



T.C.
MUSTAFA KEMAL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİMDALI

METAL-YARIİLETKEN SCHOTTKY DİYOT YAPILARINDA
ARAYÜZEY HÂL YOĞUNLUĞUNUN İNCELENMESİ

BURHAN KIZILDAĞ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

ANTAKYA
TEMMUZ-2006

Mustafa Kemal Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğüne;

Doç. Dr. Hüsnü Salih GÜDER danışmanlığında, yüksek lisans öğrencisi Burhan KIZILDAĞ tarafından hazırlanan bu çalışma 14.07.2006 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından, Fizik Anabilim Dalında yüksek lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan: Doç.Dr. Hüsnü Salih GÜDER	İmza:
Üye : Yrd.Doç.Dr. Ahmet GÜMÜŞ	İmza:
Üye : Yrd.Doç.Dr. İsmail Hakkı KARAHAN	İmza:

Yukarıdaki imzaların adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım.
Kod No:

İmza
14.07.2006
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü
Prof. Dr. Abdurrahman YİĞİT

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaktan yapılan bildirişlerin, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak gösterilmeden kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	I
ABSTRACT.....	II
ÖNSÖZ.....	III
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	IV
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	VII
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VIII
1. GİRİŞ.....	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	3
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	6
3.1. Materyal.....	6
3.1.1. Metal-Yarıiletken Schottky Diyotlar.....	6
3.1.2. İş Fonksiyonu ve Elektron İlgisi.....	7
3.1.3. Schottky Engel Yapısının Oluşumu.....	8
3.1.3.1. Schottky-Mott Teorisi.....	8
3.1.3.2. Yüzey veya Arayüzey Hâllerinin Etkisi ve Bardeen Modeli.....	12
3.1.4. Metal-Yarıiletken Schottky Diyotlarda Akım İletimi.....	15
3.1.4.1. Giriş.....	15
3.1.4.2. Termiyonik Emisyon Teorisi.....	16
3.1.4.3. Arayüzey Tabakası Etkisi.....	21
3.1.5. Düz Beslem I - V Karakteristikleri ve Cheung Fonksiyonları.....	22
3.1.6. Metal-Yarıiletken Schottky Diyotlarda Arayüzey Tabakası ve Arayüzey Hâllerinin Etkisi.....	24
3.1.6.1. Katılarda ve Yüzeylerde Elektron Durumları.....	24
3.1.6.2. MIS Potansiyel Dağılımının İdealite Faktörü Üzerine Etkisi.....	25
3.1.6.3. Isısal Denge de Etkin Engel Yüksekliği.....	29

3.2. Yöntem.....	34
3.2.1. Giriş.....	34
3.2.2. Kristallerin Hazırlanması ve Temizlenmesi.....	34
3.2.3. Schottky Diyotların Üretimi.....	35
3.2.4. Akım-Gerilim Ölçümleri.....	36
4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA.....	37
4.1. Düz Beslem <i>I-V</i> Karakteristikleri ve Diyot Parametrelerinin Hesaplanması.....	37
4.2. Cheung Fonksiyonları ve Diyot Parametrelerinin Hesaplanması.....	42
4.3. Arayüzey Hâl Yoğunluğu Dağılımları.....	46
4.4. Düz Beslem <i>I-V</i> Karakteristikleri ve Arayüzey Yük Yoğunluğu.....	59
5. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	68
5.1. Sonuç.....	68
5.2. Öneriler.....	69
KAYNAKLAR.....	70
ÖZGEÇMİŞ.....	76

ÖZET

METAL-YARIİLETKEN SCHOTTKY DİYOT YAPILARINDA ARAYÜZEY HÂL YOĞUNLUĞUNUN İNCELENMESİ

Bu çalışmada [100] yönelimine sahip, fosfor katkılı, $\rho = 5 \sim 10 \Omega\text{-cm}$ öz dirençli ve mobilitesi $\mu_n = 1450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ olan *n*-tipi silisyum kristali kullanıldı. Isısal buharlaştırma yöntemiyle Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb metalleri kullanılarak altı farklı Schottky diyot yapısı oluşturuldu. Diyotların elektriksel karakteristiğini incelemek için, oda sıcaklığında ve karanlıkta, -1V ile +1V gerilim aralığında akım-gerilim ölçümleri yapıldı.

Verilerin termiyonik emisyon teorisi ile incelenmesinden, idealite faktörü ve engel yüksekliği değerlerinin sırasıyla 1.061-1.289 ve 0.646-0.885 eV aralığında oldukları bulundu. Cheung fonksiyonlarından idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri ayrıca hesaplandı. İdealite faktörü ve engel yüksekliği değerlerinin termiyonik emisyon teorisinden bulunan sonuçlarla uyum içinde olduğu belirlendi. Seri direnç değerlerinin sırasıyla Bi ve Ni için ~150 ve 210 Ω , Fe ve Sn için ~3200 ve 4500 Ω , Cd ve Pb için de ~32000 ve 180000 Ω olduğu bulundu.

