfa adedi	:59
Tez yöneticisi	:Doç.Dr. Şemsettin ALTINDAL

THE INVESTIGATION OF TEMPERATURE DEPENDENT ELECTRICAL CHARACTERISTICS OF SCHOTTKY DIODES

(M. Sc. Thesis)

Havva KUTLUCA

GAZI UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY

July 2007

ABSTRACT

Current-voltage (I-V) characteristics of (Al/SiO₂/p-Si) Schottky diodes have been investigated in the temperature range of 295-400 K. The experimental forward bias I-V analysis based on the Thermionic Emission (TE) theory has revealed the zero-bias barrier height Φ_{B0} decrease, the ideality factor n increases as the temperature decreases. These behaviors are attributed to Schottky barrier inhomogeneties by assuming a Gaussian distribution of barrier heights (BHs) due to barrier height inhomogeneties that prevails at interface. To obtain evidence of a Gaussian distribution of the BHs, we have drawn a Φ_{B0} vs $q/2kT$ plot, and the values of $\bar{\Phi}_{B0}=1.18$ eV and $\sigma_0=0.1386$ V for the mean barrier height and standard deviation at zero bias, respectively, have been obtained from this plot.

The obtained value of the Richardson constant, obtained from modified Richardson plot using the value of σ_0 , 33.26 A/cm²K² is very close to the theoretical value of 32 A/cm²K². At the same time, the density of interface states distribution profile as a function of $E_{ss}-E_v$, obtained from forward bias I-V measurements by taking into account the bias dependence of the effective BH, decreased with increasing temperature. In addition, using the plots of C^{-2} -V,

diffusion potential (V_d), barrier high (Φ_B) depletion layer width (W_D), were calculated at a frequency of 500 kHz, at a room temperature.

Science Code	:202.1.147
Key words	:Schottky diode; Gaussian distribution; Interface states; Series resistance; Temperature dependence
Page Number	:59
Adviser	:Assoc. Prof. Dr. Şemsettin ALTINDAL

TEŞEKKÜR

Bu tez çalışması sırasında ilgi ve alakalarından dolayı danışman hocam Sayın Doç.Dr.Şemsettin ALTINDAL'a (Gazi Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi) ve Hatice KANBUR'a (Gazi Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi) teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	iv
ABSTRACT	v
TEŞEKKÜR	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ	x
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	xi
SİMGELER VE KISALTMALAR	xiv
 1. GİRİŞ	 1
2. TEORİK BİLGİ	3
2.1. Metal-Yarıiletken Kontaklar Teorisi	3
2.1.1. Metal-Yarıiletken kontaklar teorisi	3
2.1.2. N tipi yarıiletken omik kontak	8
2.1.3. P tipi yarıiletken doğrultucu kontak	10
2.3. Metal-Yarıiletken Kontaklarda Akım-İletim Mekanizmaları	14
2.3.1. Termiyonik emisyon teorisi (TE)	15
3. DENEY YÖNTEM	20
3.1. MS Yapıların Hazırlanması	20
3.1.1 Kristal temizleme	20
3.1.2 Omik kontağın oluşturulması	20
3.1.3 Doğrultucu kontağın oluşturulması	22
3.3.2. Kullanılan ölçüm düzenekleri	23
4. ARAŞTIRMA BULGULARI	25
4.1. Sıcaklığa Bağlı Akım-Voltaj (I-V) Karakteristikleri	25

4.1.1 Engel homojensizliği.....	35
4.2.Kapasitans-Voltaj (C-V) Karakteristikleri	44
5. SONUÇ VE TARTIŞMA	51
KAYNAKLAR	55
ÖZGEÇMİŞ	59

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 4.1. Seçilen örnek MIS yapının farklı sıcaklıklar için elde edilen I_0 , n , nT , Φ_{B0} , Φ_{Bef} ve N_{SS} değerleri	31
Çizelge 4.2. Al/SnO ₂ /p-Si (MIS1) diyotunun değişik sıcaklıklar için elde edilen idealite faktörü, seri direnç ve potansiyel engel yüksekliği) değerleri.	44

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Bir Schottky kontağın şematik görünümü	3
Şekil 2.2. Metal/ n -tipi yarıiletken doğrultucu kontak için ($\phi_m > \phi_s$) elektron enerji band diyagramı. (a) Birbirinden ayrılmış nötral materyaller (b) kontak oluşturulduktan sonra termal denge durumu.....	5
Şekil 2.3. Metal ve yarıiletken kontağın termal denge durumu.....	6
Şekil 2.4. Metal ve yarıiletken kontağın doğru beslem	7
Şekil 2.5. Metal/ n -tipi yarıiletken doğrultucu kontak için elektron enerji band diyagramı. (a) Termal denge durumu; (b) doğru beslem; ve (c) ters beslem.....	8
Şekil 2.6. Metal ve yarıiletken kontağın ters beslem.....	8
Şekil 2.7. $\phi_m < \phi_s$ için metal/ n -tipi yarıiletken omik kontağın elektron enerji band diyagramı. (a) Birbirinden ayrı nötral materyaller; (b) termal dengede kontak;(c) yarıiletken negatif beslemde ve (d) yarıiletken pozitif belsemde.....	9
Şekil.2.8. Metal p -tipi yarıiletken doğrultucu (Schottky) kontağın enerji-band diyagramı. a) Kontakdan önce, b) Kontakdan sonra ve termal dengede, c) $V \neq 0$ olması (pozitif gerilim), d) $V \neq 0$ durumunda (negatif gerilim)	11
Şekil-2.9. Metal p - tipi yarıiletken omik kontağın enerji-bant diagramı a) Kontakdan önce b) Kontakdan sonra ve termal dengede, c) $V \neq 0$ olması durumunda	13
Şekil 2.10. Metal/yarıiletken (MS) kontaklarda doğru beslem altındaki akım iletim mekanizmaları	15
Şekil 2.11. Metal yarıiletken doğrultucu kontakta Schottky etkisinden dolayı potansiyel engel alçalması	19
Şekil 3.1. Omik kontak oluşturulurken kullanılan maske.....	21
Şekil 3.2. Omik ve doğrultucu kontak oluşturulurken kullanılan buharlaştırma sistemi.....	21

Şekil	Sayfa
Şekil 3.3. Al/SnO ₂ /p-Si/Al (MIS) diyodun şematik gösterimi	22
Şekil 3.4. Doğrultucu kontak oluşturulurken kullanılan maske.....	23
Şekil 3.5. Akım-gerilim ölçümler için kullanılan düzenek.....	24
Şekil 3.6. Kapasite-gerilim ölçümleri için kullanılan düzenek.....	24
Şekil 4.1. Al/SiO ₂ /p-Si (MIS) Schottky diyotunun farklı sıcaklıklar için elde edilen yarı- logaritmik Ln I-V eğrileri	26
Şekil 4.2. Al/SiO ₂ /p-Si (MIS) Schottky diyotunun farklı sıcaklıklar için elde edilen n(V)-V eğrileri	28
Şekil 4.3. Al/SiO ₂ /p-Si (MIS) Schottky diyotunun (a) idealite faktörünün sıcaklıkla değişim grafiği (b) idealite faktörünün sıcaklığın tersi ile değişim grafiği.....	29
Şekil 4.4. Al/SiO ₂ /p-Si (MIS) Schottky diyotu için ters belsem doyum akımının sıcaklık ile değişim grafiği	29
Şekil 4.5. Al/SiO ₂ /p-Si (MIS) Schottky diyotu için potansiyel engel yüksekliğinin idealite faktörün bağlı değişim grafiği.....	30
Şekil 4.6. Al/SiO ₂ /p-Si (MIS) Schottky diyotu için ara yüzey durumlarının sıcaklığa bağlı değişim grafiği.....	31
Şekil 4.7. Al/SiO ₂ /p-Si (MIS) Schottky diyotu için Richardson eğrileri.....	32
Şekil 4.8. Al/SiO ₂ /p-Si (MIS) Schottky diyotunun farklı sıcaklıklar için elde edilen Φ_{bo} -T ve Φ_{Bef} -T eğrileri	34
Şekil 4.9. Homojen olmayan bir Schottky kontağın iki boyutlu bant diyagramı. Burada Vd bant bükülmesi, Φ_b Schottky engel yüksekliğidir.....	36
Şekil 4.10. Al/SiO ₂ /p-Si (MIS) Schottky diyotunun farklı sıcaklıklar için elde edilen Φ_{bo} -q/2kT ve $(n_{ap}^{-1}-1)$ -q/2kT eğrileri.....	39
Şekil 4.11. Al/SiO ₂ /p-Si (MIS) Schottky diyotunun sıcaklığa bağlı $[(Ln(I_0/T^2)-q^2\sigma_0^2/2kT)^2]q/kT$ grafiği	42
Şekil 4.12. Al/SiO ₂ /p-Si (MIS) Schottky diyotunun farklı sıcaklıklardaki [H(I)-I] grafiği.....	43

Şekil	Sayfa
Şekil 4.13. Al/SiO ₂ /p-Si (MIS) Schottky diyotu için [R _s -T] grafiği	43
Şekil 4.14. Termal olarak oksitlenmiş silikonda oluşan arayüzey durumları	46
Şekil 4.15. Al/SiO ₂ /p-Si MIS) Schottky diyotunun oda sıcaklığında elde edilen C-V ve C ⁻² -V grafiği	48

SİMGELER VE KISALTMALAR

Simgeler	Açıklamaları
A	Alan
$\text{\AA}$	Angstrom
Al	Alüminyum
A^*	Richardson sabiti
A^{**}	Etkin Richardson sabiti
C	Kapasitans
C_0	İlave kapasitans
CH_3OH	Metanol
c_2	Alıcı ve verici yoğunluğuna bağlı sabit
D_n	Elektron difüzyon sabiti
D_p	Deşik difüzyon sabiti
D_s	Arayüzey durum yoğunluğu
E_g	Yarıiletken yasak enerji aralığı
E_c	İletkenlik bant kenarı enerjisi
E_v	Değerlik (valans) bant kenarı enerjisi
E_f	Fermi enerjisi
$E(x)$	Schottky bölgesindeki elektrik alan
E_a	Aktivasyon enerjisi
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti
ϵ_i	Yalıtkan tabakanın diielektrik sabiti
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
Hz	Frekans birimi (Hertz)
H_2O	Su
H_2O_2	Hidrojen peroksit
H_2SO_4	Sülfirik asit
HNO_3	Nitrik asit
HCl	Hidroklorik asit

Simgeler	Açıklamaları
HF	Hidroflorik asit
h	Planck sabiti
I	Akım
I₀	Doyum akımı
I_{gr}	Jenerasyon-rekombinasyon akımı
I_{Ro}	Jenerasyon-rekombinasyon akımı yoğunluğu
J_{sm}	Yarıiletken den metale doğru doyum akımı
J_{ms}	Metalden yarıiletkene doğru doyum akımı
J_o	Doyum akım yoğunluğu
J_{Fn}	Doğru beslem altında metalden yarıiletkene geçen elektron akım yoğunluğu
J_{Fp}	Doğru beslem altında metalden yarıiletkene geçen deşik akım yoğunluğu
K	Termodinamik sıcaklık (Kelvin)
k	Boltzmann sabiti
m_e[*]	Elektron etkin kütlesi
m_h[*]	Deşik (Hol) etkin kütlesi
m_o	Serbest elektron kütlesi
N_D	Verici (donor) atom yoğunluğu
N_A	Alıcı (acceptor) atom yoğunluğu
N_c	İletkenlik bandındaki etkin (effective) durumların yoğunluğu
N_v	Değerlik bandının etkin (effective) durumların yoğunluğu
N_{ss}	Yüzey durumları yoğunluğu
N_{sb}	Yarıiletken ile dengede olan arayüzey durumlarının yoğunluğu
N_{sa}	Metal ile dengede olan arayüzey durumlarının yoğunluğu

Simgeler	Açıklamaları
$n(x)$	Elektron yoğunluğu
$p(x)$	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
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	Ters beslem
V_i	Yalıtkan üzerine düşen gerilim
V_s	Yarıiletken üzerine düşen gerilim
W_d	Tüketim tabakasının kalınlığı
v_x	Taşıyıcı hızı
Φ_o	Nötral enerji seviye
Φ_B	Potansiyel engel yüksekliği
Φ_B^o	Düz bant engel yüksekliği
Φ_{Bo}	Sıfır beslem potansiyel engel yüksekliği
Φ_s	Yarıiletkenin işfonksiyonu
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
Φ_{Bn}	n-tipi yarıiletken için potansiyel engel yüksekliği
Φ_{Bp}	p-tipi yarıiletken için potansiyel engel yüksekliği
Φ_e	Etkin potansiyel engel yüksekliği

Simgeler	Açıklamaları
Φ_n	n-tipi bir yarıiletkenin iletkenlik bandı ile Fermi seviyesi arasındaki enerji farkı
δ	Yalıtkan tabaka kalınlığı
Ω	Ohm
ρ	Özdirenç
χ_s	Elektron yakınlığı
ψ_s	Yüzey potansiyeli
π	pi sayısı
μ_n	Elektron mobilitesi
μ_h	Hol mobilitesi
Kısaltmalar	Açıklamaları
Al/SiO₂/p-Si	Alüminyum/Silisyum dioksit/ p-tipi Silisyum Schottky diyot
Al/p-Si	Alüminyum/p-tipi Silisyum Schottky diyot
a.c.	Alternatif akım/gerilim sinyali
d.c.	Doğru akım/gerilim sinyali
FE	Alan emisyonu
MIS	Metal/yalıtkan/yarıiletken
MS	Metal/yarıiletken
TFE	Termiyonik alan emisyonu
TE	Termiyonik emisyon
I-V	Akım-voltaj
C-V	Kapasitans-voltaj

1. GİRİŞ

Katılar, genelde iletken, yalıtkan ve yarıiletken olmak üzere üç gruba ayrılır. Bunların tanımlanması, iletim ve valans bantlarındaki taşıyıcı (elektron ve deşik) yoğunluğu ile bu iki bant arasındaki yasak enerji aralığına göre yapılabilir. Eğer iletim ve valans bandı birbirine çok yakın veya üst üste binmiş ise bu tür katılara iletken denir. Yüksek iletkenliğe (10^8 ile 10^2 (Ωcm)⁻¹) sahip alüminyum ve gümüş buna örnek olarak verilebilir. Taşıyıcı sayısı çok az, yasak enerji bandı çok geniş ve iletkenliği 10^{-8} ile 10^{-18} (Ωcm)⁻¹ arasında olan katılara ise yalıtkan adı verilir. Elmas, teflon, düşük iletkenli kadmiyum sülfür ve çinko sülfür bunlara örnek olarak verilebilir. Taşıyıcı sayısı az, yasak enerji bandı yalıtkan ile iletken arasında bir bölgede ve iletkenliği 10^2 ile 10^{-8} (Ωcm)⁻¹ arasında olan katılara da yarıiletken adı verilir. Germanyum (Ge), silisyum (Si), galyum arsenik (GaAs), bakır oksit (CuO_x) gibi kristaller ise yarıiletkenlere örnek verilebilir. Yarıiletkenlerin iletkenliği/öz direnci; genellikle sıcaklık, aydınlatma şiddeti, elektrik alan, manyetik alan ve safsızlık atomlarının yoğunluğu gibi parametrelere bağlı olarak önemli ölçüde değişir.

Bir metalden elektrik akımının geçmesi, o metaldeki serbest elektronlarla gerçekleştirilmektedir. Altın, gümüş, bakır gibi iyi iletken olan metallerin atom yapılarını incelediğimizde; atomun en dış kabuğunda sadece bir tek elektron bulunduğunu görürüz ve bu elektron en dış yörüngede tek başına olup valans elektronu olarak adlandırılır. Bu valans elektronu/elektronları çekirdeğe çok zayıf bir bağla bağlandığı için atom tarafından kolaylıkla kaybedilebilir. Bu şekilde her an atomlar arası boşlukta çok sayıda elektron bulunur. Örneğin bakırın 1 cm^3 ünde $8,54 \times 10^{22}$ serbest elektron vardır ve iki yüzü arasındaki direnç $1,6 \times 10^{-6} \Omega$ dur. Atomların dış kabukta bulunan elektron sayıları arttıkça, elektronların çekirdeğe olan bağlanma kuvveti de artar. En dış kabuğunda 2 elektron bulunan demirde ve 3 elektron bulunan alüminyumda iletkenlik gittikçe azalır. Nihayet yarıiletkenler sınıfına giren karbon, germanyum ve silisyum atomlarında, en dış kabukta 4'er valans elektron bulunur.

İlk defa Schottky, metal-yarıiletken arasında bir potansiyel engelin oluştuğunu ve oluşan potansiyel engelin şekli için geliştirdiği modelinde yarıiletkenin metal tarafını homojen kabul edip, vericilerin tüketim bölgesinde homojen bir uzay yüküne sebep olduğunu ifade etmiştir [1-8]. Bu modele göre yarıiletkende oluşan elektrik alan Gauss kanununa göre tüketim bölgesinden olan uzaklıkla lineer olarak artar, potansiyel engeli ise ikinci dereceden azalır, bu engel Schottky engeli olarak bilinir. Mott'da bu engel için farklı bir model ileri sürmüştür [4]. Bu modele göre yarıiletkenin metal komşuluğunda vericilerden yoksun ince bir tabakaya sahip olduğu kabul edilir. Bu tabakada elektrik alan sabit kalacak fakat potansiyel lineer olarak değişecektir.

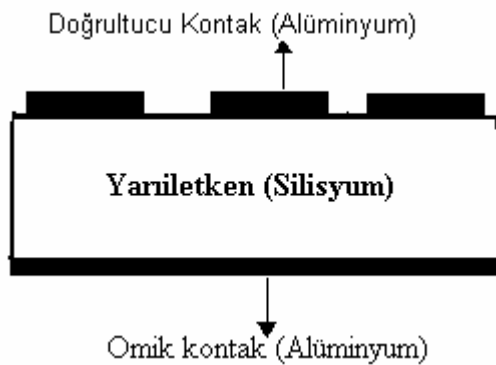
Metal-yarıiletken kontak diyodları üzerindeki esas çalışmalar, 1960 yıllarında oldukça yoğunluk kazanmıştır. Bu yıllarda Schottky diyodların yapımı bir çok uygulamaya sebep olmuştur. Metal-yarıiletken (MS) ve metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) yapıların akım iletim mekanizmaları ve temel özellikleri; Sze, Rhoderich, Sharma, Wilson ve Schottky tarafından geniş şekilde verilmiştir[3,5-8]. Bu çalışmalara ilaveten MS ve MIS Schottky diyotları ile güneş pilleri konusunda da son zamanlarda çok sayıda deneysel çalışma mevcuttur [9-36]. Bu çalışmalar, özellikle seri direnç ve arayüzey durumlarının elektriksel karakteristikler üzerine etkisinin sıcaklık ve frekansa bağlı incelenmesi üzerinedir.

Bu tez beş bölümden oluşmaktadır. Birinci bölümde, metal-yarıiletken Schottky diyotların tarihsel gelişimi, ikinci bölümde ise bu yapıların yapısı ve çalışma prensipleri hakkında gerekli teorik bilgiler verildi. Üçüncü bölümde, Al/SiO₂/p-Si Schottky diyotların hazırlanması anlatıldı. Dördüncü bölümde, deneysel veriler kullanılarak elde edilen sonuçlarla ilgili gerekli şekiller ve çizelgeler verildi. Beşinci bölüm de ise elde edilen tüm deneysel sonuçlar mevcut literatürle kıyaslamalı olarak yorumlandı.

2. TEORİK BİLGİ

2.1. Metal - Yarıiletken Kontaklar/Diyotlar Teorisi

Schottky diyotların karakteristik parametrelerinin anlaşılabilmesi için yalıtkan ve yarıiletken kristallerin iletkenlik özellikleri bilinmelidir ve kristale uygun kontaklar uygulanması gereklidir. Yarıiletken kristal ile kontak yapılacak malzemenin olabildiğince çok küçük bir dirençle atomik boyutta temas etmeleri gereklidir. Oluşturulan kontakın ideal olması için, kontak olarak kullanılan malzemelerin yüzeylerinin yeteri kadar temiz ve pürüzsüz olması gereklidir. Metal-yarıiletken ile kontak edildiğinde, termal denge kuruluncaya kadar metal ile yarıiletken kristal arasında yük geçişleri (difüzyon) olur. Metal ve yarıiletken kontak edildiğinde her iki maddenin Fermi enerji düzeyleri eşit oluncaya kadar hem metalden yarıiletkene hem de yarıiletkenden metale doğru yük alışverişi olur. Yani metal-yarıiletken ara yüzeyinde yüklerin ayrışmasıyla bir potansiyel engel yüksekliği (ϕ_B) oluşur. Oluşan bu bölgeye hareketli yükler olmadığından yüksek dirençli bir yalıtkan tabaka veya ilk çalışan bilim adamına atfen Schottky tabakası da denir. Schottky-Mott modeline göre potansiyel engel, iki maddenin iş fonksiyonları arasındaki farktan kaynaklanmaktadır.



Şekil 2.1. Bir Schottky kontakın şematik görünümü

Metalin iş fonksiyonu (Φ_m), bir elektronu Fermi seviyesinden vakum seviyesine çıkarmak için gerekli olan minimum enerjidir. Yarıiletkenin iş fonksiyonu (Φ_s)

ise, bir elektronu Fermi seviyesinden vakum seviyesine çıkarmak için gerekli olan minimum enerjidir. Fermi seviyesi, katkılanan alıcı veya verici atomların miktarına göre değiştiği için değişken bir niceliktir. Yarıiletkenlerde katkı miktarına bağlı olmayan önemli bir parametre χ_s ile gösterilen elektron yakınlığıdır ve iletkenlik bandının en üst sınırından bir elektronu vakum seviyesine çıkarmak için gerekli enerji miktarıdır.

