

**(Al-TiW+PtSi)/n-Si SCHOTTKY DİYOTLARININ SICAKLIĞA
BAĞLI TEMEL PARAMETRELERİ**

Elif MARIL

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

ARALIK 2005

ANKARA

Elif Marıl tarafından hazırlanan (Al-TiW+PtSi)/n-Si SCHOTTKY DİYOT-
LARININ SICAKLIĞA BAĞLI TEMEL PARAMETRELERİ adlı bu tezin yüksek
lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.



Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL
Tez Yöneticisi

Bu çalışma, jürimiz tarafından Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak
kabul edilmiştir.

Başkan: : Prof. Dr. Bora ALKAN

Üye : Prof. Dr. Bahattar SALAMOY

Üye : Doç. Dr. Mehmet GAKMAK

Üye : Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL

Üye : Yrd. Doç. Dr. Metin ÖZER

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

**(Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)/n-Si SCHOTTKY DİYOTLARIN SICAKLIĞA
BAĞLI TEMEL PARAMETRELERİ
(Yüksek Lisans Tezi)**

Elif MARIL

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
Aralık 2005**

ÖZET

Bu çalışmada, [111] doğrultusunda büyütülmüş ve öz direnci $0.7 \Omega \cdot \text{cm}$ olan n-tipi Si kristali kullanıldı. Hazırlanan (Al-TiW+PtSi)-n-Si Schottky diyotların akım-voltaj (I-V), kapasitans-voltaj (C-V) karakteristikleri 79-360 K sıcaklık aralığında ölçüldü ve arayüzeyde engel yüksekliklerinin homojensizliğinden dolayı bir Gaussian dağılıma sahip olduğu gözlemlendi. Deneysel I-V verilerinden sıcaklığın artmasıyla engel yüksekliğinde (Φ_{BO}) artış ve idealite faktöründe (n) ise bir azalma olduğu gözlemlendi. Engel yüksekliğinin sıcaklığın tersi ile değişimi grafiğinden Gaussian dağılımı için ortalama engel yüksekliği ve standart sapma değerleri sırasıyla $\overline{\Phi}_{bo}=0.815 \text{ eV}$ ve $\sigma_s=0.09 \text{ V}$ olarak elde edildi. Böylece, modifiye edilen $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_o^2 / 2k^2 T^2$ nin (q/kT) eğrisinde ortalama engel yüksekliği ve Richardson sabitinin değeri sırasıyla 0.82 eV ve $104.85 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ olarak elde edildi. Deneysel sonuçlar, (Al-TiW+PtSi)-n-Si Schottky diyotların sıcaklığa bağlı I-V karakteristiklerinden Φ_b 'nin Gaussian dağılıma sahip olması TE mekanizmasıyla açıklandı.

Bilim Kodu : 404. 05. 01
Anahtar Kelimeler : Amorf metal film, I-V ölçümleri, Engel homojensizliği, Tünelleme
Sayfa Adedi : 55
Tez Yöneticisi : Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL

**TEMPERATURE DEPENDENCE OF CHARACTERISTIC
PARAMETERS OF THE (Al-TiW+PtSi)-n-Si SCHOTTKY DIODES**

(M.Sc. Thesis)

Elif MARIL

**GAZI UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY**

December 2005

ABSTRACT

In this study, we have used n-Si wafers with (111) orientation and having 0.7 Ω .cm resistivity. The forward current-voltage (I-V) and reverse capacitance-voltage (C-V) characteristics of (Al-TiW+PtSi)-n-Si Schottky diodes have been measured in the temperature range of 79-360 K and have been interpreted based on the assumption of a Gaussian distribution of barrier heights (BHs) due to BH inhomogeneities that prevail at the interface. The evaluation of the experimental I-V data reveals an increase of zero bias barrier height (Φ_{bo}) and a decrease of ideality factor (n) with increasing temperature. Zero bias barrier height (Φ_{bo}) versus inverse temperature (1/T) plot was drawn to obtain evidence of a Gaussian distribution of the BHs, and values of $\bar{\Phi}_{bo}=0.815$ eV and $\sigma_s=0.09$ V for the mean BH and zero-bias standard deviation have been obtained from this plot, respectively.

Thus, a modified $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_o^2 / 2k^2 T^2$ vs q/kT plot gives $\overline{\Phi}_{bo}$ and A^* as 0.82 eV and $104.85 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$, respectively. It has been concluded that the temperature dependent I-V characteristics of the devices can be successfully explained on the basis of TE mechanism with Gaussian distribution of the Φ_b .

Science Code : 404. 05. 01

Keywords : Amorphous metal film, I-V measurements, Barrier inhomogeneities, Tunneling

Page Number : 55

Adviser :Associate Professor Şemsettin ALTINDAL

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışma değerli hocam Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL danışmanlığında yürütülmüştür. Bu çalışma konusunu bana öneren, sayın hocamdan bilime dair çok şeyler öğrendiğim için sonsuz teşekkür ederim. Ayrıca çalıştığım numuneleri hazırlayan, Azerbaycan Bakü Devlet Üniversitesi Fizika Enstitüsünde çalışan Doç.Dr. İzzet Afandiyeva' ya sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Her türlü konuda destek ve yardımlarını esirgemeyen Prof. Dr. Dursun TAŞCI , Doç. Dr. Atilla KOCA ve Aslan Bey'e içtenliklerinden dolayı teşekkür ederim.

Küçük bir bebekken beni ilgi ve titizlikle büyüten Aile büyüklerim, anneannem Zeynep Gülcan ve dedem İsmail Gülcan'a sevgi ve teşekkürlerimi sunuyorum.

Bugünlere gelmemi sağlayan, her zaman yanımda olan ve fedakârlığını esirgemeyen, daima borçlu kalacağım aileme ne kadar teşekkür etsem azdır.

En ümitsiz olduğum anda bana her zaman güç ve moral veren, bir sözüyle rahatlatan, hedeflerimi yüksek tutmamı öğreten, başardığımda mutlu olan; dostum, arkadaşım, öğretmenim, hayattaki yol göstericim dedem Hüseyin ULUKAYA'ya sevgi,saygı ve şükranlarımı sunuyorum.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	iii
ABSTRACT.....	iv
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER.....	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	ix
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	x
RESİMLERİN LİSTESİ.....	xii
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xiii
1. GİRİŞ.....	1
2. TEORİK BİLGİLER.....	4
2.1. Metal-Yarıiletken Kontak Teorisi.....	4
2.1.1.Metal-yarıiletken (MY) kontak türleri.....	4
2.1.2.İdeal metal yarıiletken kontakta Schottky Mott teorisi.....	4
2.1.3.Schottky engel alçalması.....	8
2.1.4.Metal/yarıiletken Schottky diyotlarda akım-iletim mekanizmaları.....	10
2.2. Schottky Diyotlarda Doğru Beslem I-V Karakteristikleri.....	20
2.3. Schottky Diyotlarda Ters Beslem C-V Karakteristikleri.....	22
2.4. Metal/Yalıtkan/Yarıiletken Yapıların Fiziği.....	23
3. DENEYSEL YÖNTEM.....	27
3.1. Metal-Yarıiletken Yapıların Hazırlanması	27
3.2. ullanılan Ölçüm Düzenekleri.....	29

	Sayfa
4. DENEYSEL SONUÇLAR.....	32
4.1.Giriş.....	32
4.2.Akım-Gerilim (I-V) Karakteristikleri.....	32
4.3.Engel Yüksekliği Homojensizliği.....	43
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	47
KAYNAKLAR.....	51
ÖZGEÇMİŞ.....	55

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. Metal yarıiletken kontaklarda malzemelerin iş fonksiyonlarına göre kontakların yapısı.....	4
Çizelge 4.1. Al/Ti ₁₀ W ₉₀ /n-Si yapısı için I-V ve C-V karakteristiklerinden sıcaklığa bağlı elde edilen temel bazı deneysel parametreler	37

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Metal/n-tipi yarıiletken kontakta, $\Phi_m > \Phi_s$ için elektron enerji-band diyagramı	5
Şekil 2.2. Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak için elektron enerji-band diyagramı.....	8
Şekil 2.3. Metal yarıiletken doğrultucu kontakta Schottky etkisinden kaynaklanan potansiyel engel alçalması.....	9
Şekil 2.4. Metal/yarıiletken (MY) kontaklarda doğru beslem altındaki akım-iletim mekanizmaları.....	11
Şekil 2.5. Doğru beslem altında termiyonik alan emisyonu (TAE) ve alan emisyonu (AE) için şematik band diyagramı.....	19
Şekil 3.1. (Al-Ti ₁₀ W ₉₀ +PtSi)/n-Si Schottky diyodun şematik gösterimi.....	30
Şekil 3.2. Akım-gerilim ölçümleri için kullanılan deneysel düzenek.....	30
Şekil 3.3. Kapasite-voltaj (C-V) ve kondüktans-Voltaj (G-V) ölçümleri için kullanılan deneysel düzenek.....	31
Şekil 4.1. (Al-Ti ₁₀ W ₉₀ +PtSi)-nSi Schottky diyodunun farklı sıcaklıklardaki deneysel doğru beslem LnI-V karakteristikleri.....	35
Şekil 4.2. (Al-Ti ₁₀ W ₉₀ +PtSi)-nSi Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı $\Phi_{bo}(I-V)$, $n\Phi_{bo}(I-V)$ ve $\Phi_B(C-V)$ grafiği.....	36
Şekil 4.3. (Al-Ti ₁₀ W ₉₀ +PtSi)-nSi Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı idealite faktörünün sıcaklıkla değişim grafiği.....	36
Şekil 4.4. Al/Ti ₁₀ W ₉₀ /n-Si Schottky diyonu için Richardson eğrileri, $\ln(I_0/T^2) - 1/T$ ve $1/nT$, grafiği.....	38
Şekil 4.5. Al/Ti ₁₀ W ₉₀ /n-Si Schottky diyonu için idealite faktörünün sıcaklığın tersi ile değişim grafiği.....	39
Şekil 4.6. Al/Ti ₁₀ W ₉₀ /n-Si Schottky diyonu için $nkT/q - q/kT$ grafiği.....	40

Şekil	Sayfa
Şekil 4.7.(Al-Ti ₁₀ W ₉₀ +PtSi)-nSi Schottky diyodunun 500 kHz frekansında farklı sıcaklıklar için elde edilen deneysel ters belsem C^{-2} -V karakteristikleri.....	41
Şekil 4.8.(Al-Ti ₁₀ W ₉₀ +PtSi)-nSi Schottky diyodu içi engel yüksekliğinin ve ideaealite faktörünün $q/2kT$ 'ye göre değişim grafiği.....	44
Şekil 4.9.Al/Ti ₁₀ W ₉₀ /n-Si Schottky diyodu için modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2)$ $q^2 \sigma_o^2 / 2k^2 T^2 - q/kT$ grafiği.....	45

RESİMLERİN LİSTESİ

Resim	Sayfa
Resim 3.1.Sıcaklığa bağlı I-V ve C-V ölçümleri için kullanılan deneysel düzenek.....	29

SİMGELER VE KISALTMALAR

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

Simgeler	Açıklama
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
Φ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
χ_s	Yarıiletkenin elektron ilgisi
E_{Fs}	Yarıiletkenin Fermi seviyesi
E_{Fm}	Metalin Fermi seviyesi
V_i	Eklem (kontak) potansiyel farkı
Φ_B	Elektronlar için potansiyel engel yüksekliği
V_F	Doğru beslem gerilimi
V_R	Ters beslem gerilimi
W_D	Tüketim bölgesi genişliği
$\Delta\Phi_B$	Potansiyel engel alçalması
E_g	Yasak bant aralığı
E_c	İletkenlik bant kuyusu enerjisi
E_v	Valans bant kuyusu enerjisi
E_F	Fermi enerji seviyesi
k	Boltzman sabiti
T	Sıcaklık (K)
N_D/N_A	Verici/Alıcı konsantrasyonu
m_e/m_0	Elektron etkin kütlesi
$\bar{\Phi}$	Engel yüksekliğinin ortalama değeri
σ_s	Standart sapma
δ	Oksit tabakasının kalınlığı
N_{ss}	Arayüzey durum yoğunluğu

Simgeler**Açıklama**

n	Diyot idealite faktörü
Φ_{Bo}	Sıfır beslem engel yüksekliği
A	Diyotun etkin alanı
$\Phi_B(T)$	Düzeltilmiş potansiyel engel yüksekliği
$\Phi(C-V)$	Ters beslem C-V ölçümlerinden elde edilen potansiyel engel yüksekliği
$\Phi_{Bo}(I-V)$	Doğru beslem I-V ölçümlerinden elde edilen Φ_{Bo}
α	Engelin sıcaklıkla değişim
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
ϵ_i	Yalıtkan tabakanın dielektrik sabiti
A^{**}	Etkin Richardson sabiti

Kısaltmalar**Açıklama**

MS	Metal-yarıiletken
TE	Termiyonik Emisyon Teorisi
TED	Termiyonik Emisyon Difüzyon Teorisi
TAE	Termiyonik Alan Emisyonu
AE	Alan Emisyonu
I-V	Akım-gerilim ölçümleri
C-V	Kapasitans-gerilim ölçümleri katsayısı

1. GİRİŞ

Metal-yarıiletken (MY) Schottky diyotların (kontakların) temel fiziksel özellikleri ve akım-iletim (I-V) mekanizmaları literatürde geniş bir şekilde incelenmiştir (1-6). Son zamanlarda mevcut çalışmalara ilaveten, bu yapıların potansiyel engel yüksekliği (Φ_b), idealite faktörü (n) ve seri direnç (R_s) gibi temel bazı fiziksel parametrelerinin tayininde yeni veya modifiye edilmiş yöntemler geliştirilmiştir (7-8). Ancak bu yapılarda akım-iletim mekanizmaları, yasak enerji aralığında çok sayıda istenilmeden oluşan ara yüzey durumları, metal ile yarıiletken arasında doğal ya da oluşturulan yalıtkan tabakanın (SiO_2 , SnO_2 gibi) varlığı ve yapının seri direnci hakkında henüz net bir fikir birliği olmayıp bu konudaki çalışmalar devam etmektedir (1-14). Bir yarıiletkenin kristal yapısında bulunan yabancı bir atom veya bozunma, yasak enerji bölgesinde çok sayıda enerji seviyeleri ortaya çıkmasına yol açar. Ayrıca bir MS veya MIS gibi yapıların hazırlanışı sırasında yarıiletken 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. Taam ve Schockley tarafından ileri sürülen bu seviyelere yüzey durumları adı verilir.

Küçük alanlı kontakların seçilmesi hem küçük kapasite sağlar hem de engel homojensizliğini önemli ölçüde azalttığından dolayı bu çalışmada kontak alanı $5 \times 10^{-6} \text{ cm}^2$ olan Schottky diyotları kullanıldı. Diyodun elektriksel karakteristiklerini etkileyen önemli faktörlerin başında bu yüzey durumları ve aygıtın seri direnci gelmektedir. Gerek seri direnci gerekse yüzey durumlarını hesaplamak için birçok metot vardır (9-11). Ancak bu metotların kendi aralarında bazı avantaj ve dezavantajları vardır. Bunlardan Norde (9) tarafından, ideal durum $n=1$ için seri direnç ve engel yüksekliğini tanımlanan bir $F(V)$ fonksiyonu yardımıyla elde edilmesi amaçlanmıştır. Bu yöntem, seri direnç ve engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişmediği durumlara uygulandığı için bir tek sıcaklıktaki akım-voltaj (I-V) eğrisine ihtiyaç vardır. Bohlin (10) ise Schottky diyodunun I-V ölçümünden elde edilen $1 < n < \gamma$ ($\gamma < n$ olmak üzere keyfi bir sayı) durumunda R_s ve Φ_b 'yi hesaplamayı

mümkün kılabilen Norde fonksiyonunu modifiye edilmiş bir modelini ileri sürdü. Daha sonraları Cheung (11); $F(V)$ fonksiyonun minimumu tanımlamada karşılaşılan dezavantajlar nedeniyle $F(V)$ 'nin minimum noktasının tanımlama işlevini hiç hesaba katmadan I-V karakteristiklerinden türetilen $dV/Ln(I)-I$, $H(I)-I$ gibi iki fonksiyondan diyotun temel parametrelerinin (n, Φ_b, R_s) hesaplanabileceğini gösterdi. Bu yüzden geleneksel yarı-logaritmik doğru beslem $lnI-V$ eğrilerinden 79- 400 K sıcaklık aralığındaki hesaplanan temel elektriksel parametreler ayrıca Cheung (11) tarafından öne sürülen $dV/Ln(I)-I$ ve $H(I)-I$ fonksiyonları yardımıyla da hesaplandı.

Bir yarıiletken diyotun elektriksel karakteristiklerini sadece bir ölçüm metoduyla ya da tek bir sıcaklıkta belirlemek hem zordur hem de güvenilir değildir. Ancak geniş bir sıcaklık aralığında ölçülecek I-V, C-V ve G-V karakteristiklerinden hangi akım-iletim mekanizmasının hangi sıcaklık veya gerilim bölgesinde etkin olduğunu belirlemek mümkündür (3). Bu yüzden bu çalışma hazırlanan metal-yarıiletken ($Al Ti_{10}W_{90}+PtSi$)/n-Si Schottky diyotun akım-voltaj (I-V) ve kapasitans-voltaj (C-V) ve iletkenlik-voltaj(G/w-V) karakteristikleri geniş bir sıcaklık aralığında (80-400 K) incelendi. Sıcaklığa bağlı doğru beslem I-V ölçümlerinden faydalanılarak diyotun idealite faktörü (n), potansiyel engel yüksekliği $\Phi_b(I-V)$ ve seri direnç (R_s) gibi temel elektriksel parametreleri hesaplandı. C-V ve G/w-V ölçümlerinden ise Schottky diyotun 500 kHz frekansta (yeterince yüksek frekanslarda arayüzey durumları N_{ss} , ac sinyali takip edemediğinden) deneysel (C-V) ve (G/ ω -V) grafiklerinden, faydalanılarak $\Phi_b(C-V)$, katkı atomlarının yoğunluğu (N_D), Femi enerjisi (E_F) ve seri direnç (R_s) gibi diyotun temel parametreleri sıcaklığa bağlı hesaplandı. Elde edilen tüm deneysel veriler, çizelge ve grafikler halinde verildi ve tüm sonuçlar mevcut literatür (4,7,8) ile kıyaslanarak tartışıldı.