Arayüzey hâllerinin düz beslem akım-gerilim karakteristiğiyle incelenmesinden, idealite faktörü ve etkin engel yüksekliğinin uygulanan gerilimle değiştiği, nötral bölge seri direncinin idealite faktörü ve etkin engel yüksekliği üzerinde önemli bir etkiye sahip olduğu gözlemlendi. Bu sebeple, arayüzey hâl ve yük yoğunlukları hem seri dirence bağlı hem de seri dirençten bağımsız olarak hesaplandı. Bu hesaplamalardan, arayüzey hâl ve yük yoğunluğu değerlerinin artan seri direnç değeriyle iletkenlik bandı tabanından yasak enerji aralığının ortasına doğru kaydığı gözlemlendi. Literatürde daha önce bildirilmemiş olan bu durum ilk olarak bu çalışmada tespit edilmiş özgün bir sonuçtur.

2006, 76 Sayfa

Anahtar Kelimeler: Schottky diyot, idealite faktörü, engel yüksekliği, seri direnç, arayüzey hâl yoğunluğu ve arayüzey yük yoğunluğu.

ABSTRACT

INVESTIGATION OF THE INTERFACE STATE DENSITY IN THE METAL-SEMICONDUCTOR SCHOTTKY DIODE STRUCTURES

In this work, [100] oriented, phosphorus doped, *n*-type silicon crystal with a resistivity of $\rho = 5 \sim 10 \Omega\text{-cm}$ and mobility of $\mu_n = 1450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ has been used. Six different Schottky diodes have been fabricated using Bi, Ni, Fe, Sn, Cd and Pb metals by resistive evaporation method. In order to investigate the electrical characteristics of the diodes, current-voltage measurements have been done between -1V and +1V potential interval, at room temperature and in the dark.

Ideality factors and barrier heights have been found to be in the interval of 1.061-1.289 and 0.646-0.885 eV from the investigation of the data with thermionic emission theory, respectively. The ideality factor, the barrier height and the series resistance values have also been calculated by Cheung's functions. The ideality factors and the barrier heights have been found to be consistent with the results of thermionic emission theory. The series resistance values have been found to be ~ 150 and $\sim 210 \Omega$ for Bi and Ni, ~ 3200 and $\sim 4500 \Omega$ for Fe and Sn, ~ 32000 and $\sim 180000 \Omega$ for Cd and Pb, respectively.

Investigating the interface states from forward bias current-voltage characteristics, the ideality factors and the barrier heights have been found to be bias dependent, and neutral region series resistance has been observed to have an important effect on the ideality factors and the barrier heights. Thus, interface state and charge densities have been calculated with and without considering the series resistance. From this calculations, the interface state and the charge densities have been found to shift from the bottom of the conduction band to the midgap with increasing series resistance values. This is an original result that has been determined in this work as a first and has not previously been reported in the literature.

2006, 76 Pages

Key Words: Schottky diode, ideality factor, barrier height, series resistance, interface state density and interface charge density.

ÖNSÖZ

Bir elektronik devre elemanının üretimi, işletimi ve kararlılığı için yarıiletken malzeme üzerine istenilen elektriksel davranışı sağlayacak yapıların oluşturulması ve elektriksel karakterizasyonu büyük önem taşımaktadır. Bu çalışmada Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/n-Si Schottky diyotlarda arayüzey hâl yoğunluğunun elektriksel karakteristikler üzerindeki etkileri akım-gerilim ölçümleriyle incelenmiştir.

Bu yüksek lisans tezi, Mustafa Kemal Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü Öğretim Üyesi sayın hocam Doç.Dr. Hüsnü Salih GÜDER'in yöneticiliğinde yapılmıştır. Böyle bir çalışma için bana yol gösteren, maddi-manevi yardımda bulunan kıymetli ve saygıdeğer hocam Doç.Dr. Hüsnü Salih GÜDER'e teşekkürü bir borç bilir, minnetlerimi sunarım.

Bu tezde kullanılan numunelerin hazırlanması ve deneylerin yapılmasındaki çok değerli katkılarından dolayı sayın Yrd.Doç.Dr. Güven ÇANKAYA'ya (Gaziosmanpaşa Üniv., Fen-Edebiyat Fak., Fizik Böl.), deney sistemlerinin sağlanmasındaki katkılarından dolayı sayın Prof.Dr. Nazım UÇAR'a (Süleyman Demirel Üniv., Fen-Edebiyat Fak., Fizik Böl.), kaynakların sağlanması ve hesaplamaların yapılmasındaki katkılarından dolayı sayın Dr. H. Ali ÇETİNKARA'ya (Kırıkkale Üniv., Fen-Edebiyat Fak., Fizik Böl.), sayın Yrd.Doç.Dr. Oğuz KILIÇOĞLU'na (Mustafa Kemal Üniv., Fen-Edebiyat Fak., Matematik Böl.), ders aşamasında ve tez yazımı sırasında maddi-manevi destek olan Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans öğrencileri sayın Bekir VARLIBAŞ ve sayın Gökhan ÇEBİŞLİ'ye de teşekkür ederim.

Son olarak, bilimsel yönden yetişebilmem için her türlü desteği sağlayan Mustafa Kemal Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğü'ne ve çalışanlarına da saygılarımı sunarım.