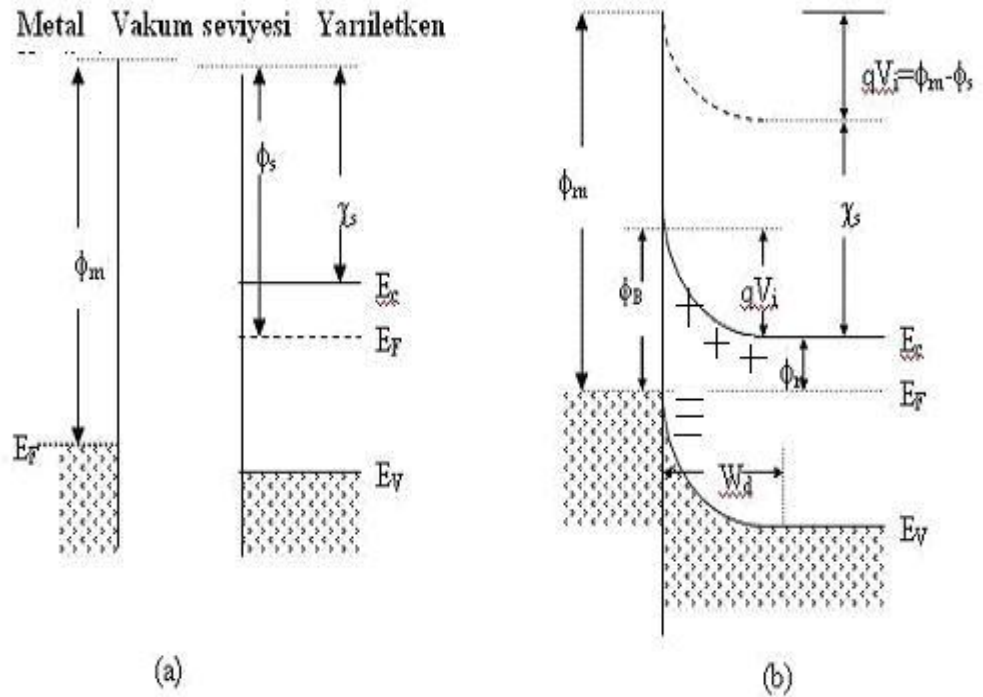
Metal-yarıiletken kontaklar, doğrultucu ve omik olmak üzere ikiye ayrılırlar. Kontakın omik veya doğrultucu olmasını, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları belirler. Φ_m metalin, Φ_s yarıiletkenin iş fonksiyonları olmak üzere, metal-n tipi yarıiletken kontaklarda $\Phi_m > \Phi_s$ olması durumunda doğrultucu kontak ve $\Phi_m < \Phi_s$ olması durumunda ise omik kontak oluşur. Metal-p tipi yarıiletken kontaklarda ise $\Phi_m > \Phi_s$ olması halinde omik kontak ve $\Phi_m < \Phi_s$ olması durumunda ise doğrultucu kontak oluşur. Metal yarıiletken kontak şematik olarak Şekil 2.1 de gösterilmiştir.

n tipi	$\Phi_m > \Phi_s$	doğrultucu kontak
	$\Phi_m < \Phi_s$	omik kontak
p tipi	$\Phi_m < \Phi_s$	doğrultucu kontak
	$\Phi_m > \Phi_s$	omik kontak

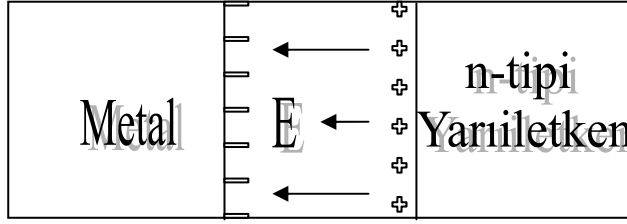
2.1.1. N - tipi doğrultucu kontak

Metal n-tipi yarıiletken kontaklarda $\Phi_m > \Phi_s$ olması durumunda doğrultucu kontak oluşur. Şekil 2.2'de metal ve yarıiletkenin enerji bandları, aynı zaman da metal yarıiletkenle kontak edildiğinde oluşan yeni enerji band diyagramları görülmektedir. Şekil 2.2.a, yarıiletken yüzey durumları içermez, böylece yüzeyin band yapısı yarıiletken gövde (bulk) band yapısı ile aynıdır yani bandlarda bir eğilme yoktur. Şekil 2.2.b, kontak oluşturulup dengeye ulaşıldıktan sonraki enerji band diyagramını göstermektedir.

Metal yarıiletkenle kontak edildiğinde, metaldeki elektronlardan daha yüksek enerjiye sahip olan yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar, yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesine eşit olana kadar metale doğru akarlar. Elektronlar yarıiletkenden metale gittiği için yarıiletkenin sınıra yakın bölgesinde serbest elektron konsantrasyonu azalır. İletkenlik band kenarı E_c ile Fermi seviyesi E_F arasındaki fark, azalan elektron konsantrasyonu ile arttığı ve termal dengede E_F tamamen serbest kaldığı için iletkenlik ve valans band kenarı Şekil 2.2.b' deki gibi eğilir. Metale geçen iletkenlik band elektronları arkalarında pozitif yüklü verici (donor) iyonları bırakırlar, böylece yarıiletkenin metale yakın kısmında hareketli yükler tüketilir. Arayüzeyin yarıiletken tarafında pozitif yükler oluşur ve metale gelen elektronlar, ince bir negatif yük tabakası oluştururlar. Bu tabaka arayüzeyden Thomas-Fermi film mesafesi ($\approx 0,5\text{\AA}$) kadar uzakta bir uzunluğun içinde kalır. Sonuç olarak, Şekil 2.3'de görüldüğü gibi yarıiletkenden metale doğru bir elektrik alan oluşur.



Şekil 2.2 Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak için ($\phi_m > \phi_s$) elektron enerji band diyagramı. (a) Birbirinden ayrılmış nötral materyaller (b) kontak oluşturulduktan sonra termal denge durumu.



Şekil 2.3 Metal ve yarıiletken kontağın termal denge durumu

Yarıiletkenin yasak enerji aralığı kontak sebebiyle değişmediği için valans bant kenarı E_v iletkenlik band kenarı E_c ye paralel olarak kayacaktır. Yarıiletkenin vakum seviyesi de aynı değişimi takip edecektir. Bunun sebebi, yarıiletkenin elektron yakınlığının kontak ile değişmemesidir. Böylece termal dengedeki metal-yarıiletken sistemde, engel yüksekliğini belirlemek için önemli bir nokta olan geçiş bölgesinde vakum seviyesinin sürekliliği sağlanmış olur.

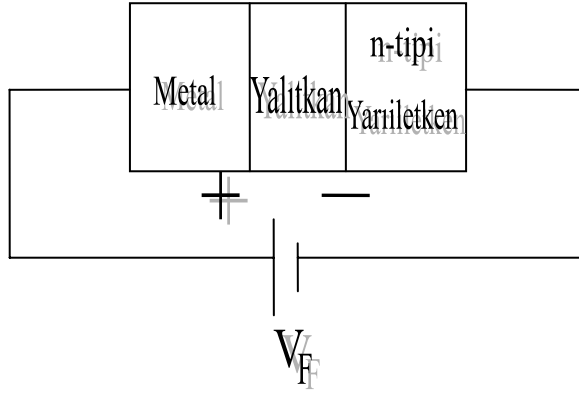
$$\phi_B = (\phi_m - \chi_s) \quad (2.1)$$

ile verilir[3]. $\phi_s = \chi_s + \phi_n$ ve $\Phi_m = qV_i + \Phi_s$ olduğu için ,

$$\phi_B = (qV_i + \phi_n) \quad (2.2)$$

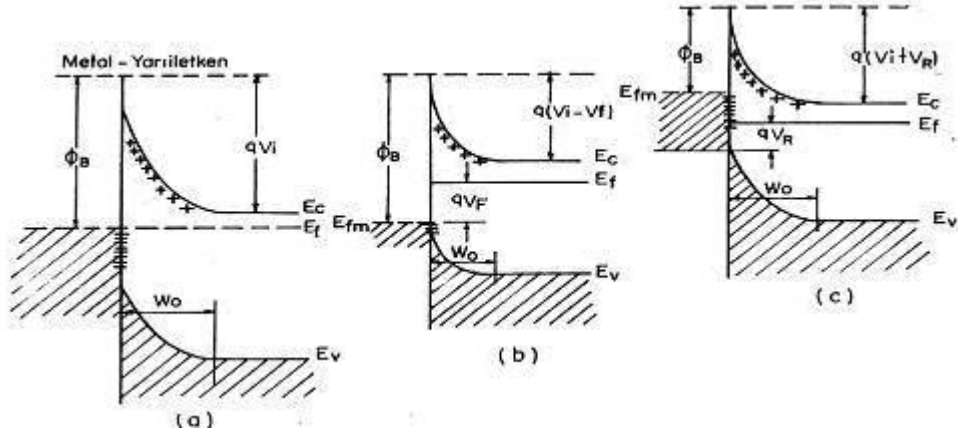
elde edilir. Burada $\phi_n = (E_c - E_F)$ olup, q elektronik yüküdür. Eş.2.1, birbirlerinden bağımsız olarak Schottky ve Mott tarafından ifade edilmiştir. Potansiyel engelinin tam biçimi, uzay yük bölgesindeki yük dağılımından hesaplanabilir. Pek çok durumda engelin ϕ_B yüksekliği, termal enerji kT/q dan çok büyüktür ve yarıiletkenin uzay yükü bölgesi hareketli yüklerden yoksun, yüksek dirençli yalıtkan bir tüketim bölgesi olmaya başlar. Bu sabit uzay yükleri için elektrik alanın büyüklüğü, uzay yük tabakası kenarından olan uzaklıkla lineer olarak artar, bunun sonucu olarak engel yüksekliği paraboliktir (Schottky engeli). Mott, yarıiletkende yüklerin bulunmadığı ince bir tabaka olduğunu kabul eder. Bu ince bölgede elektrik alanın büyüklüğü sabittir ve potansiyel, bölge boyunca lineer

olarak artar (Mott engeli). Mott engeli, yüksek katkılanmış yarıiletken ile metal arasına az katkılanmış ya da özgül bir yarıiletken konulduğu zaman kullanılır.

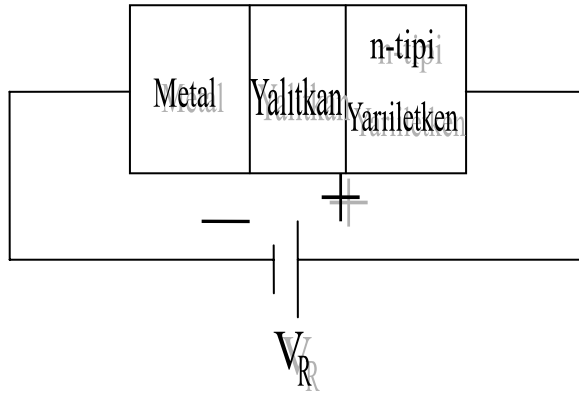


Şekil 2.4. Doğru beslemde metal ve yarıiletken kontak

Şekil 2.2' de gösterilen kontak n-tipi doğrultucu kontak türüdür ($\phi_m > \phi_s$). Şekil 2.5.a termal dengede doğrultucu kontakta enerji band diyagramını göstermektedir. Termal dengede, yarıiletkenden metale geçen elektronlar metalden yarıiletkene geçen elektronlar ile dengelenir ve net bir 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 dengeki band diyagramını değiştirir. Bu değişim, tüketim bölgesine düşen potansiyelin değişmesiyle ve band bükülmelerindeki değişiklik nedeniyle oluşur. Yarıiletken tarafı metale göre negatif olacak (Şekil 2.4) şekilde $V=V_F$ voltajı uygulandığında, tüketim bölgesinin genişliği azalır ve Şekil 2.5.b'de gösterildiği gibi bu bölgedeki voltaj, qV_i 'den $q(V_i-V_F)$ 'ye azalır. Bu durumda yarıiletkendeki elektronlar azalmış bir engel görecekler, bunun sonucu olarak da yarıiletkenden metale elektron akımı termal denge değerine göre artacaktır. Metalden yarıiletkene elektron akımı termal denge değerine göre değişmez. Metal yarıiletkene göre negatif olacak şekilde $V=V_R$ voltajı uygulandığında, tüketim bölgesinin genişliği artar ve Şekil 2.5.c'de gösterildiği gibi bu bölgedeki voltaj, qV_i 'den $q(V_i+V_R)$ 'ye azalır.



Şekil 2.5. Metal/*n*-tipi yarıiletken doğrultucu kontak için elektron enerji band diyagramı. (a) Termal denge durumu; (b) doğru beslem; ve (c) ters beslem



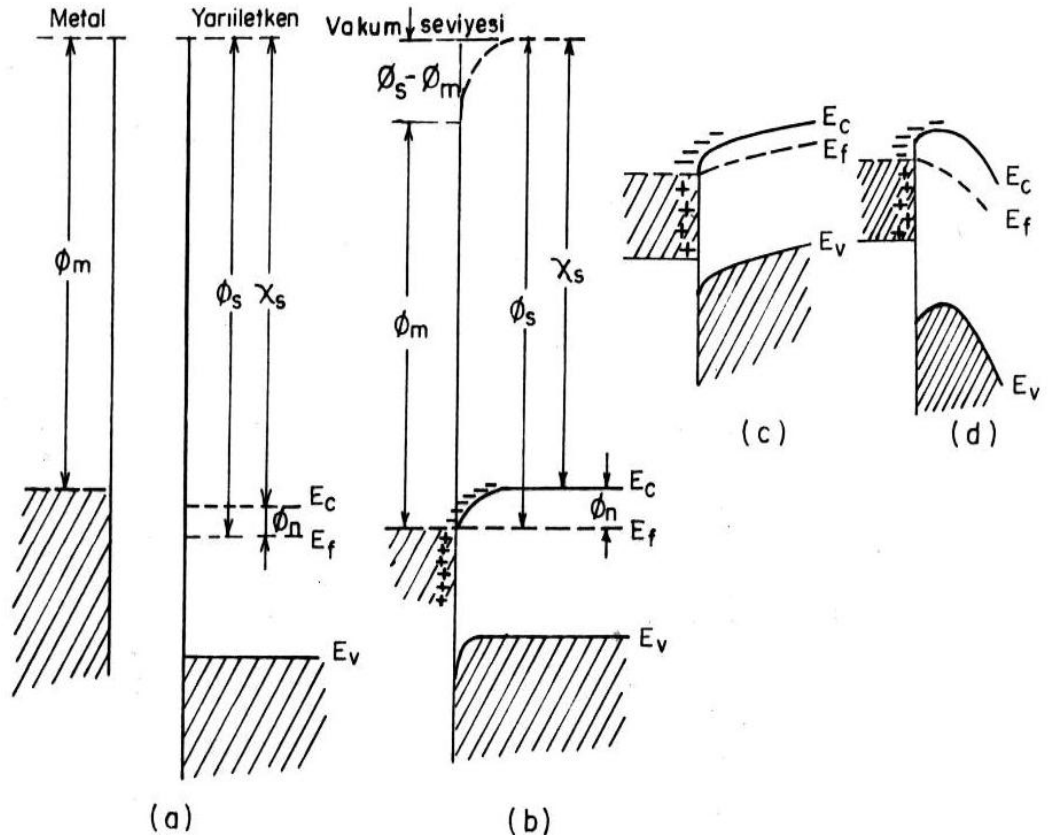
Şekil 2.6 Ters beslemde metal ve yarıiletken kontak

2.1.2. N-tipi omik kontak

$\Phi_m < \Phi_s$ olan *n*-tipi yarıiletken ile oluşturulan omik kontakın enerji band diyagramı Şekil 2.7' de gösterilmektedir. Malzemeler ayrı durumda iken enerji band diyagramı Şekil 2.7.a'da gösterilmiştir.

Metal/*n*-tipi yarıiletken omik kontak oluşturulduktan sonra elektronlar arkalarında pozitif yükler bırakarak, metalden yarıiletkenin iletkenlik bandına doğru akarlar ve sınırın yarıiletken tarafında elektronların yığılmasına sebep olurlar. Termal dengeye ulaşıldığında yarıiletkenin Fermi seviyesi Şekil 2.7.b' de gösterildiği

gibi ($\phi_s - \phi_m$) kadar yükselir. Yarıiletkende negatif yüklerin yığılması ile oluşan tabaka Debye mesafesi kadar bir kalınlık içinde sınırlanır ve bunlar yüzey yükleridir. Metaldeki elektronların konsantrasyonu çok fazla olduğu için metal tarafındaki pozitif yükler, metal-yarıiletken arayüzeyinden yaklaşık $0.5\text{\AA}$ bir uzaklık içinde sınırlanmış olan yüzey yükleridir. Yarıiletken içinde oluşan bir tüketim bölgesi yoktur ve yarıiletken metalde yada tersi yönde elektronların akması için bir potansiyel engeli yoktur. Arayüzey yakınındaki bölgede elektron konsantrasyonu artırılır ve sistemin en yüksek dirençli bölgesi yarıiletken bölgesinde oluşur. Şekil 2.7.c ve 2.7.d' de doğru ve ters beslemde yarıiletken bölgesini göstermektedir. Akımın bu bölgenin direnci ile belirleneceği açıktır ve uygulanan voltajın yönünden bağımsızdır. Böyle doğrultucu olmayan kontaklar, omik kontak olarak isimlendirilir ve akımı iki yönlü iletir.



Şekil 2.7. $\phi_m < \phi_s$ için metal/n-tipi yarıiletken omik kontakın elektron enerji band diyagramı. (a) Birbirinden ayrı nötral materyaller; (b) termal dengede kontak; (c) yarıiletken negatif beslemde ve (d) yarıiletken pozitif beslemde

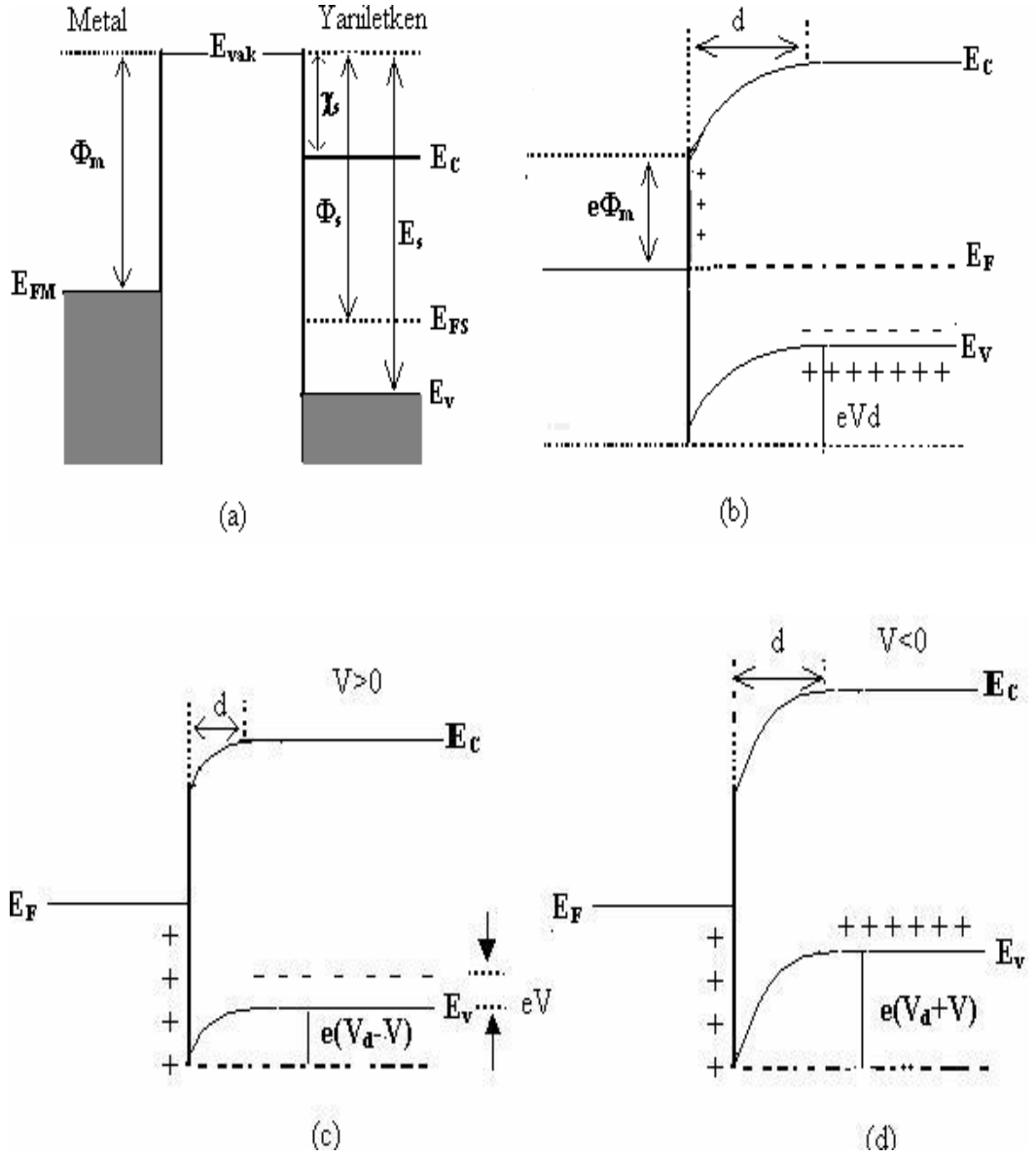
2.1.3. P tipi yarıiletken doğrultucu kontaklar

Bir metal, bir yarıiletken ile kontak edildiğinde, metal ile yarıiletken arasında Fermi enerji seviyeleri aynı enerji seviyesine gelene kadar aralarında bir yük dağılımı (alışverişi) oluşur. Metal - yarıiletken kontakta iletkenliği sağlayan yük taşıyıcıları (deşikler ve elektronlar), bir yönden diğer yöne göre daha rahat geçebiliyorlarsa, bu kantağa doğrultucu kontak denir. $\Phi_m < \Phi_s$ ise doğrultucu olacaktır. Şekil 2.8' de *p*-tipi bir yarıiletken için doğrultucu kontak enerji bant diyagramı gösterilmektedir. Uzak yük bölgesindeki deşiklerin yoğunluğu acceptor konsantrasyonu ile kıyaslandığında ihmal edilebilecek kadar azdır. Böylece kantağın yarıiletken tarafında, uzak yük bölgesi iyonize acceptor atomlarının konsantrasyonuna bağılı W_o genişlikli bir tüketim tabakası içerir. Bu durum Şekil 2.8.b' dekine benzer, sadece iyonize donörlerin rolünü iyonize acceptorlar üstlenmiştir. *p*-tipi yarıiletkende akım deşikler tarafından taşındığı için Şekil 2.8.b' de deşikler için bir engel yüksekliği aramalıyız.

Oda sıcaklığında metalin iş fonksiyonu yarıiletkenin iş fonksiyonundan küçük ise ($\Phi_m < \Phi_s$), kontakdan önce, (Şekil 2.8.a) yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinin altındadır ve arasındaki fark $\Phi_s - \Phi_m$ kadardır. Metal-yarıiletken kontak yapıldıktan sonra, metal ve yarıiletkenin Fermi enerji seviyeleri aynı hizaya gelinceye kadar metalde fazla olan elektronlar yarıiletkene doğru akarlar. Bu elektron akışından dolayı yarıiletken tarafındaki deşikler iyonize olurlar.