Bu tez beş bölümden oluşmaktadır. Birinci bölümde, metal-yarıiletken Schottky diyotların tarihsel gelişimi ve çalışmanın amacı ile kapsamı üzerinde duruldu. İkinci bölümde bu yapılarla ilgili gerekli teorik bilgiler detaylıca verildi. Üçüncü bölümde kristal temizleme ve numune hazırlama tekniği ile deneysel sistem hakkında gerekli bilgiler verildi. Dördüncü bölümde, elde edilen deneysel veriler kullanılarak elde

edilen sonuçlarla ilgili gerekli şekiller ve çizelgeler verildi. Beşinci bölümde ise deneysel olarak I-V ve C-V ölçümlerinden elde edilen sonuçların genel bir değerlendirilmesi, literatürle kıyaslamalı olarak yapıldı.

2. TEORİK BİLGİLER

2.1. Metal-Yarıiletken Kontak Teorisi

2.1.1. Metal -yarıiletken (MY) kontak türleri

Bir metal ile yarıiletken kontak edildiklerinde, oluşan kontak türünün doğrultucu veya omik olduğunu seçilen metal ve yarıiletkenin işfonksiyonları belirler. Eğer Φ_m metalin iş fonksiyonu (6), Φ_s de yarıiletkenin iş fonksiyonu olmak üzere, metal/n-tipi yarıiletken kontaklar için $\Phi_s < \Phi_m$ olması halinde doğrultucu kontak ve $\Phi_s > \Phi_m$ olması halinde ohmik kontak oluşur (6). Metal/p-tipi yarıiletken kontaklarda ise $\Phi_s < \Phi_m$ olması halinde ohmik kontak ve $\Phi_s > \Phi_m$ olması halinde de doğrultucu kontak oluşur. Bu durumların ikisi de aşağıdaki çizilgede özetlenmiştir.

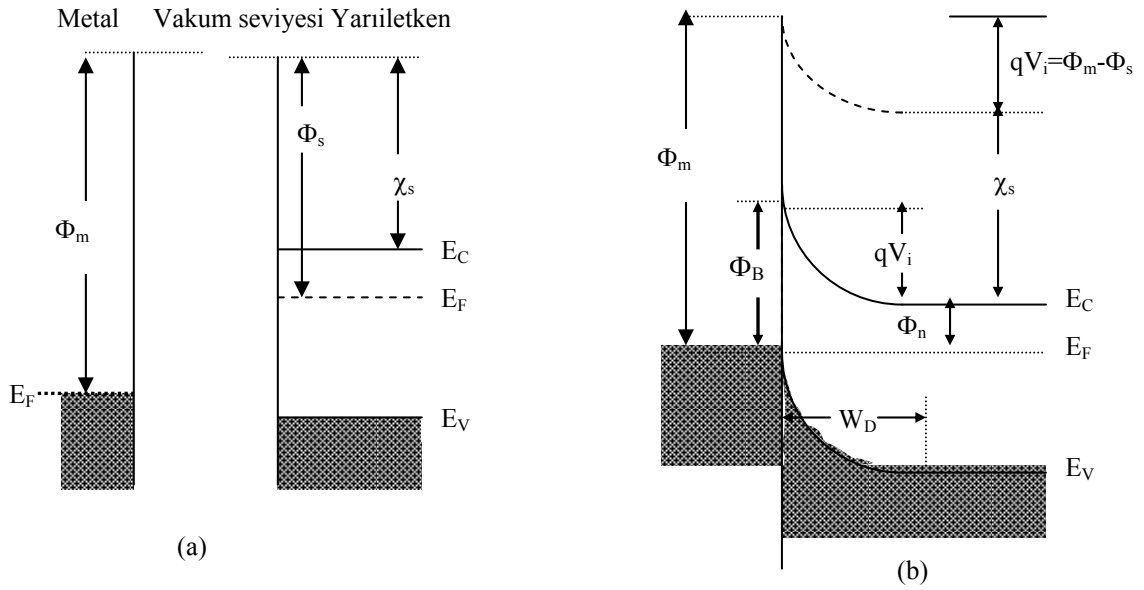
Çizelge 2.1. Metal yarıiletken kontaklarda malzemelerin iş fonksiyonlarına göre kontakların yapısı

	n -tipi	p-tipi
Doğrultucu kontak	$\Phi_s < \Phi_m$	$\Phi_s > \Phi_m$
Omik kontak	$\Phi_s > \Phi_m$	$\Phi_s < \Phi_m$

2.1.2. İdeal metal yarıiletken kontakta Schottky Mott teorisi

Bir metal, bir yarıiletkenle ile sıkı kontak edildiğine, metal-yarıiletken arayüzeyinde yüklerin ayrışmasından dolayı bir potansiyel engel yüksekliği oluşur. Metal ile yarıiletken arasındaki arayüzey tabakası hareketli yüklerden arınmış yüksek dirençli bir bölgedir. Schottky-Mott modeline göre (2,3,6) potansiyel engel, iki maddenin iş fonksiyonları arasındaki fark sebebiyle oluşmaktadır (12). Şekil 2.1. de iş fonksiyonu Φ_m olan metal ile iş fonksiyonu Φ_s olan n-tipi bir yarıiletkenin, $\Phi_s < \Phi_m$ durumundaki (doğrultucu kontak) enerji-band diyagramını gösterilmiştir. Vakum seviyesi olarak, metalin tam dışındaki sıfır kinetik enerjili bir elektronun enerji seviyesi referans

alınmıştır. Metalin iş fonksiyonu, bir elektronu Fermi enerji seviyesinden vakum seviyesine (2,3,6) çıkarmak için gerekli enerji miktarıdır. Yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s de benzer şekilde tanımlanır. Fakat yarıiletkenin Fermi seviyesi katkı atomlarının yoğunluğuna göre değişken bir niceliktir. Yarıiletkende katkı atomlarının konsantrasyonuna bağlı olmayan önemli bir parametre χ_s ile gösterilen elektron yakınlığıdır.



Şekil 2.1. Metal/n-tipi yarıiletken kontakta, $\Phi_m > \Phi_s$ için elektron enerji-band diyagramı (a) Birbirinden ayrılmış nötral materyaller (b) kontak oluşturulduktan sonra termal denge durumu

Yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s değişken bir niceliktir. Çünkü yarıiletkenin Fermi seviyesi katkı atomlarının miktarına bağlı olarak değişir. Şekil 2.1a'da yarıiletken yüzey durumları içermediğinden yüzeyin band yapısı yarıiletken gövde (bulk) band yapısı ile aynıdır yani bandlarda bir bükülme yoktur. Şekil 2.1b, metal ile yarıiletken kontak yapıldıktan sonra dengeye ulaşmış durumun enerji-band diyagramını göstermektedir. Metal yarıiletkenle kontak edildiğinde, metaldeki elektronlardan daha yüksek enerjiye sahip olan yarıiletkenin iletkenlik bandında bulunan veya uyarılmış elektronlar, yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesine eşit olana kadar, yarıiletkenden metale doğru akarlar. Bu geçiş neticesinde, yarıiletkenin sınırında serbest elektron konsantrasyonu azaldığı için

yarıiletkendeki Fermi enerji seviyesi yasak enerji aralığının ortasına doğru kayacaktır. Yani iletkenlik band kenarı E_C ile Fermi seviyesi E_F arasındaki fark, azalan bu elektron konsantrasyonu ile artar ve termal dengede E_F tamamen sabit kaldığı için iletkenlik ve valans band kenarları Şekil 2.1b'deki gibi yukarı doğru bükülürler. Yarıiletkenin vakum seviyesi ve yarıiletkenin elektron yakınlığı χ_s kontak ile değişmediğinden aynı şekilde yukarı doğru bükülür. Yarıiletkenden metale geçen iletkenlik bandı elektronları arkalarında pozitif yüklü verici (donor) iyonları bırakırlar. Böylece yarıiletkenin metale bakan ön yüzeyinde hareketli yükler bu geçiş nedeniyle azalır. Bunun sonucu olarak da arayüzeyin yarıiletken tarafında pozitif yükler oluşur aynı zamanda metal tarafında da yarıiletkenden metale geçen elektronlar ince bir negatif yük tabakası oluştururlar. Bu yük düzenlemeleri sonucunda, yarıiletkenden metale doğru doğal bir elektrik alan (ξ) oluşur.

Termal denge durumunda, engel yüksekliğini belirlemek için önemli bir nokta olan geçiş bölgesinde vakum seviyesinin sürekli olması sağlanmış olur ve band bükülme miktarı (qV_i), metal ile yarıiletken materyallerin iş fonksiyonları arasındaki farka eşittir. Bu fark $qV_i = (\Phi_m - \Phi_s)$ olarak ifade edilir. Burada qV_i yarıiletkenden metale gidecek olan elektronun sahip olması gereken enerji yani engel yüksekliğidir. Bununla birlikte metal tarafından gözüken engel yüksekliği, yarıiletken tarafından gözüken engel yüksekliğinden farklıdır ve

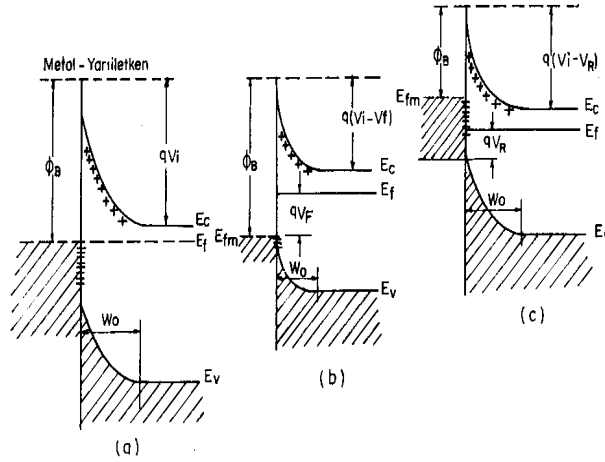
$$\Phi_B = (\Phi_m - \chi_s) \quad [2.1]$$

ile verilir (1). $\Phi_s = \chi_s + \Phi_n$ ve $\Phi_m = qV_i + \Phi_s$ olduğundan ,

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

elde edilir. Burada $\Phi_n = (E_c - E_F)$ dir ancak E_c referans olarak sıfır alınırsa $\Phi_n = E_F$ olur. Eş. 2.1, birbirlerinden bağımsız olarak Schottky ve Mott tarafından ifade edilmiştir (3). Şekil 2. de metal-yarıiletkenin kontak edildikten sonraki; termal dengede, doğru ve ters beslem enerji-band diyagramları sırasıyla gösterilmiştir.

Şekil 2.2(a), termal halinde, yarıiletken den 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. Bu nedenle uygulanan dış gerilimin neredeyse tamamı bu bölgeye düşer. Yapıya uygulanacak doğru veya ters bir ön gerilim voltajı termal denge durumundaki enerji-band diyagramını değiştirecektir. Metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda, yarıiletken tarafı metale göre negatif olacak şekilde $V=V_F$ gerilim uygulandığında, tüketim bölgesinin genişliği azalır, ve şekil 2.2b’de gösterildiği gibi termal dengedeki potansiyel engel yüksekliliği, qV_i ’den $q(V_i-V_F)$ ’ye iner. Bu durumda yarıiletken den metale geçecek elektronlar azalmış bir engel ile karşılaşacaklar ve bunun sonucu olarak da yarıiletken den metale doğru olan elektron akımı termal denge değerine göre artarken metalden yarıiletkene elektron akımı değişmez.       metalde herhangi bir gerilim düşmesi oluşmaz ve potansiyel engel yüksekliliği Φ_B uygulanan gerilimden etkilenmez. Sonuç olarak yarıiletken taraf negatif metal pozitif olacak şekilde kontağa bir dış gerilim uygulandığı zaman, yarıiletken den metale doğru olan net bir akım vardır. Bu durumda metal-yarıiletken kontakın doğru  n gerilimlenmiş olur. Doğru beslem akımı, uygulanan V_F doğru belsem gerilimi ile üstel olarak artar (3). Kontakın ters belsem durumundaki enerji band diyagramı ise şekil 2.2c’de verilmiştir. Yarıiletken metale göre pozitif olacak şekilde $V=-V_R$ gerilimi uygulandığında ise tüketim bölgesindeki potansiyel engel yüksekliliği qV_i ’den $q(V_i + V_R)$ ’ye yükselir. Bu nedenle yarıiletken den metale doğru elektron akımı termal denge durumuna göre azalır. Metalden yarıiletkene elektron akımı ise pratik olarak termal dengedeki akımın aynıdır. Yarıiletken den metale doğru olan akım doğru beslemdeki ile kıyaslandığında daha k       . Böylece bu tartışmalar altında bahsedilen kontak tek yönde akım ileten doğrultucu kontak olur. şekil 2.2b ve 2.2c’deki enerji-band diyagramları denge şartlarında değildir ve tek bir Fermi seviyesi yoktur. Elektronların gittiği bölgenin Fermi enerji seviyesi, elektronların geldiği bölgenin Fermi enerji seviyesinden daha yüksektir.



Şekil 2.2. Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak için elektron enerji-band diyagramı (a) Termal denge durumu (b) doğru beslem (c) ters beslem

2.1.3. Schottky engel alçalması

Bir metal-vakum sisteminde, metalin yüzeyinden x kadar uzakta bulunan bir elektron göz önüne alınırsa metalin yüzeyinden x kadar arkada pozitif değerli bir hayali (görüntü) yük oluşur (6). Bu durumda Coulomb denkleminde göre elektronu metale doğru çeken kuvvet (3),

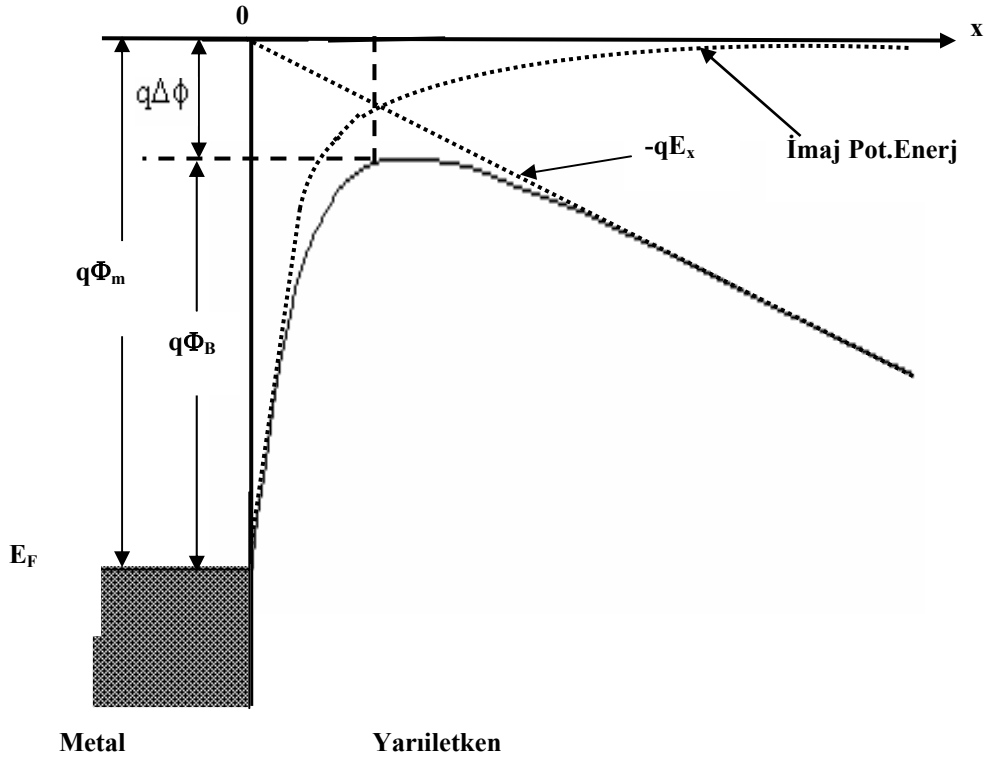
$$F = -\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)\left(\frac{q}{2x}\right)^2 \quad [2.3]$$

şeklinde ifade edilir. Burada ϵ_0 , boşluğun dielektrik geçirgenliği olup değeri 8.85×10^{-14} F/cm'dir. Bu Coulomb kuvveti, $+\infty$ ile x arasında integre edilirse,

$$\int_{\infty}^x F dx = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad [2.4]$$

elde edilir. Metal-yarıiletken Schottky diyotları (kontaklar) için bu metalden vakuma doğru olan emisyon, metalden yarıiletkeneye doğru emisyon şeklinde dönüşebilir (2). O halde, metalden x kadar uzakta yarıiletken içinde bir elektron dikkate alınırsa,

metal yüzeyinden x kadar arkada pozitif değerli bir görüntü yük oluşur. Schottky engelinin uygulanan elektirik alanı ve görüntü yük etkisiyle $q\Delta\Phi_B$ kadar azalmasına “Schottky engel alçalması” denir. Yapıya bir dış elektrik alan (ξ) uygulandığında uzaklığın fonksiyonu olarak toplam potansiyel enejji,



Şekil 2.3. Metal yarıiletken doğrultucu kontakta Schottky etkisinden kaynaklanan potansiyel engel alçalması

$$U(x) = q^2/(16\pi\epsilon_0 x) + q\xi x \quad [2.5]$$

olur. Schottky engel düşmesi metal yüzeyinden x_m kadar uzakta potansiyel enerji değişiminin $dU(x)/dx=0$ olduğu noktada meydana gelir. Eş. (2.5)' in x e göre türevi alınıp sıfıra eşitlendiğinde,

$$x_m = (q/(16\pi\epsilon_0 \xi))^{0.5} \quad [2.6]$$

elde edilir ve bu değer denk.(2.5) de yerine yazılırsa $\Delta\Phi_B$ için,

$$\Delta\Phi_B = (q\xi/4\pi\epsilon_s)^{0.5} \quad [2.7]$$

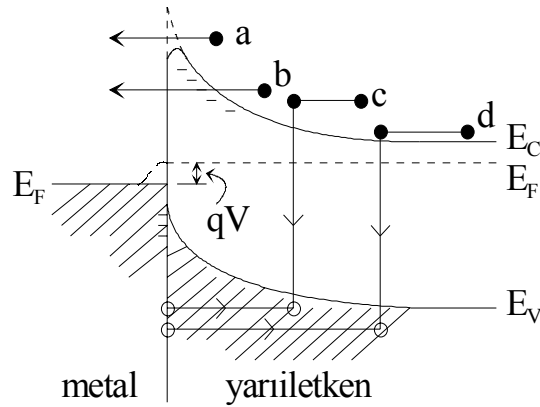
ifadesi elde edilir ve engel alçalması uygulanan gerilimin bir fonksiyonudur.