Yüksek Lisans tez çalışmamı, hayatım boyunca maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen ve hayatta yol gösteren, babam Ahmet KIZILDAĞ, annem Fadıma KIZILDAĞ, abim Mustafa KIZILDAĞ ve ablam Ayşe KIZILDAĞ'a ithaf ediyorum.

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

A	: Etkin diyot alanı
Å	: Angstrom
d	: Arınma bölgesi genişliği
dn	: Yüzey birimi başına elektron yoğunluğu
e	: elektron yükü
eV	: elektronvolt
E_C	: İletkenlik bandı tabanının enerjisi
E_F	: Fermi enerji seviyesi
E_V	: Valans bandı tavanının enerjisi
E_{FS}	: Yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi
E_{FM}	: Metalin Fermi enerji seviyesi
E_i	: Oksit tabakasındaki elektrik alan
E_g	: Yasak enerji aralığı
E_{ss}	: Arayüzey hallerinin enerjisi
h	: Planck sabiti
I_n	: Net akım
J_o	: Doyma akım yoğunluğu
J_n	: Toplam akım yoğunluğu
J_{s-m}	: Yarıiletkenden metale doğru olan akım yoğunluğu
k	: Boltzman sabiti
\vec{k}	: Dalga vektörü
m_n^*	: Elektronun etkin kütlesi
n	: İdealite faktörü
N_c	: İletkenlik bandı hâl yoğunluğu
N_d	: Donor konsantrasyonu
N_{sa}	: Metal ile dengedeki arayüzey hâl yoğunluğu

N_{sb}	: Yarıiletken ile dengedeki arayüzey hâl yoğunluğu
N_{ss}	: Arayüzey hâllerinin yoğunluğu
Q_d	: Kompanse edilmemiş donörlardan kaynaklanan pozitif yük
Q_m	: Metal tarafındaki yüzey yükü
Q_{sc}	: Arınma bölgesindeki uzay yükü
Q_{ss}	: Arayüzey yük yoğunluğu
R	: Direnç
R_n^*	: Etkin Richardson sabiti
R_s	: Seri direnç
T	: Mutlak sıcaklık
v_x	: Taşıyıcı hızı
V	: Uygulama potansiyeli
V_d	: Difüzyon potansiyeli
$V_{d,o}$: Sıfır beslem difüzyon potansiyeli
V_i	: Oksit tabakasındaki potansiyel düşmesi
V_F	: Engel boyunca potansiyel düşmesi
δ	: Metal ile yarıiletken arasındaki uzaklık
\mathcal{E}	: Elektrik alan kuvveti
ϵ_o	: Boşluğun dielektrik sabiti
ϵ_i	: Oksit tabakasının dielektrik sabiti
ϵ_s	: Yarıiletkenin dielektrik sabiti
Φ_s	: Yarıiletkenin iş fonksiyonu
Φ_m	: Metalin iş fonksiyonu
Φ_o	: Nötral seviye
Φ_{Bn}	: Engel yüksekliği
$\Phi_{Bn,0}$: Sıfır beslem engel yüksekliği
Φ_e	: Etkin engel yüksekliği
Φ	: Oksit tabakasının ortalama engel yüksekliği

χ_s	: Yarıiletkenin elektron ilgisi
μ_n	: Yarıiletkenin mobilitesi
ρ	: Yarıiletkenin öz direnci
ρ'	: Elektriksel dipol yerdeğiştirme
ψ	: Elektrostatik potansiyel
ψ_s	: Yarıiletkenin yüzey potansiyeli
ξ	: Elektrokimyasal potansiyel

ÇİZELGELER DİZİNİ

	Sayfa
Çizelge 3.1. Nötral seviyenin yukarıdaki (akseptör) ve aşağıdaki (donor) hâllerin durumu.	25
Çizelge 4.1. Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/n-Si Schottky diyotları için hesaplanmış karakteristik parametreler.	40
Çizelge 4.2. Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/n-Si Schottky diyotları için seri dirençsiz ve seri dirençli durumlarda hesaplanmış en küçük ve en büyük arayüzey hâl yoğunluğu ve karşı gelen enerji değerleri.	57
Çizelge 4.3. Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/n-Si Schottky diyotları için seri dirençsiz ve seri dirençli durumda hesaplanmış en küçük ve en büyük arayüzey yük yoğunluğu ve karşı gelen enerji değerleri.	65
Çizelge 4.4. Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/n-Si Schottky diyotları için sıfır beslemdeki metal ile dengede olan yük yoğunluğu $Q_m(0)$, yarıiletkenle dengede olan yük yoğunluğu $Q_{ss}(0)$ ve yarıiletken tarafındaki uzay yükü $Q_{sc}(0)$ değerleri.	67

ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa
Şekil 3.1. Metal ve n -tipi yarıiletkenin enerji-band diyagramı: a) elektriksel olarak nötral, b) elektriksel olarak birbiriyle temas halinde, c) gerçek bir kontak durumu, d) ideal bir kontak durumu.	9
Şekil 3.2. a) Schottky ve b) Mott engel yükseklikleri: (i) yük yoğunluğu, (ii) elektrik alan kuvveti, (iii) elektrostatik potansiyel.	11
Şekil 3.3. Farklı tip yarıiletkenler için Schottky engelleri: n -tipi için (a) $\phi_m > \phi_s$ (doğrultucu), (b) $\phi_m < \phi_s$ (omik); p -tipi için (c) $\phi_m > \phi_s$ (omik), (d) $\phi_m < \phi_s$ (doğrultucu).	12
Şekil 3.4. Metal-yarıiletken kontakta yüzey durumları.	13
Şekil 3.5. Doğru beslem altında Schottky engelinde iletim mekanizmaları.	16
Şekil 3.6. Metal/ n -tipi yarıiletken doğrultucu kontakın enerji band diyagramı: (—) beslem olmayan ($V = 0$) ve (---) beslem uygulanmış ($V = -V$) durumlardaki bantları göstermektedir.	19
Şekil 3.7. Kimyasal olarak hazırlanmış Schottky engel kontakın (MIS) enerji band diyagramı: (---) sıfır beslemdeki ve (—) düz beslem altındaki durumlar.	22
Şekil 3.8. Metal/ n -tipi yarıiletken Schottky engel diyotun, ısısal denge durumunda enerji-band diyagramı.	29
Şekil 3.9. Omik kontak yapımında kullanılan tavlama fırını (ÇETİNKARA, 2002).	35
Şekil 3.10. Akım-gerilim ölçümleri sisteminin devre şeması (ÇETİNKARA, 1996).	36
Şekil 4.1. Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/ n -Si Schottky diyotların düz beslem akım gerilim grafikleri.	39

Şekil 4.2.	Ni/n-Si Schottky diyotu için Denklem (3.29) ve (3.30)'dan çizilen $dV/d(\ln I)-I$ ve $H(I)-I$ grafikleri.	45
Şekil 4.3.	Bi/n-Si Schottky diyotu için $R = 0$ ve $R = 152.70 \Omega$ durumunda etkin engel yüksekliğinin uygulanan gerilimle değişimi.	49
Şekil 4.4.	Ni/n-Si Schottky diyotu için $R = 0$ ve $R = 211.35 \Omega$ durumunda etkin engel yüksekliğinin uygulanan gerilimle değişimi.	49
Şekil 4.5.	Fe/n-Si Schottky diyotu için $R = 0$ ve $R = 3198.13 \Omega$ durumunda etkin engel yüksekliğinin uygulanan gerilimle değişimi.	50
Şekil 4.6.	Sn/n-Si Schottky diyotu için $R = 0$ ve $R = 4463.57 \Omega$ durumunda etkin engel yüksekliğinin uygulanan gerilimle değişimi.	50
Şekil 4.7.	Cd/n-Si Schottky diyotu için $R = 0$ ve $R = 33291.00 \Omega$ durumunda etkin engel yüksekliğinin uygulanan gerilimle değişimi.	51
Şekil 4.8.	Pb/n-Si Schottky diyotu için $R = 0$ ve $R = 170048.00 \Omega$ durumunda etkin engel yüksekliğinin uygulanan gerilimle değişimi.	51
Şekil 4.9.	Bi/n-Si/Au-Sb Schottky diyotun arayüzey hâl yoğunluğunun arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.	52
Şekil 4.10.	Ni/n-Si/Au-Sb Schottky diyotun arayüzey hâl yoğunluğunun arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.	52
Şekil 4.11.	Fe/n-Si/Au-Sb Schottky diyotun arayüzey hâl yoğunluğunun arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.	53
Şekil 4.12.	Sn/n-Si/Au-Sb Schottky diyotun arayüzey hâl yoğunluğunun arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.	53
Şekil 4.13.	Cd/n-Si/Au-Sb Schottky diyotun arayüzey hâl yoğunluğunun arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.	54
Şekil 4.14.	Pb/n-Si/Au-Sb Schottky diyotun arayüzey hâl yoğunluğunun arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.	54

Şekil 4.15.	Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/ <i>n</i> -Si Schottky diyotları için seri dirençsiz durumda arayüzey hâl yoğunluklarının arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.	58
Şekil 4.16.	Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/ <i>n</i> -Si Schottky diyotları için seri dirençli durumda arayüzey hâl yoğunluklarının arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.	58
Şekil 4.17.	Bi/ <i>n</i> -Si/Au-Sb Schottky diyotun arayüzey yük yoğunluğunun arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.	61
Şekil 4.18.	Ni/ <i>n</i> -Si/Au-Sb Schottky diyotun arayüzey yük yoğunluğunun arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.	61
Şekil 4.19.	Fe/ <i>n</i> -Si/Au-Sb Schottky diyotun arayüzey yük yoğunluğunun arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.	62
Şekil 4.20.	Sn/ <i>n</i> -Si/Au-Sb Schottky diyotun arayüzey yük yoğunluğunun arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.	62
Şekil 4.21.	Cd/ <i>n</i> -Si/Au-Sb Schottky diyotun arayüzey yük yoğunluğunun arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.	63
Şekil 4.22.	Pb/ <i>n</i> -Si/Au-Sb Schottky diyotun arayüzey yük yoğunluğunun arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.	63
Şekil 4.23	Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/ <i>n</i> -Si Schottky diyotları için seri dirençsiz durumda arayüzey yük yoğunluklarının arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.	66
Şekil 4.24	Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/ <i>n</i> -Si Schottky diyotları için seri dirençli durumda arayüzey yük yoğunluklarının arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.	66