Yarıiletkenin yüzey tabakasındaki negatif yüklü iyonize olmuş alıcılar (acceptor) *d* kalınlığındaki bir uzak yük tabakası içerisinde dağılırlar. Kontakdan sonra yarıiletkenin enerji seviyeleri $\Phi_s - \Phi_m$ kadar yükseldiğinden, yarıiletken tarafındaki holler için görülen engel yüksekliği;

$$eV_d = \Phi_s - \Phi_m \quad (2.3)$$



Şekil.2.8. Metal p-tipi yarıiletken doğrultucu (Schottky) kontağın enerji-band diyagramı.a) Kontakdan önce, b) Kontakdan sonra ve termal dengede, c) $V \neq 0$ olması (pozitif gerilim), d) $V \neq 0$ durumunda (negatif gerilim)

olacaktır. Burada V_d kontak potansiyel farkı veya eklemi oluşturan potansiyel olarak bilinir. Yarıiletken içerisindeki bu potansiyel, metalin yüzeyine göre alınır. Metal-yarıiletken kontağın metal tarafındaki holler için görülen engel yüksekliği ise,

$$e \Phi_{bn} = E_s - \Phi_m \quad (2.4)$$

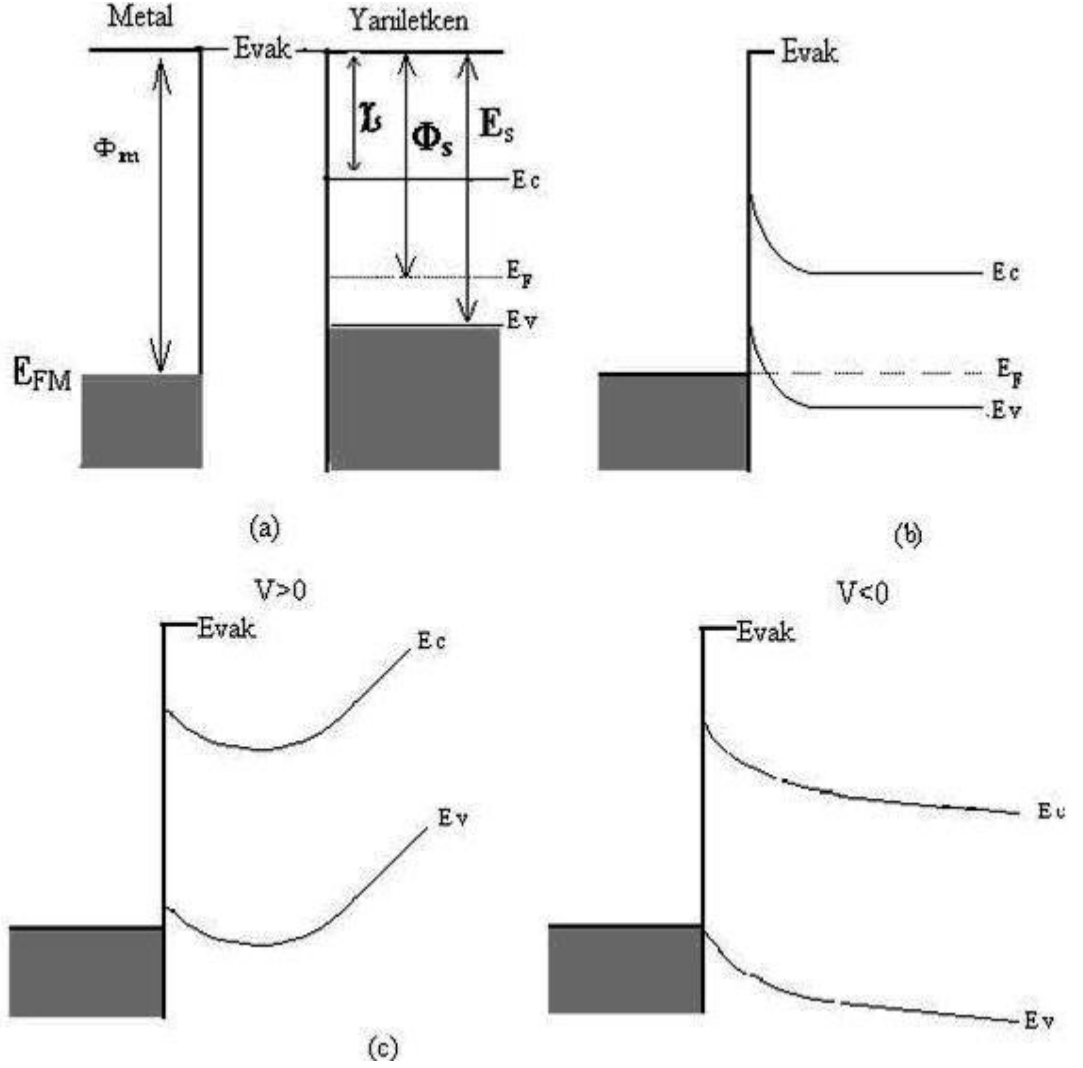
olur. Termal uyarılmadan dolayı, yarıiletken ve metal tarafındaki bazı holler potansiyel engelini aşacak kadar enerji kazanıp yarıiletkenden metale veya metalden yarıiletkene geçebilirler. Termal denge durumunda metalden yarıiletkene ve yarıiletkenden metale olan akımlar eşit olur. Dengeyi bozmak için yarıiletkene pozitif V gerilimi uygulanırsa (Şekil 2.2.c), metalden yarıiletkene olan hol akımı değişmez, ancak yarıiletkenden metale oluşan hol akımında $\exp(eV/kT)$ çarpanı kadar bir değişme olur. Bu değişmeden dolayı yarıiletkendeki bütün enerji seviyeleri eV kadar düşer ve yarıiletkenden metale geçen holler için potansiyel engel yüksekliği eV kadar azalır. Yarıiletkenden metale akan hollerden dolayı oluşan akım pozitif olarak alınır, metal yarıiletken kontak için akım;

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.5)$$

olur ve bu kontak doğrultucu bir kontaklır.

2.1.4. P tipi yarıiletken omik kontaklar

Metalin iş fonksiyonunun yarıiletkenin iş fonksiyonundan büyük olduğu ($\Phi_m > \Phi_s$) durumu ele alalım. Bu durumda (Şekil 2.9.a) da görüldüğü gibi yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi metalin Fermi enerji seviyesinden $\Phi_m - \Phi_s$ kadar yukarıdadır. Yarıiletkendeki elektronlar, arkalarında pozitif yükler bırakarak metal tarafına geçerler ve dolayısıyla metalin ön yüzeyinde negatif yükler oluşur. Ohm kanununa uyan ve her iki doğrultuda akım geçirebilen kontaklar, omik kontak diye adlandırılırlar. Dolayısıyla kontak direnci mümkün olduğu kadar düşüktür ve ancak birkaç mili ohm mertebesinde. Uygun bir omik kontak için aletin performansı çok önemli değildir, düşük bir valtaj uygulanması ile akım geçirilebilir [35].



Şekil.2.9. Metal p- tipi yarıiletken omik kontağın enerji-bant diagramı.

a) Kontak öncesi b) Kontak sonrası ve termal denge, c) $V \neq 0$ olması durumunda

Yarıiletken tarafında azalan elektron konsantrasyonundan dolayı yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi Şekil 2.9.b' de görüldüğü gibi $\Phi_m - \Phi_s$ kadar aşağı düşer. Yarıiletkende hol konsantrasyonunun artmasından dolayı da, yarıiletken ön yüzeyi daha fazla p-tipi olur. Metaldeki elektronlar, yarıiletkenin içindeki izinli durumlara kolayca geçebilirler. Bu yük hareketi hollerin yarıiletkenden metale doğru akışına karşılık gelir. Metal tarafına geçen holler (yüksek elektron konsantrasyonundan dolayı) nötralize olurlar. Ters beslem altında, metalin iletkenlik bandından termal olarak oluşan holler de kolayca yarıiletken tarafına geçebilirler. Böylece hem metalden yarıiletkene hem de yarıiletkenden metale

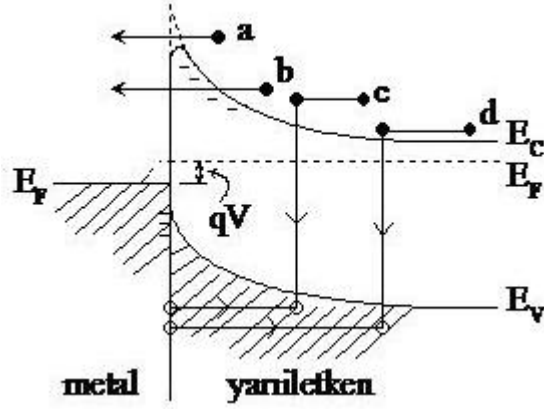
doğru kolayca akım geçebildiğinden bu tür kontaklar, omik kontaklar olarak bilinir. Şekil 2.9.c ise metal-yarıiletken omik kontağın doğru ($V>0$) ve ters beslemdeki ($V<0$) enerji bant diyagramlarını gösterir.

2.3. Metal-Yarıiletken Kontaklarda Akım -İletim Mekanizmaları

Metal-yarıiletken kontakları dış gerilim altında akım-iletim mekanizmaların tayini önemlidir. Kontakta arayüzey durumları, seri direnç, metal ile yarıiletken arasındaki oksit tabaka, gerilimin yönü, sıcaklık, yarıiletkenin tipi gibi faktörlerin Schottky diyotlarda etkisini dikkate alarak, hangi durumda hangi iletim mekanizmasının oluştuğunu belirlemek sonuçların doğruluğu açısından önemlidir. MS ve MIS yapıları kontaklarda başlıca akım-iletim mekanizmaları [6-8];

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

Şekil 2.10' de doğru beslem altında metal/n-tipi yarıiletkende doğru beslem altında termal iletim mekanizması gösterilmiştir. Burada,(a); potansiyel engelin tepesini aşan elektronların iletimi, (b); elektronların kuantum mekaniksel tünelleme (ideal katkılanmış (Si , $N_D \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) Schottky diyotları için bir modeldir.), (c); Uzay yük bölgesinde birleşme (yüksek katkılı yarıiletkenler ile çoğu omik kontaklar için uygundur.), (d); doğal bölgede deşik enjeksiyonunu ifade eder.



Şekil 2.10. Metal/yarıiletken (MS) kontaklarda doğru beslem altındaki akım iletim mekanizmaları

2.3.1. Termiyonik emisyon teorisi (TE)

Termiyonik emisyon sıcak bir yüzeyden taşıyıcıların (elektronlar-holler) yayınlanması anlamına gelir. Bu olay metal-yarıiletken doğrultucu kontaklarda, yeterince (engeli aşmaya yetecek kadar) termal enerji kazanan taşıyıcıların potansiyel engel üzerinden metalden yarıiletkeneye veya yarıiletkenden metale geçmeleri olarak bilinir [37]. Metal n-tipi yarıiletken yapılarda bu mekanizma elektronlar, metal p-tipi yarıiletken yapılarda ise bu mekanizma holler tarafından sağlanır [36,39]. Metal tarafı uygulanan voltajdan bağımsızdır. Bundan dolayı termal enerjileri nedeniyle metal tarafındaki engeli aşan elektronların oluşturduğu bu akım yoğunluğu J_0 termiyonik akım yoğunluğudur. Beethe'nin MS kontaklarda akımın çoğunluk taşıyıcılar tarafından iletildiğini kabul ederek kurduğu Termiyonik Emisyon Teorisinin varsayımları şunlardır[6,8].

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

Kontak yüzeyini x-yönüne dik olarak alırsak, kontak yüzeyine dik doğrultuda elektronların x yönündeki hız bileşeni v_x olacaktır. Dolayısıyla yarıiletken gövdede hızları v_x ile $v_x + \Delta v_x$ arasında olan elektronların yoğunluğu;

$$dn_x = N_d \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{m_n^* v_x^2}{2kT} \right)^{1/2} dv_x \quad (2.6)$$

eşitliği ile ifade edilir. Burada N_d verici atomların yoğunluğu, m_n^* elektronun etkin kütlesi, k Boltzman sabiti ve T ise Kelvin cinsinden sıcaklıktır. Eğer yarıiletkene bir gerilim uygulandığı zaman elektronların yarıiletkenden metale doğru olan akım yoğunluğu, hızları $\frac{1}{2} m_n^* v_x^2 > eV_d$ şartını sağlayan elektronların birim zamanda birim yüzeyden geçen sayısının e ile çarpımı ;

$$\begin{aligned} J_{S-M} &= \int_{v_{0x}}^{\infty} e v_x dn_x = \int_{v_{0x}}^{\infty} e N_d \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT} \right)^{1/2} v_x \exp \left(-\frac{m_n^* v_x^2}{2kT} \right) dv_x \\ &= e N_d \left(\frac{kT}{2\pi m_n^*} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{m_n^* v_x^2}{2kT} \right) = e N_d \left(\frac{kT}{2\pi m_n^*} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{eV_d}{kT} \right) \end{aligned} \quad (2.7)$$

şeklinde ifade edilir. $v_x = \left(\frac{2eV_d}{m_n^*} \right)^{1/2}$ olup, taşıyıcının eV_d yüksekliğindeki potansiyel engelini aşması için gerekli olan minimum hızıdır. Eğer iletkenlik bandının alt kenarı sıfır enerji seviyesi olarak referans alınırsa, verici katkı atomlarının birim hacimdeki yoğunluğu;

$$N_C = \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{E_f}{kT} \right) \quad \text{ve} \quad N_V = \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{E_f}{kT} \right) \quad (2.8)$$

eşitliği ile verilir [40]. Bu ifade Eş. 2.4'de yerine konulur ve gerekli düzeltmeler yapılırsa;

$$J_{S-M} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2 T^2}{h^3} \exp\left(-\frac{eV_d + E_f}{kT}\right) \right) \quad (2.9)$$

ifadesi elde edilir. Metal tarafında yarıiletkenin iletkenlik bandının kenarına göre görülen potansiyel engel yüksekliği;

$$e\Phi_{bn} = eV_d + E_f \quad (2.10)$$

dir ve,

$$R_n^* = \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \quad (2.11)$$

ifadesi elektronlar için etkin Richardson sabiti olmak üzere, yarıiletkenden metale olan akım yoğunluğu ifadesi için

$$J_{S-M} = R_n^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{bn}}{kT}\right) \quad (2.12)$$

eşitliği elde edilir. Metal n-tipi yarıiletken Schottky kontağı doğru beslemde iken engel yüksekliği azalacağından dolayı, akım yoğunluğu değeri $\exp(eV/kT)$ çarpanıyla orantılı olarak artar. Böylece yarıiletkenden metale doğru akım yoğunluğu

$$J_{S-M} = R_n^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{bn}}{kT}\right) \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) \quad (2.13)$$

şekline dönüşür. Termal denge durumunda, yarıiletken den metale ve metalden yarıiletkene doğru olan akım yoğunlukları eşit olur. Dolayısıyla toplam akım yoğunluğu ifadesi;

$$J_n = R_n^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.14)$$

şeklinde olacaktır. Burada köşeli parantez önündeki tüm ifade sızıntı akımı olarak da adlandırılan doyma akım yoğunluğudur. Yani,

$$J_0 = R_n^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{bn}}{kT}\right) \quad (2.15)$$

şeklindedir. Burada Eş. 2.15’de doyma akım yoğunluğu normalde uygulanan gerilimden bağımsız olması beklenirken, hayali - kuvvet etkisinden dolayı uygulanan gerilime bağılı olarak kısmen değişim göstermektedir. Schottky etkisi (Şekil 2.11) uygulanan gerilim ve deşikler ile elektronlar arasındaki elektrostatik etkileşmeden dolayı engel yüksekliğinde $e(\Delta\Phi_{bn})$ kadar bir alçalma olur. Bu engel alçalması ise,

$$e(\Delta\Phi_{bn}) = \alpha_0(V_d + V)^{1/4} \quad (2.16)$$

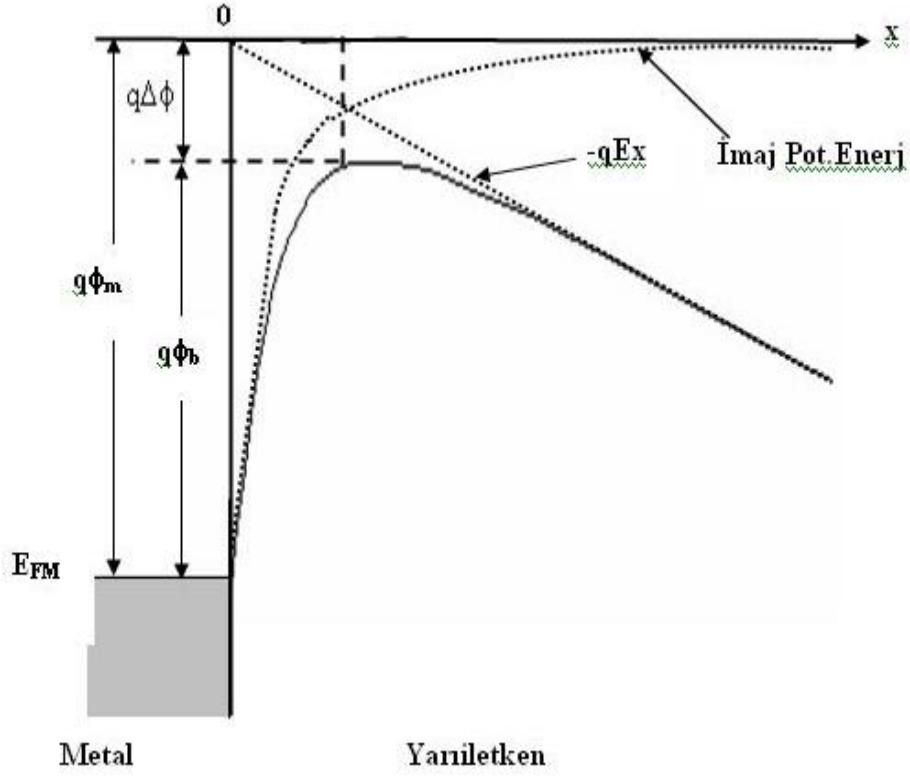
şeklinde yazılır. Dolayısıyla akım yoğunluğu ifadesinde $e\Phi_{bn}$ ’ nin yerine $(\Phi_{bn} - \Delta_{bn})$ yazılırsa;

$$J_0 = R_n^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{bn}}{kT}\right) \exp\left(\alpha_0(V_d + V)^{1/4}\right) \quad (2.17)$$

eşitliği elde edilir. Görüldüğü gibi doyma akım yoğunluğu gerilime bağılıdır. Burada Φ_{bn} sıfır beslemde ve Schottky etkisi olmadığı durumdaki engel yüksekliği ve α_0 sabiti ifadesi ise;

$$\alpha_0 = \left\{ \frac{e^4 N_d}{8(\epsilon_s \epsilon_0)^3 \pi^2} \right\}^{1/4} \quad (2.18)$$

olup buradaki ϵ_s ve ϵ_0 sırasıyla yarıiletkenin ve boşluğun dielektrik sabitleridir.



Şekil 2.11 Metal yarıiletken doğrultucu kontakta Schottky etkisinden dolayı potansiyel engel alçalması

3 DENEYSEL YÖNTEM

3.1. MS Yapıların Hazırlanması

3.1.1. Kristal temizleme

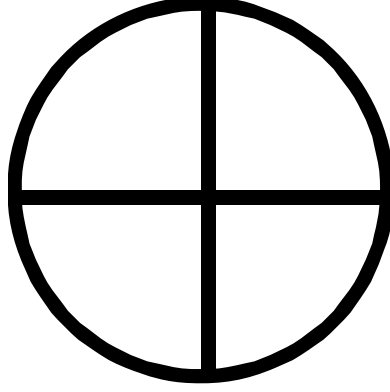
İnce oksit tabakalı Al-SiO_x-pSi yapılı MIS diyodun oluşturulması için p-tipi (boran katkılı) 1Ω.cm öz dirençli, 350 µm kalınlıklı 2" çapında <100> yüzey yönelimli tek kristal silisyum yapraklar kullanıldı. MIS yapı oluşturma'nın en önemli adımlarından biri Si yaprakların üzerine homojen bir oksit tabakanın büyütülmesidir. Bundan dolayı üzerine oksit büyütülecek yüzeyin son derece temiz alınması gerekir. Bu amaçla Si yüzeyi hem MIS yapısı oluşturulmadan önce aşağıda anlatılan aynı kimyasal temizleme işlemlerine tabi tutuldular.

1. Numunelerin yapımına geçmeden, Si yaprakları (CH₂Cl₂), (CH₃COCH₃) ve (CH₃OH) organik çözücülerde 3 dakika süreyle ultrasonik temizlendi.
2. Eşit oranlarda sülfirik asit (H₂SO₄), hidrojen peroksit (H₂O₂) ve 20% HF karşısında 3 dakika süreyle ultrasonik temizlendi.
3. 6 hacim nitrik asit (HNO₃) + 1 hacim hidroflorik asit (HF) + 35 hacim de-iyonize su (H₂O), 20% HF karışımında 3 dakika süreyle ultrasonik temizlendi.
4. Son olarak Si yapraklar yeteri kadar uzun bir süre de-iyonize suda (H₂O) durulandıktan sonra kuru azot(N₂) ile kurulandı.

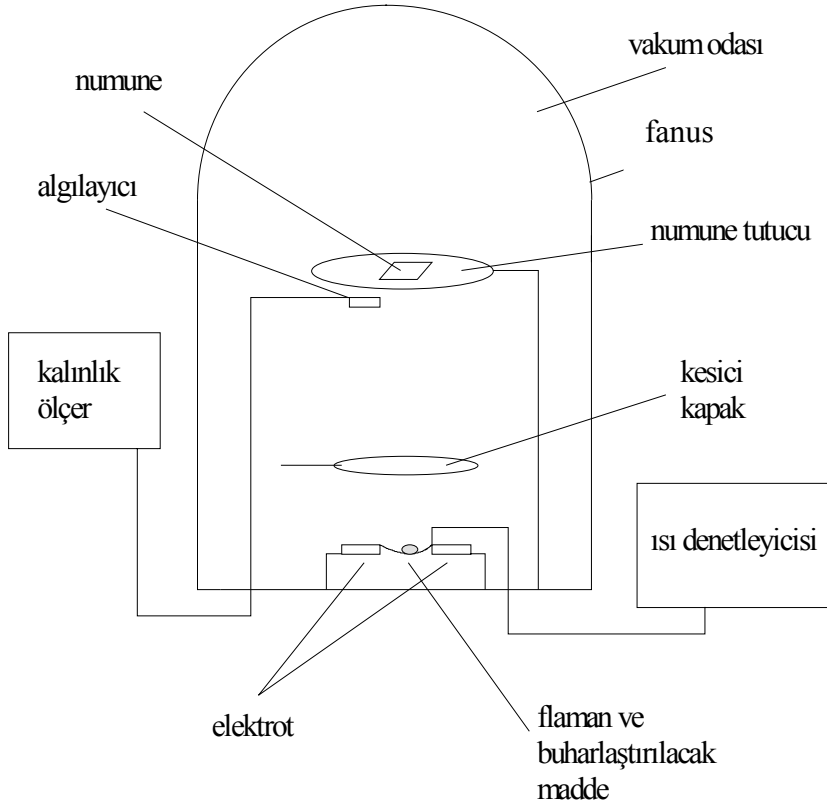
3.1.2. Omik kontak'ın oluşturulması

MIS diyod hazırlanırken omik ve doğrultucu kontak'ın oluşturulmasında Ankara Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi Katıhal Laboratuvarında bulunan Edwards marka Bendrix CVC1S buharlaştırma sistemi kullanıldı. Sistemin içinde diyod yapımını gerçekleştiren kısmı Şekil 3.1'de şematik olarak gösterilmiştir. Bu kısımdaki parçalar, flaman (tungsten) ve ince bir bakır levhadan hazırlanan maskeler kimyasal olarak ultrasonik banyoda iyice temizlendi. Temizleme işlemi,

karbontetraklorür, trikloretilen ve aseton içerisinde 5 dakikalık süreler ile yapıldı ve daha sonra deiyonize su ile yıkandı. Fanus, NaOH çözeltisi ve deiyonize su kullanılarak temizlendi ve tüm parçalar yaklaşık 100 °C’de fırınlanarak kurutuldu.