2.1.4. Metal/yarıiletken Schottky diyotlarda akım-iletim mekanizmaları

Metal-yarıiletken Schottky diyotlarda akım iletimi başlıca çoğunluk taşıyıcılar tarafından sağlanır. Bu yapıların bir dış gerilim altındaki akım-iletim mekanizmalarını tayin edebilmek çok önemlidir. Kontakta arayüzey durumları, seri direnç, metal ile yarıiletken arasındaki oksit/yalıtkan tabaka, uygulanan gerilimin yönü, sıcaklık, yarıiletkenin tipi ve katkılanan atomların konsantrasyonu gibi faktörlerin bu yapılara etkisini dikkate alınarak, hangi durumda hangi iletim mekanizmasının geçerli olduğunu belirlemek, sonuçların doğruluğu ve güvenilirliği açısından büyük önem taşımaktadır. Yani MY veya MYY yapılı kontaklarda, toplam akım, aşağıda verilen bazı akım-iletim mekanizmalarından biri veya birkaçının toplamı şeklinde olacaktır (3,6,12). Ancak hangi akım-iletim mekanizması veya mekanizmaların, hangi sıcaklık ve gerilim bölgesinde etkili olduğunu ancak geniş bir sıcaklık aralığında I-V ve C-V ölçümlerini gerçekleştirmekle mümkün olabilir. Bir MS veya MIS yapı için akım iletim mekanizmaları şunlardır (2,3,6):

- Termiyonik Emisyon Teorisi (TE)
- Difüzyon Teorisi
- Termiyonik Emisyon-Difüzyon Teorisi (TED)
- Termiyonik Alan Emisyonu (TAE)
- Alan Emisyonu (AE),
- Uzak yük bölgesinde rekombinasyon
- Deşik enjeksiyonu
- T_0 etkili akım iletimi
- Çok katlı tünelleme

Şekil 2.4’de doğru beslem altında metal/n-tipi yarıiletkende dört temel akım-iletim mekanizmaları gösterilmiştir. Bunlardan birincisi (a); potansiyel engelin tepesi üzerinden yarıiletkenden metalin içine elektronların iletimidir. Bu, ideal katkılanmış (Si , $N_d \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) Schottky diyodları için ideal bir modeldir. İkincisi (b); elektronların engel içinden direk kuantum-mekaniksel tünelleme. Bu yüksek katkılı yarıiletkenler ile çoğu omik kontaklar için uygundur. Üçüncüsü (c); uzay yük bölgesinde yeniden birleşmedir. Dördüncüsü (d); ise doğal bölgede deşik enjeksiyonudur. Schottky diyotlarda, temel akım-iletim mekanizmalarından başlıcaları aşağıda sırasıyla incelenecektir. Ancak çoğu hesaplamalarda, özellikle oda sıcaklığı üstünde ve orta katkılı yarıiletkenlerde termiyonik emisyon teorisi kullanılır.



Şekil 2.4. Metal/yarıiletken (MY) kontaklarda doğru beslem altındaki akım-iletim mekanizmaları

Termiyonik emisyon teorisi (TE)

Termiyonik emisyon teorisi; sıcak bir yüzeyden taşıyıcıların salınması anlamına gelmektedir. Schottky diyotlarda yeterli termal enerjiyi kazanan taşıyıcıların metal-yarıiletken arasında oluşan potansiyel engel üzerinden yarıiletkenden metale veya metalden yarıiletkene geçmeleri TE olarak bilinir. Bu olayda çoğunluk taşıyıcı akım, metal/n-tipi yarıiletken yapılarda elektron, metal/p-tipi yarıiletken yapılarda deşikler tarafından sağlanır (3,6). Bethe'nin MY kontaklarda akımın çoğunluk taşıyıcılar

tarafından iletildiğini kabul ederek kurduğu termiyonik emisyon teorisinin temel varsayımları şunlardır (6):

- Potansiyel engelinin yüksekliğinin değeri, termal (kT/q) enerjiden çok büyüktür.
- Schottky bölgesinde taşıyıcı çarpışmaları olmamaktadır. Yani taşıyıcıların ortalama serbest yolları Schottky bölgesinin kalınlığından daha fazladır.
- Görüntü (hayali) kuvvetlerin etkisi ihmal edilmekte ve engelin biçimi önemsiz olup akım engel yüksekliğine çok bağlı değildir.

Yarıiletken den metale doğru olan akım yoğunluğu (J_{sm}), ancak eklemdeki potansiyel engelini geçmeye yetecek kadar enerjiye sahip elektronların konsantrasyonu ve bunların hızı ile ifade edilir:

$$J_{sm} = \int_{E_F + q\Phi_B}^{\infty} q \mathcal{G}_x dn \quad [2.8]$$

Kontak yüzeyine dik doğrultuda elektronların x yönündeki hız bileşeni v_x ile gösterilirse, yarıiletken yapıda hızları v_x ile $v_x + \Delta v_x$ arasında olan elektronların yoğunluk ifadesi (3,6);

$$dn_x = N_d \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{m_n^* v_x^2}{2kT} \right)^{1/2} dv_x \quad [2.9]$$

eşitliği ile verilir. Burada N_d yarıiletkene katkılanan verici atomların yoğunluğu, m_n^* elektronun etkin kütlesi, k Boltzman sabiti ve T ise Kelvin cinsinden mutlak sıcaklıktır. Yarıiletkene bir dış gerilim uygulandığında elektronlar için yarıiletken den metale doğru olan akım yoğunluğu, hızları $\frac{1}{2} m_n^* v_x^2 \geq eV_D$ şartını sağlayan elektronların birim zamanda birim yüzeyden geçen sayısının e ile çarpımı ;

$$\begin{aligned}
J_{sm} &= \int_{v_{0x}}^{\infty} e v_x dn_x = \int_{v_{0x}}^{\infty} e N_d \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT} \right)^{1/2} v_x \exp\left(-\frac{m_n^* v_x^2}{2kT}\right) dv_x \\
&= e N_d \left(\frac{kT}{2\pi m_n^*} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m_n^* v_x^2}{2kT}\right) = e N_d \left(\frac{kT}{2\pi m_n^*} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{eV_D}{kT}\right)
\end{aligned} \tag{2.10}$$

şeklinde olacaktır. Burada x-yönündeki hız, $v_x = \left(\frac{2eV_D}{m_n^*} \right)^{1/2}$ olup, taşıyıcının eV_D yüksekliğindeki potansiyel engelini aşması için gerekli olan minimum hızıdır. Eğer n-tipi yarıiletkenle iletkenlik bandının alt kenarı ve p-tipi yarıiletkenlerde ise valans bandının üst kenarı referans olarak sıfır seçilirse, iletim ve valans bandındaki durumların yoğunluğu ifadesi sırasıyla;

$$N_C = \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_F}{kT}\right) \tag{2.11a}$$

$$\text{ve} \quad N_V = \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{E_F}{kT}\right) \tag{2.11b}$$

eşitliği ile verilir (6). Bu ifade $e\Phi_{Bn} = E_s - \Phi_m$ yazılır ve gerekli düzenlemeler yapılırsa;

$$J_{sm} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2 T^2}{h^3} \exp\left(-\frac{eV_D + E_F}{kT}\right) \right) \tag{2.12}$$

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

$$e\Phi_{Bn} = eV_D + E_F \tag{2.13}$$

dir. Elektronlar için etkin Richardson sabiti A^* ($A/cm^2 K^2$),

$$A^* = \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \quad [2.14]$$

eşitliği ile verilir. Yarıiletken den metale olan akım yoğunluğu ifadesi için

$$J_{sm} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right) \quad [2.15]$$

eşitliği elde edilir. Metal n-tipi yarıiletken Schottky kontağı doğru beslemde iken engel yüksekliği azalacağından akım yoğunluğu değeri $\exp(eV/kT)$ çarpanıyla orantılı olarak artacaktır. Bu yüzden yarıiletken den metale doğru akım yoğunluğu J_{sm}

$$J_{sm} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right) \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) \quad [2.16]$$

ifadesine dönüşür. Termal denge durumunda, yarıiletken den metale ve metalden yarıiletkene doğru akım yoğunlukları eşittir ve toplam akım yoğunluğu ifadesi;

$$J_n = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad [2.17]$$

olur. Burada, köşeli parantez önündeki tüm ifade sızıntı akımı olarak da adlandırılan doyma akım yoğunluğu ifadesidir. Yani doyma akım yoğunluğu yada diğer adıyla ters doyum akım yoğunluğu ifadesi,

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right) \quad [2.18]$$

ile verilir (2,3,6). Schottky etkisi (Şekil 2.3) uygulanan gerilim ve değişimler ile elektronlar arasındaki elektrostatik etkileşmeden dolayı engel yüksekliğinde $e(\Delta\Phi_{Bn})$ kadar bir alçalma olur. Bu engel alçalması ise,

$$e(\Delta\Phi_{Bn}) = \alpha_o (V_D + V)^{1/4} \quad [2.19]$$

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

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right) \exp(\alpha_0 (V_D + V)^{1/4}) \quad [2.20]$$

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

$$\alpha_0 = \left\{ \frac{e^4 N_d}{8(\epsilon_s \epsilon_0)^3 \pi^2} \right\}^{1/4} \quad [2.21]$$

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

Difüzyon teorisi

Aralarında yük yoğunluk grandyenti farkı bulunan bölgeler arasında, yoğunluğun çok olduğu bölgeden az olduğu bölgeye doğru olan yük geçişlerine *difüzyon* denilir. Schottky tarafından verilen teori şu varsayımlara dayanır (3,6,12):

1. Potansiyel engel yüksekliği, termal (kT/q) enerjisinden çok büyüktür.
2. Tüketim bölgesindeki elektronların çarpışma ihtimalleri dikkate alınmıştır.
3. $x = 0$ ve $x = W_D$ (tüketim tabakası genişliği)'deki taşıyıcı konsantrasyonları akımdan etkilenmez (termal denge durumundaki değerlerine sahiptirler).
4. Yarıiletkendeki safsızlık konsantrasyonu dejenere değildir yani katkılanan katkı atomları yoğunluğu değişmez.

Bu varsayımlar doğrultusunda tüketim tabakasındaki akım, bölgesel alan ve yoğunluk farkına bağlı olduğundan akım-voltaj karakteristiğini çıkarmak için tüketim bölgesinde akım yoğunluğu metal/n-tipi yarıiletken kontaklar için;

$$J_x = J_n = q \left[n(x) \mu_n E(x) + D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right] \quad [2.22]$$

$$J_n = q D_n \left\{ \left(-\frac{qn(x)}{kT} \right) \left(\frac{\partial V(x)}{\partial x} \right) + \frac{\partial n}{\partial x} \right\} \quad [2.23]$$

şeklinde yazılabilir. Burada, D_n elektron difüzyon sabiti, $E(x)$ Schottky bölgesinde konuma bağlı elektrik alanı, μ_n elektron mobilitesi ve $n(x)$ konuma bağlı elektron yoğunluğudur. Buna göre difüzyon teorisi için akım yoğunluğu,

$$J_n = J_{SD} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad [2.24]$$

şeklinde dir. J_0 ters doyum akım yoğunluğu,

$$J_{SD} = \left(\frac{q^2 N_C D_N}{kT} \right) \left[\frac{2q(V_D - V) N_D}{\epsilon_s} \right]^{1/2} \exp\left(-\frac{q\Phi_B}{kT}\right) \quad [2.25]$$

şeklinde ifade edilir. Burada N_C iletkenlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu, V_D difüzyon gerilimi, N_D verici atomların yoğunluğu, ϵ_s ise yarıiletkenin dielektrik geçirgenliğidir. Yukarıda bağıntılarda $n(x)$ yerine $p(x)$, D_n yerine D_p , N_c yerine N_v , N_D yerine N_A yazıldığında benzer işlemler metal/p-tipi yarıiletken kontaklar için de geçerli olacaktır. Bu iki teoriden elde edilen ifadeler birbirine oldukça benzerdir, dahası difüzyon teorisi modelinde doyum akım yoğunluğu, J_{SD} , voltaja bağlı olarak daha çabuk değişir fakat sıcaklığa bağlılığı TE deki doyum akım yoğunluğuna göre daha küçüktür.

Termiyonik Emisyon-Difüzyon (TED) teorisi

(13), termiyonik emisyon ve difüzyon teorilerini birleştirerek TED teorisi geliştirdiler (6). Bu teori metal-yarıiletken arayüzeyi kenarında tanımlanmış olan V_r yeniden birleşme hızı (rekombinasyon hızı) üzerine kurulmuştur. Metal ile yarıiletken gövde(bulk) arasına uygulanan bir gerilim (V), metale doğru bir elektron

akışına neden olur (Şekil 2.5). Burada $q\psi(x)$ elektron potansiyel enerjisi ve $q\Phi(x)$ kuasi-Fermi seviyesidir. X_m ile W_D arasındaki bölgede her yerdeki akım yoğunluğu,

$$J_n = -qn\mu_n \left(\frac{d\phi_B}{dx} \right) \quad [2.26]$$

eşitliği ile verilir ve burada n herhangi bir x noktasındaki elektron yoğunluğu olup,

$$n_e = N_C \exp \left(- \frac{q(\phi_B - \psi)}{kT} \right) \quad [2.27]$$

eşitliği ile verilir. Bu teoriye göre elektronların metal-yarıiletken arayüzeyinden optik fononlarla etkileşmeksizin potansiyel engel üzerinden salınma olasılığı ve ortalama iletim katsayısı değerleri göz önüne alınarak A^* Richardson sabiti yerine, efektif Richardson sabiti A^{**} kullanılır. Buna göre en genel akım yoğunluğu-gerilim (J-V) ilişkisi,

$$J = J_0 \left[\exp \left(\frac{qV_D}{kT} \right) - 1 \right] \quad [2.28]$$

şeklindedir. Burada J_0 ters doyum akım yoğunluğu olup

$$J_0 = A^{**} T^2 \exp \left(- \frac{q\phi_{BO}}{kT} \right) \quad [2.29]$$

eşitliği ile verilir. İdeal bir Schottky diyotunda ideal sapmaları belirlemek amacı ile bir n ideal diyot çarpanı tanımlanarak akım yoğunluğu ifadesi,

$$J = J_0 \exp \left[\frac{qV}{nkT} \right] \quad [2.30]$$

şeklinde tanımlanır. Burada, n idealite faktörü olup

$$n = (q/kT)[d(\ln J)/dV]^{-1} \quad [2.31]$$

eşitliği ile verilir.

Engel içinden tünelleme

Engel içinde tünelleme, genelde TAE ve AE şeklinde olur. Metal-yarıiletken Schottky diyotların geniş bir sıcaklık aralığındaki I-V karakteristikleri incelendiğinde, belirli bir sıcaklık sınırının altında, enerjileri potansiyel engelden düşük bazı elektronların kuantum mekaniksel tünelleme ile engelin içinden tünelleme yapabilirler (karşıya geçebilirler). Tünellemenin Schottky engel eklemlerinde meydana gelebildiği doğru belsem için yarıiletken dejenere olacak şekilde katkılanmıştır (katkı atomlarının sayısı $\geq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ mertebesinde) ve bu yüzden Fermi seviyesi yarıiletkenin iletkenin iletkenlik band tabanının üzerindedir. Çok katkılı yarıiletkenlerde, tüketim bölgesi genişliği çok dardır ve düşük sıcaklıklarda doğru beslem yönündeki akım değeri, yarıiletkenin Fermi enerjisine yakın elektronların tünellemesinden dolayı artar. Bu olay AE olarak bilinir. Sıcaklık yükseltildiğinde, elektronlar daha yüksek enerji kazanacağından, tünelleme olasılığı dahada artacaktır. Çünkü elektronların önemli bir kısmı, daha dar ve daha düşük bir potansiyel engeli ile karşılaşacakları için Fermi seviyesinin üzerine çıkabilirler. Böylece bu elektronlar engelin tepesine ulaşmadan önce yarıiletkenden metale tünellenebilirler. Termal olarak uyarılmış elektronların bu şekilde tünellemesi TAE olarak bilinir. Tünellemeden dolayı Fermi seviyesi üzerindeki enerjiye sahip elektron sayılarının hızlı bir şekilde azalması, engel yüksekliğinin azalmasına ve engel kalınlığının ise incelmeye sebep olur. Bu durumu sağlayan TAE'nin katkısının maksimum olduğu bir E_m enerjisi mevcuttur.

Bu mekanizmaların her ikisi de TAE, AE, Şekil 2.5'de gösterilmiştir. Sıcaklık daha da arttırılırsa, elektronlar potansiyel engel yüksekliğini aşabilecek kadar yeterli enerji kazanırlar ve dolayısıyla tünelleme olmadan engel üzerinden karşı tarafa rahatlıkla geçerler. Bu durum termiyonik emisyonudur. Schottky engeli boyunca tünelleme teorik olarak (14,15) tarafından detaylı olarak analiz edilmiştir. Doğru beslem

altında, alan emisyonu ancak çok düşük doğru beslem voltajları dışında sadece dejenere yarıiletkenlerde meydana gelir. Tünelleme akım ifadesi aşağıdaki gibi ifade edilir (12).