1. GİRİŞ

Metal ve yarıiletkenlerin elektriksel iletkenlik özelliklerinden yararlanma ve uygun kontaklar yaparak elektronik devrelerde kullanma yolundaki ilk ciddi araştırma 1874 yılında BRAUN tarafından yapılmıştır. BRAUN tarafından yapılan metal-yarıiletken diyotlar radyo dedektörü ile iki kutuplu entegre devrelerde anahtarlama hızını artırmak için kullanılmıştır. Metal-yarıiletken kontaklar günümüz elektroniğinde önemli rol oynayan devre elemanlarıdır. Bu devre elemanlarından elektronik sanayiinde daha ziyade mikrodalga karıştırıcı dedektörleri, güneş pilleri, hızlı anahtar uygulamaları, uygulanan gerilimle kapasiteleri değişen kondansatörler (varaktörler), Schottky engel tabakalı alan etkili transistörleri (MESFET), metal oksit yarıiletken alan etkili transistörleri (MOSFET) ve daha birçok elektronik devre uygulamalarında yararlanılmaktadır (RIDEHOUT, 1978; RHODERICK ve WILLIAMS, 1988). BRAUN, MARCONI'nin telekomünikasyon deneylerini göz önünde bulundurarak nokta kontak yapısındaki metal-yarıiletken doğrultucuları dedektör olarak kullanmıştır. İkinci Dünya Savaşı döneminde, mikrodalga radarların gelişmesiyle nokta kontak diyotlar daha çok frekans dönüştürücü ve mikrodalga dedektör diyotu olarak kullanılmıştır (TORREY ve WHITMER, 1948). Daha sonra yükseltmelerinin düşük olması nedeniyle vakum tüpleri yerini metal-yarıiletken doğrultuculara terk etmişlerdir. Metal-yarıiletken kontaklar uzun süre sadece mikrodalga ölçümlerinde kullanılmıştır (BARDEEN ve BRATTAIN, 1948).

1950'li yıllarda $p-n$ eklemlerinin yapımı için birçok metot geliştirilmiş ve metal-yarıiletken kontaklar bu yapılarda akım iletimi için omik kontak olarak düşünülmüştür. Bu yapılar üzerindeki araştırmalar 1960'lı yıllarda daha büyük bir hız kazanmış, 1964 yılında Baird, Schottky engelini silisyum transistörle birleştirerek Schottky engel kapılı metal-yarıiletken alan etkili transistörü bulmuştur (RIDEOUT, 1978). 1983 yılında CHANDRA ve PRASAD tarafından metal-yarıiletken yapıların karakteristikleri sıcaklığın fonksiyonu olarak ölçülmüş ve bu yapılar sıcaklık tayininde kullanılmıştır.

Metal-yarıiletken doğrultucu kontakların teorik izahı, bu yapıların pratik uygulamalarından çok sonra anlaşılmıştır. 1914 yılında SCHOTTKY tarafından metal-vakum sistemlerde imaj kuvvet etkisiyle engel alçalması olayı bulunmuş, bu olay metal-yarıiletken kontaklarda ancak elli yıl sonra SZE ve ark., (1964) tarafından

doğrulanabilmiştir. Metal-vakum sistemleri için RICHARDSON tarafından bulunan termiyonik emisyon olayının BETHE (1942) tarafından yirmi yıl sonra metal-yarıiletken yapılara da uygulanabileceği izah edilmiştir. WILSON 1932 yılında, metal-yarıiletken diyotlar için kuantum mekaniksel tünelleme teorisini geliştirdi ve doğrultma için ters polariteyi açıkladı. CROWEL ve SZE (1966) Schottky'nin termiyonik emisyon ve Bethe'nin difüzyon teorilerini tek bir teori halinde termiyonik emisyon-difüzyon teorisi olarak ortaya koymuşlardır.

Bu çalışmanın amacı, metal ile yarıiletken arayüzeyinde oluşan arayüzey hâllerinin, elektronik ve mikroelettronik devre elemanları üretiminde kullanılan metal-yarıiletken kontak yapıların elektriksel karakteristikleri üzerindeki etkilerini araştırmaktır. Bu amaçla, [100] yönelimli, fosfor katkılı n -tipi Si kristali üzerine Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb metalleri kullanılarak metal/ n -Si/Au-Sb yapısında altı Schottky diyot üretildi. Üretilen diyotların oda sıcaklığında akım-gerilim ölçümleri yapıldı. Veriler ile ilgili teoriler ışığında değerlendirilerek, sonuçlar yorumlandı.