Şekil 3.1. Omik kontak oluşturulurken kullanılan maske

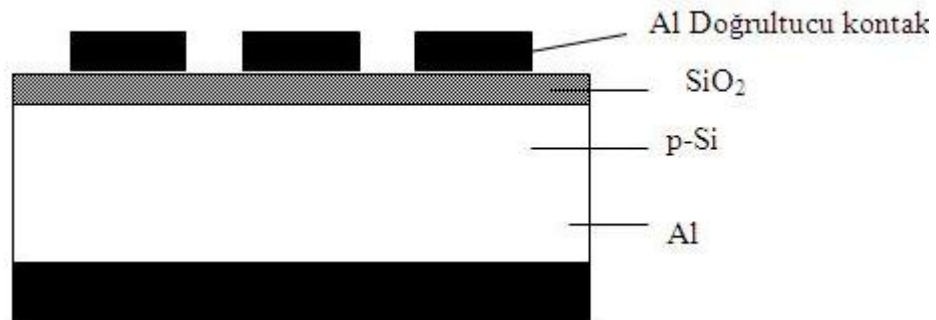


Şekil 3.2. Omik ve doğrultucu kontak oluşturulurken kullanılan buharlaştırma sistemi

Omik kontağı oluşturmak için kimyasal olarak temizlenen yarıiletken mat yüzeyi aşağı gelecek şekilde maske üzerine yerleştirildi. Fanus hemen kapatılarak vakumlama işlemine geçildi. Omik kontaklar için Şekil 3.2’ de gösterilen 50 mm çaplı ve $\approx 300 \mu\text{m}$ kalınlıklı bakır maske kullanıldı. Vakum $\approx 10^{-6}$ Torr’a ulaştığında, flamanların biri üzerinden akım geçirilerek ($\approx 35\text{A}$) %99,999’luk saflığa sahip kimyasal olarak temizlenmiş alüminyum metal parçacıklarının buharlaşması sağlandı. Buharlaşmanın başlamasından bir süre sonra kesici kapak (metal perde) yan tarafa çekilerek, silisyumun mat yüzeyine alüminyum (Al) kaplandı. Kapağın başlangıçta kristalin önünde durmasının nedeni, buharlaşabilecek yabancı maddelerin kristal üzerine yapışmasını önlemektir. Mat yüzeye alüminyum (Al) kaplama işleminden sonra aynı vakum ortamında 600°C ’de alüminyum (Al) silisyum içerisine çöktürüldü.

3.1.3. Doğrultucu kontağın oluşturulması

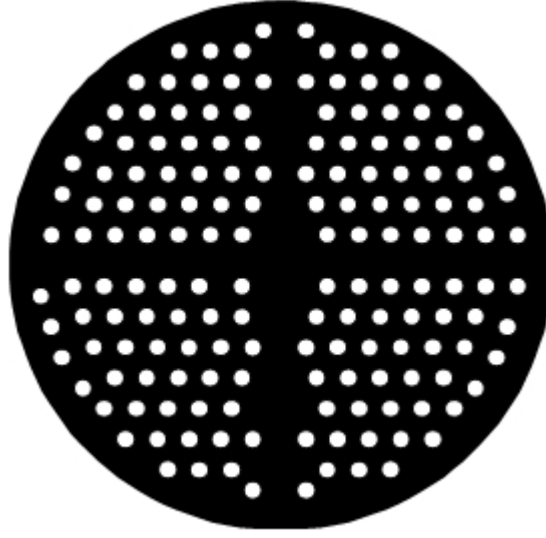
Üzeri SiO_2 kaplanmış yüzey üzeri çok sayıda 2mm çaplı delikler açılmış olan bakır maske (Şekil 3.4) üzerine parlak yüzey aşağı gelecek şekilde yerleştirildi.



Şekil 3.3. Al/SiO₂/p-Si/Al (MIS) diyodun şematik gösterimi

Flaman üzerine konulan kimyasal olarak temizlenen %99,999’luk saflıktaki alüminyum (Al) metal parçası $\approx 10^{-6}$ Torr vakumda buharlaştırılarak, kristalin parlak yüzeyine küçük dairecikler (2mm çaplı) şeklinde ve $\approx 250 \text{ Å}$ kalınlığında alüminyum kaplanması sağlandı. Böylece doğrultucu kontağın da

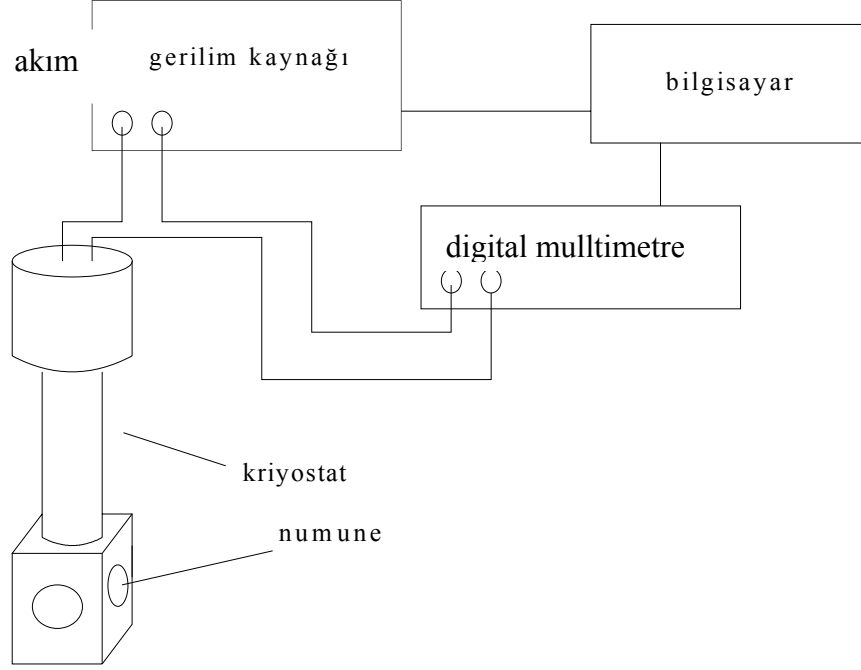
oluşturulmasıyla Al/SiO₂/ p-Si /Al şeklinde MIS diyodlar elde edildi. Soğuması için bir süre bekletilen kristal vakum ortamından çıkartılarak her bir dairecik (diyod) ortada kalacak şekilde, elmas kesici yardımıyla eşit beş parçaya bölündü. MIS diyodun hazırlanış şeması Şekil 3.3’ de verilmiştir.



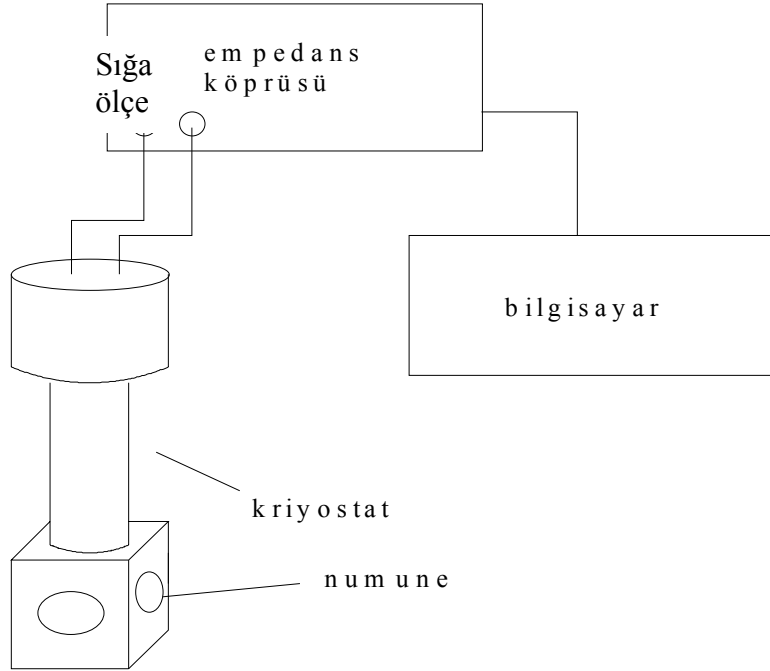
Şekil 3.4. Doğrultucu kontak oluşturulurken kullanılan maske

3.2. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri

Elektriksel karakterlerin ölçülmesi, Gazi Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Katihal Laboratuvarında yapıldı. Akım-gerilim (I-V) ölçümlerinde Keithley 220 programlanabilir sabit akım kaynağı, Keithley 199 DMM/Scanner kullanıldı. Kapasite-gerilim (C-V) ölçümlerinde ise Hawlett Packard 4192 LF Empedaes Analiz meter (5 Hz – 13 MHz) kullanıldı. Tüm bu ölçümler Hawlett Packard bilgisayarına takılan bir IEEE-488 AC/DC çevirici kart yardımıyla kumanda edilerek gerçekleştirildi. Farklı sıcaklık bölgelerindeki ölçümler için Janes 475 kriyostat kullanıldı. Sıcaklık denetimi 321 dijital sıcaklık kontrol sistemi kullanılarak sağlandı. Akım-gerilim (I-V) ölçümleri ve kapasite-gerilim (C-V) ölçümlerinin yapıldığı düzenekler sırasıyla Şekil 3.5 ve Şekil 3.6’de gösterilmiştir.



Şekil 3.5. Akım-gerilim ölçümler için kullanılan düzenek



Şekil 3.6 Kapasite-gerilim ölçümleri için kullanılan düzenek

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1. Sıcaklığa Bağlı Akım-Voltaj (I-V) Karakteristikleri

Hazırlanan metal-yalıtkan-yarıiletken (Al/SiO₂/p-Si) MIS Schottky diyotlarının doğru beslem akım-voltaj (*I-V*) karakteristikleri, termiyonik emisyon teorisine (TE) [7] göre incelendi.

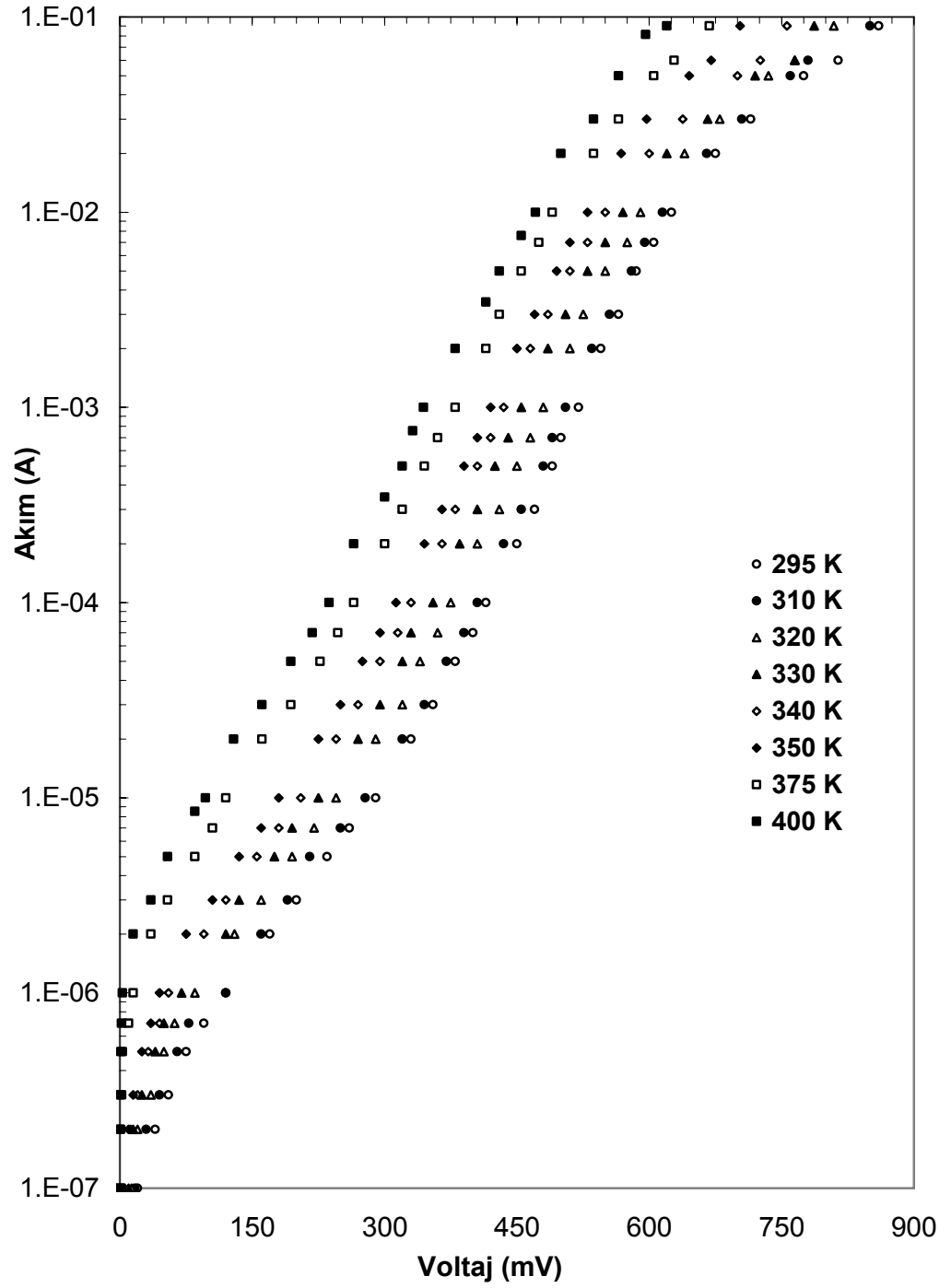
$$I = I_o \exp \left(\frac{qV}{nkT} \right) \left[1 - \exp \left(- \frac{qV}{kT} \right) \right] \quad (4.1)$$

Burada I_0 ters doyma akımı olup yarı-logaritmik $\ln I-V$ grafiğinde, eğrinin lineer kısmının sıfır gerilimde ($V = 0$) akım eksenine fit edilerek bulunur ve

$$I_o = AA^* T^2 \exp \left(- \frac{q \Phi_{b0}}{kT} \right) \quad (4.2)$$

eşitliği ile verilir. Burada q elektronun yükü, V uygulanan doğru beslem voltajı, A diyodun alanı, k Boltzmann sabiti, A^* p-tipi silisyum için etkin Richardson sabiti ($A^* = 32 A \text{ cm}^{-2} K^{-2}$), Φ_{b0} sıfır beslem engel yüksekliği, n diyotun idealite faktörü ve T ise Kelvin cinsinden sıcaklıktır. Seçilen örnek MIS Schottky diyotunun 295-400 K sıcaklık aralığındaki tipik yarı- logaritmik doğru beslem akım-voltaj (*I- V*) karakteristikleri Şekil 4.1’de gösterilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi yarı logaritmik doğru beslem $\ln I-V$ eğrileri geniş bir bölgede lineerdir. Ayrıca bu $\ln I-V$ eğrileri özellikle düşük sıcaklıklarda iki lineer bölgeye sahiptir. Birinci bölge artan sıcaklıkla kaybolma eğilimindedir. Hesaplamalarda orta gerilim bölgesi olan ikinci bölge dikkate alınmıştır. Yine şekilden görüldüğü gibi $\ln I-V$ eğrilerinin bu bölgedeki eğimi sıcaklıkla hemen hemen hiç değişmemektedir.

İdealite faktörünün değeri, yarı-logaritmik akım-voltaj grafiğinin orta gerilim bölgesinde, Eş. 4.1’den faydalanılarak lineer kısmının eğiminden ($dV/d\ln(I)$) her



Şekil 4.1. Al/SiO₂/p-Si (MIS) Schottky diyotunun farklı sıcaklıklar için elde edilen yarı- logaritmik Ln I-V eğrileri

sıcaklık için ayrı ayrı

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

eşitliğinden elde edildi. Ayrıca idealite faktörünün voltaja bağlı değişimi ise

$$n(V) = \frac{qV}{kT \ln(I/I_o)} = 1 + \frac{\delta}{\epsilon_i} \left[\frac{\epsilon_s}{W_D} + qN_{ss}(V) \right] \quad (4.4)$$

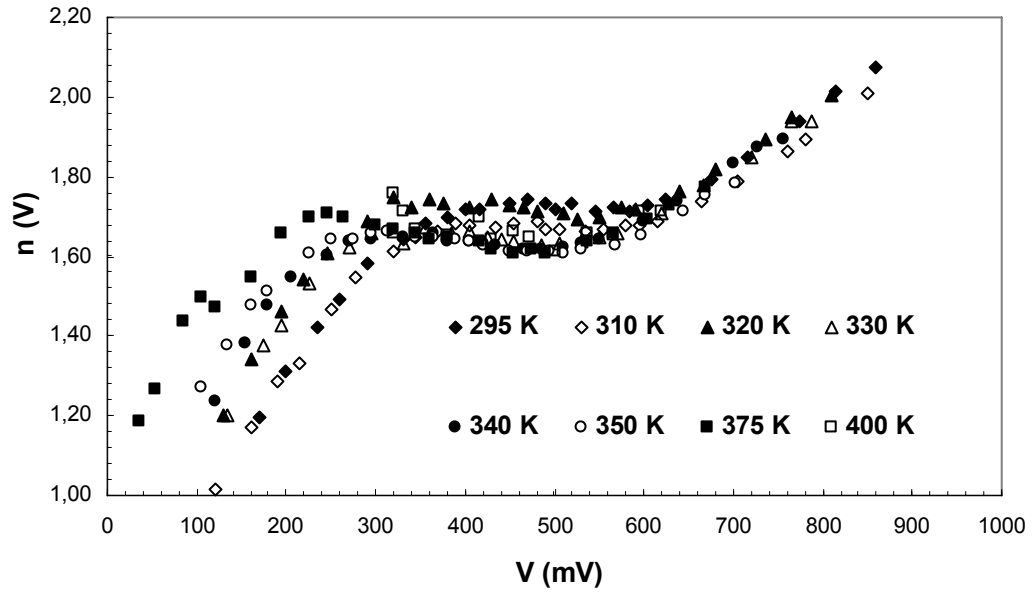
ifadesinde elde edilerek Şekil 4.2' de verildi. Burada W_D tüketim tabakasının genişliği, δ tüketim tabakasının genişliği ϵ_i , ϵ_s ise sırası ile yalıtkan ve yarıiletkenin dielektrik geçirgenliğidir.

Şekil 4.2' den görüldüğü gibi idealite faktörünün voltaja bağlı değişimi, lineer bölgede sabit olup bu bölge dışında voltaja bağlı olarak hızla değişmektedir. $\ln I$ - V eğrilerinin eğiminden Eş. 4.2'ye göre elde edilen idealite faktörü değerleri artan sıcaklıkla azalmakta ve sıcaklığın tersi ile Şekil 4.3'de görüldüğü gibi lineer olarak,

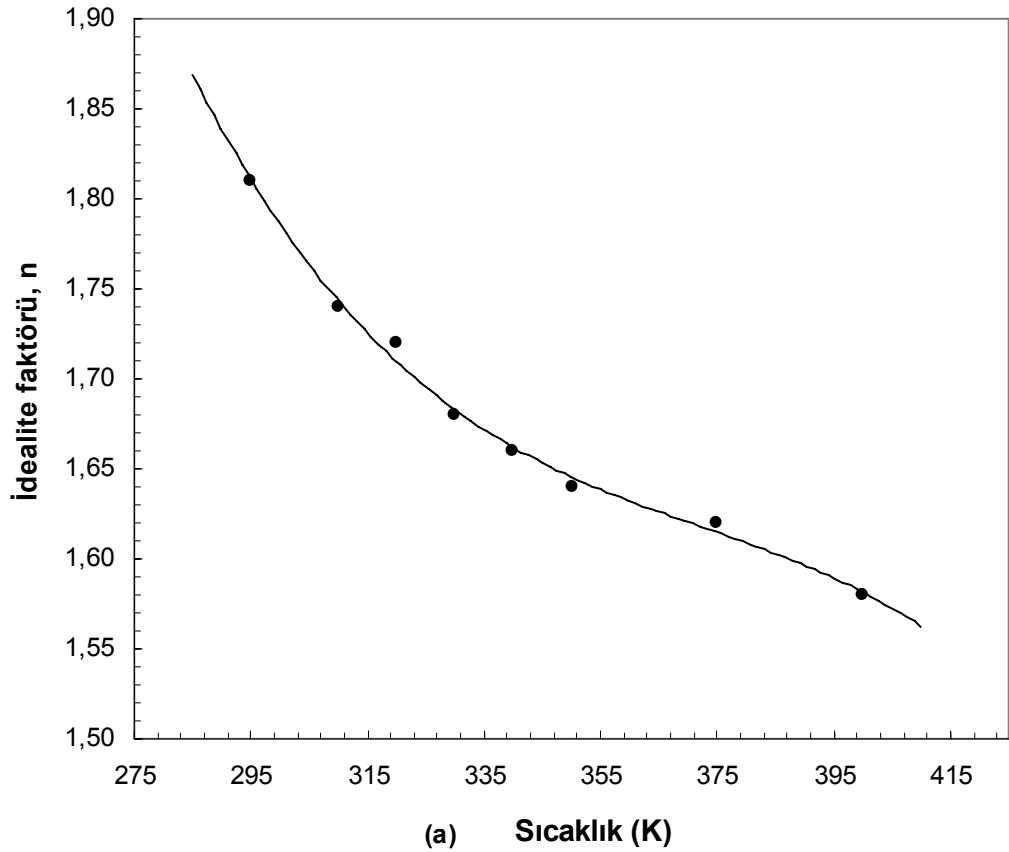
$$n(T) = n_o + T_o/T \quad (4.5)$$

şeklinde değişmektedir. Burada n_o ve T_o birer sabit olup sırası ile 0.952 ve 245.8 K olarak bulundu.