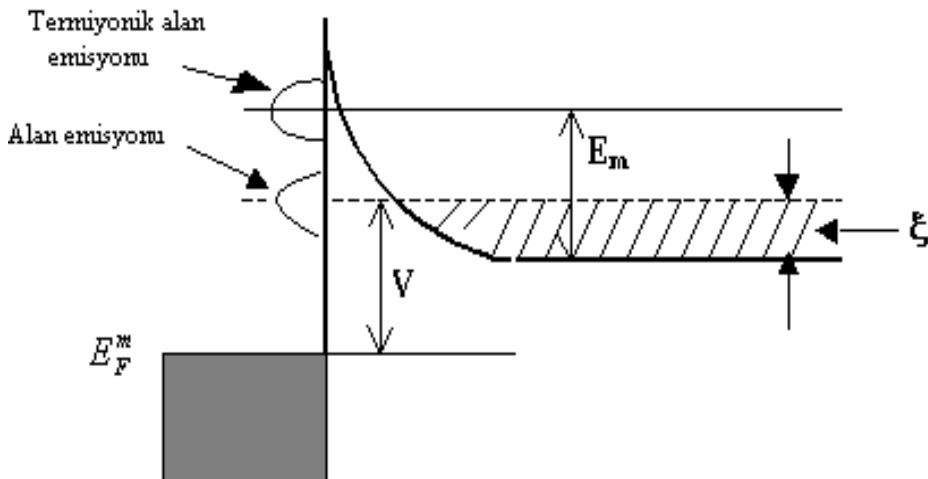
$$I = I_s \exp(qV/E_0) \quad [2.32]$$

Burada E_0 ' idealite faktörü n ile ilgili olup

$$E_0 = q/nkT = E_{00} \coth(E_{00}/kT) \quad [2.33]$$

eşitliği ile verilir. Buradaki E_{00} terimi, enerji boyutunda olan bir kıyas parametresi olup aşağıdaki gibi ifade edilebilir (14,15).

$$E_{00} = (h/4\pi)(N_D/m^* \epsilon_s)^{0.5} \quad [2.34]$$



Şekil 2.5. Doğru beslem altında TAE ve AE için şematik band diyagramı.

şeklinde verilirler. Burada h , m^* , N_D , ve ϵ_s sırasıyla Planck sabiti, elektronun etkin kütlesi, katkılanan verici atomlarının yoğunluğu ve yarıiletkenin dielektrik sabitidir. Eş.(2.32)'deki I_s terimi voltaja zayıf bağlı olup engel yüksekliği, yarıiletken parametreleri ve sıcaklığa bağlı karmaşık bir fonksiyondur. E_{00} enerjisi, tünellemeye oldukça önemli bir kıyas parametredir ve kT/E_{00} oranı, TE ve tünellemenin bağlı bir

ölçüsüdür. Düşük sıcaklıklar için E_{00} , kT ile kıyaslanabilir duruma gelir, $E_0 \approx E_{00}$ olur ve $\ln I$ - V grafiğinin eğimi T 'ye bağımlı olmayan bir sabit değerdir. Bu durum AE için geçerlidir. Yüksek sıcaklıklarda $E_{00} \ll kT/q$ olduğu durumlarda $E_0 = kT/q$ 'dür ve $\ln I$ - V grafiğinin eğimi olan q/kT 'ye eşittir. Bu durumda TE geçerlidir. Orta sıcaklıklar için $\ln I$ - V grafiğinin eğimi, q/nkT olarak yazılabilir. Burada n ,

$$n = (E_{00}/kT) \coth(E_{00}/kT) \quad [2.35]$$

şeklindedir. Tünelleme akımı, TAE'nin katkısı $E_{00} \cong kT/q$ olduğu durum ($nkT/q \approx \text{sabit}$) için geçerlidir.

2.2. Schottky Diyotlarda Doğru Beslem I-V Karakteristikleri

Yüksek mobiliteli yarıiletkenlerden hazırlanan metal-yarıiletken (MY) ya da diğer adıyla Schottky diyotlarında doğru beslem gerilimi çok yüksek olmadıkça akım iletimi TE teorisine göredir. TE teorisine göre Schottky diyotlarda doğru beslem gerilimi için, akım yoğunluğu-gerilim (J - V) ilişkisi,

$$J = J_0 \left[\exp \left(\frac{q(V - IR_s)}{kT} \right) - 1 \right] \quad [2.36]$$

şeklindedir. Burada J_0 doyma akım yoğunluğu ve $V_D (= V - IR_s)$ engel tabakası boyunca gerilim düşmesidir. Pratikte bu aygıtların, doğru beslem I-V karakteristikleri ideal durumdan ($n=1$) bazı sapmalar gösterebilir ($n>1$). Yani saf termiyonik emisyon teorisinde boyutsuz olan idealite faktörü (n) birden büyük olabilir (16) bu durumda Eş.2.36' daki akım yoğunluğu ifadesi,

$$J = J_0 \left[\exp \left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT} \right) - 1 \right] \quad [2.37]$$

şeklini alır. Buna ilaveten son zamanlarda yüksek seri direnç ve idealite faktörüne sahip Schottky kontaklarında; seri direnç (R_s), idealite faktörü (n) ve engel yüksekliği ($q\Phi_{Bn}$) gibi bazı temel diyot parametrelerini tayin etmek amacıyla yeni yöntemler geliştirilmiştir (9,10,11,17). Bu yöntemle özellikle I-V eğrisinin seri dirençten dolayı büküldüğü (lineerlikten saptığı) ileri gerilim bölgesinde uygulanırCheung, diyot üzerine uygulanan gerilimin,

$$V = R_s AJ + n\Phi_{Bn} + \left(\frac{n}{\beta}\right) \ln\left(\frac{J}{A_n^* T^2}\right) \quad [2.38]$$

şeklinde yazılabileceğini gösterdi (11). Burada $\beta = q/kT$, A diyodun alanı ve R_s ise diyodun seri direncidir. Bu son denklemin J 'ye göre diferansiyeli alınırsa,

$$\frac{dV}{dL_n J} = R_s A + \left(\frac{n}{\beta}\right) \quad [2.39]$$

ifadesi elde edilir. Bu denklemdeki, $dV/d(\ln J)$ 'nin J 'ye göre grafiği, eğimi $R_s A$ ve $J=0$ da y eksenini kestiği nokta ise n/β olan bir doğrudur. Dolayısıyla bu doğrunun eğiminden R_s seri direnci, doğrunun $dV/d(\ln J)$ eksenini kestiği noktadan ise idealite faktörü (n) bulunabilir. Eş. 2.38'daki ($R_s AJ + n\Phi_{Bn}$) ifadesine $H(J)$ denilirse,

$$H(J) = V - (n/\beta) \ln\left(\frac{J}{A_n^* T^2}\right) = R_s AJ + n\Phi_{Bn} \quad [2.40]$$

şeklinde yazılabilir. Bu denklemde de $H(J)$ 'nin J 'ye göre grafiği yine bir doğrudur. Bu doğrunun eğiminden R_s ve doğrunun $H(J)$ eksenini kestiği noktadan da $q\Phi_{Bn}$ engel yüksekliği bulunabilir.

2.3. Schottky Diyodlarında Ters Bilem C-V Karakteristikleri

Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak ($\Phi_m > \Phi_s$) ve metal/p-tipi doğrultucu ($\Phi_m < \Phi_s$) kontaklarında, yük taşıyıcıları konsantrasyonlarının metal ve yarıiletken arasında yeniden dağılımı sonucunda, yarıiletkenin sınır bölgesinde elektronlardan (n-tipi yarıiletken için) veya deşiklerden (p-tipi yarıiletken için) arınma ve yüksek dirence sahip tabaka meydana gelmektedir. Bu tüketim bölgesinin kalınlığı (W_D) uygulanan dış gerilim ile değişmektedir. Bu tür metal-yarıiletken kontakın (veya Schottky diyodun) yapısı kondansatörün yapısına benzer. Metal- tükenmiş bölge-yarıiletken sistemi, iki iyi iletkenin (metal ve yarıiletken) arasındaki yüksek dirençli tabakadan oluşmaktadır. Bu tabakanın direnci, yarıiletkenin gövde (bulk) bölgesinin direncinden çok büyüktür. Yani bu tabaka hareketli yük içermeyen yüksek öz dirençli yalıtkan bir tabaka gibidir. Ters beslem altında metal-yarıiletken Schottky kontakları için diferensiyel kapasitans ifadesi (6),

$$C = [(\epsilon_s \epsilon_0 q N_d) / 2(V_d + V)]^{0.5} \quad [2.41]$$

ile verilir. Burada A , kontak alanı, V_r ters bilem voltajı ve E_f Fermi enerjisi seviyesidir. Sığanın karesinin tersi (C^{-2}) ise,

$$C^{-2} = \left(\frac{2}{A^2 q N_d \epsilon_s} \right) \left(\phi_B - \xi + V_r - \frac{kT}{q} \right)^{0.5} \quad [2.42]$$

olur. Eğer bir arayüzey tabakası yoksa yani Φ_B , V_r den bağımsız ise C^{-2} nin V_r 'ye göre grafiği, $-V_i$ de kesişen düz bir doğru verir. Bu doğrunun yatay eksenini kestiği nokta ise $(\Phi_B - \xi - kT/q)$ 'yü verir. C-V ölçüm sonuçları arayüzey durumlarını ihtiva etmemeleri için ölçümler yüksek frekansta yapılmalıdır. Literatürde, alıcı yoğunluğu hesaplanacak C-V ölçümlerinin en az 500 kHz de çizilmiş olması ve arayüzey durumlarını hesaplamak için ise düşük frekans eğrisinin maksimum 30 Hz de alınması gerekir (18). Çünkü küçük frekanslarda daha uzun zaman sabitine sahip arayüzey durumları kapasitans değerinde de artmaya neden olacaktır ve bu durumda

C^{-2} -V eğrisinin eğiminden elde edilecek alıcı yoğunluğu değeri gerçek değer olmayabilir. Arayüzey durumlarının etkileri dikkate alındığında C^{-2} -V doğrularının eğimi,

$$\frac{dC^{-2}}{dV} = \frac{2}{q\epsilon_s A^2 N_A} \frac{1}{(1 + \alpha)} \quad [2.43]$$

şeklinde yazılabilir. $\alpha = qN_{ss}\delta/\epsilon_i$ dir. Burada N_{ss} arayüzey durum yoğunlukları ve δ yalıtkan tabaka kalınlığıdır. $1/(1+\delta) = c_2$ olarak tanımlanırsa c_2 Eş. (2.43) yardımıyla

$$c_2 = \frac{2}{q\epsilon_s N_A' \left(\frac{dC^{-2}}{dV} \right)} \cong \frac{N_A}{N_A'} = \frac{\epsilon_i}{\epsilon_i + qN_{ss}\delta} \quad [2.44]$$

yazılır. Burada N_A' , teorik alıcı yoğunluğu olup, p-tipi silisyum için $\mu_p = 450 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{sn}$ (6) değerleri kullanılarak $\rho = 1/q\mu_p N_A'$ ifadesinden hesaplanabilir. C^{-2} -V doğruların eğiminden değişik sıcaklıklar için N_D değerleri bulunarak ve deneysel olarak bulunan bu verici yoğunlukları (N_D), Eş. (2.44)'de kullanılarak c_2 değerleri elde edilebilir. Her sıcaklık için tüketim tabakasının kalınlığı,

$$W_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_s \epsilon_o V_d}{qN_A}} \quad [2.45]$$

ifadesinden hesaplandı (6). Ayrıca her sıcaklık için Fermi enerji seviyeleri

$$E_F = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_C}{N_D} \right) \quad [2.46]$$

bağıntısından hesaplanılabilir. Burada N_C , valans bandındaki etkin durumların yoğunluğu olup sıcaklığa,

$$N_c = 4,82 \times 10^{15} T^{3/2} \left(\frac{m_e^*}{m_o} \right)^{3/2} \quad [2.47]$$

ifadesiyle bağlıdır. Fermi enerji düzeyleri; m_e^* elektronun etkin kütlesidir. C^{-2} -V eğrilerinden elde edilen $\phi_B(C-V)$ potansiyel engel yüksekliği değerleri; difüzyon potansiyeli, Fermi enerjisinin ve Schottky engel alçalmasına bağlı olarak

$$\Phi_B(C-V) = V_i + E_F + kT/q - \Delta\Phi_B \quad [2.48]$$

şeklinde ifade edilir. Burada $\Delta\Phi_B$ Schottky engel alçalmasıdır.

2.4 Metal/Yalıtkan/Yarıiletken Yapıların Fiziği

Metal ile yarıiletken arasında ister doğal yolla isterse deneysel olarak oluşturulan bir yalıtkan tabaka, metali yarıiletkenden izole eder. Yani bu sistemlerde yarıiletkendeki arayüzey durumları metaldeki elektron durumlarından izole edilmiş olur. Bir MYY yapıda metal-yalıtkan ve metal-yarıiletken arasında olmak üzere iki önemli arayüzey vardır. İdeal durumda oksit tabakasında tuzak yükler yoktur ve bir DC gerilimi altında yalıtkan içinden hiç akım geçmez (fakat gerçekte yeterli büyüklükte elektrik alan ve sıcaklık varsa iletkenlik gösterebilir). Bu durumda sistemin yükleri arayüzey yükleri ve yarıiletkenin tüketim tabakasının yüklerinden ibarettir. Metal ile yarıiletken arasında bir yalıtkan tabaka varsa doğru beslem altında akım iletimi MY yapılardan biraz farklı olur. Bu durumda $\ln I-V$ grafiğinin eğimi q/kT değerinden küçük olur hatta $q/2kT$ yada daha da küçük olabilir. MYY Schottky engelli yapılarda yalıtkan tabakanın etkisi ref. (19,20) da araştırılmıştır. MYY yapılarda uygulanan doğru beslem geriliminin bir kısmı yarıiletken tüketim tabakasına düşerken bir kısmı da yalıtkan tabaka üzerine düşer ve, $V_F = V_{yi} + V_y$ şeklinde ifade edilir. Burada V_{yi} , uygulanan V_F geriliminin yarıiletken üzerine düşen kısmı, V_y ise yalıtkan üzerine düşen kısımdır.

Doğru beslem altında metal/yalıtkan/yarıiletken/n-Si için akım yoğunluğu, yarıiletkenden metale ve metalden yarıiletkene doğru olan akım yoğunluklarının toplamıdır.

$$\begin{aligned} J_{Fn} &= J_{sm}^{-e} - J_{ms}^{-e} = A^* T^2 \left(\exp[\beta(-\Phi_{Bn} + V_{yi})] - \exp[\beta(\Phi_{Bn} - V_y)] \right) \\ &= A^* T^2 \exp[\beta(\Phi_{Bn} + V_y)] \exp[(\beta V_F) - 1] \end{aligned} \quad [2.49]$$

Sonuçta, n veya p-tipi MYY yapı için akım yoğunluğu ifadesi $V_F > 3kT/q$ için;

$$J_{Fn} = J_{Fp} = J_o \exp\left(\frac{qV_F}{nkT}\right) \quad [2.50]$$

ifadesi ile verilir. Burada J_o doyum akım yoğunluğu olup ,

$$J_o = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \quad [2.51]$$

ile verilir ve Φ_B , n ve p-tipi MYY diyot için Schottky engel yüksekliği olup sırasıyla Φ_{Bn} ve Φ_{Bp} 'ye karşılık gelir (19,21).

Arayüzeydeki yalıtkan tabakanın yeterince kalın olması durumunda (elektron tünelleme geçiş katsayısı 1 değilse) ters doyum akımı, arayüzey olmadığı durumda ters doyum akımı ile arayüzey yalıtkanın geçiş katsayısının çarpımına eşittir. Yani; $J_o(\text{yalıtkan}) = T(\delta) J_o$ dır. Burada $J_o(\text{yalıtkan})$, kalınlığı δ olan bir arayüzey yalıtkan tabakasının varlığında ve $T(\delta)$ geçiş katsayısına sahip olması durumundaki ters doyma akımıdır. Etkin engel yüksekliği Φ_e ise,

$$\Phi_e = \frac{kT}{q} \left[\ln\left(\frac{A^* T^2}{J_o}\right) \right] - \frac{kT}{q} (\ln T(\delta)) = \Phi_B - \frac{kT}{q} (\ln(\delta)) \quad [2.52]$$

elde edilir. Böylece $T(\delta)$, 1'den küçük ise etkin engel yüksekliği (Φ_e) yalıtkan tabakanın olmadığı durumdaki Φ_B engel yüksekliğinden büyüktür. Bu durum potansiyel engel yüksekliğinin yüzey hazırlama ve temizleme metodlarına bağlı olduğunu göstermektedir (3,6,12).

3. DENEYSEL YÖNTEM

3.1. Metal-Yarıiletken Yapıların Hazırlanması

Bu çalışmada kullanılan (Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)n-Si MY Schottky diyotları, Bakü Devlet Üniversitesi Fizika Fakültesinde M. Afandiyeva ve arkadaşları tarafından aşağıdaki işlem sırasına göre hazırlanmıştır. (Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)n-Si (MY) Schottky diyotların yapımında <111> yönelimine sahip, 0.7 Ω.cm öz dirençli ve yaklaşık 200 µm kalınlıklı, 2" çapında fabrikasyon olarak parlatılmış n-tipi tek kristal Si yapraklar kullanılmıştır. Önce silikon levhalar iki aşamalı kimyasal işleme tabi tutulmuştur. Silikon levhalarda kimyasal işlemden sonra pencereler (kapak) açılmıştır. PtSi oluşumu kontak alımına ve kristalin temizliğine ciddi anlamda bağlıdır. Platin taslaktan (drawing) yapılmadan önce silikon taslaklar 5 dak süreyle 300 °C de 5x10⁻⁵ mm Hg basıncındaki vakum ortamında ısıtılmıştır. Si yapraklar üzerine Pt oluşturmak (kaplamak) için, vakuma ara vermeden Si yapraklar Pt oluşturma pozisyonuna getirilmiştir. Platin kaplama işlemi bir magnetron püskürtme yöntemi ile 3x10⁻⁴ mm Hg basıncında ve Ar plazma ortamında 250 sn de gerçekleştirilmiştir. Plakalar 10 dak süreyle 510 °C de ısıtılmıştır. Sonra plakalar yüzey durumlarını azaltmak ve ohmik kontak sağlamak amacıyla kuru oksijen (O₂) ve kuru nitrojen (N₂) karışımında 30 dak boyunca 510 °C de ısıtıldı. Bir sonraki işlem basamağında yapraklar sıcak seyreltik HNO₃: HCl (3:1 oranında HNO₃ ve HCl) konsantrasyonu içine konulmuştur. Böylece Si yapraklar üzerindeki ilgisiz Pt bu çözücü yardımıyla yok edilmiştir. Al'nin Si ile reaksiyonu sonucunda oluşabilecek Schottky Diyot karakteristik değişimini önlemek için difüzyon bariyerinde önemli bir rol oynayan TiW alaşımı buharlaştırılmıştır.