Çalışma 5 (beş) ana bölümden oluşmaktadır. Birinci ve ikinci bölümlerde metal-yarıiletken yapıların tarihsel gelişimi, çalışmanın amaç ve kapsamı ile konu ile ilgili yakın dönem araştırmaların literatür bilgileri; üçüncü bölümde metal-yarıiletken yapılarda akım iletimini izah eden temel teoriler ve deney sistemi ile ölçüm metotları; dördüncü bölümde araştırmanın bulguları ve bulguların yorumlanması; beşinci bölümde ulaşılan önemli sonuçlar ile bu sahada çalışacak yeni araştırmacılara fikir vermek üzere ileri araştırma önerileri sunulmaktadır.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

1947 yılında BARDEEN, yarıiletkenin yasak enerji aralığında bulunan yüzey hâllerinin yoğunluğu yeteri kadar yüksek olduğunda, yarıiletkenin serbest yüzeyindeki yüzey hâlleri elektronlarının net yükün ve yarıiletkendeki zıt işaretli uzay yükünden dolayı bir dipol tabakası oluşabileceğini göstermiştir. BARDEEN, bu dipol tabakasının yarıiletken içerisindeki Fermi seviyesinin konumunu iş fonksiyonundan bağımsız kıldığı sonucuna varmıştır. Bu durumda, bir metal-yarıiletken kontağın doğrultucu karakteristikleri pratik olarak kullanılan metalden bağımsız olmaktadır. BARDEEN, metal ile yarıiletken kontak haline getirildiğinde, arayüzeyde bir yalıtkan tabaka var ise, metal ve yarıiletken yüzeylerindeki dipol tabakalarının Fermi seviyesinin konumunun değişmesine katkılarının bu yalıtkan tabaka tarafından ortadan kaldırıldığını ileri sürmüştür.

Schottky diyotlarda arayüzey hâlleri ile ilgili ilk teorik çalışma 1965 yılında HEINE tarafından yapılmıştır. HEINE metal tipine bağlı olarak iki mümkün arayüzey durumunun varlığını göstermiştir. Birincisine, yarıiletkenden kaynaklanan ve metalden ziyade yarıiletkenle dengede olan gerçek durum, ikincisine de metalden kaynaklanan ve metalle dengede olan zahiri durum ismini vermiştir.

CROWELL ve ROBERTS (1969), Au/n-Si Schottky diyotların C-V karakteristiklerinden arayüzey hâllerinin enerji dağılım eğrilerini elde etmişler. Fakat bu dağılımın diyotun I-V karakteristiklerinden elde edilen dağılım eğrisi ile uyum içinde olup olmadığını göz önünde bulundurmamışlardır. 1971 yılında CARD ve RHODERICK, düz beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörünün değerine bağlı olarak, arayüzey hâllerinin metalle yada yarıiletkenle dengede olduğunu teorik ve deneysel olarak göstermiştir. 1971 yılında LEVINE, Schottky diyotların engel yüksekliğinin ve arayüzey hâllerinin enerji dağılımının uygulanan gerilimle kontrol edildiğini ileri sürmüş ve Au/n-GaAs Schottky diyotların arayüzey durumlarının enerji dağılım eğrilerini I-V verilerinden elde etmiştir.

BORREGO ve ark., (1977) Au/n-GaAs Schottky diyotlarda derin donör seviyeleri için hem I-V hem de C-V verilerinden metal ile dengedeki arayüzey hâllerinin enerji dağılımının belirlenmesi için arayüzey tabakasının etkisini ihmal eden bir yöntem bulmuşlardır.

1980 yılında WU, n ve p -tipi yarıiletkenlerden yapılan Schottky diyotların yüzey yükünü ve arayüzeyde düşen potansiyeli göz önünde bulundurarak, COWLEY ve SZE'nin arayüzey tabaka teorisini geliştirmiş, sabitlemiş pozitif yüzey yük artışının potansiyel engelini düşürdüğünü ve arayüzey tabakasında düşen potansiyelin düz beslem I - V karakteristiklerinin idealite faktörünü arttırdığını bulmuşlardır.

TÜRÜT ve ark., (1992a) Al/n - Si ve Al/p - Si arayüzey tabakalı ve arayüzey tabakasız Schottky diyotlarda arayüzey hâllerini ve arayüzeydeki sabit yükleri dikkate alarak, I - V ve C - V karakteristiklerinden, engel yüksekliği, idealite faktörü ve arayüzey hâl yoğunluklarını incelemişlerdir. Buldukları ifadeleri hem teorik hemde deneysel olarak göstermişlerdir. Yine aynı yıl içerisinde TÜRÜT ve SAĞLAM (1992b) metal-yarıiletken kontaklarda arayüzey hâl yoğunluğunu ve sebep olduğu artık kapasitansı deneysel olarak incelemişler, artık kapasitansın arayüzey hâllerinden ileri geldiğini ve frekansın artmasıyla azaldığını, yani arayüzey hâl yoğunluğunun artan frekansla azalacağını göstermişlerdir.