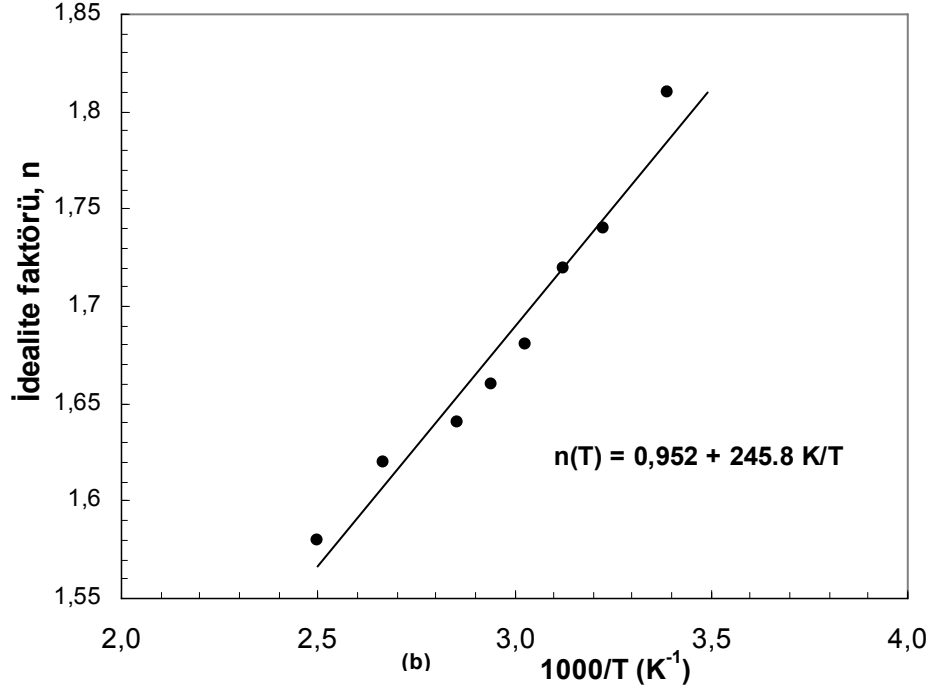
Seçilen örnek Al/SiO₂/p-Si (MIS) Schottky diyotunun farklı sıcaklıklardaki I-V eğrileri orta gerilim bölgesinde (0.20V ≤ V ≤ 0.60V) lineerdir. Ters belsem doyum akımı (I_o) değerleri, bu yarı logaritmik $\ln I$ - V grafiğinin lineer kısmının $\ln I$ eksenini sıfır voltajda kestiği noktadan her sıcaklık için elde edildi. Sıfır beslem potansiyel engel yüksekliği ($\Phi_{bo} = \Phi_{IV}$) değerleri ise bu I_o doyum akım değerleri ve diyotun alanı kullanılarak Eş. 4.2'den yararlanılarak



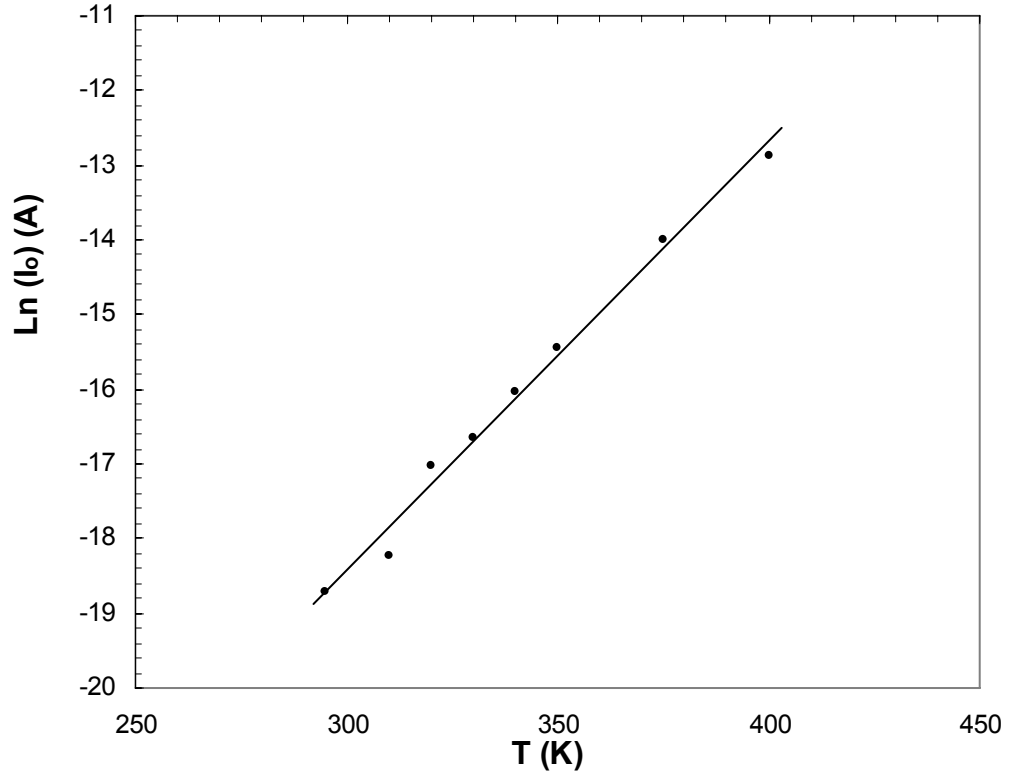
Şekil 4.2. Al/SiO₂/p-Si (MIS) Schottky diyotunun farklı sıcaklıklar için elde edilen $n(V)$ - V eğrileri



Şekil 4.3. Al/SiO₂/p-Si (MIS) Schottky diyotunun (a) idealite faktörünün sıcaklıkla değişim grafiği (b) idealite faktörünün sıcaklığın tersi ile değişim grafiği



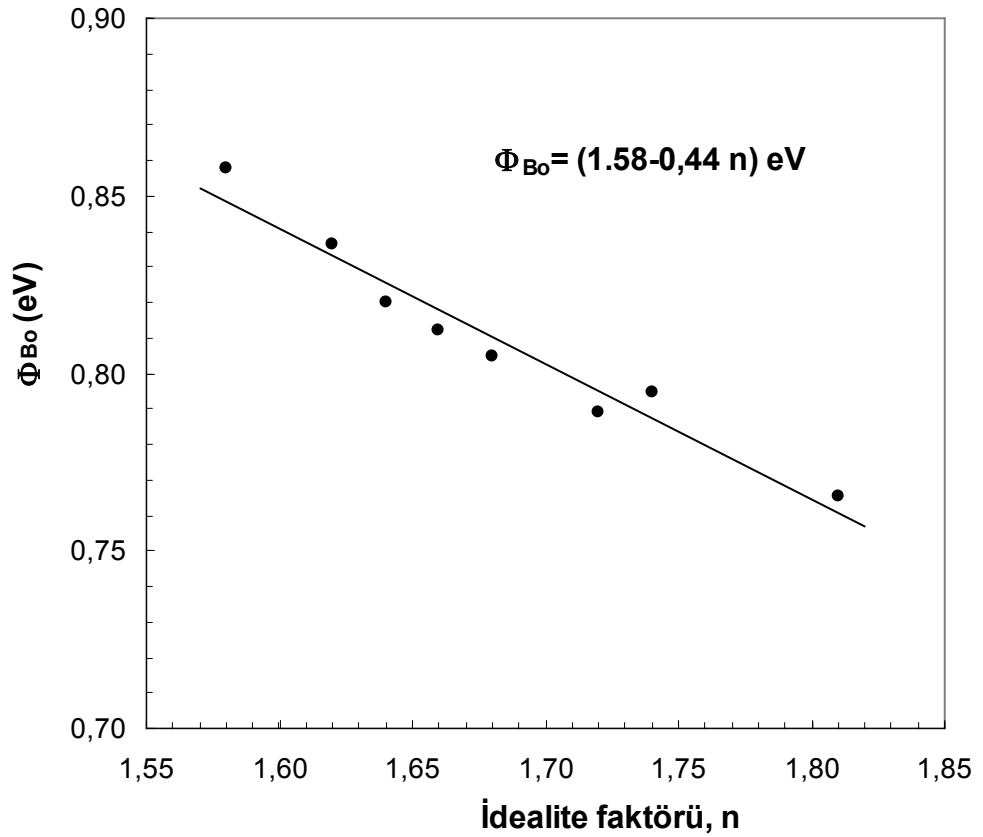
Şekil 4.3. (Devam) Al/SiO₂/p-Si MIS) Schottky diyotunun (a) idealite faktörünün sıcaklıkla değişim grafiği (b) idealite faktörünün sıcaklığın tersi ile değişim grafiği



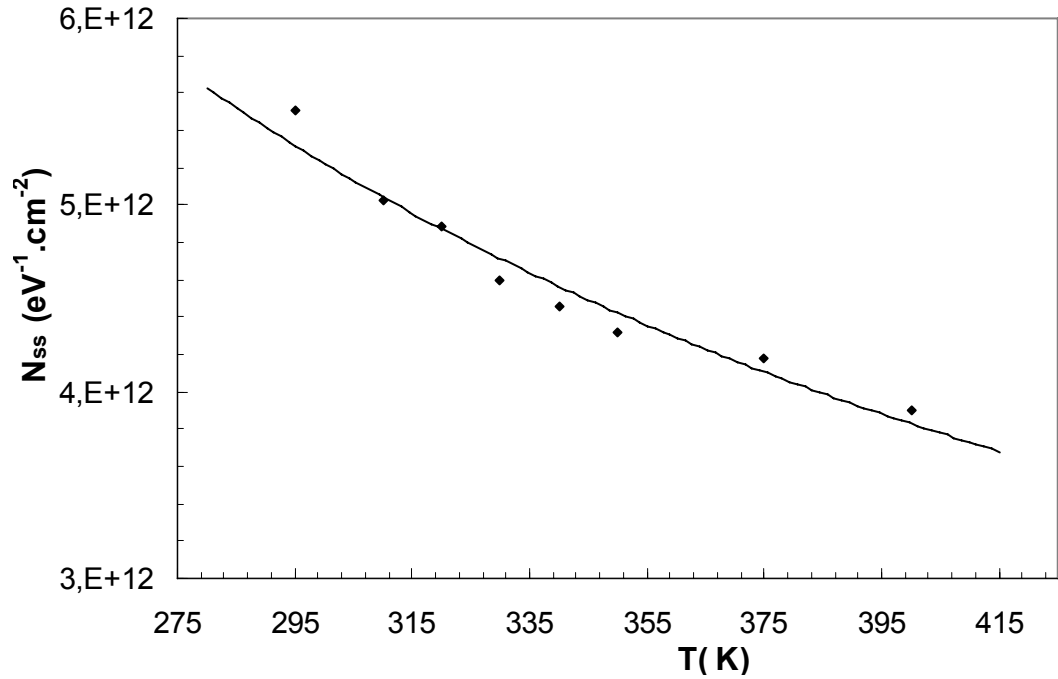
Şekil 4.4. Al/SiO₂/p-Si (MIS) Schottky diyotu için ters beslem doyum akımının sıcaklık ile değişim grafiği

$$\Phi_{Bo} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{AA^* T^2}{I_0} \right) \quad (4.6)$$

eşitliğinden elde edildi. Her sıcaklık için elde edilen ters belsem doyum akımı (I_0), idealite faktörü (n) ve sıfır belsem potansiyel engel yüksekliği (Φ_{Bo}) değerleri Çizelge 4.1’de verildi. Çizelge 4.1’den görüleceği gibi artan sıcaklıkla idealite faktörü (n) azalmakta, doyum akımı (I_0) ise artmaktadır. İdealite faktörünün birden büyük çıkması, arayüzey durumları ve yalıtkan oksit tabakasının varlığına atfedildi [9,12,13]. İdealite faktörünün değerinin ideal durumda ($n=1$) olması beklenir ancak pratikte bu duruma hemen hemen hiç rastlanmamıştır. Çünkü engel yüksekliği uygulanan gerilime bağlıdır. Bu bağıllık yalıtkan tabaka üzerinde potansiyel düşmesi dolayısıyla I - V karakteristiğinin değişimine ve idealite faktörün birden büyük çıkmasına neden olur.



Şekil 4.5. Al/SiO₂/p-Si MIS) Schottky diyotu için potansiyel engel yüksekliğinin idealite faktörüne bağlı değişim grafiği.



Şekil 4.6. Al/SiO₂/p-Si MIS) Schottky diyotu için arayüzey durumlarının sıcaklığa bağlı değişim grafiği

Çizelge 4.1 Seçilen örnek MIS yapının farklı sıcaklıklar için elde edilen I_0 , n , nT , Φ_{Bo} , Φ_{Bet} ve N_{SS} değerleri

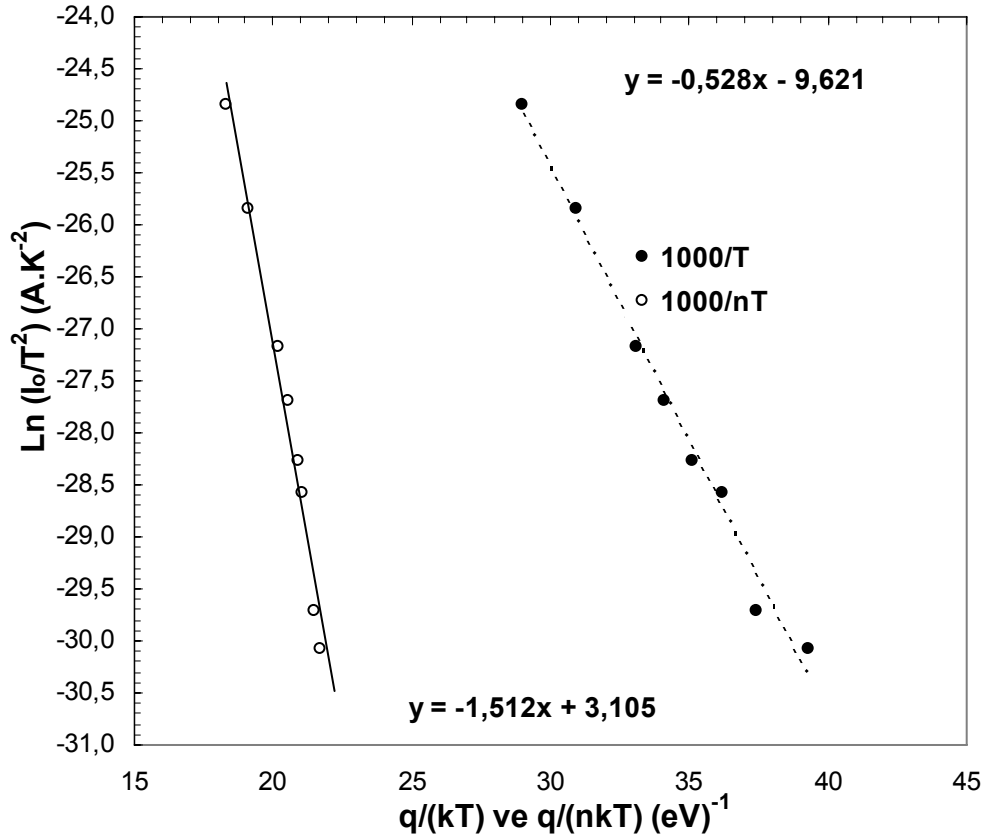
T (K)	I_0 (A)	A (V ⁻¹)	n	nT (K)	Φ_{Bo} (eV)	Φ_{Bet} (eV)	N _{ss} (eV ⁻¹ .cm ⁻²)
295	7,50E-09	21,48	1,81	534	0,766	0,833	5,51E+12
310	1,20E-08	21,74	1,74	539	0,795	0,824	5,02E+12
320	3,99E-08	20,94	1,72	550	0,789	0,787	4,88E+12
330	5,79E-08	20,91	1,68	554	0,805	0,778	4,60E+12
340	1,09E-07	20,54	1,66	564	0,812	0,764	4,46E+12
350	1,95E-07	20,20	1,64	574	0,820	0,751	4,32E+12
375	8,30E-07	19,09	1,62	608	0,836	0,726	4,18E+12
400	2,58E-06	18,35	1,58	632	0,858	0,701	3,90E+12

Ara yüzey durumlarının sıcaklığa bağlı değişimi, doğru beslem I-V karakteristiklerinde gerilime bağlı etkin engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri dikkate alınarak hesaplanabilir. Etkin engel yüksekliği (Φ_{Bet}), metal ile yarıiletken arasındaki yalıtkan tabaka ve yalıtkan tabaka ile Si arasına yerleşmiş ara yüzey durumlarından dolayı gerilime bağlı olduğu kabul edilir ve aşağıdaki gibi ifade edilir [2,43].

$$\Phi_{Bet.} = \Phi_{B0} + \left(1 - \frac{1}{n(V)}\right)V \quad (4.7)$$

Böylece ara yüzey durumlarının yoğunluğu, Eş.4.4'den aşağıdaki ifaden elde edilerek Çizelge 4.1'de verildi. Çizelge 4.1'den de görüldüğü gibi N_{ss} değerleri artan sıcaklıkla azalmaktadır. Bu davranış ara yüzey (N_{ss}) durumlarının sıcaklıkla yeniden yapılanıp düzenlenmesine atfedilebilir [29,33].

$$N_{ss}(V) = \frac{1}{q} \left[\frac{\varepsilon_i}{\delta} (n(V) - 1) - \frac{\varepsilon_s}{W_D} \right] \quad (4.8)$$



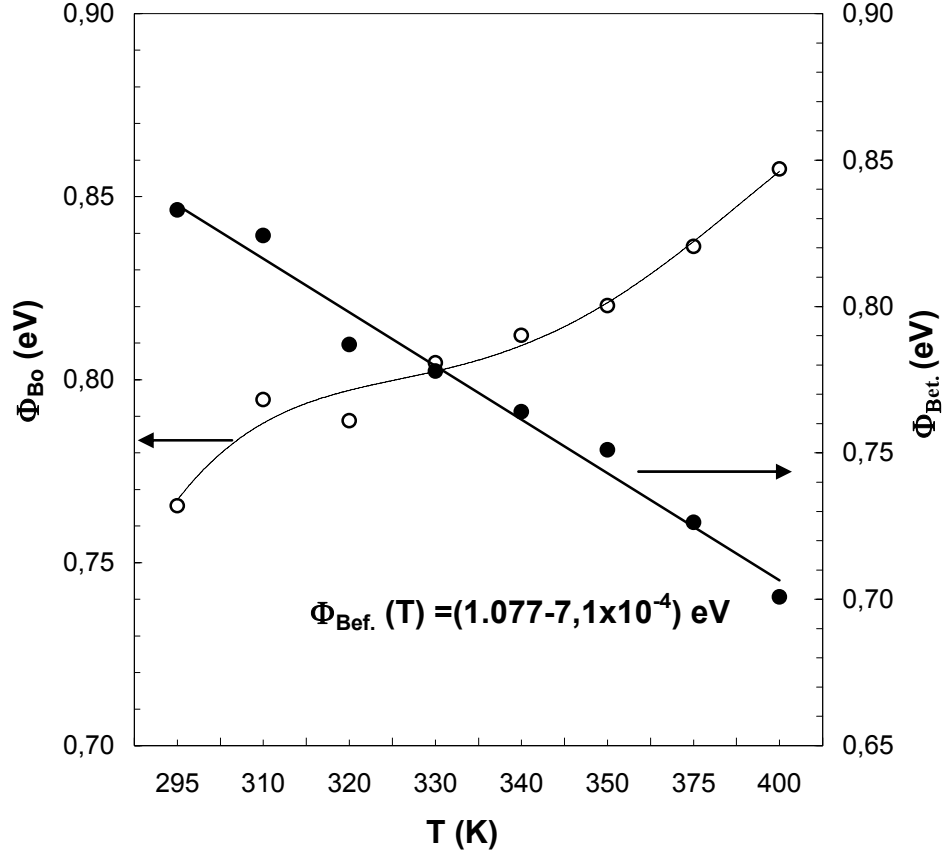
Şekil 4.7. Al/SiO₂/p-Si (MIS) Schottky diyotu için Richardson eğrileri

Potansiyel engel yüksekliğini hesaplamamanın ikinci bir yolu ise geleneksel $\ln(I_0/T^2) - q/kT$ Richardson eğrisini kullanmaktır. Şekil 4.7'de $\ln(I_0/T^2) - q/kT$

$\ln(I_0/T^2)-q/nkT$ eğrileri verildi. Şekilden de görüldüğü gibi $\ln(I_0/T^2)$ nin hem q/kT hem de q/nkT ye göre değişimi lineer olup eğimlerinden aktivasyon enerjisi (engel yüksekliği) sırası ile 0,528 eV ve 1,512 eV bulundu. İlk değer silisyumun yasak enerji aralığının yaklaşık yarısına eşit iken ikinci değer yasak enerji aralığı değerinden büyüktür. Bu doğruların y eksenini kestiği noktadan Richardson sabiti (A^*) sırası ile $21,1 \cdot 10^{-4} \text{ A/K}^2\text{cm}^2$ ve $710,5 \text{ A/K}^2\text{cm}^2$ elde edildi. Burada ilk değer p-tipi Si için bilinen $A^*= 32 \text{ A/K}^2\text{cm}^2$ değerinden 15 150 kat daha düşük iken ikinci değer ise 22,2 kat büyüktür. Elde edilen bu sonuçlardan anlaşılmaktadır ki akım iletim mekanizması saf termiyonik emisyon teorisine uymamaktadır.