Si alttaş (substrate) üzerine bir amorf metal Ti₁₀W₉₀ alaşımlı film elde etmek için magnetron püskürtme yöntemi kullanıldı. Amorf alaşımı elde etmek için özel bir yöntem geliştirildi. Bundan önce Ti ve W dağılım faktörü dikkate alınarak geliştirilen taslağın hedefi belirlendi. TiW hedef bileşimi; Ti için %(10-20) ve W için %(80-90) ağırlığı oranında olmalıdır (Si ve SiO₂ düşük yüzey direncini ve iyi yapışma özelliğini sağlamak için bu oranlar idealdir). Bu ihtiyaçlardan yola çıkarak

Ti ve W için püskürme alanlarını her biri için ayrı ayrı bulduk. Ti ve W için püskürmüş atom miktarı (yoğunlukları) aşağıdaki formüllerle hesaplanabilir.

$$N_{Ti} = K_{Ti} S_{Ti} \quad [3.1]$$

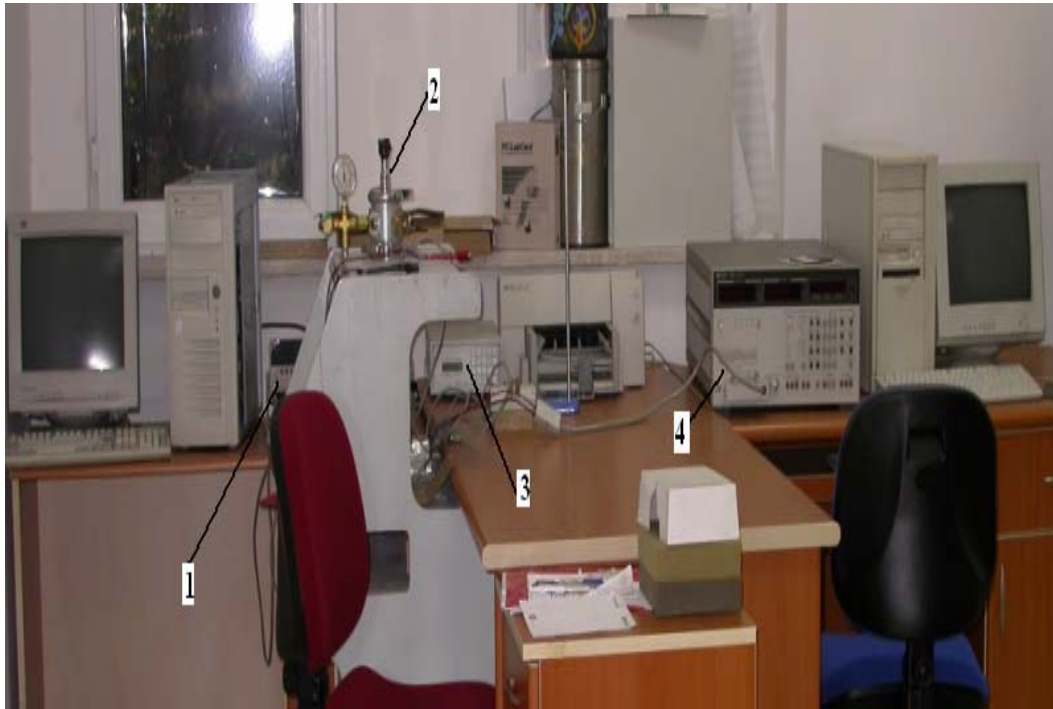
$$N_W = K_W S_W \quad [3.2]$$

Burada K_{Ti} Ti için ve K_W de W için dağılım faktörleridir. Pozitif saargon plazma iyonları tarafından bombardıman edilen hedefin aktivasyon enerjisi 1 keV ve dağılım faktörleri de referans (22)'e göre $K_{Ti}=1$ ve $K_W=0.6$ dır (23). [3.1] ve [3.2] fomülleri göz önünde bulundurularak $S=S_{Ti}+S_W$; ($S_W=0.9S$) elde edilmiştir.

Hedef alanı S ; magnetron sisteminin yapıcı parametresi hesaba katılarak belirlenmiştir. İntegre mikrodevrelerin hazırlanmasında gerekli olan malzemelerin seçimi yapılır. Silikon alltaş, amonyak peroksit çözeltisinde 10 dakika boyunca bekletilerek temizlendikten ve de-iyonize su ile 15 dakika iyice durulandıktan sonra 10^{-5} mm Hg basınçlı vakum odasına yerleştirildi.. Plazma oluşturulmasında Ar gazı kullanıldı. Alltaş yaprakları ön sıcaklık olarak 5 dakika süreyle 250°C de ısıtılmıştır. Film 32 sn süreyle 350 V ve 3 A lik anot akımına tutıldı. Alaşım drawing den önce hedef 250 sn boyunca aynı modda tutuldu. Metal filmin drawinginden sonra yapraklar homojen TiW içerikli alaşım ve homojen metal-yarıiletken yüzey elde etmek için 500°C de 10 dakika süreyle tavlandı. Yüzey direnci dört uç yöntemi ile $\rho_s=1.5-2 \Omega\text{cm}^2$ olarak ölçüldü. Kalınlık-mikrointerferrometre ile optik kalınlık $d=0.2-0.25$ mikron olarak ölçülmüştür. Özel iletkenlik $\rho_v=d.\rho_s=3\times 10^{-5}-5\times 10^{-5} \Omega.\text{cm}$ formülü ile belirlendi. Metalizasyonda Al kullanılmasının amacı ucuz ve yüksek kaliteli olması gibi bir çok avantajlar sağlamasındandır. $1\times 10^{-6} \text{ cm}^2$ ile $14\times 10^{-6} \text{ cm}^2$ arasında değişen alanlarda diyot matrix (kalıp) 14 tane diyot içerir. Tüm diyotlar hemen hemen benzer davranış gösterdiğinden bunlarda sadece bir tanesinin geniş bir sıcaklık aralığında karakteristikleri incelendi.

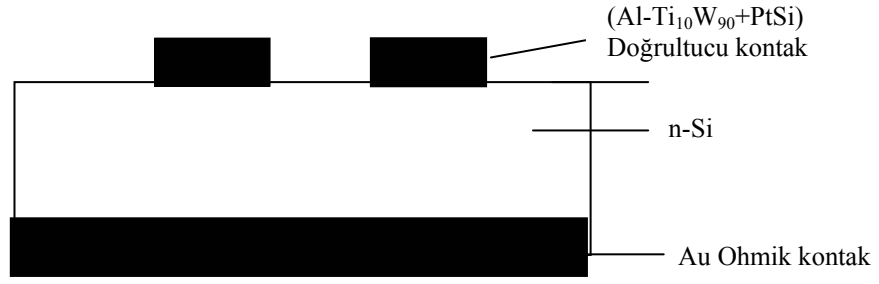
3.2 Kullanılan Ölçüm Düzenekleri

Hazırlanan $(Al-Ti_{10}W_{90}+PtSi)n-Si$ Schottky diyotların sıcaklığa bağlı elektriksel karakteristikleri (akım-voltaj ve kapasitans-voltaj), Gazi Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Yarıiletken İleri Araştırma Laboratuvarında incelendi. Resim 3.1’de sıcaklığa bağlı I-V ve C-V ölçümleri için kullanılan cihazlar gösterilmiştir.

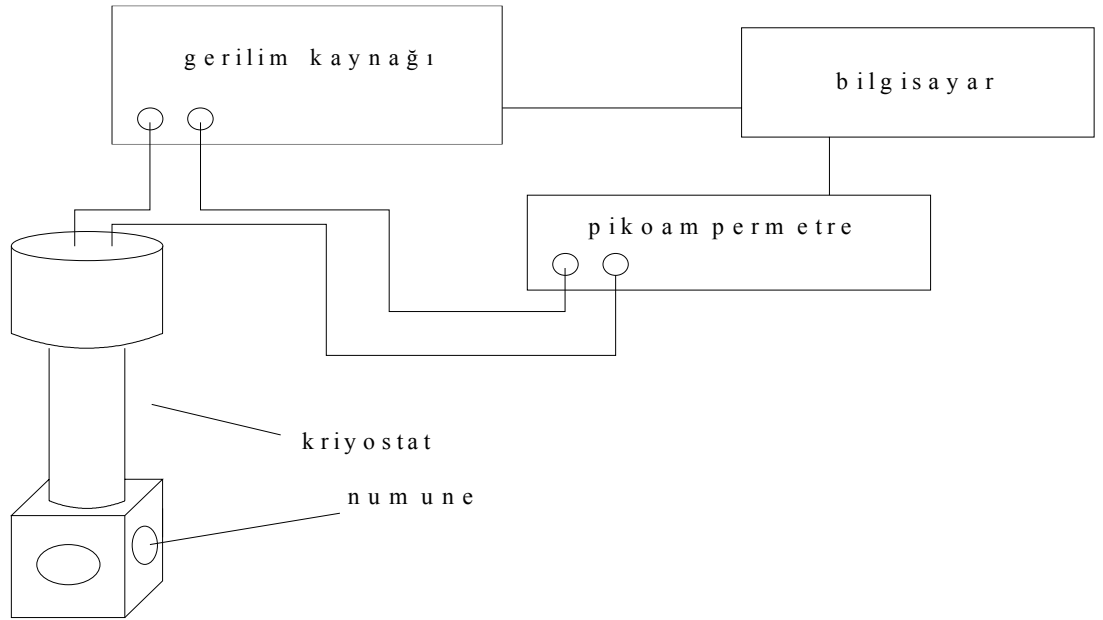


Resim 3.1 Sıcaklığa bağlı I-V ve C-V ölçümleri için kullanılan deneysel düzenek: 1. Keithley 2400 SourceMeter, 2. Janes 475 kriyostat, 3. Kriyostat için sıcaklık kontrolcüsü, 4. HP 4192 LF empedans analizörü

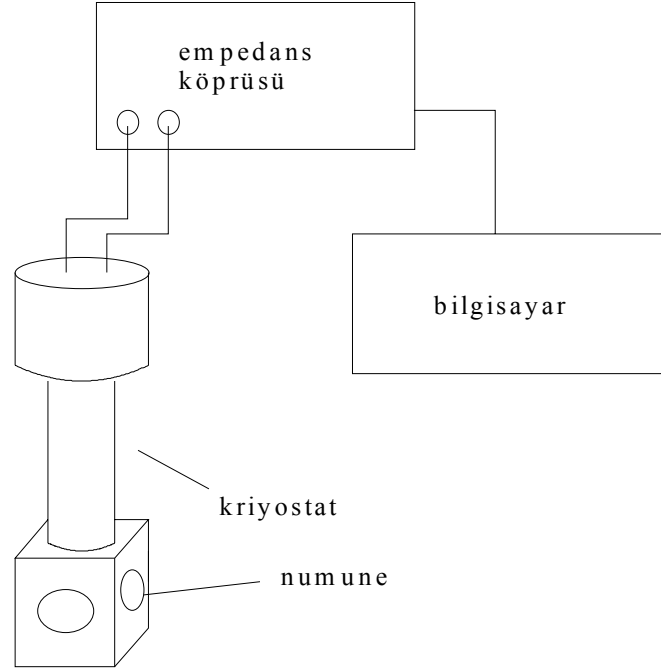
I-V ölçümleri, Keithley 2400 SourceMeter kullanılarak yapıldı. C-V ölçümleri HP 4192A LF empedans analizmetre(5Hz-13MHz) kullanılarak yapıldı. Dış titreşim jeneratöründen 10 mV sinüzoidal sinyaller gerekli voltajı sağlamak için numuneye uygulandı (18). Bütün ölçümler, bir IEEE-488AC/DC dönüştürücü (Konvertör) kart ve yazılım programı yardımıyla elde edildi. Nümunelerin sıcaklığa bağlı I-V ve C-V karakteristikleri 79 K- 360 K sıcaklık aralığında, Janes 475 kriyostat kullanılarak gerçekleştirildi. Sıcaklık, Lakeshore 321 sıcaklık kontrol cihazı ile kontrol edildi.



Şekil 3.1 (Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)/n-Si Schottky diyodun şematik gösterimi.



Şekil 3.2 Akım-gerilim ölçümleri için kullanılan deneysel düzenek



Şekil 3.3 Kapasite-voltaj (C-V) ve kondüktans-Voltaj (G-V) ölçümleri için kullanılan deneysel düzenek.

4. DENEYSEL SONUÇLAR

4.1.Giriş

Bu bölümde (Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)n-Si Schottky diyotlardan seçilen örnek diyotun 79 K-360 K sıcaklık aralığındaki doğru beslem I-V karakteristiklerinden; ters doyum akımı I_o , idealite faktörü n , potansiyel engel yüksekliği $\Phi_{BO}(I-V)$, Richardson sabiti gibi bazı temel elektriksel parametreler elde edilerek grafikler ve çizelgeler halinde verildi. Yine aynı sıcaklık aralığında ters beslem C-V ölçümlerinden ise difüzyon potansiyeli V_D , verici atomlarının katkı yoğunluğu N_D , Fermi enerjisi E_F , arayüzey durum yoğunlukları N_{ss} ve potansiyel engel yüksekliği $\Phi_B(C-V)$ gibi diğer bazı temel elektriksel parametreler elde edilerek sonuçlar grafikler ve çizelgeler halinde verildi.

4.2. Akım-Gerilim (I-V) Karakteristikleri

Bu çalışmada, (Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)n-Si Schottky diyotunun doğru beslem I-V karakteristikleri 79 K- 360 K sıcaklık aralığında incelendi. Bu sıcaklık aralığındaki doğru beslem I-V karakteristiği Şekil.4.1 de verilmiştir. İdeal bir Schottky diyotun doğru beslem I-V ilişkisi $V > 3 kT/q$ durumunda, TE teorisine göre,

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

eşitliği ile verilir. Burada V_D diyot üzerine düşen gerilim, k Boltzmann sabiti, T Kelvin cinsinden mutlak sıcaklık ve I_o ise ters doyum akımı olup,

$$I_o = A^{**} A T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_B}{kT}\right) \quad [4.2]$$

ile verilir. Burada A diyodun doğrultucu kontak alanı, A^{**} etkin Richardson sabiti olup değeri n-tipi Si için değeri $120 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ ve Φ_B potansiyel engel yüksekliğidir. Deneysel olarak elde edilen verilerde doğrunun eğiminin saf TE teorisine göre ($n=1$), q/kT değerinde olması beklenirken bundan daha küçük değerler elde edilmiştir. Pratikte bu teoriden sapma, idealite faktörünün Eş. 4.1'de (qV/nkT) şeklinde teoride kullanılmasıyla düzeltilir. Schottky diyotlarda engel yüksekliğinin tüketim bölgesinde oluşan elektrik alana ve dolayısıyla uygulanan gerilime bağlı olması bu düzeltmeyi gerektirmektedir (3,18,24). Eğer engel yüksekliği gerilimden bağımsız ise, n sabittir. n değerinin birden büyük olması, uygulanan gerilimin tamamının tüketim bölgesine düşmediği anlamına gelir. Yani uygulanan gerilim, arayüzey tabakası, tüketim tabakası ve diyot direnci arasında paylaşılmaktadır ($V=V_D+R_s$). İdealite faktörü değerleri, Eş.4.1'de ile verilen ifadenin her iki tarafının $\ln$ 'i alınarak,

$$\ln I = \ln I_o + \frac{qV_D}{nkT} \quad [4.3]$$

ifasesinden elde edilebilir. Bu denklem, $y=y_o + \tan\theta x$ şeklinde bir doğrunun matematiksel ifadesi olup idealite faktörü $\ln I$ - V eğrisinin lineer kısmının eğiminden ($\tan \theta = q/nkT$) her sıcaklık için, aşağıdaki eşitlikten hesaplandı.