ANGERMANN ve ark., (1994) havada ön oksitlenme sırasında HF uygulanmış silisyum yüzeylerinin elektronik özelliklerini (yüzey gerilimi ve yüzey hâl dağılımlarını) yüzey fotovoltaj (SPV) tekniğini kullanarak araştırmışlardır. Bu çalışmalarda, düşük oksitlenme durumunda HF uygulamasının asal olmayan kusurların konsantrasyonunu etkilediği görülmüştür. HF uygulamasından sonra doğal oksit büyümesi saf olmayan kusurların konsantrasyonuna büyük ölçüde duyarlı bulunmuştur.

1998 yılında DETAVERNIER ve arkadaşları, HF uygulamasından sonra silisyum yüzeyinde flor kaldığını ve bu işlemin p -tipi bir silisyum kristalinde düşük, n -tipi bir silisyum kristalinde daha yüksek engel yüksekliğine sebep olduğunu balistik elektron emisyon mikroskobu (BEEM) analizlerini kullanarak göstermişlerdir. Ancak, bu etkinin de-iyonize su içerisinde yeterince durulduğunda kalkabileceğini belirtmişlerdir.

1996 yılında SAĞLAM ve arkadaşları, Au/n - $GaAs$ Schottky diyotlarda arayüzey tabakasını dikkate alarak ve almayarak Cheung fonksiyonları yardımı ile seri direnç etkisini ve engel yüksekliğini incelemişlerdir. Bu hesaplamaları yaparken arayüzey tabakası boyunca gerilim düşmesini de hesaplamalara katmışlardır. Ayrıca, arayüzey hâl yoğunluğunun arayüzey hâllerinin enerji dağılımıyla değişimini teorik ve deneysel olarak incelemişlerdir.

1997 yılında GOMILA ve RUBI, yarıiletken eklem boyunca taşıyıcıların değiş-tokuşunu analiz ederek, arayüzey hâl yoğunluğunun belirlenmesi için bir bağıntı elde etmişlerdir. Bu bağıntıdan, idealite faktörü için düz beslem durumunda tüm beslem üzerinde geçerli analitik bir ifade bulmuşlardır.

PANDEY ve KAL (1998), ideal olmayan Al/*p*-Si MIS Schottky diyotlarında deneysel olarak *I-V* ve *C-V* karakteristiklerini inceleyerek, *C-V* karakteristikleri için arayüzey hâlleri ve seri direnci de dikkate alan teorik bir yaklaşım ortaya koymuşlardır. Düşük ve yüksek frekanslarda kapasitans için elde edilen deneysel ve teorik sonuçları karşılaştırmışlar ve sonuçların birbirine yakın olduğunu görmüşlerdir. Ayrıca, çalışılan frekans aralığı boyunca arayüzey hâl yoğunluğu için deneysel ve teorik olarak elde edilen değerlerin uyumlu olduğunu gözlemişlerdir.

ÇETİNKARA ve ark. (1999), Au/*n*-Si Schottky diyotlarda, kontakta önce yüzeyde oluşan doğal oksit tabakasının diyot karakteristikleri üzerine etkisini araştırmışlardır. Omik kontakta sonra numuneyi parçalara bölerek, farklı sürelerde temiz oda havasına maruz bırakılmış Schottky diyotlar yaparak, bu diyotları engel yükseklikleri bakımından karşılaştırmışlardır.

2003 yılında AKKILIÇ ve arkadaşları, arayüzey tabakalı ve arayüzey tabakasız Sn/*n*-Si Schottky diyot yapılarının *I-V* karakteristiklerini incelemişlerdir. İdealite faktörünün uygulanan gerilimle ve etkin engel yüksekliğinin de idealite faktörüyle değişimini teorik ve deneysel olarak araştırmışlardır.

AYDIN ve ark., (2004) arayüzeyli ve arayüzeyli Pb/*p*-Si Schottky diyotların düz beslem *I-V* karakteristiklerini kullanarak idealite faktörü, seri direnç ve engel yüksekliğinin gerilimle, arayüzey hâl yoğunluklarının ise arayüzey hâl enerjisi ile değişimini incelemişler ve buldukları değerlerin teori ile uyum içerisinde olduğunu göstermişlerdir.

KILIÇOĞLU ve ASUBAY (2005), arayüzey tabakalı ve arayüzey tabakasız Au/*n*-Si/Au-Sb Schottky diyotların *I-V* karakteristiklerinden idealite faktörü, seri direnç, engel yüksekliği ve arayüzey hâl yoğunluğunun değişimini incelemişlerdir. Ayrıca diyot için çizilen *I-V* karakteristiklerinden düz beslem akım değerlerinin ters beslem tarafındaki akım değerlerine mutlak değerce oranlanması olarak tanımlanan doğrultma oranı ifadesini grafik olarak göstermişler ve bu değişimlerin diyotu etkileme mekanizması ile bulunan değerlerin teoriyle uyumunu incelemişlerdir.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. MATERYAL

Bu bölümde Schottky engel yapısının oluşumuyla ilgili genel teoriler, metal-yarıiletken Schottky diyotlarda akım iletimi teorileri, arayüzey tabakası ve arayüzey hâllerinin etkileri anlatılacaktır.