Metal ile yarıiletken arasında oluşan potansiyel engel yüksekliği kontağın elektPotansiyel engel yüksekliğini hesaplamanın ikinci bir yolu ise geleneksel $\ln(I_0/T^2)-q/kT$ Richardson eğrisini kullanmaktır. Şekil 4.7’de $\ln(I_0/T^2)-q/kT$ $\ln(I_0/T^2)-q/nkT$ eğrileri verildi. Şekilden de görüldüğü gibi $\ln(I_0/T^2)$ nin hem q/kT hem de q/nkT ye göre değişimi lineer olup eğimlerinden aktivasyon enerjisi (engel yüksekliği) sırası ile 0,528 eV ve 1,512 eV bulundu. İlk değer silisyumun yasak enerji aralığının yaklaşık yarısına eşit iken ikinci değer yasak enerji aralığı değerinden büyüktür. Bu doğruların y eksenini kestiği noktadan Richardson sabiti (A^*) sırası ile $21,1 \cdot 10^{-4} \text{ A/K}^2\text{cm}^2$ ve $710,5 \text{ A/K}^2\text{cm}^2$ elde edildi. Burada ilk değer p-tipi Si için bilinen $A^*= 32 \text{ A/K}^2\text{cm}^2$ değerinden 15 150 kat daha düşük iken ikinci değer ise 22,2 kat büyüktür. Elde edilen bu sonuçlardan anlaşılmaktadır ki akım iletim mekanizması saf termiyonik emisyon teorisine uymamaktadır. riks el davranışını belirlemede önemli bir parametredir. Potansiyel engel yüksekliği yüzey hazırlama ve temizleme metotlarına bağlı olduğunu göstermektedir [6-8]. Bizim seçilen örnek MIS yapı için sıfır beslem potansiyel engel yüksekliği çizelge 4.1 ve Şekil 4.8’den de görüldüğü gibi artan sıcaklıkla artmaktadır. Yani Φ_{bo} ’ rin sıcaklıkla değişim katsayısı beklenenin aksine pozitif çıkmaktadır. Bu davranış literatüre aykırılık teşkil etmektedir [10,14,15]. Bu nedenle engel yüksekliği hesaplanırken hem tünel etkilerinin [16,17] hem de idealite faktörünün doyum akım ifadesinde de yer alması gerektiği sonucuna varıldı. Literatürde de benzer davranışlar gözlenmiştir [11,18,19]. Çünkü $n=1$ den sapmaya neden olan arayüzey

tabakası, arayüzey yükleri gibi etkiler sıfır beslemde de mevcuttur. Bu durumda Eş. 4.2'deki doyum akım için



Şekil 4.8. Al/SiO₂/p-Si (MIS) Schottky diyotunun farklı sıcaklıklar için elde edilen Φ_{bo} -T ve Φ_{Bet} -T eğrileri

modifiye edilmiş ifadesi,

$$I_0 = AA * T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_{Bo}}{n(T)kT}\right) \exp(-\chi^{1/2}\delta) \quad (4.9)$$

eşitliği ile verilir [11,41,42]. Bu sonuca idealite faktörünün ve $\ln(I_0/T^2)$ değerlerinin $1/nT$ ile lineer değişiminden karar verildi. Burada $n(T)$ sıcaklığa bağlı idealite faktörünü ve $\chi^{1/2}\delta$ ise tünelleme faktörüdür. Yalıtkan $\chi^{1/2}\delta$ tünelleme parametresi MIS Schottky diyotu $\ln(I_0/T^2)$ - $1/nT$ grafiğinde 12 olarak Eş.4.9 dan hesaplandı. Eş. 4.9' dan etkin engel yüksekliği Φ_{Bet} için;

$$\Phi_{Bet} = n(T) \frac{kT}{q} \left[\ln \left(\frac{AA^* T^2}{I_0} \right) - \chi^{1/2} \delta \right] \quad (4.10)$$

bağıntısı elde edildi. Eş. 4.10'dan hesaplanan etkin potansiyel engel yüksekliği değerleri Şekil 4.7' den de görüldüğü gibi literatüre uygun olarak artan sıcaklıkla azalmaktadır. Φ_{Bet} - T grafiğinin eğiminden (Şekil 4.7) etkin potansiyel engel yüksekliği sıcaklığa bağlı

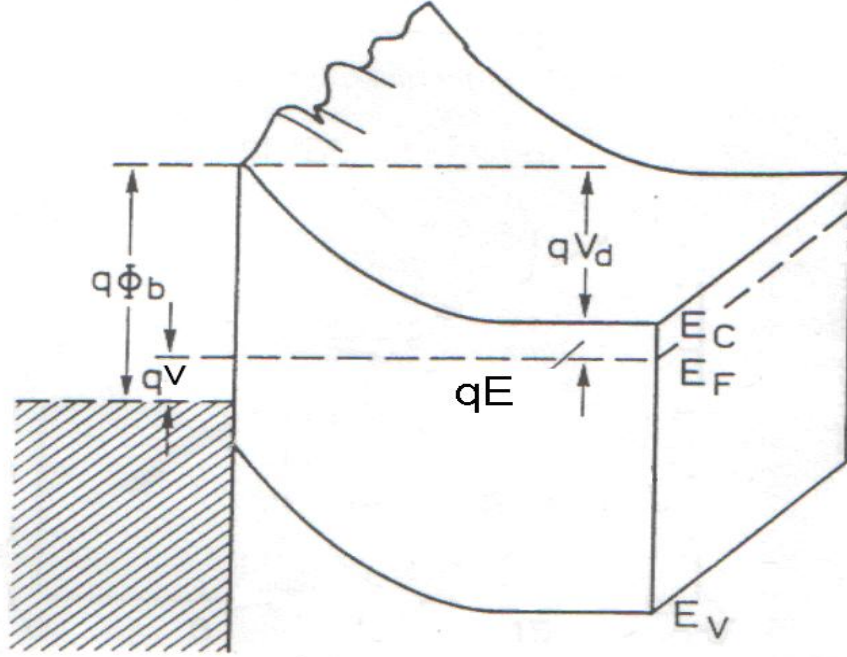
$$\Phi_{Bet}(T) = \Phi_{Bet}(0 \text{ K}) - \alpha T \quad (4.11)$$

şeklinde değişmektedir. Burada $\Phi_{Bet}(0 \text{ K})$ sıfır K deki engel yüksekliği ve α ise engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişim katsayısı olup Şekil 4.7'den sırası ile 1.077 eV ve -7.1×10^{-4} eV/K bulundu. Bu iki değer Si için literatürde verilen 1.17 eV ve -4.73×10^{-4} eV/K [Sze] değerleri ile oldukça uyumludur. Bu sonuç, ters doyum akım ifadesinde hem idealite faktörünün hem de tünelleme parametresinin yer alması gerektiğinin bir ispatıdır.

4.2.1. Engel homojensizliği

Yukarıdaki tartışmalardan anlaşıldığı gibi $\ln(I_0/T^2)$ nın q/kT veya q/nkT değerlerine karşı çizilen Şekil 4.7 grafiğinden hesaplanan aktivasyon enerjileri ve Richardson sabiti (A^*) değerleri ile idealite faktörü ve engel yüksekliklerinin sıcaklığın değişimi akım iletim mekanizmalarında TE teorisinden önemli ölçüde sapma olduğunu göstermektedir. Yani engel yüksekliği artan sıcaklıkla artar iken idealite faktörü azalmaktadır. Richardson eğrilerinin ideal durumdan sapması metal yarıiletken arasında oluşan engel yüksekliğinin homojensizliğine atfedilebilir [23,24,26-31]. Bu durumda yeterli enerjiye sahip olmayan taşıyıcılar, düşük engeller üzerinden metalden yarıiletken veya yarıiletkenden metale daha kolay geçerek akımın artmasına ve dolayısıyla idealite faktörünün artmasına neden olur. Bu durum Şekil 4.9'da üç boyutlu olarak gösterilmiştir. Şekilden de

görüldüğü gibi Schottky diyotlarda metal ile yarıiletken arasındaki arayüzey düz olmadığından Schottky engelinin (Φ_b) değişmesiyle, bant diyagramı homojen olmayıp bölgesel değişimler göstermektedir.



Şekil 4.9. Homojen olmayan bir Schottky kontağın iki boyutlu bant diyagram V_d bant bükülmesi, Φ_b Schottky engel yüksekliğidir

İdealite faktörünün özellikle düşük sıcaklıklarda ideal durumdan ($n=1$) yüksek olması, yeteri kadar termal enerji kazanmayan elektronların şekilde gösterilen düşük potansiyel engelleri üzerinden karşı tarafa geçmesine atıf edilmektedir. Eğer katkı atomlarının sayısı küçük ise “eyer noktasındaki” potansiyelin büyüklüğü yüksek olduğundan düşük-SBH (Schottky engel yüksekliği) patikası daha fazla (pinched-off) daralır. Bunun aksine katkı atomları yeterince yüksek ise, düşük-SBH patikası artık daralmaz. Katkı atomlarının seviyesi azaldığında, tüketim tabakasının genişliği düşük-SBH patikasının yarıçapından çok daha geniş olur ve düşük-SBH patikası civarındaki potansiyel daha fazla daralır. Aksine katkı seviyesi artırılırsa tüketim tabakasının genişliği, düşük-SBH patika yarıçapı ile kıyaslandığında küçük olur ve potansiyel artık daralmaz.

Bu sonuçlar göstermektedir ki SBH dalgalanmasının derecesi düşük katkılı yarıiletkenlerde her zaman önemli ölçüde azalır. Bunun aksine, literatürde yüksek katkılı yarıiletkenlerde de engel homojensizliğine rastlanmıştır. Aynı zamanda düşük-SBH patikası boyunca akım iletimi patikanın geometrisi ve boyutlarına, kristalin sıcaklığına, kontak üzerine düşen gerilime ve ara yüzey SBH farkına da önemli ölçüde bağlıdır. Eyer noktasında potansiyelin büyüklüğündeki değişim uygulanan voltajla lineer olarak değişmemektedir. Ancak doğru ön gerilimdeki değişim ters ön gerilimden daha fazladır.

Horvath tarafından açıldığı gibi Richardson eğrisinden elde edilen A^* değeri engel yüksekliğinin homojensizliğinden etkilenir [32]. Yukarıdaki açıklanan anormal davranışlar potansiyel engel homojensizliği ile açıklanabilir [21,22,29-31,34]. Bu durum, engel yüksekliğinin Gaussian dağılımı ile aşağıdaki gibi ortalama engel yüksekliği (Φ_{Bo}) ve standart sapma σ_o ifadelerini içeren aşağıdaki

$$P(\Phi_B) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\Phi_B - \bar{\Phi}_B)^2}{2\sigma_s^2} \right] \quad (4.12)$$

eşitlik ile verilir [43,22-24,26-29]. Burada $1/(\sigma_s(2\pi))^{1/2}$ Gaussian dağılımı için bir normalizasyon sabitidir. Engel üzerinden geçen toplam akım,

$$I(V) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\Phi_B, V) P(\Phi_B) d\Phi_B \quad (4.13)$$

eşitliği ile verilir. Burada $I(\Phi_B, V)$ verilen bir gerilim değerine karşılık gelen akımdır. Şimdi, $I(\Phi_B, V)$ ve $P(\Phi_B)$ Eş. 4.13'de yerine yazılır ve $-\infty$ ile $+\infty$ arasında integre edilirse Eş. 4.1 ve Eş. 4.14'de benzer modifiye edilmiş aşağıdaki ifadeler elde edilir.

$$I(V) = A^* T^2 \exp \left[-\frac{q}{kT} \left(\bar{\Phi} - \frac{q\sigma_s^2}{2kT} \right) \right] \exp \left(\frac{qV}{n_{ap} kT} \right) \left[1 - \exp \left(-\frac{qV}{kT} \right) \right] \quad (4.14)$$

$$I_o = A A^* T^2 \exp \left(- \frac{q \Phi_{ap}}{kT} \right) \quad (4.15)$$

Burada Φ_{ap} ve n_{ap} sırasıyla görünen engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleridir [20-22]. Görünen engel yüksekliği Φ_{ap} ve idealite faktörü n_{ap} değerleri,

$$\Phi_{ap} = \bar{\Phi}_{B0}(T=0) - \frac{q\sigma_o^2}{2kT} \quad (4.16)$$

$$\left(\frac{1}{n_{ap}} - 1 \right) = \rho_2 - \frac{q\rho_3}{2kT} \quad (4.17)$$

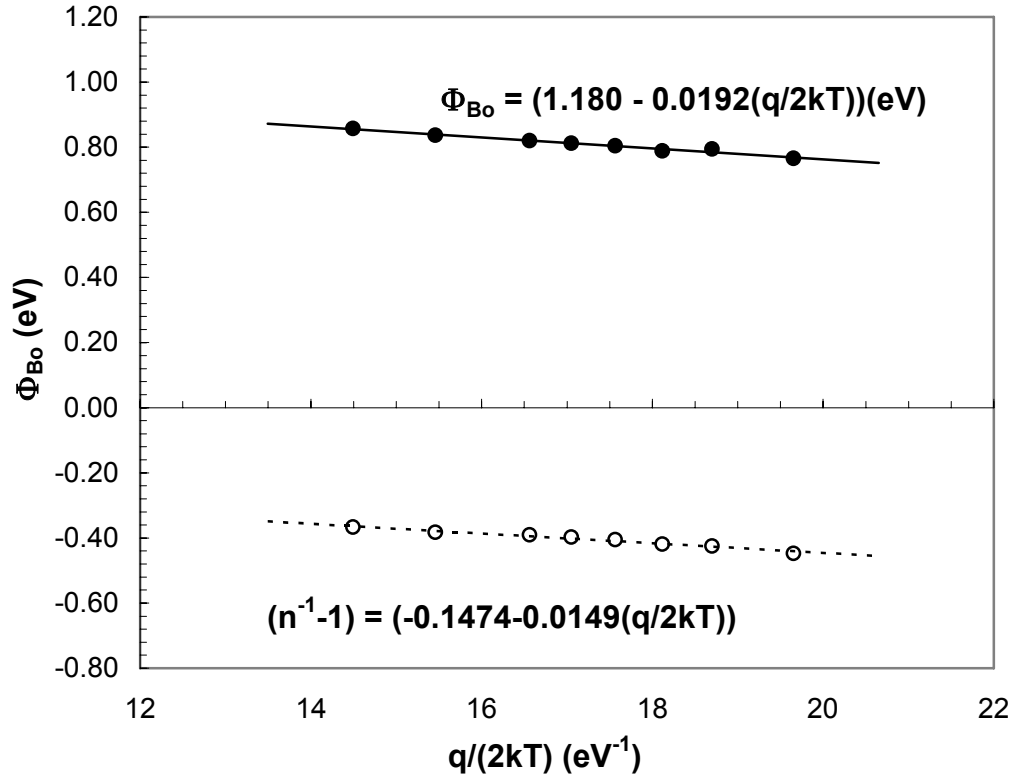
eşitlikleri ile verilir. $\Phi_{ap} - q/2kT$ ve $(n_{ap}^{-1}-1)-q/2kT$ grafikleri sırası ile Şekil 4.10'da verildi. Şekilden de görüldüğü gibi her iki grafik lineer bir davranış sergilemektedir. $\Phi_{ap} - q/2kT$ grafiğindeki doğrunun eğimin direk standart sapmanın karesini (σ_o^2) ve eğrinin y-eksenini kestiği nokta ise ortalama engel yüksekliği (Φ_{B0}) değerleri vermektedir.

Φ_{B0} ve σ_s nin voltaja bağlı lineer olarak değişen Gaussian parametreleri olduğu kabul edilirse,

$$\bar{\Phi}_B = \bar{\Phi}_{B0} + \rho_2 V \quad (4.18)$$

ve Standard sapma,

$$\sigma_s = \sigma_{s0} + \rho_3 V \quad (4.19)$$



Şekil 4.10. Al/SiO₂/p-Si (MIS) Schottky diyotunun farklı sıcaklıklar için elde edilen $\Phi_{bo}-q/2kT$ ve $(n_{ap}^{-1}-1)-q/2kT$ eğrileri

formunda yazılabilir. Burada, ρ_2 ve ρ_3 sıcaklığa bağlı voltaj katsayılarıdır. Sıcaklığa bağlı standart sapma genelde çok küçük olduğu için ihmal edilebilir [23]. Sıfır beslem engel yüksekliğinin (Φ_{bo}) azalan sıcaklıkla azalması ve idealite faktörünün artması bir Gaussian engel dağılımının olduğunu gösterir. Hem Φ_{bo} hem de idealite faktörü değerlerindeki değişim özellikle düşük sıcaklıklarda daha etkilidir.

Şekil 4.10' deki $\Phi_{ap} - q/2kT$ grafiğinin Eş. 4.16'de fit edilmesi ile doğrunun y-eksenini kestiği noktadan ortalama potansiyel engel yüksekliği $\bar{\Phi}_{B0}=1,180$ eV ve doğrunun eğiminden ise $\sigma_o=0,138$ V bulundu. Standart sapmanın düşük bulunması engel yüksekliği daha homojen olduğuna atfedilebilir. Ayrıca $\sigma_o=0,138$ V değeri $\Phi_{B0}=1,18$ eV değeri ile kıyaslandığında ihmal edilecek kadar küçük olmadığı görülmektedir. Bu sonuç arayüzey homojensizliğinin bir sonucudur. Yine şekil 4.10'dan görüldüğü gibi $((1/n_{ap})-1) - q/2kT$ grafiği bir lineer

doğru vermektedir. Bu doğrunun Eş. 4.17' e fit edilmesi ile, doğrunun y-eksenini kestiği noktadan $\rho_2=-0,1474$ V ve doğrunun eğiminden ise $\rho_3=-0,0149$ V değerleri elde edildi.

Bu sonuçlar açıkça göstermektedir ki homojensizlik ve potansiyeldeki dalgalanmanın özellikle düşük sıcaklıklarda etkin olduğu görülmektedir. Bu etki geleneksel Richardson eğrisinde kendini göstermektedir. Bu nedenle Şekil 4.10'daki $\Phi_{ap} -q/2kT$ grafiğinden elde edilen standart sapma değeri Richardson eğrisi ifadesinde yerine yazılarak modifiye edilmiş Richardson eğrisi

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{q^2 \sigma_o^2}{2k^2 T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q\overline{\Phi}_{Bo}}{kT} \quad (4.20)$$

şeklinde yeniden düzenlenerek Şekil 4.11 elde edildi. Şekilden de görüldüğü gibi $[Ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_o^2 / 2(kT)^2] - q/kT$ grafiği lineer bir doğru vermektedir. Bu doğrunun eğiminden ortalama engel yüksekliği $\Phi_{Bo}=1,182$ eV ve doğrunun y-eksenini kestiği noktadan da etkin Richardson sabiti $A^*=33,263$ A/cm²K² bulundu. Bu ortalama engel yüksekliği değeri ($\Phi_{Bo}=1,182$ eV) Şekil 4.10'dan elde edilen $\Phi_{Bo}=1,180$ eV değeri ile oldukça iyi uyumludur. Ayrıca elde edilen deneysel $A^*=33,263$ A/cm²K² değeri, p-tipi Si için verilen $A^*=32$ A/cm²K² değerine çok yakındır.

Termiyonik emisyon teorisinin kullanılması sadece diyotun ($I-V$) karakteristiğinin lineer bölgesi içindir. Lineer bölge ise yüksek seri direnç nedeniyle $kT/q \ll V \ll IR_S$ sınırlanır. Bu bölge I_o ve Φ_B 'nin güvenilir değerlerini hesaplamak için çok dardır. Düşük voltaj bölgesinde rekombinasyon akımların katkısı, yüksek voltaj bölgesinde ise seri direnç büyük olması halinde diyotun üzerine düşmesi gereken voltajın çoğunluğu seri direnç üzerine düşeceğinden lineerlik bozulur. Bu nedenle termiyonik emisyon teorisinin tek başına geçerli olmayacağından ve bu dar aralıkta I_o ve Φ_B değerleri için güvenilir sonuçların alınması mümkün olmayacaktır. Bu nedenle Termiyonik emisyon teorisine göre

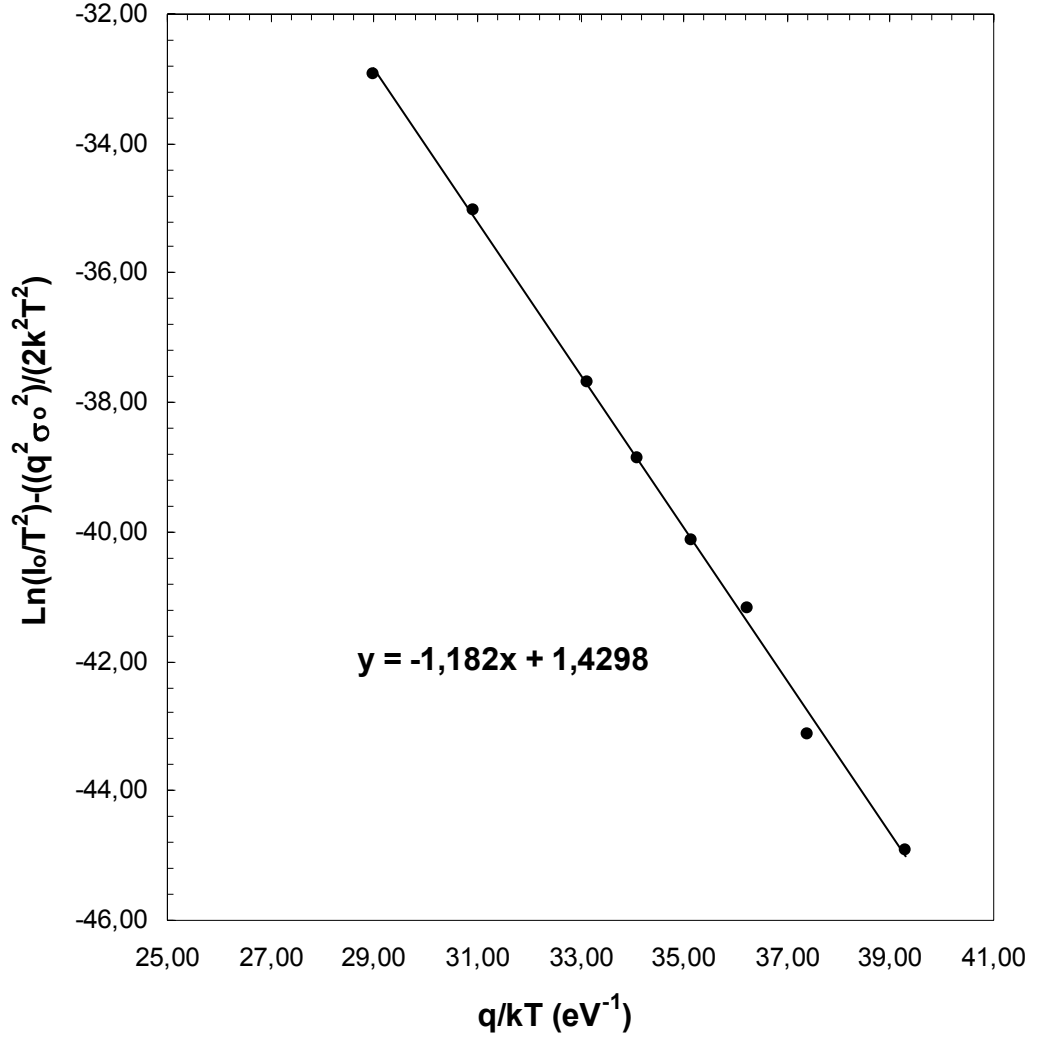
metal-yarıiletken (MS) Schottky diyotlarının veya metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) tipi Schottky diyotlarda doğru beslemde (ön gerilimde) Eş. 4.1’de verilen akım-gerilim ilişkisi, seri direnç, arayüzey durumları ve metal ile yarıiletken arasındaki yalıtkan tabakadan dolayı ideal durumdan sapmalar olacaktır. Özellikle yeterince büyük doğru öngerilim değerlerinde $I-V$ eğrisinde seri dirençten dolayı bir bükülme olacaktır. Bu bölgede, Cheung fonksiyonu kullanılarak diyodun seri direnci her sıcaklıkta hesaplanabilir. Buna göre $I-V$ ilişkisi, Eş. 4.1’dekine benzer şekilde aşağıdaki gibi verilebilir.

$$I = I_o \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{q(V - IR_s)}{kT}\right) \right] \quad (4.21)$$

Schottky diyotlarda uygulanan gerilimin bir kısmı seri direnç üzerine düşeceği için diyot üzerine düşen gerilim $V_D = V - IR_s$ ve V uygulanan dış gerilimdir. Termiyonik emisyon teorisinin kullanılması ile ilgili tartışmalar sadece diyot doğru beslem $I-V$ karakteristiğinin lineer gerilim bölgesi içindir. Lineer olmayan $I-V$ karakteristikleri yüksek gerilimde yarıiletkenle dengedeki arayüzey durumlarının sürekliliğini işaret ederler [44]. Seçilen örnek $Al/SiO_2/p-Si$ (MIS) Schottky diyotu için seri direnç değerleri doğru beslem $I-V$ verilerinden Cheung metodu kullanılarak hesaplandı [25,38]. Eş.4.1’den faydalanarak Cheung aşağıda denklemi geliştirmiştir.