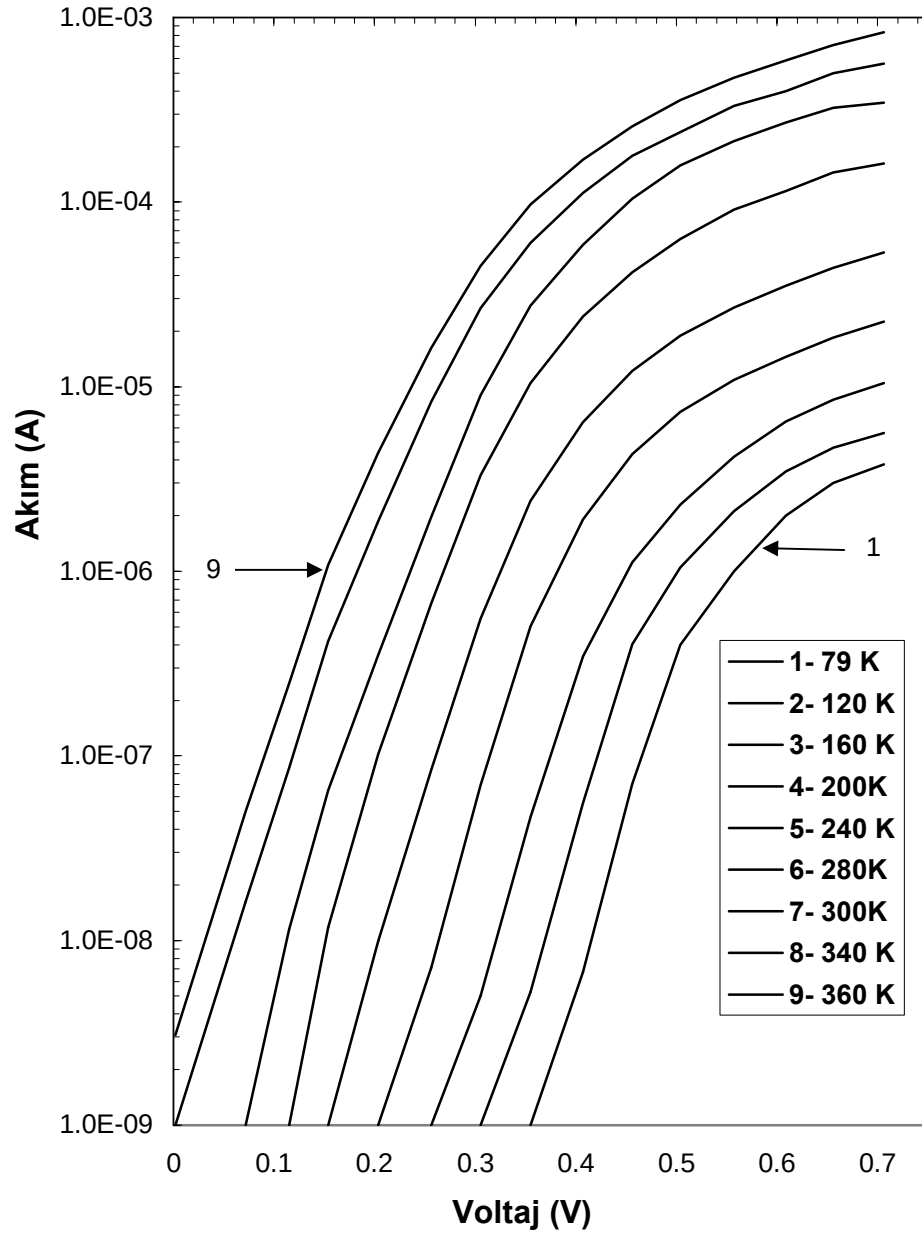
$$n = \frac{q}{kT \tan \theta} = q/kT(dV/d\ln(I)) \quad [4.4]$$

Doyum akımı I_o değerleri yarılogaritmik $\ln I$ - V eğrisi de doğrunun lineer kısmının $V=0$ da $\ln I$ eksenini kestiği noktadan elde edildi ve bu değer ile diyotun alanı kullanılarak potansiyel engel yüksekliği (Φ_{B0}) Eş. 4.2'den yararlanılarak,

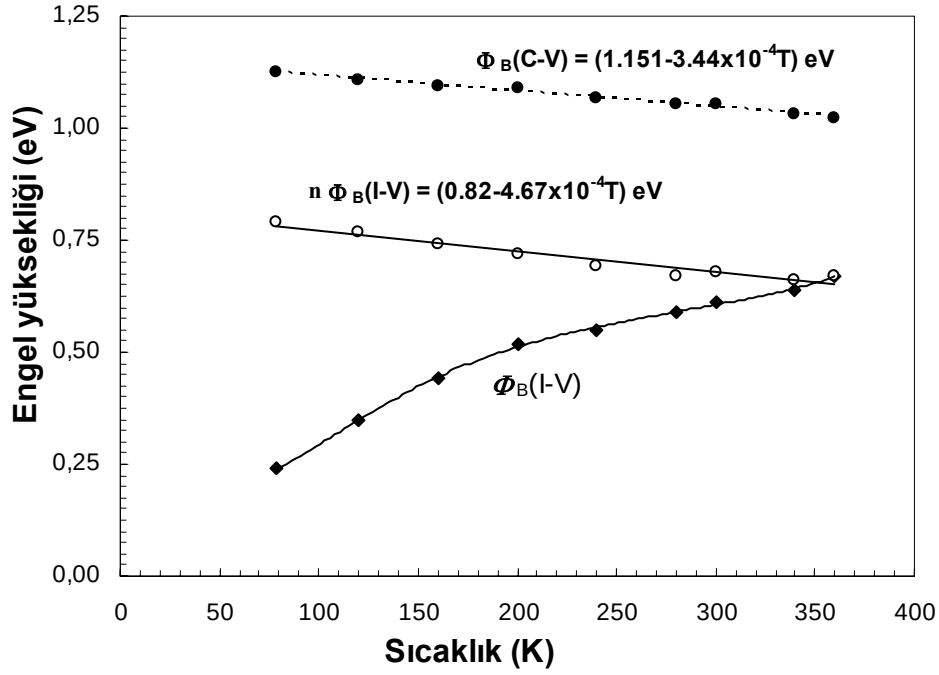
$$\Phi_B = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{A A^{**} T^2}{I_o} \right) \quad [4.5]$$

ifadesinden hesaplandı. Her sıcaklık için $\ln I-V$ karakteristiklerinden elde edilen I_0 , n ve Φ_B ($I-V$) değerleri Çizelge 4.1’de verildi. İdealite faktörünün birden büyük çıkması arayüzey durumlarının özel bir dağılımına atfedildi (4,25).

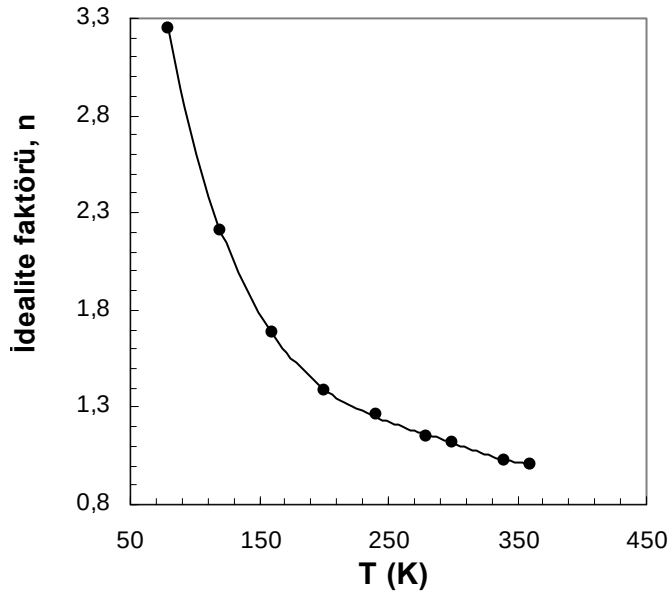
Çizelge 4.1’den de görüldüğü gibi yarı-logaritmik doğru belsem $\ln I-V$ eğrilerinden elde edilen Φ_{B0} ve n değerleri sıcaklığa çok bağlıdır. Artan sıcaklıkla Φ_{B0} değeri artarken, n değeri ise azalmaktadır. Sıfır beslem engel yüksekliği (Φ_{B0}) ve diyot idealite faktörünün (n) sıcaklığa bağlı değişimi sırasıyla Şekil.4.2 ve Şekil.4.3’ de verildi. En düşük (79 K) ile en yüksek (360 K) sıcaklıkları için bu değerler, sırasıyla $n=3.25-1.01$ ve $\Phi_{B0}=0.24-0.67$ eV arasında elde edildi. Benzer sonuçlar literatürlerde de rapor edilmiştir (22,25,26).



Şekil 4.1. (Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)/n-Si Schottky diyodunun farklı sıcaklıklardaki deneysel doğru beslem LnI-V karakteristikleri



Şekil 4.2. (Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)/n-Si Schottky diyotunun sıcaklığa bağlı $\Phi_{bo}(I-V)$, $n\Phi_{bo}(I-V)$ ve $\Phi_B(C-V)$ grafiği



Şekil 4.3. (Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)/n-Si Schottky diyotunun sıcaklığa bağlı idealite faktörünün sıcaklıkla değişim grafiği

Çizelge 4.1 Al/Ti₁₀W₉₀/n-Si yapısı için I-V ve C-V karakteristiklerinden sıcaklığa bağlı elde edilen temel bazı deneysel parametreler

T (K)	n	I ₀ (A)	N _D (cm ⁻³)	N _c (cm ⁻³)	Φ _B (I-V) (eV)	nΦ _B (I-V) (eV)	Φ _B (C-V) (eV)	N _{ss} (eV ⁻¹ cm ⁻²)
79	3.25	3.80x10 ⁻¹⁶	3.60 x10 ¹⁵	3.28 x10 ¹⁸	0.24	0.79	1.123	2.26 x10 ¹³
120	2.21	9.59x10 ⁻¹⁶	3.70 x10 ¹⁵	6.15 x10 ¹⁸	0.35	0.77	1.109	2.13 x10 ¹³
160	1.69	1.07x10 ⁻¹⁴	3.74x10 ¹⁵	9.45 x10 ¹⁸	0.44	0.74	1.092	2.09x10 ¹³
200	1.39	1.15x10 ⁻¹³	3.85x10 ¹⁵	1.32 x10 ¹⁹	0.52	0.72	1.088	1.97 x10 ¹³
240	1.26	6.11x10 ⁻¹²	3.84x10 ¹⁵	1.74 x10 ¹⁹	0.55	0.69	1.065	1.87 x10 ¹³
280	1.15	7.53x10 ⁻¹¹	3.69x10 ¹⁵	2.19 x10 ¹⁹	0.59	0.67	1.054	1.78 x10 ¹³
300	1.12	1.86x10 ⁻¹⁰	3.75x10 ¹⁵	2.43 x10 ¹⁹	0.61	0.68	1.053	1.87 x10 ¹³
340	1.03	1.21x10 ⁻⁹	3.62x10 ¹⁵	2.93 x10 ¹⁹	0.64	0.66	1.033	1.78 x10 ¹³
360	1.01	2.08x10 ⁻⁹	3.59x10 ¹⁵	3.19x10 ¹⁹	0.67	0.67	1.023	1.78 x10 ¹³

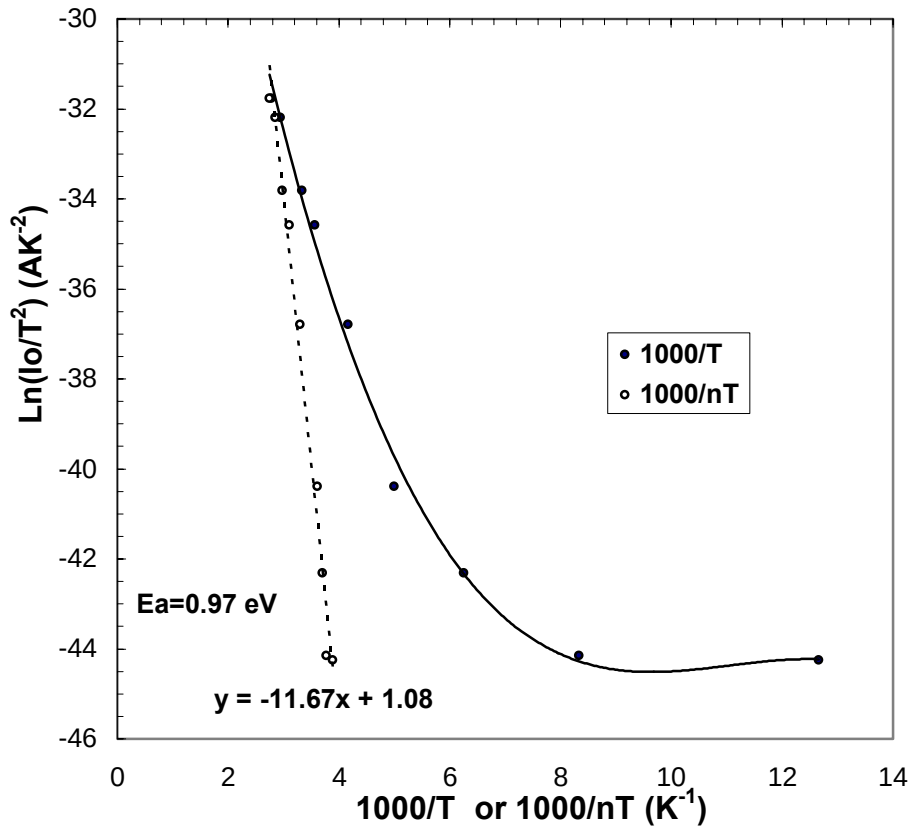
Çizelge 4.1 Al/Ti₁₀W₉₀/n-Si yapısı için C-V karakteristiklerinden elde edilen deneysel doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen Φ_B artan sıcaklıkla artması, engel yüksekliğinin sıcaklıkla negatif değişimi katsayısına aykırıdır. Yani artan sıcaklıkla azalmaktadır. Bu davranış, sıcaklıkla Φ_{B0} artarken idealite faktörünün azalması, özellikle düşük sıcaklıklarda, düşük engel yüksekliğine sahip olan bölgelerden oluşan akıma yani engel homojensizliğine atfedilebilir. Bu davranış nedeniyle Eş.4.2'deki ters-beslem doyum akımı ifadesinin faktörünü aşağıdaki gibi idealite içermesi gerektiği sonucuna varıldı.

$$I_o = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{bo}}{n(T)kT}\right) \quad [4.6]$$

Bu nedenle elde edilen Φ_{B0} değerleri idealite faktörü n ile çarpılarak düzeltilmiş potansiyel engel yüksekliği n(T)Φ_{B0} = Φ_B(T) değerleri elde edilerek Çizelge 4.2'de ve Şekil.4.2'de verildi. Şekil.4.2'den de görüldüğü gibi düzeltilmiş potansiyel engel yüksekliği değerleri, sıcaklıkla Φ_B(T) = n(T)Φ_{B0} = (0.82-4.67x10⁻⁴T) eV şeklinde potansiyel engel yüksekliğinin veya yasak enerji aralığının negatif sıcaklık değişim katsayısına uygun şekilde değişmektedir. Çünkü Si için yasak enerjinin sıcaklıkla

değişim katsayısı 4.73×10^{-4} eV/K olup bu değer yukarıda hesapladığımız 4.67×10^{-4} eV/K değeriyle oldukça uyumludur.

Doğru beslem I-V verilerinden elde edilen $\ln(I_0/T^2)-1000/T$ grafiği Şekil.4.4’ de verilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi Richardson eğrisinde, düşük sıcaklıklarda ($T \leq 160$ K) lineerliken sapma göstermektedir ve bu yüzden aktivasyon enerjisi ile Richardson sabitini bu eğriden hesaplamak hem zordur hem de güvenilir değildir. Bu davranış engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlı olduğunu göstermektedir. Benzer sonuçlar bir çok araştırmacı tarafından da gözlenmiştir (22,27-31).



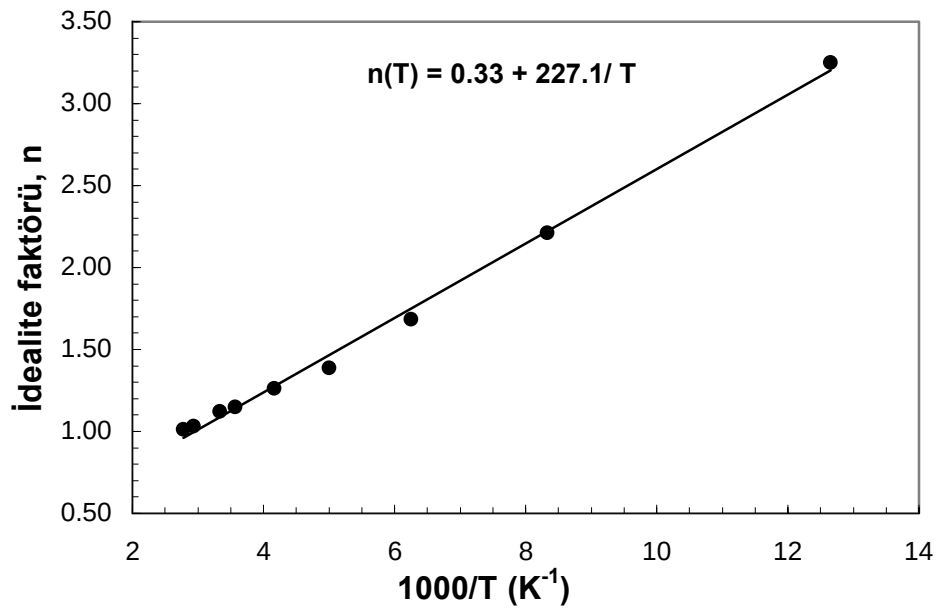
Şekil.4.4 Al/Ti₁₀W₉₀/n-Si Schottky diyotu için Richardson eğrileri, $\ln(I_0/T^2) - 1/T$ ve $1/nT$, grafiği.

Şekil.4.4’de görüldüğü gibi $\ln(I_0/T^2)-1000/(nT)$ grafiği ise lineer bir doğru vermektedir. Bu doğrunun eğiminden aktivasyon enerjisi 0.97 eV elde edildi ve bu

değer silisyumun mutlak sıfırdaki yasak enerji aralığı değerine (1.17 eV) oldukça yakın bir değerdir. İdealite faktörünün sıcaklığın tersi ile lineer olarak

$$n(T) = \alpha + \beta/T \quad [4.7]$$

şeklinde değiştiği Şekil 4.5’de verilmiştir. Burada α ve β birer sabit olup sırasıyla 0.33 ve 227.1 K elde edilmiştir. Burada β ifadesi literatürde (32) genelde T_0 olarak gösterilir ve idealite faktörünün azalan sıcaklıkla artması literatürde T_0 etkisi olarak bilinir (32). Aynı zamanda deneysel ve teorik (nkT/q - kT/q) eğrileri arasında lineer bir ilişki olduğu Şekil 4.6’da görülmektedir.



Şekil. 4.5. Al/Ti₁₀W₉₀/n-Si Schottky diyodu için idealite faktörünün sıcaklığın tersi ile değişim grafiği.

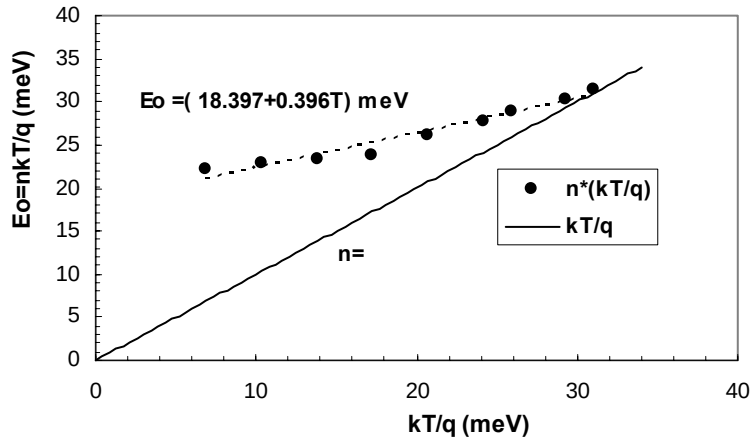
Şekilde görüldüğü gibi nkT/q - kT/q grafiği lineer bir doğru verme ve doğrunun y-eksenini kestiği noktadan E_0 değeri 23 meV bulunmuştur. İdealite faktörünün yüksek değerleri, metal-yarıiletken arayüzeyinde arayüzey durumlarının özel bir dağılımına ve engel yüksekliklerinin bir Gaussiyen dağılıma sahip olması ile açıklandı (22,29,32-34), orta sıcaklık ve katkı seviyelerinde de TFE'nin olabileceğini

gösterdiler. Bu durumda, düşük gerilimlerde doğru beslem I-V ilişkisi aşağıdaki gibidir (35):

$$I = I_o \exp\left(\frac{V}{E_o}\right) \quad [4.8]$$

$$E_o = n \frac{kT}{q} = E_{oo} \coth\left(\frac{qE_{oo}}{kT}\right) \quad [4.9]$$

Burada E_{oo} parametresi tünelleme olup olmadığının bir göstergesi olup aşağıdaki eşitlik ile verilir.

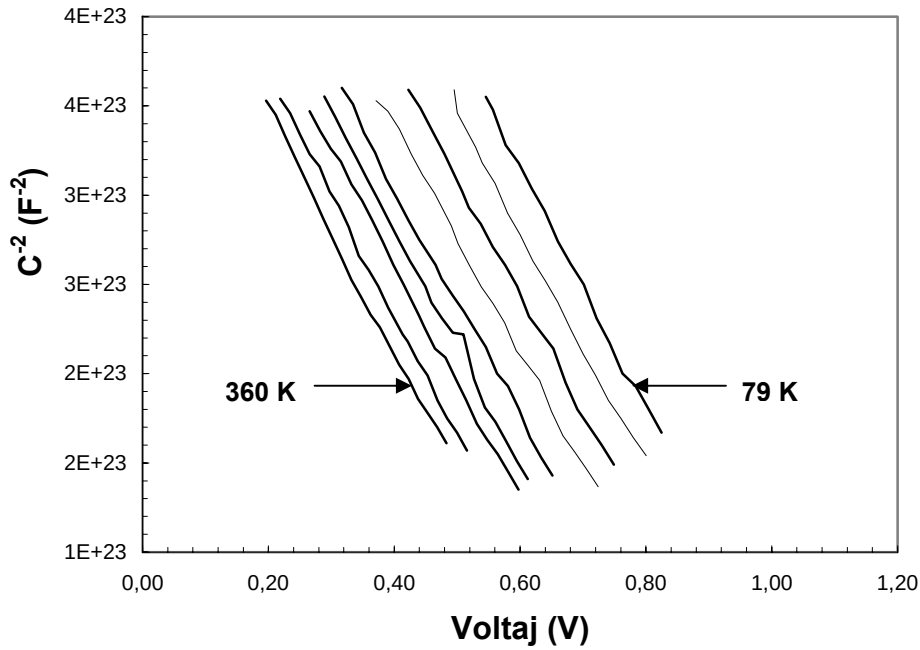


Şekil 4.6. Al/Ti₁₀W₉₀/n-Si Schottky diyotu için $nkT/q - q/kT$ grafiği.

$$E_{oo}(T) = \frac{h}{4\pi} \left(\frac{N_D}{m_h^* \mathcal{E}_{Si}} \right)^{0.5} \quad [4.10]$$

Burada h Planck sabiti 6.626×10^{-34} J.s ve bizim n-tipi Si için katkı atomlarının sayısı 6.16×10^{22} , $m_n^* = 0.98m_o$ (m_n^* etkin elektron kütlesidir.), $\mathcal{E}_{Si} = 11.8 \epsilon_o$ ($\mathcal{E}_{Si}$ yarıiletkenin dielektrik sabitidir.) alınarak 300 K için E_{oo} değeri 1.36 meV bulundu. Bu sonuç bize FE ve TFE geçerli olamayacağını göstermektedir.

Yeterince yüksek frekanslarda ($f \geq 500$ KHz) hemen hemen hiçbir arayüzey durumu ac sinyalini takip edemez. Bu yüzden hazırlanan (Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)-nSi Schottky diyotlarda seçilen örnek diyotun 500 kHz'teki sıcaklığa bağlı deneysel ters beslem C-V ölçümlerinden elde edilen C^{-2} -V grafiği Şekil 4.7'de verilmiştir. C-V ölçümleri, 79-360 K sıcaklık aralığında gerçekleştirildi. Şekilden de görüldüğü gibi her sıcaklık değeri için, C^{-2} -V eğrileri geniş bir gerilim bölgesinde lineer bir davranış göstermektedir. Bu lineer davranış ölçümlerin yeterince yüksek frekansta (ω) yapıldığını, böylece taşıyıcı yaşam süresinin (τ) $1/\omega$ 'den oldukça büyük olmasından dolayı arayüzey durumları ac sinyalini takip edemez (6,18,22). Şekil.4.7' den de görüldüğü gibi C^{-2} -V eğrileri tüm sıcaklıklar için hemen hemen birbirlerine paralel olduğu görülmektedir. Bu durum, verici yoğunluklarının (N_D) sıcaklıkla fazla - değişmediğinin bir göstergesidir.



Şekil.4.7. (Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)-nSi Schottky diyotunun 500 kHz frekansında farklı sıcaklıklar için elde edilen deneysel ters beslem C^{-2} -V karakteristikleri.

Yarıiletkendeki alıcı N_A veya verici N_D katkı atomlarının yoğunluğu C-2-V grafiğinden aşağıdaki formüle göre hesaplanabilir (36).

$$C^{-2} = (2/(q \epsilon_s A 2 N_D))(V_o + V_R) \quad [4.11]$$

Burada A diyotun kontak alanı, ϵ_s yarıiletkenin dielektrik geçirgenliği, N_D verici atomların yoğunluğu ve V_R ise ters belsem gerilimidir. C-2-V grafiğinde lineer kısmın eğiminden katkı atomlarının sayısı N_D ve lineer doğruların gerilim eksenini kestiği nokta olan kesişim voltajı V_o değeri kullanılarak difüzyon potansiyeli V_D aşağıdaki şekilde elde edildi.

$$V_o = V_D + \frac{k T}{q} \quad [4.12]$$

Potansiyel engel yüksekliği $\Phi_B(C-V)$ değerleri aşağıdaki denkleme göre hesaplandı ve Çizelge 4.1 'de verildi.

$$\Phi_B(C-V) = V_D + E_F - \Delta\Phi_B \quad [4.13]$$

Burada $\Delta\Phi_B$ hayali kuvvet engel alçalması, E_m maksimum elektrik alan ve E_F iletim band kenarı ile Fermi seviyesi arasındaki enerji farkıdır (6) ve sıcaklıkla değişimi aşağıdaki standart denklem kullanılarak hesaplandı.

$$E_F = kT/q \ln(N_C/N_D) \quad [4.14]$$

Burada kT/q eV cinsinden termal enerji ve N_C ise n-Si iletim bandındaki etkin durum yoğunluğudur. Farklı sıcaklıklar için C-2-V karakteristiklerinden elde edilen N_D , E_F , V_D ve W_D değerleri sırasıyla Çizelge 4.2'de listelenmiştir. Bizim örnekler için $\Delta\Phi_B$ değerleri çok küçük olduğundan hesaplamalarda dikkate alınmadı. Elde edilen $\Phi_B(C-V)$ değerlerinin artan sıcaklıkla literatüre uygun bir şekilde

$$\Phi_B(C-V) = \Phi_{B(C-V)}(O K) + \alpha T \quad [4.15]$$

şeklinde azaldığı Şekil 4.2’de görülmektedir. Mutlak sıfırdaki engel yüksekliği $\Phi_B(C-V)(0\text{ K})$ ve engelin sıcaklıkla değişim katsayısı α , deneysel olarak sırasıyla 1.151 eV ve -3.44×10^{-4} eV/K olarak bulundu. Bu sonuç Si için 0 K daki yasak enerji aralığı olan 1.17 eV ve onun sıcaklıkla değişim katsayısı olan -4.73×10^{-4} eV/K değerleri ile oldukça iyi uyum içindedir.

Elde edilen deneysel sonuçlar, her bir sıcaklıkta $\Phi_B(C-V)(0\text{ K})$ değeri, $\Phi_{Bo}(I-V)$ değerinden yaklaşık olarak idealite faktörü çarpanı kadar daha büyüktür. Yani, Bhuiyan (30) ve Hackam (31) tarafından da bulunduğu gibi, $\Phi_B(C-V)(0\text{ K})$, doyum akımı ifadesinin idealite faktörünü içermesi gerektiği ve bu tür bir düzeltme sonucunda, ters beslem C-V ve doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen engel yükseklikleri arasında

$$\Phi_B(T) = \Phi_B(C-V) \cong n(T)\Phi_{Bo}(I-V) \quad [4.16]$$

şeklinde bir bağıntı vardır.

4.3 Engel Yüksekliği Homojensizliği

Özellikle düşük sıcaklıklarda potansiyel engel yüksekliği $\Phi_{Bo}(I-V)$ ve idealite faktörü n ’nin sıcaklığa çok bağlı olmasından dolayı $\Phi_{Bo}(I-V)$ ve $\Phi_B(C-V)$ arasındaki farklılık; engel yüksekliğinin Gaussian dağılımı ile açıklandı. Buna göre uygulanan bir doğru beslem voltajında toplam akım ifadesi,

$$I(V) = I_0 \exp(qV/n_{ap}kT) [1 - \exp(-qV/kT)] \quad [4.17]$$

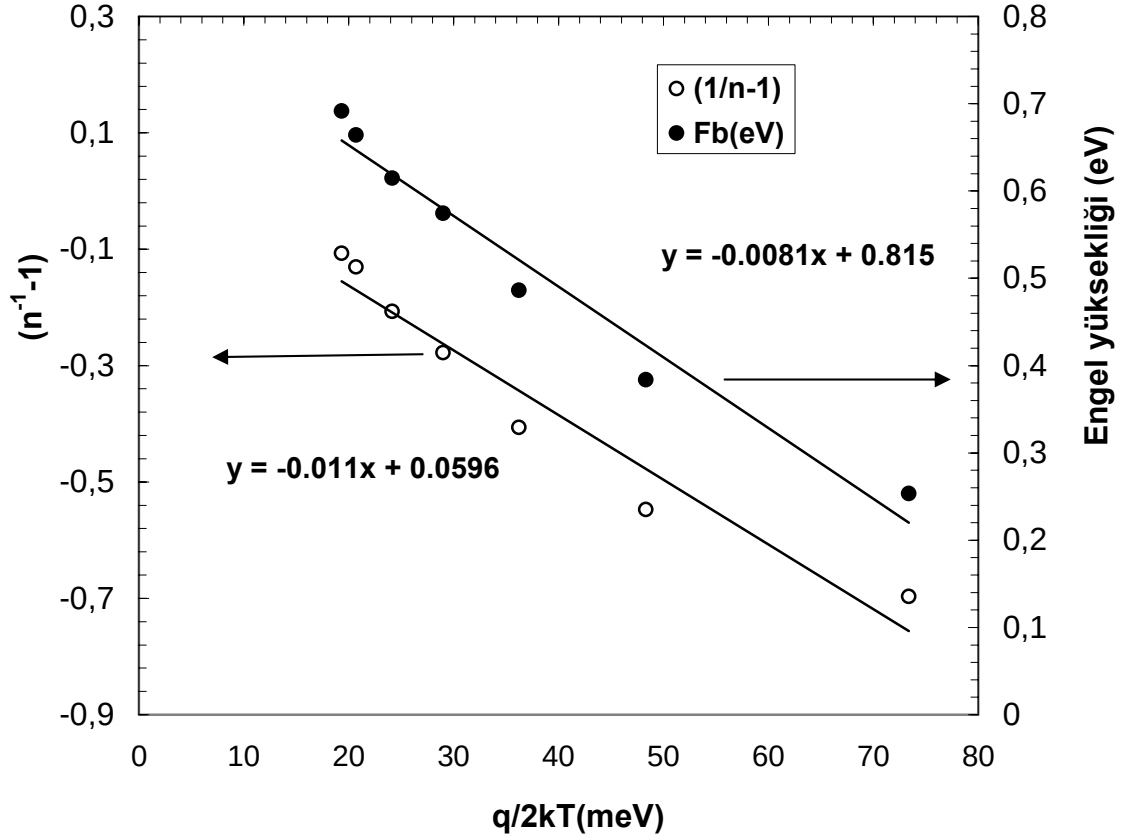
ile verilir. Denklemdaki I_0 ifadesi ise Eş.4.2 ifadesine benzer olarak,

$$I_0 = AA^* T^2 \exp(-q\Phi_{ap}/kT) \quad [4.18]$$

şeklindedir. Burada, Φ_{ap} ve n_{ap} sırasıyla görünür engel yüksekliği ve görünür idealite faktörüdür. Buna göre, görünen engel yüksekliği ve görünen idealite faktörü sıcaklığa bağlı olarak Eş. 4.17 ve Eş. 4.18'den sırasıyla aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$\Phi_{ap} = \bar{\Phi}_{bo}(T) - q\sigma_s^2/kT \quad [4.19]$$

$$[(1/n_{ap})-1] = \rho_2 - (q\rho_3/2kT) \quad [4.20]$$



Şekil 4.8. (Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)-nSi Schottky diyotu içi engel yüksekliğinin ve ideaealite faktörünün $q/2kT$ 'ye göre değişim grafiği.

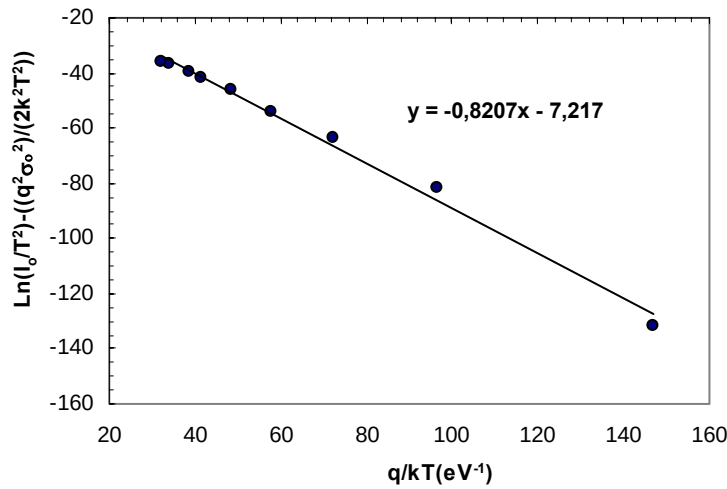
Şekil 4.8. (Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)-nSi Schottky diyotu içi engel yüksekliğinin ve ideaealite faktörünün $q/2kT$ 'ye göre değişim grafiği verilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi hem engel yüksekliği hem de $(n^{-1}-1)$ değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi lineer oludur. Bu denklemlerde $\bar{\Phi}_{bo}-q/2kT$ den ortalama engel yüksekliği

$\bar{\Phi}_{bo}$ ve standart sapma σ_s değerleri sırasıyla 0.815 eV ve 0.09 V bulundu. $(n^{-1}-1) - q/2kT$ den ise ρ_2 ve ρ_3 voltaj sabitleri sırasıyla 0.0596 V ve -0.011 V bulundu.

Şimdi elde edilen bu $\bar{\Phi}_{bo}$ ve σ_s değerleri kullanılarak geleneksel Richardson eğrisinde aşağıdaki gibi modifiye edilebilir:

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{q^2 \sigma_o^2}{2k^2 T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q\bar{\Phi}_{bo}}{kT} \quad [4.21]$$

Şekil 4.9'da verilen modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_o^2 / 2k^2 T^2 - q/kT$ eğrisi, Eş.4.21'e göre bir doğru vermektedir. Bu doğrunun eğimi bize direk olarak $\bar{\Phi}_{bo}$ değerini vermekte ve y-eksenini kestiği noktadan da $(=\ln AA^*) A^*$ değeri elde edilmektedir.



Şekil.4.9. Al/Ti₁₀W₉₀/n-Si Schottky diyotu için modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_o^2 / 2k^2 T^2 - q/kT$ grafiği.

Şekil 4.9'dan $\bar{\Phi}_{bo}$ ve A^* değerleri sırasıyla 0.82 eV ve 104.85 A/cm²K² elde edildi ve buradan mutlak sıcaklık için elde edilen $\bar{\Phi}_{bo}(T=0)=0.82$ eV değeri, Şek.4.8'de $\Phi_{ap} - 1/T$ grafiğinden elde edilen $\bar{\Phi}_{bo}(T=0)=0.815$ eV değeri ile uyum içindedir. Aynı zamanda Richardson sabiti için elde edilen deneysel 104.86 A/cm²K² değeri de n-tipi

Si için $120 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ olan teorik değeri ile uyum içindedir. Bu sonuçlar, bizim örneklerde potansiyel engel yüksekliğinin Gaussian bir dağılım sergilediği görülmektedir.