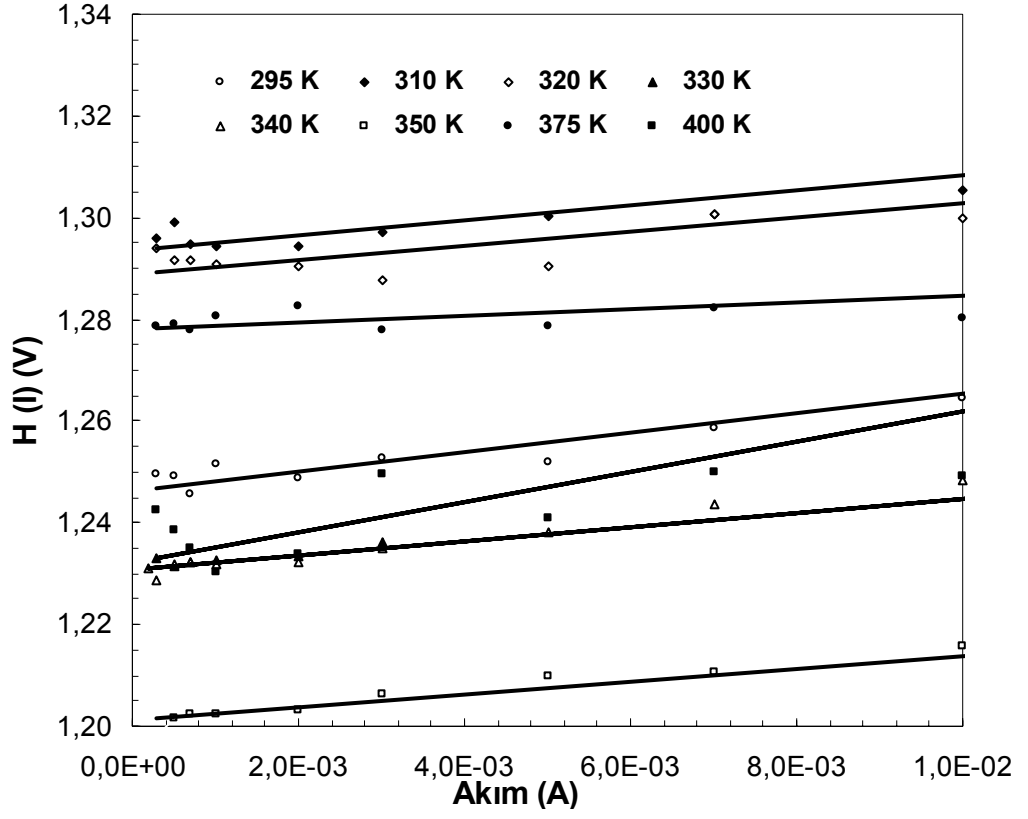
$$H(I) = V - n \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I}{A A^* T^2}\right) = n\Phi_B + R_s I \quad (4.22)$$

Burada Φ_B , doğru beslem $I-V$ karakteristiklerinden hesaplanan engel yüksekliğidir. Şekil 4.12’de farklı sıcaklıklar için seçilen örnek $Al/SiO_2/p-Si$ diyotunun deneysel $H(I) - I$ eğrileri görülmektedir. Bu grafikteki $H(I) - I$ grafiğinde doğrunun $H(I)$ eksenini akımın sıfır değerinde kestiği yer $n\Phi_B$ değerini ve eğrilerinin eğimi ise bize direk seri direnç değerini verecektir.

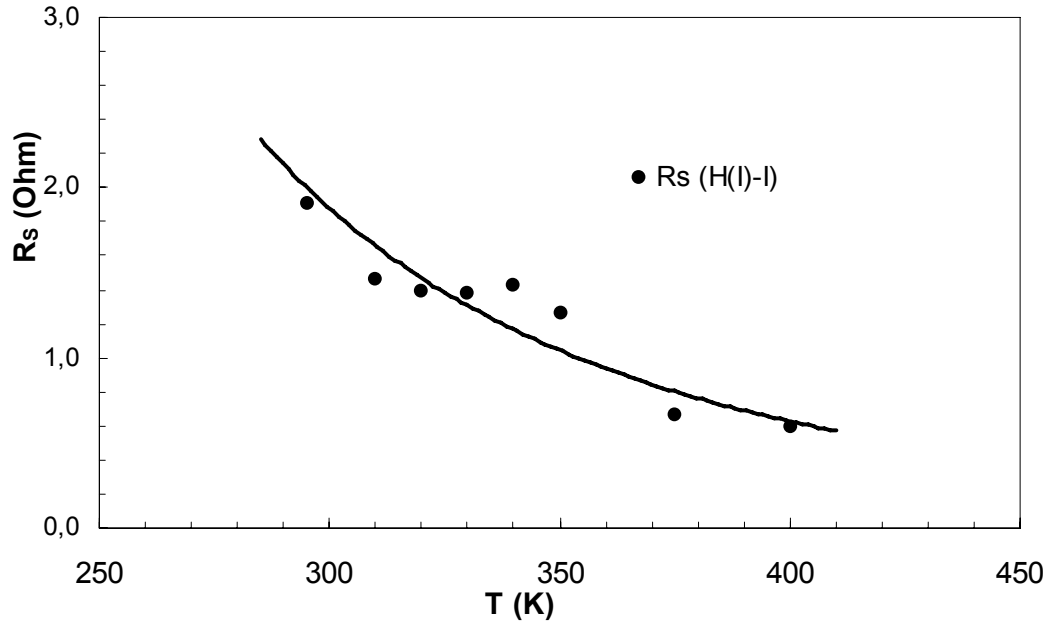


Şekil 4.11. *Al/SiO₂/p-Si* (MIS) Schottky diyotunun sıcaklığa bağlı $[(\ln(I_o/T^2) - q^2 \sigma_o^2 / 2(kT)^2)] - (q/kT)$ grafiği

Eş. 4.22'den farklı sıcaklıklar için hesaplanan seri direnç(R_s) değerlerinin sıcaklığa bağlı değişim grafiği Şekil 4.13 ve Çizelge 4.2'de verildi. Cheung R_s 'nin hesaplanması için ikinci bir metot sunar. Şekil 4.13'den de görüldüğü gibi seri direnç değerleri artan sıcaklık ile hemen hemen üstel bir şekilde literatüre uygun olarak azalmaktadır. Ayrıca seri direnç değerleri 1.91 Ω (295 K) – 0.6 Ω (400 K) aralığında değişmektedir. Bu değerler hazırlanan *Al/SiO₂/p-Si* diyotların yeterince küçük dirençlere sahip olduğunu ve dolayısıyla diyot performansının bundan olumlu yönde etkilendiğini göstermektedir.



Şekil 4.12. $Al/SiO_2/p-Si$ (MIS) Schottky diyotunun farklı sıcaklıklardaki $[H(I)-I]$ grafiği



Şekil 4.13. $Al/SiO_2/p-Si$ (MIS) Schottky diyotu için $[R_s-T]$ grafiği

Çizelge 4.2. $Al/SnO_2/p-Si$ (MIS) diyotunun değişik sıcaklıklar için elde edilen idealite faktörü, seri direnç ve potansiyel engel yüksekliği değerleri

T (K)	n (I-V)	R_s (H(I)-I) (Ω)	Φ_B (H(I)-I) (eV)
295	1,81	1,91	0,813
310	1,74	1,47	0,849
320	1,72	1,39	0,860
330	1,68	1,38	0,860
340	1,66	1,43	0,872
350	1,64	1,26	0,881
375	1,62	0,67	0,957
400	1,58	0,60	0,970

4.2.Kapasitans-Voltaj (C-V) Karakteristikleri

Metal-yalıtkan-yaniletken (MIS) yapılarda yalıtkan arayüzey tabakası, metali yarıiletkenden yalıtmaq amacıyla kullanılır. Genellikle yarıiletken olarak silikon, yalıtkan olarak silikon dioksit (SiO_2) ve metal olarak da doğrultucu kontak temin edilmesi için yarıiletkenin n ve p-tipi olmasına bağlı olarak altın veya alüminyum kullanılır. Oksit tabakası büyötmek için çok çeşitli yöntemler vardır fakat bunlardan en çok kullanılan silikon üzerine termal olarak kuru O_2 büyöölmesidir.

$Si + O_2 \rightarrow SiO_2$ kimyasal reaksiyonu sonucu büyöölölen δ kalınlığındaki oksit tabakasının 0.45 δ kadar silikon yüzeyinden içeri, kalanı da dışarı doğru büyööl [33]. Arayüzey oksit tabakasının tam ve doğru fonksiyonu şimdilik tam olarak bilinmiyor. Bununla beraber SiO_2 bir çok yüzey tesirini azaltarak eklem karakteristiklerinin daha iyi kontrol edilebilmesini sağlar. Pratikte bir MIS yapı için arayüzey tuzaklar ve oksit yüklerinin varlığı ideal MIS karakteristiklerini etkileyecektir. Bu tuzakların ve yüklerin temel bir sınıflandırılması Şekil 4.14 de gösterilmiştir. Bir yarıiletkenin kristal yapısında bulunan yabancı bir atom veya bir bozunma, yasak enerji bölgesinde enerji seviyelerinin ortaya çıkmasına yol açar. Bir MIS yapısının hazırlanış sırasında silikon yüzeyi ne kadar temizlense de giderilemeyen yarıiletken örgünün son bulduğu kristal yüzeyindeki düzensizlikler sonucunda da yasak enerji bölgesinde birim alan başına çok sayıda enerji seviyesi

meydana gelir. Tamm ve Shockley tarafından ileri sürülen bu seviyelere yüzey durumlar adı verilir [4].

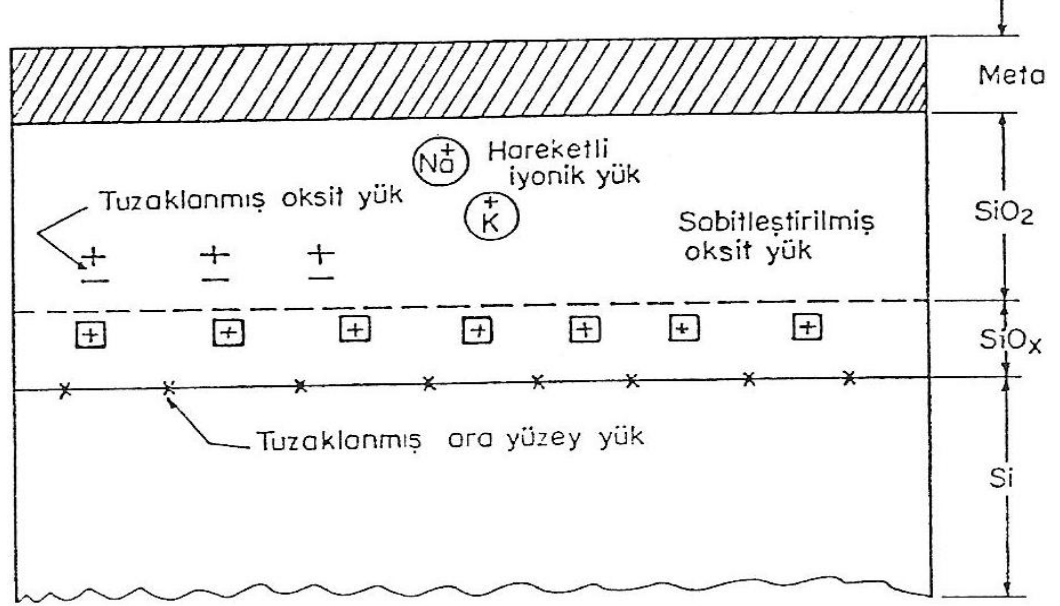
Yüzey durumları yoğunluğu için teorik tahminler yüzey atomlarının yoğunluğu mertebesinde, yani 10^{15} cm^{-2} civarında fakat deneysel sonuçlar bunun sadece $10^{11} - 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ mertebesinde olduğunu göstermektedir [4]. Yüzey durumları yavaş ve hızlı olmak üzere ikiye ayrılır. Yavaş yüzey durumları yalıtkanın metal tarafındaki yüzeyinde bulunur. Bunlar oksit yapısındaki hareketsiz yükler ihtiva eden bozukluklar ile yeterli sıcaklıklarda ve özellikle yüksek elektrik alan altında oksit içerisinde göç etmeye yatkın, hareketli iyonlar tarafından meydana getirilir. Bunlar MIS kapasitesini etkilemez.

Hızlı yüzey durumlar yalıtkanla yarıiletkenin arayüzeyi yakınında yer alır ve yasak enerji bölgesinin ortasına yakın enerjilere sahiptir. Dolayısıyla band bükülmesi yani yüzey potansiyelinin değişmesi ile yüzey durumları da bükülmeyen Fermi seviyesine göre aşağı yukarı hareket edeceğinden iletkenlik ve valans bandı ile ani yük alışverişi yapar. Ara-yüzeyde bulunan ve yasak enerji bölgesi dışındaki enerjilere sahip yüzey durumlarına sabit yüzey durumları ve ihtiva etikleri yüke de sabit yüzey yükü veya oksit yükü denir.

Tuzaklanmış arayüzey yükleri, Si-SiO_2 arayüzeyinde, silikonun yasak band aralığındaki enerji durumlarına sahip ve kısa bir sürede silikondaki iletkenlik veya valans bandı ile ani yük alış verişi yapabildiklerinden dolayı bu yüzey durumlarına, yüzey rekombinasyon merkezleri de denir. Temiz yüzeylerde ve yüksek vakum altındaki ölçümler, yüzey atomlarının yoğunluğunun mertebesini çok yüksek yapar ($10^{15} \text{ atom cm}^{-2}$). Arayüzey tuzak bir verici olarak düşünülürse o nötral veya bir elektron vererek pozitif hale gelebilir veya bir alıcı arayüzey tuzak ise nötral veya bir elektron kabul ederek negatif olabilir.

MIS tipi Schottky diyotların kapasitans-voltaj($C-V$) karakteristiği yüksek frekansta 500 kHz oda sıcaklığında (295 K) incelenmiştir. MIS diyodunun

500 kHz oda sıcaklığında ölçülen $C-V$ değerlerinden elde edilen $C-V$ ve $C^{-2}-V$ grafiği Şekil 4.15’de gösterilmiştir



Şekil 4.14 Termal olarak oksitlenmiş silikonda oluşan arayüzey durumları

Küçük frekansta daha uzun zaman sabitine sahip arayüzey durumları ölçülebilir ve bu durumda akım artacağından eğiminden elde edilecek katkı atomların yoğunluğu değeri gerçek değer olmayabilir. Bu yüzden $C-V$ eğrisinde arayüzey durumlarından gelen katkının oluşturulmaması için yüksek frekansta ölçüm yapıldı. Literatürde, katkı atomların yoğunluğu hesaplanacak $C-V$ eğrisinin en az 100 kHz’de oluşturulması gerekmektedir[9,18]. Derin tuzak seviyelerinin bulunmadığı durumda buna gerek yoktur. Bu sebepten dolayı Schottky diyot için oda sıcaklığında, 500 kHz frekansında ölçüm yapılmıştır.

Şekil 4.14 de görüldüğü gibi oda sıcaklığında ters beslemde çizilen $C^{-2}-V$ eğrisinin geniş bir voltaj aralığında lineer olduğu görülmektedir. $C^{-2}-V$ grafiğinde eğrinin voltaj eksenine ekstrapole edilmesiyle, ekseni kestiği noktadan V_o kesme gerilimi (kesişim voltajı) 0,681 V olarak bulundu ve V_d difüzyon potansiyeli ($qV_o + kT/q$) bu doğrunun eğiminden de Eş. 4.25’den yararlanarak, N_A katkı atomların yoğunluğu hesaplanmıştır. V_D difüzyon potansiyeli, E_g enerji aralığı, Φ_m metalin

iş fonksiyonu, χ elektron yakınlığı, V_{ox} oksit üzerine düşen potansiyel, Φ_F Fermi enerjisi arasındaki ilişki p tipi silikon için şöyledir:

$$V_0 = V_D - \frac{kT}{q} = \left(\frac{E_g - \Phi_m + \chi}{q - \Phi_F - V_{ox}} \right) \quad (4.23)$$

$$V_D = V_0 + \frac{kT}{q} = 0,681 + 0,254 = 0,706 \text{ eV} \quad (4.24)$$

MIS Schottky diyodunun oda sıcaklığındaki difüzyon potansiyeli 0,706 V olarak bulundu. Alıcı atom yoğunluğunun hesaplanmasında aşağıdaki formül kullanıldı.

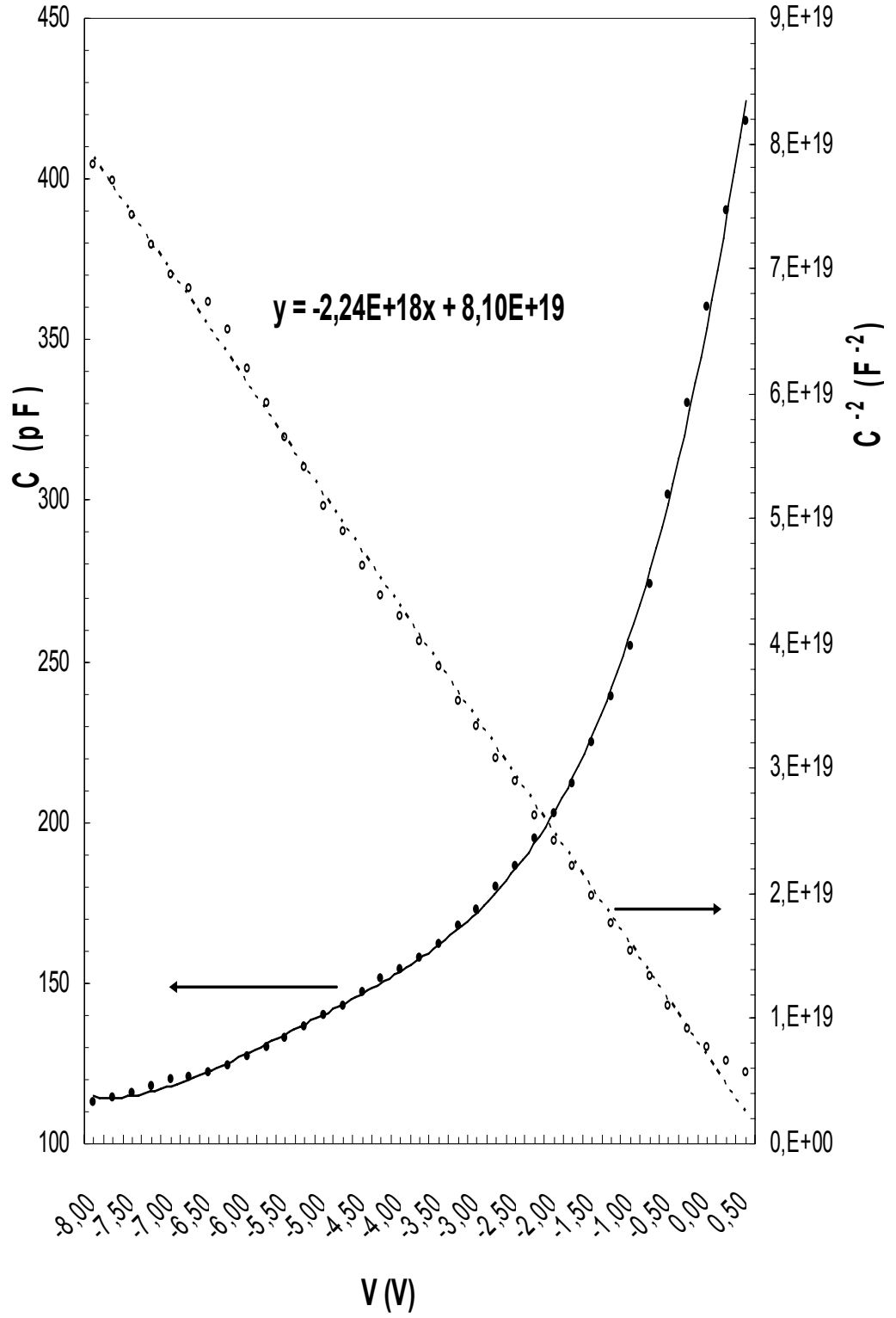
$$\frac{dC^{-2}}{dV} = \frac{2}{(q\epsilon_s\epsilon_0 A^2 N_A)} \quad (4.25)$$

Eş. 4.25'den boşluğun ve yarıiletkenin dielektrik katsayısı $\epsilon_o \times \epsilon_s = 11,8 \times 8,85 \times 10^{-14} \text{ F/cm}$ ve alan $A = 0,314 \text{ cm}^2$ alınarak $N_A = 15,42 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ bulunmuştur. Bu değer verilen $\rho_p = 1 \text{ }\Omega\text{cm}$ değerini ve mobilitenin $\mu_p \sim 450 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ değerini kullanarak [4] ;

$$N_a'(teorik) = \frac{1}{q\rho_p\mu_p} \quad (4.26)$$

bağıntısından hesaplanan $N_A' = 1,39 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ değerinden 0,393 kat daha küçüktür. C^{-2} - V karakteristiklerinde arayüzey durumlarının etkileri dikkate alındığında bu doğruların eğimi aşağıdaki gibi yeniden şöyle

$$\left(\frac{dC^{-2}}{dV} \right) = \left(\frac{2}{q\epsilon_s N} \right) (1 + \alpha) \quad (4.27)$$



Şekil 4.15. *Al/SiO₂/p-Si* MIS) Schottky diyotunun oda sıcaklığında elde edilen $C-V$ ve $C^{-2}-V$ grafiği.

yazılabilir[7] . Burada α yüzey durum yoğunlukları D_{it} , oksit tabakasının kalınlığı δ ile doğru orantılı olup,

$$\alpha = \frac{qD_{it}\delta}{\varepsilon_i} \quad (4.28)$$

ile verilir. $1/(1+\alpha)=c_2$ gibi yeni bir ifade tanımlanırsa Eş. 4.27 ve Eş. 4.28'den c_2 şu formda yeniden yazılabilir:

$$c_2 = \frac{2}{\left[q\varepsilon_s N_A \left(\frac{dC^{-2}}{dV} \right) \right]} \cong \frac{N_A}{N_A'} = \frac{\varepsilon_i}{\left[\varepsilon_i + \frac{qD_{it}\delta}{\varepsilon_i} \right]} \quad (4.29)$$

Oda sıcaklığında şekil 4.15'den hesaplanan N_A Eş. 4.29'de yerine yazılarak $c_2=0,393$ değeri elde edildi. Bu sonuçlar ise arayüzey durum yoğunluklarının mevcut olduğu fakat büyük olmadığının bir göstergesidir. Çünkü $D_{it} \rightarrow \infty$ için $c_2 \rightarrow 0$ ve $D_{it} \rightarrow 0$ için $c_2 \rightarrow 1$ değerlerine yaklaşır[4]. İdealite faktörü $n = 1/c_2$ den 2,526 bulundu.

MIS yapısının oda sıcaklığında Fermi enerjisi,

$$\Phi_F = \frac{kT}{q} \left(\ln \left(\frac{N_V}{N_A} \right) \right) \quad (4.30)$$

bağıntısından hesaplandı ve burada $N_V=1,04 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ alınarak oda sıcaklığında Fermi enerji değeri $\Phi_F=0,192 \text{ eV}$ olarak bulundu.

Tüketim tabakasının genişliği W_D

$$W_D = \left(\frac{2\epsilon_D \epsilon_0 V_D}{q N_A} \right)^{1/2} \quad (4.31)$$

bağıntısından hesaplanabilir. Oda sıcaklığında tüketim tabakasının genişliği $W_D=4,12 \times 10^{-5}$ cm olarak hesaplanmıştır.

Maksimum elektrik alanı, E_m ve Schottky engel alçalması, $\Delta\Phi_B$ ise sırası ile

$$E_m = E(X=0) = \left(\frac{2q N_A V_D}{\epsilon_S \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (4.32)$$

$$\Delta\Phi_B = \left(\frac{q E_m}{4\epsilon_S \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (4.33)$$

bağıntılarından hesaplanabilir. Oda sıcaklığında maksimum elektrik alanı $E_m=3,43 \times 10^4$ Vcm⁻¹ ve Schottky engel alçalması $\Delta\Phi_B=0,0204$ eV olarak bulundu.

$$\Phi_B(C-V) = V_D + \Phi_F - \Delta\Phi_B \quad (4.34)$$

Oda sıcaklığında MIS Schottky diyot için denklem Eş. 4.34 den hesaplanan engel yüksekliği $\Phi(C-V)=0,878$ eV dur.

5. SONUÇ VE TARTIŞMA

Yarıiletken endüstrisinde önemli bir konuma sahip olan Schottky diyotların yapımı için $\langle 100 \rangle$ doğrultuda büyütülmüş, 350 μm kalınlıklı, 1 $\Omega\text{-cm}$ öz dirençli, Bor katkılanmış p -tipi Si kristaller kullanıldı. Hazırlanan $\text{Al/SiO}_2/p\text{-Si}$ Schottky diyotlarının akım-voltaj (I - V) karakteristikleri 295-400 K sıcaklık aralığında ve C-V karakteristikleri ise 500 kHz için oda sıcaklığında incelendi. Schottky diyotların; idealite faktörleri, seri dirençleri, Fermi enerjileri, potansiyel engel yükseklikleri ve arayüzey durumlarının yoğunluğu gibi temel diyot parametreleri hesaplanarak bunlarla ilgili grafik ve çizelgeler verildi. Deneysel sonuçlardan, sıcaklığın artmasıyla idealite faktörünün azaldığı ve Termiyonik emisyon teorisine göre (TE) hesaplanan potansiyel engel yüksekliğinin ise arttığı gözlemlendi. Potansiyel engel yüksekliğinin artan sıcaklıkla artması literatüre aykırılık teşkil etmektedir. Bu nedenle ters belsem doyum akımı ifadesinde hem idealite faktörü hem de tünelleme parametresi dikkate alınarak modifiye edilen bu doyum akımı ifadesinden ise potansiyel engel yüksekliğinin literatüre uygun olarak artan sıcaklıkla azalmakta olduğu gözlemlendi. Böylece elde edilen etkin potansiyel engel yüksekliğinin sıcaklığa karşı grafiğinden sıcaklıkla değişim katsayısı $-7,1 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$ ve 0 K deki engel yüksekliği ise 1,077 eV elde edildi. Bu $\alpha = -7,1 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$ değer, Si için yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişim katsayısı olan $-4,73 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$ değeriyle mertebe olarak iyi bir uyum içindedir. Ayrıca $\Phi_{bo}(0 \text{ K}) = -1,077 \text{ eV}$ değeri de aynı şekilde literatürde Si Schottky diyotları için verilen değerlerle uyum içindedir.

Artan sıcaklıkla, Schottky engel yüksekliğinin artması ve idealite faktörünün azalması metal-yarıiletken arayüzeyindeki atomik homojensizliğin bir fonksiyonu olarak açıklanabilir. Bu homojensizlik, arayüzey atomik yapının, çoklu fazlar, gözenekler, yüzey kusurlardan ortaya çıkabilir. Bu durum, elde ettiğimiz Schottky diyotların yüksek sıcaklıklarda daha çok ideal özellik gösterdiği ve bu durumun termiyonik emisyon modeline uyduğu deneysel sonuçlarla da iyi uyum halinde olduğu gözlenirken, biraz düşük sıcaklıklarda ise, termiyonik emisyon teorisinden sapmalar olduğu görülmektedir. Buna göre, düşük engel yükseklikli ve düşük

idealite faktörüne sahip diyotlar elde etmek oldukça zordur. Çünkü, metal-yarıiletken arayüzeyi, yüzey hazırlama işlemine karşı oldukça duyarlıdır.

Engel yüksekliğindeki herhangi bir uzaysal değişim, akımın daha çok düşük engelden geçmesine neden olur. Bundan dolayı Schottky diyotlarında, kapasitans-voltaj karakteristiklerinden bulunan engel yüksekliklerinin (Φ_{C-V}), akım-voltaj karakteristiklerinden bulunan engel yüksekliklerinden (Φ_{I-V}) daha büyük olması beklenir. Akım-voltaj ve kapasitans-voltaj ölçüm tekniklerinin farklı tabiatından dolayı ölçülen engel yükseklikleri daima birbirinden farklıdır. Akım-voltaj metodu ile ölçülen engel yükseklikleri herhangi bir sebeple ortaya çıkan engel düşmelerini ihtiva eder, yani bu metod engel yüksekliklerinin ortalamasını almaya meyyleder, çünkü akım engel yüksekliğine üstel olarak bağlıdır.

İdealite faktörünün özellikle $n > 1$ çıkması ise saf termiyonik emisyon teorisinden sapma olduğunun bir göstergesidir. Metal-yarıiletken arayüzeyde akım iletimi sıcaklığa bağlı olduğundan dolayı, düşük sıcaklıklarda elektronlar daha düşük bir engel ile karşılaştıklarından dolayı akım iletimi baskın olur ve idealite faktörü de artar. Sıcaklık artırıldıkça elektronlar daha yüksek bir engeli aşmaya yetecek kadar enerji kazanacaklar ve sonuçta engel yüksekliği sıcaklık ve doğru beslem voltajına bağlı olarak değişecektir. Deneysel $\ln(I_0 / T^2)$ nın sıcaklığa bağlı değişimi bir doğru vermekte ve düşük sıcaklıklarda lineerlik biraz bozulmaktadır. Bu lineer kısmın eğiminden aktivasyon enerjisinin değeri 0.528 eV olarak elde edildi. Deneysel $\ln(I_0 / T^2) - (1/T)$ eğrisi engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlı değişiminin bir sonucudur. Aynı zamanda Richardson sabitinin değeri, $\ln(I_0 / T^2) - (1/T)$ grafiğinin y eksenini kestiği noktadan $5,34 \times 10^{-4} \text{ A/K}^2 \text{ cm}^2$ olarak elde edildi. Bu değer *p-tipi Si* yarıiletkenindeki değerler için bilinen $A^* = 32 \text{ A/K}^2 \text{ cm}^2$ değerinden çok çok düşüktür. Horwath tarafından açıklandığı gibi akım-voltaj ($I-V$) karakteristiklerinden elde edilen A^* değeri engelin homojen olmamasından dolayı olabilir ve gerçekten bu değer gerçek değişimin etkin kütlesine bağlı olabilen değerden farklıdır.

Yukarıda görüldüğü gibi, sıcaklığa bağlı engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri beklenenden farklı çıkmıştır. Yani klasik termiyonik teoriden sapmalar görülmüştür. Tung ve arkadaşları klasik termiyonik emisyon teorisinden olan sapmayı açıklamak için, daha yüksek ve düzgün bir engelde düşük engellerin veya küçük lokal bölgelerin (patches) varlığını ele aldılar. Sullivan ve arkadaşları tarafından bahsedildiği gibi, modelinde engel yüksekliğindeki değişimlerinin difüzyon potansiyelinin yüksekliğinden daha küçük bir skalada bile meydana gelebilir [28]. Böyle durumlarda, metal-yarıiletken kontak boyunca akan akım, mevcut olan engel yüksekliğinin homojensizliğiyle etkilenebilir ve böylece, bir düşük engel yüksekliği boyunca akan akım eyer noktasının (saddle point) yüksekliğine bağlı olur. Bazı çalışmalar homojen olmayan modellerin ideal olmayan Schottky engel diyotlara uygulanabilirliğini göstermiştir. Wernere göre, düşük Schottky engel yüksekliklerinin bir dağılımıyla homojen olmayan Schottky engel diyotlarının idealite faktörü, sıcaklığın azalmasıyla artabilir. Schottky engeli, homojen olmayan farklı engel yüksekliklerinden ibarettir. Schmitsdrof ve arkadaşları Tung' un teorik yaklaşımını kullanarak deneysel sıfır beslemli Schottky engel yükseklikleri ve idealite faktörleri arasında lineer bir ilişki buldular. Numunelerin deneysel olarak incelenmesi ile elde edilen engel yüksekliği ile idealite faktörü arasında lineer bir bağıntı vardır ve bu durum, son zamanlarda yayınlanan makalelerde homojen olmayan Schottky kontaklara bağlanılmaktadır. Deneysel engel yüksekliklerinin idealite faktörlerine karşı grafiğinde görüldüğü gibi $n=1$ durumunda homojen engel yüksekliğinin değeri yaklaşık olarak 1.14 eV dur. Böylece, engel yüksekliğinin homojensizliğinden dolayı özellikle düşük sıcaklıklarda idealite faktöründe bir artma ve sıfır - beslem engel yüksekliğinde önemli bir azalma olur. Ayrıca, Werner and Güttler'e [46] göre sıfır beslemde ortalama değer ($\overline{\Phi}_{b_0}$) ve standart sapmaya (σ_0) sahip engel yüksekliğinin bir Gaussian dağılıma sahip olduğunu ileri sürdüler. Bu çalışmada da Termiyonik emisyon (TE) teorisine göre hesaplanan sıfır beslem engel yüksekliğinin Φ_{B0} nın artan sıcaklıkla artarken idealite faktörünün azaldığını gözlenmiştir. Bu davranışlar, metal yarıiletken arayüzeyinde engel yüksekliğinin Gaussian bir dağılımına atfedildi. Gaussian dağılımına bir delil olarak

$\Phi_{B0} - q/2kT$ grafiği çizildi ve bu grafikten ortalama engel yüksekliği $\Phi_{B0}=1.18$ eV ve standart sapma $\sigma_o=0,138$ V olarak elde edildi. Bu standart sapma değeri kullanılarak modifiye Richardson grafiğinden elde edilen Richardson sabitini $33,26 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ değeri $32 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ değerine oldukça yakındır. Aynı zamanda arayüzey durumlarının enerjiye göre ($E_{SS}-E_V$) dağılım profili doğru belsem $I-V$ ölçümlerinden voltaja bağlı etkin engel yüksekliği değeri kullanılarak elde edildi ve bu yüzey durumlarını artan sıcaklıkla azaldığı gözlemlendi. Bu davranış arayüzey atomlarının yeniden düzenlenip yapılanmasına atfedildi. Buna ilaveten C^2-V grafiğinden , diffüzyon potansiyeli (V_d), engel yüksekliği (Φ_B) ve tüketim tabakasının genişliği (W_D) 500 kHz için oda sıcaklığında hesaplandı ve sonuçların literatüre uygun olduğu gözlemlendi.

Sonuç olarak, Schottky diyotlar elektronik sanayisinde kullanılan elektronik devre elemanlarının temelini teşkil eder. Bu nedenle hazırlanan Schottky diyotların elektriksel karakteristikleri 295-400 K sıcaklık aralığında incelendi. Hazırlanan bu yapıların elektriksel karakteristiklerinin termiyonik- emisyon teorisinden sapma gösterdiği gözlemlendi. Örneğin potansiyel engel yüksekliği artan sıcaklık ile artarken idealite faktörünün azaldığı ve tüm sıcaklıklar için değerinin 1 den büyük olduğu gözlemlendi. Bu Schottky diyot parametrelerinin tayininde kullanılan klasik termiyonik emisyon teorisinden sapmalarının nedeni, metal-yarıiletken arayüzeyindeki yüzey ve engel homojensizlikleri ile yalıtkan-yarıiletken arasındaki ara yüzey durumlarından kaynaklanmaktadır. Ayrıca diyodun seri direnci de bu sapmalara neden olan başka bir önemli etkidir. Bu çalışmada dolayı, hazırlanan $Al/SiO_2/p-Si$ Schottky diyotların sıcaklığa bağlı temel karakteristikleri, engel yüksekliğinin Gaussian dağılımlı ile rahatlıkla açıklanabildiği gösterildi.

KAYNAKLAR

1. Altındal, Ş., “Al-SiO_x-pSi aygıtların ve güneş pillerinin elektriksel karakteristikleri”, Doktora Tezi, **Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Ankara, 52-54,75,108-116, (1994).
2. Kanbur, H., “Doğal Yalıtkan Tabakalı Al/p-Si Schottky Diyotlarda Elektriksel Karakteristiklerin Frekansa Bağlı İncelenmesi”, Yüksek Lisans Tezi, **Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Ankara, 1-50 (2005)
3. Wilson, A., “The Theory of Electronic Semi-conductors”, **Proc. R. Soc.Lond. Ser. A.**, 133: 458-500 (1931).
4. Mott, N. F., ”Note on the Contact between Metal and Insulator or Semiconductor”, **Proc. Cambr. Philos. Soc.**, 34, 568, (1938).
5. Schottky, W., “ Halbleitertheorie der Sperrschicht”, **Naturwissenschaften.**, 26, 843, (1938).
6. Sharma, B. L., “Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junction and Their Application”, **Plenum Pres**, New York, 27-29 (1984).
7. Rhoderick, E. H. and Williams R. H., “Metal Semiconductor Contacts”, **Oxford Press**, 38-42 (1988).
8. Sze, S. M., “Physics of Semiconductor Devices”, 2nd Ed., **Wiley**, New York, 300-308 (1981).
9. Singh, A., “Characterisation of Interface States at Ni/nCdF₂ Schottky Barrier Type Diodes and the Effect of CdF₂ Surface Preparation”, **Solid-State Electronics**, 28 (3): 223-232 (1985).
10. Özdemir, S. and Altındal Ş., “Temperature dependent electrical Characteristics of Al-SiO_x-p-Si solar cells”, **Solar Energy and Solar Cells**, 32: 115-127 (1994).
11. Hackam, R. and Harrop P., “Electrical Properties of Nickel-Low-Doped n-Type Gallium Arsenide Schottky-Barrier Diodes”, **IEEE Transactions on Electron Devices**, 19:1231-1238 (1972).
12. Singh A., “Metal-Insulator-Semiconductor junctions”, **J. Appl. Phys.**, 68(7): 3475-4383 (1990).
13. Divigalpitiya, W. M. R., “Temperature Dependence of the Photovoltage characteristics of Silicon MIS solar cells”, **Solar Energy Mater.**, 4: 253-262 (1989).

14. Aboelfotoh, M. O., "Electrical characteristics of W-Si(100) Schottky Barrier Junction", *J. Appl. Phys.*, 66: 262-272 (1989).
15. Chand S., Kumar J., "On the existence of a distribution of barrier heights in Pd₂Si/Si Schottky diodes", *J. Appl. Phys.*, 80(1) :288-292 (1996).
16. Nielsen, O. M., "Required minimum value of barrier height in minority-carrier MIS solar cells", *IEE PROC*, 127 : 105-109 (1980).
17. Horvath Zs. J., "Current on Analysis of I-V Measurements on CrSi₂-Si Schottky Structure in a Wide Temperature Range", *Solid-State Electronics*, 39: 176-181 (1996).
18. Ng, K. K. and Card H. C., "Asymmetry in the SiO₂ tunnelling barrier to electrons and holes", *J. Appl. Phys.*, 51(4): 2153-2157 (1980).
19. Jaros, M., "Physics and Application of Semiconductor Microstructures", *Clarendon Press*, Oxford, (1989).
20. Zeyrek, S., Altındal, Ş., Yüzer, H., Bülbül, M.M., "Current transport mechanism in Al/Si₃N₄/p-Si (MIS) Schottky barrier diodes at low temperatures", *Appl. Surf. Sci.* 252: 2999-3010 (2006).
21. Karataş, Ş., Altındal, Ş., Türüt, A., Özmen, A., "Temperature dependence of characteristic parameters of the H-terminated Sn/p-Si(1 0 0) Schottky contacts", *Appl. Surf. Sci.* 217: 250-260 (2003).
22. Zhu, S. , Van Meirhaeghe, R.L., C. Detavernier, F. Cardon, G.P. Ru, X.P. Qu, B.Z. Li," Barrier height inhomogeneities of epitaxial CoSi₂ Schottky contacts on n-Si (100) and (111)", *Solid State Electron.* 44(4): 663-671 (2000).
23. M.K. Hudait, P.Venkateswarlu, S.B. Krupanidhi, "Electrical transport characteristics of Au/n-GaAs Schottky diodes on n-Ge at low temperatures", *Solid State Electron.* 45: 133-141 (2001).
24. Chand, S., "Current-voltage characteristics and barrier parameters of Pd₂Si/p-Si(111) Schottky diodes in a wide temperature range", *Semicond. Sci. Technol.* 10: 1680-1688 (1995).
25. Werner, J.H., "Schottky Barrier and pn-Junction I/V Plots-Small Signal Evaluation", *Applied Physics A* 47:291-300 (1988).
26. R.T.Tung, " Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers", *Mater. Appl. Phys. Lett.*, 58: 2821-2823 (1991)
27. R.T. Tung," Recent advances in Schottky barrier concepts", *Mater. Sci. Eng. R*, 35: 1-138 (2001).

28. J.P. Sullivan, R.T. Tung, M.R. Pinto, W.R. Graham, "Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study" **J. Appl. Phys.** 70: 7403-7424 (1991).
29. J.H. Werner, H.H. Güttler, "Barrier inhomogeneities at Schottky contacts", **J. Appl. Phys.**, 69: 1522-1533 (1991)
30. Ş. Karataş, Ş. Altındal, M. Çakar, "Current transport in Zn/p-Si(1 0 0) Schottky barrier diodes at high temperatures", **Physica B**, 357: 386-397 (2005).
31. S. Chand, J. Kumar, "Electron transport and barrier inhomogeneities in palladium silicide Schottky diodes", **Applied Physics A**, 65: 497-503 (1997).
32. Zs.J.Horvarth, "Comment on "Analysis of I-V measurements on CrSi₂-Si Schottky structures in a wide temperature range", **Solid-State Electron**.39: 176-178 (1996).
33. Ş. Karataş, Ş. Altındal, A. Türüt, A. Özmen, "Temperature dependence of characteristic parameters of the H-terminated Sn/p-Si(1 0 0) Schottky contacts", **Appl. Surf. Sci.**, 217: 250-260 (2003).
34. A. Gümüş, A. Türüt and N. Yalçın, "Temperature dependent barrier characteristics of CrNiCo alloy Schottky contacts on n-type molecular-beam epitaxy GaAs", *Journal of Applied Physics*, 91: 245-250 (2002).
35. Milnes, A. G. and Feucht, D. L., "Heterojunctions and Metal-Semiconductor Junction", **New York**, (1972).
36. A. Bengi, S. Altındal, S. Özçelik and T.S. Mammadov, "Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in Al_{0.24}Ga_{0.76}As/GaAs structures", **Physica B: Condensed Matter**, 396: 22-28 (2007).
37. Crowell, C.R., S.M.Sze., "Current Transport in Metal-Semiconductor Barriers", **Solid State Electron**, 9: 1035-1048 (1966).
38. Cheung, S. K. and Cheung, N. W., "Extraction of schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics", **Appl. Phys. Lett.**, 49(2): 85-87 (1986).
39. Ziel, A.V., "Prentice Hall Inc. New Jersey", **Solid State Physical Electron**, 7: 136-144 (1968).
40. Shuer, M., "Physics of Semiconductor Devices", *Prentice-Hall, Int.Inc., New Jersey*, 2: 194-225 (1990).
41. Varma, S., Rao K.V. and Kar, S., "Electrical characteristics of Silicon-tin- Oxide heterojunctions prepared by chemical vapor deposition", **J. Appl. Phys.**, 56(10): 2812-2822 (1984).

42. Ray, W. P., Mabrook M. F. and Nabok, A. V., “Transport mechanisms in porous silicon”, **J. Appl. Phys.**, 84: 3232-3235 (1998).
43. Ş.Altındal, S.Karadeniz, N.Tuğluoğlu and A.Tataroğlu, “The role of interface states and series resistance on the I – V and C – V characteristics in Al/SnO₂/p-Si Schottky diodes“, **Solid State. Electron.**, 47(10): 1847-1854 (2003).
44. 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).
45. Altındal, Ş., Karadeniz, S., Tuğluoğlu N., and Tataroğlu, A., “The role of interface states and series resistance on the I - V and C - V characteristics in Al/SnO₂ p-Si Schottky diodes”, **Solid State Electron**, 47(10): 1847-1854 (2003).
46. Jürgen H., Werner and Herbert H. Güttler., “Barrier inhomogeneities at Schottky contacts”, **J. Appl. Phys.**, 69(3): 1522-1533 (1991)

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı :KUTLUCA, Havva
 Uyrugu :T.C.
 Doğum tarihi, :25.11.1983
 Yeri :Seferihisar/İZMİR
 Medeni hali :Bekar
 Mail :gulsah.kutluca@gmail.com
 Tel :05053383083

Eğitim

Derece	Eğitim birimi	Mezuniyet tarihi
Y.lisans	Gazi Üniversitesi/ Fizik Öğretmenliği	2006
Lisans	Gazi Üniversitesi/ Fizik Bölümü	2004
Lise	Seferihisar Asil Nadir Çok Programlı Lisesi	2000

İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
2005-2007	Dersane	Öğretmen

Yabancı dil

İngilizce

Yayınlar

Altındal, Ş., Kutluca, H., “Current-conduction mechanism in Al/p-Si Schottky barrier diodes (SBDs) with native insulator layer”, *FizikA*, 8(1-2): 249-252 (2007)

Hobiler

Kayak, voleybol, yüzme, binicilik, yürüyüş