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu araştırmada, magnetron püskürtme yöntemi kullanılarak (111) yönelimli, $\rho=0.70 \Omega \cdot \text{cm}$ öz dirençli n-Si alttaş üzerinde Pt buharlaştırılması ile (Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)-nSi Schottky diyotlar elde edildi. Hazırlanan (Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)-n-Si yapıların doğru beslem (I-V-T) ve ters beslem (C-V-T) karakteristikleri 79 K- 360 K sıcaklık aralığında incelendi. Seçilen örnek (Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)-nSi Schottky diyotunun doğru beslem I-V-T ölçümlerinden 79–360 K sıcaklık aralığında, potansiyel engel yükseklikleri $\Phi_{B0}=0.24-0.67 \text{ eV}$ ve idealite faktörleri ise $n=3.25-1.01$ arasında değişti. Yüksek sıcaklık değerleri için idealite faktörünün 1'e yaklaşması, hazırlanan yapının ideal duruma oldukça yaklaştığını göstermektedir. Ancak, düşük sıcaklık değerlerinde idealite faktörünün hızla artmakta olduğu gözlemlendi. İdealite faktörünün düşük sıcaklıklarda birden büyük çıkması (ideal durumdan sapması) bize saf termiyonik emisyon teorisinden sapma olduğunun açık bir delilidir. Düşük sıcaklıklarda elektronlar daha düşük bir engel ile karşılaştıkları için akım iletimi baskın olur ve bundan dolayı idealite faktörü değerinde artma gözlenir (7,8) Sıcaklığın artmasıyla elektronlar daha yüksek bir engeli aşabilecek kadar bir enerji kazanırlar ve sonuçta engel yüksekliği sıcaklık ve doğru beslem voltajına bağlı olarak değişecektir. Yani, bilindiği gibi yasak enerji aralığı ve engel yüksekliği artan sıcaklıkla azalmasından ve taşıyıcıların daha yüksek bir enerji kazanmalarından dolayı yarıiletken valans bandından iletim bandına çıkan taşıyıcı sayısı artar (2-6).

Çizelge 4.2'de görüldüğü gibi potansiyel engel yüksekliğinin, Φ_{B0} , artan sıcaklıkla artması, engel yüksekliğinin sıcaklıkla negatif değişimi katsayısına aykırıdır. Artan sıcaklıkla Schottky engel yüksekliğinin artması ve idealite faktörünün azalması, özellikle düşük sıcaklıklarda, düşük engel yüksekliğine sahip olan bölgelerden oluşan akıma yani engel homojensizliğine atfedilebilir. Ayrıca, C-V-T karakteristiklerinden elde edilen $\Phi_{B(C-V)}$ ve I-V karakteristiklerinden elde edilen Φ_{B0} değerleri arasında bir uyumsuzluk gözlemlendi. Bu aykırılık, engel yüksekliğinin $\bar{\Phi}$ ortalama değere ve σ_s standart sapmasına sahip olan bir Gaussian dağılıma sahip olduğu varsayılarak açıklanabilir (33,37). Bu durum, hazırlanan Schottky diyotların

yüksek sıcaklıklarda daha çok ideal özelliği gösterdiğini ve bu durumun termiyonik emisyon modeline uyduğu deneysel sonuçlarla da iyi uyum halinde olduğu gözlenirken, düşük sıcaklıklarda ise termiyonik emisyon teorisinden sapmalar olduğu gözlenmektedir. Şekil 4.2’de verilen $\Phi_{(I-V)}-T$ ve $\Phi_{(I-V)}-T$ grafiklerinde, doğru belsem I-V ve ters beslem C-V ölçümlerinden elde edilen potansiyel engel yükseklikleri özellikle düşük sıcaklıklarda birbirinden oldukça farklıdır. I-V ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri artan sıcaklıkla artarken C-V ölçümlerinde elde edilen engel yükseklikleri ise azalmaktadır. Yani, I-V-T ölçümlerinde akımın düşük Schottky engele sahip bölgelerinden geçen akım tarafından kontrol edildiği şeklinde açıklanabilir. Şekil 4.4’de gösterildiği gibi doğru belsem I-V ölçümlerinden elde edilen $\ln(I_0/T^2)-1000/T$ grafiğinin sıcaklığa bağlı değişimi ancak daha yüksek sıcaklıklarda bir doğru vermekte ve düşük sıcaklıklarda ise lineerlik iyice bozulmaktadır. $\ln(I_0/T^2)-1000/T$ eğrisi, engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlı değişiminin bir sonucudur. Richardson eğrisindeki bu sapma düşük ve yüksek engel alanları ihtiva eden ara yüzeyde homojen olmayan engel yükseklikleri potansiyel değişimlerinden dolayı olabilir (38,39).

Bu çalışmada ters doyum akım ifadesinde idealite faktörünün olduğu dikkate alınarak I-V-T karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği Φ_{B0} değerleri düzeltilerek $(n\Phi_{B0})$ ters beslem C-V ölçümlerinden elde edilen $\Phi_{B(C-V)}$ değerleri ile uyumlu hale getirildi. Diyot idealite faktörü n değerlerinin Şekil 4.3’te görüldüğü gibi sıcaklıkla azalması, akım iletim mekanizmasının hem tuzak yoluyla tünellemeyi ve hem de termiyonik emisyonu içerdiğini işaret eder. Diyot idealite faktöründeki bu değişimler, bu tip yapıların performansı ile ilişkilidir (40).

Şekil 4.7’de görüldüğü gibi, 500 kHz’de ölçülen deneysel ters beslem C-V karakteristiklerinden 79 K-360 K sıcaklık aralığında elde edilen potansiyel engel yükseklikleri literatüre uygun olarak artan sıcaklıkla azalmakta ve sıcaklıkla değişim katsayısı -3.44×10^{-4} eV/K dir. Bu değer Si için yasak enerji aralığının sıcaklıkla negatif değişim katsayısı ile oldukça yakındır. Katkılanan verici atomların yoğunluğu (N_D) değerleri Şekil 4.7’de verilen $C^{-2}-V$ grafiğinin eğiminden her sıcaklık için hesaplandı. Hesaplanan N_D değerleri (3.60×10^{15} - 3.59×10^{15}) artan

sıcaklıkla fazla değişmediği gözlemlendi. Ancak iletim bandındaki durumların yoğunluğu N_C (3.28×10^{18} - 3.19×10^{19}) değerleri ise artan sıcaklıkla az da olsa azalmaktadır.

Tüm bu deneysel sonuçlar; sıcaklığa bağlı engel yüksekliği ve idealite faktörü değerlerinin beklenenden farklı çıktığını göstermektedir. Yani ölçüm sonuçları, klasik termiyonik emisyon teorisinden sapmalar olduğunu göstermiştir. Tung ve arkadaşları klasik termiyonik emisyon teorisinden olan sapmayı açıklamak için, daha yüksek ve düzgün bir engelde düşük engellerin veya küçük lokal bölgelerin (patches) varlığına atfettiler (7,8,41). Bazı çalışmalar homojen olmayan modellerin ideal olmayan Schottky engel diyotlara uygulanabilirliğini göstermiştir (7,42). Referans (7,42) de işaret edildiği gibi engel yüksekliği ara yüzey atomik yapının bir fonksiyonu olabildiğine atfetmişlerdir. Ara yüzey atomik yapısı, metal-yarıiletken ara yüzeyde atomik homjensizlikler, ara yüzey yükleri, değişik fazlar, kusurlar ve farklı fazların bir karışımıyla ortaya çıkabilir.

İlk olarak, Song ve arkadaşları bir analitik potansiyel değişim modelini (engel yüksekliğinin bir Gaussian dağılımını) çalıştılar (38). Anormal davranışları, ara yüzeyde homojen olmayan engel yüksekliği üzerine kurulan bir analitik potansiyel değişim modeli kullanılarak açıkladılar (38,39). Engel yüksekliği dağılımının ortalama değeri $\overline{\Phi}_{bo}$ ve standart sapması σ_s olan engel yüksekliğinin bir Gaussian dağılımı olduğu kabul edildi (38,43).

Şekil 4.8’de $(n^{-1}-1)-[q/2kT]$ grafiğinde, kesme noktası ve eğimi sırasıyla voltaj sabitleri olan ρ_2 ve ρ_3 ü veren bir doğru olmalıdır. $\rho_2 = 0.0596$ ve $\rho_3 = -0.01$ V değerleri elde edildi. Bu grafiğin lineer davranışı idealite faktörünün gerçekten Schottky engel yüksekliğinin (BH) Gaussian dağılımının voltaj değişmesiyle açıklandığını gösterir.

Eş.4.21’e göre modife edilen $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_o^2 / 2k^2 T^2 - 1/T$ grafiği, verilen bir diyot alanı (A) için tanımlanan A^* ordinatında eğimi ortalama $\overline{\Phi}_{bo}$ ve kesme noktası

($=\ln AA^*$) yı veren bir doğru olmalıdır. Bu grafik Şekil 4.9'da gösterilmiştir. Modifiye edilen $\ln((I_0/T^2) - q^2 \sigma_o^2 / 2k^2 T^2 - 1/T)$ ve (q/kT) grafiği, engel yüksekliğinin sıcaklık sabiti kullanılmaksızın sırasıyla ortalama $\bar{\Phi}_{bo}$ 'nın değeri ($\bar{\Phi}_{bo}=0.82$ eV) ve Richardson sabitinin ($A^*=104.85$ A/cm²K²) değerlerini verir. $\bar{\Phi}_{bo}=0.82$ eV ortalama değeri $\Phi_{ap}-q/kT$ grafiğinden elde edilen $\bar{\Phi}_{bo}=0.815$ eV ortalama değeriyle çok iyi uyum içindedir.

Sonuç olarak; bizim örnekte, engel yüksekliğinin bir Gaussian dağılım gösterdiği gözlemlendi. Bundan dolayı (Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)-nSi Schottky diyotların sıcaklığa bağlı karakteristik parametrelerinin, engel yüksekliğinin Gaussian dağılımlı termiyonik emisyon (TE) modeliyle açıklanabileceği gösterildi.

KAYNAKLAR

1. Cova P., Sign A., "Temperature dependence of I - V and C - V characteristics of Ni/ n -CdF₂ Schottky barrier type diodes", ***Solid-State Electronics.***, 33(1):11-19 (1990).
2. Milness A.G., Feucht D.L., "Heterojunctions and Metal-Semiconductor Contacts" ***Academic Press***, New York and London, 156-165 (1972).
3. Rhoderick, E. H. and Williams R. H., "Metal-Semiconductor Contacts 2nd ed.", ***Oxford University Press***, Oxford, 257 (1988).
4. Singh, A., "Characterisation of Interface States at Ni/ n CdF₂ Schottky Barrier Type Diodes and the Effect of CdF₂ Surface Preparation", ***Solid State Electron.***, 28 (3): 223-232 (1985).
5. Kar S., Panchal K.M., Bhattacharya S. and Varma S., "On the mechanism of carrier transport in metal-thin-oxide semiconductor diodes on Polycrystalline silicon", ***IEET Transactions on Electron devices.***, 29: 12 (1982).
6. Sze, S.M., "Physics of Semiconductor Devices 2nd ed.", ***Willey***, New York, 245-300 (1981).
7. Tung, R. T., "Electron transport at metal-semiconductor interfaces: General theory", ***Phys. Rev. B.***, 45: 13509 (1992).
8. Sullivan, J. P., Tung, R.T., Pinto, M.R., Graham, W.R., "Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study", ***J. Appl. Phys.***, 70: 7403-7407 (1991).
9. Norde, H., "A modified forward I - V plot for schottky diodes with high series resistance", ***J. Appl. Phys.***, 50: 5052 (1979).
10. Bohlin, K. E., "Generalized Norde plot including determination of the ideality factor", ***J. Appl. Phys.***, 60(3): 1223 (1986).
11. Cheung, S. K. and Cheung, N. W., "Extraction of schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics", ***Appl. Phys. Lett.***, 49(2): 85 (1986).
12. Sharma, B.L., "Metal-Semiconductor Contacts Schottky Barrier Junctions Their applications", ***Plenum Press***, New York and London, 49 (1984).
13. Crowell, C.R. and Sze, S. M., "Surface states and barrier height of metal-semiconductor systems", ***J. Appl. Phys.***, 36: 3212-3220 (1965).

14. Padavoni, F.A., Statton R., "Field and thermionic-field emission in Schottky barriers", ***Solid-State Electron.***, 9:965 (1966).
15. Crovelli and Rideout., "Normalized thermionic-field (T-F) emission in metal-semiconductor (Schottky) barriers", ***Solid-State Electron.***, 12: 89 (1969).
16. Willson, A.H., "A note of the theory of rectification", ***Proc. R. Soc. London, Ser. A.***, 136: 487-498 (1932).
17. Sato. K., Yasamura., "Study of forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance", ***J. Appl. Phys.***, 58: 3655 (1985).
18. Nicollian E. H. and Brews J.R., "MOS (Metal-Oxide-Semiconductor) Physics and Technology", ***John Wiley and Sons***, New York, 288 (1982).
19. Card, H.C., Rhoderick, E.H., "Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effect in silicon Schottky diodes", ***J. Phys.D: Appl. Phys.***, 4: 1589-1601 (1971).
20. Fonash, S. J., "The role of the interfacial Layer in Metal - Semiconductor Solar Cells", ***J. Appl. Phys.***, 46: 1286-1289 (1975).
21. Sands, D., Brunson, K.M., Najaran, M.H., "Measured intrinsic defect density throughout the entire band gap at the <100> Si/SiO₂ interface", ***Semi. Sci. Tech.***, 7: 1091-1096 (1992).
22. 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).
23. Strikha V.I., "Kontaktiye yavleniya v poluprovodnikakh" ***Naukova dumka*** Kiyev, 224 (1982).
24. Saxena, A. N., "Forward Current-Voltage Characteristics of Schottky Barrier on n-Type Silicon", ***Surface Science***, 13 : 151-171 (1969).
25. Sing, A., Reinhard, K.C., Anderson, W.A., "Temperature dependence of the electrical characteristics of Yb/p-InP tunnel metal-Insulator-Semiconductor Junctions", ***J. Appl. Phys.***, 68(7): 3475-3479 (1990).
26. Altındal Ş., Tataroğlu A., Dökme İ., "Density of interface states, excess capacitance and series resistance in the metal- insulator-semiconductor (MIS) solar cells" ***Solar Energy Materials and Solar Cells***, 85: 345 (2005).
27. Ashok S., Borrego J.M., Gutmann R.J., "Electrical characteristics of GaAs MIS Schottky diodes", ***Solid State Electronics***, 22: 621-631 (1979).

28. Karataş Ş., Altındal Ş., Çakar M., “Current transport in Zn/p-Si(1 0 0) Schottky barrier diodes at high temperatures”, **Physica B**, 357: 386-397 (2005).
29. Özdemir, S. and Altındal Ş., “Temperature dependent electrical Characteristics of Al-SiO_x-p-Si solar cells”, **Solar Energy Materials and Solar Cells**, 32:115-127 (1994).
30. Bhuiyan A. S., Martinez A. and Esteve D., “A new Richardson plot for non-ideal schottky diodes”, **Thin Solid Films**, 161: 93-100 (1988).
31. Hackam R., Harrop P., “Elektrical properties of Nikel-low-doped n-type gallium arsenide Schottky diodes”, **IEEE Trans. On Elect. Dev.**, 19: 1231-1238 (1972).
32. Zeyrek S., Altındal Ş., Yüzer H. and Bülbül M.M., “Current transport mechanism in Al/Si₃N₄/p-Si (MIS) Schottky barrier diodes at low temperatures”, **Applied Surface Science**, 252: 2999-3010 (2006).
33. 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).
34. Padovani, F.A., Summer, G.G., “Experimental Study of Gold-Gallium Arsenide Schottky Barriers “, **J.Appl.Phys.**, 36: 3744 (1965).
35. Strikha V.I., Buzaneva E.V., Radziyevskiy I.A., “Poluprovodnikoviyi pribori s baryerom Shottky”, **Sovetskoye radio**, Moskva (1974).
36. Shewchun, J., Green, M.A., King, F.D., “Minority Carrier MIS Tunnel Diodes and Their Application to Electron- and Photo-Voltaic energy conversion-II.Experiment” **Solid-State Electronics**, 17: 563-572 (1974).
37. Biber,M.,Cakar,M.,Türüt,A., “The effect of anodic oxide treatment on n-GaAs Schottky barrier diodes”, **J. Mater. Sci- Mater. Elect.**, 12: 575 (2001).
38. Song,Y.P., Van Meirhaeghe, R.L., Laflé, W.H., Cardon, F.,”On the difference in apparent barrier height as obtained from capacitance-voltage and current-voltage-temperature measurements on Al/p-InP Schottky barriers“, **Solid-State Electron.**, 29: 633 (1986).
39. Dimitriadis,C.A., Logothetidis,S., Alexandrou,I., ”Schottky barrier contacts of titanium nitride on n-type silicon”, **Appl. Phys. Lett.**, 66: 502 (1995).
40. Nagotomo T., Endo M., Omoto O., “Fabrication and Characterization of SnO₂/n-Si Solar Cells”, **Jpn J. Appl. Phys.** ,18: 1103 (1979).
41. Raymond, T. Tung., “Recent advances in Schottky barrier concepts”, **Mater Sci. and Eng. R.**, 35: 1-138 (2001).

42. Dmitruk N.L., Borkovskaya O.Y., Dmitruk I.N., Mamykin S.V., Horváth Z.J., Mamontova I.B., " Morphology and interfacial properties of microrelief metal semiconductor interface", ***Appl. Surf. Sci.***, 190: 455 (2002).
43. Zhu, S., Van Meirhaeghe, R. L., Detavernier, C., Cardon, F., Ru, G. P., Qu, X P., Li, B. Z., "A BEEM study of the temperature dependence of the barrier height distribution in PtSi/n-Si Schottky diodes", ***Solid-State Comm.***, 112: 611 (1999).

ÖZGEÇMİŞ

15.10.1977'de Karabük'de dünyaya geldi ve ilk ve orta öğrenimini de burada tamamladı. Ondokuz Mayıs Üniversitesi Eğitim Fakültesi Fizik Öğretmenliği bölümünden mezun oldu. 2003- 2004 öğretim yılında Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Ana Bilim Dalı'nda Yüksek Lisans'a başladı ve halen devam etmektedir.