3.1.1. Metal-Yarıiletken Schottky Diyotlar

Metal, yarıiletken ve yalıtkan maddelerin iletkenlik özelliklerinin incelenmesi, bu malzemelere uygun kontakların yapılması ile mümkündür (BUGET ve WRIGHT 1967). Kontak, genel anlamda iki maddenin en az dirençle (idealde sıfır) birbirine temas etmesi şeklinde düşünülür. Temas eden yüzeylerin temiz, pürüzsüz ve parlak olması ile ideal bir kontak elde edilir (CARD ve RHODERICK, 1971; CHATTOPADHYAY ve DAW, 1986; RHODERICK ve WILLIAMS, 1988; HORVATH 1988,).

İki madde kontak durumuna getirildiğinde aralarında yeni bir yük dağılımı olur. Böyle bir sistemde, ısıl dengenin bir sonucu olarak her iki maddenin Fermi enerji seviyeleri aynı seviyeye gelir. Bu durum iki metal arasında olduğu gibi, metal ile n -tipi veya metal ile p -tipi yarıiletken arasında da geçerlidir.

Bir metal ile bir yarıiletken, aralarında başka bir madde olmaksızın kontak durumuna getirildiklerinde meydana gelen yeni sistem metal-yarıiletken yapı olarak adlandırılır. Metal-yarıiletken kontaklar, her iki maddenin iş fonksiyonlarına bağlı olarak, taşıyıcı hareketinin bir yönde diğer yöne göre çok daha büyük olduğu doğrultucu kontak ve taşıyıcıların her iki yönde de kolayca geçebildiği omik kontak olmak üzere ikiye ayrılır.

3.1.2. İş Fonksiyonu ve Elektron İlgisi

Bir metalin iş fonksiyonu (Φ_m), bir elektronun Fermi seviyesinden metalin yüzeyi dışındaki (vakum seviyesi) durgun bir hale uyarılması için gerekli olan enerji miktarıdır. İş fonksiyonu kuantum mekaniği kullanılarak hesaplanırsa, iki parçadan oluştuğu bulunur: i) kristalin periyodik potansiyeli ve elektronun diğer elektronlarla etkileşiminden doğan ve bir elektronun enerjisini temsil eden hacim katkısı ve ii) yüzeydeki dipol tabakasının varlığından kaynaklanan yüzey katkısı. Genelde metal yüzeyindeki atomların çevresinde elektron yük dağılımı çekirdeğe nazaran simetrik olarak yerleşmez. Bu yüzden, pozitif ve negatif yükün merkezleri çakışık değildir ve bir dipol tabakası oluşturur. Benzer şekilde, bir yüzeyle bağlantılı durulma ya da yeniden oluşma da bir dipol tabakasına sebep olabilir. Eğer oluşan dipol tabakası birim alan başına bir ρ' elektrik dipol yer değiştirmesine sahipse, vakum ile metalin iç kısmı arasında ρ'/ϵ_0 büyüklüğünde bir elektrostatik potansiyel farkı olacaktır. Elektrostatik potansiyeldeki bu değişmeden dolayı, bir elektronun $q\rho'/\epsilon_0$ enerjisindeki değişim iş fonksiyonun bir parçasını oluşturur. Elektron yük dağılımındaki herhangi bir düzenleme (örneğin; temiz bir metal yüzeyin üzerine gaz atomlarının tutunması) yüzey dipol tabakasında ve böylece metalin iş fonksiyonunda bir değişime sebep olacaktır. Aynı kristalin farklı kristalografik yüzleri de farklı büyüklüklerde yüzey dipollerinden dolayı farklı Φ_m değerlerine sahip olabilirler.

Bir yarıiletkenin iş fonksiyonu (Φ_s), Fermi seviyesi ile vakum seviyesi arasındaki enerji farkıdır ve aynı zamanda gövde ve yüzey katkılarında müteşekkildir. Genellikle, yarıiletkende Fermi seviyesinde müsaadeli enerji hâlleri yoktur, ancak iş fonksiyonu bir elektronu valans ve iletkenlik bandından uyarmak için gerekli enerjilerin ağırlıklı ortalamasını temsil eden istatistiksel bir kavramdır.

Bir yarıiletken için diğer önemli bir yüzey parametresi elektron ilgisi (χ)'dir ve yüzeyin dışında, durgun haldeki bir elektronun enerjisi ile yüzeyin hemen içinde iletkenlik bandı tabanındaki bir elektronun enerjisi arasındaki fark olarak bilinir. Elektron ilgisi iş fonksiyonuna benzer şekilde yüzey dipollerine karşı hassastır. Eğer bandlar düzse, yani yarıiletken içinde hiç elektrik alanı yoksa, iş fonksiyonu ve elektron ilgisi birbirine

$$\Phi_s = \chi_s + \xi \quad (3.1)$$

ifadesi ile bağlıdır, burada ξ Fermi enerjisi ile iletkenlik bandı tabanı arasındaki enerji farkı, χ_s ise yarıiletkenin elektron ilgisidir. Sonuç olarak bir elektronu valans bandından uzaklaştırmak için ihtiyaç duyulan minimum iyonlaşma enerjisi I

$$I = \chi_s + E_g \quad (3.2)$$

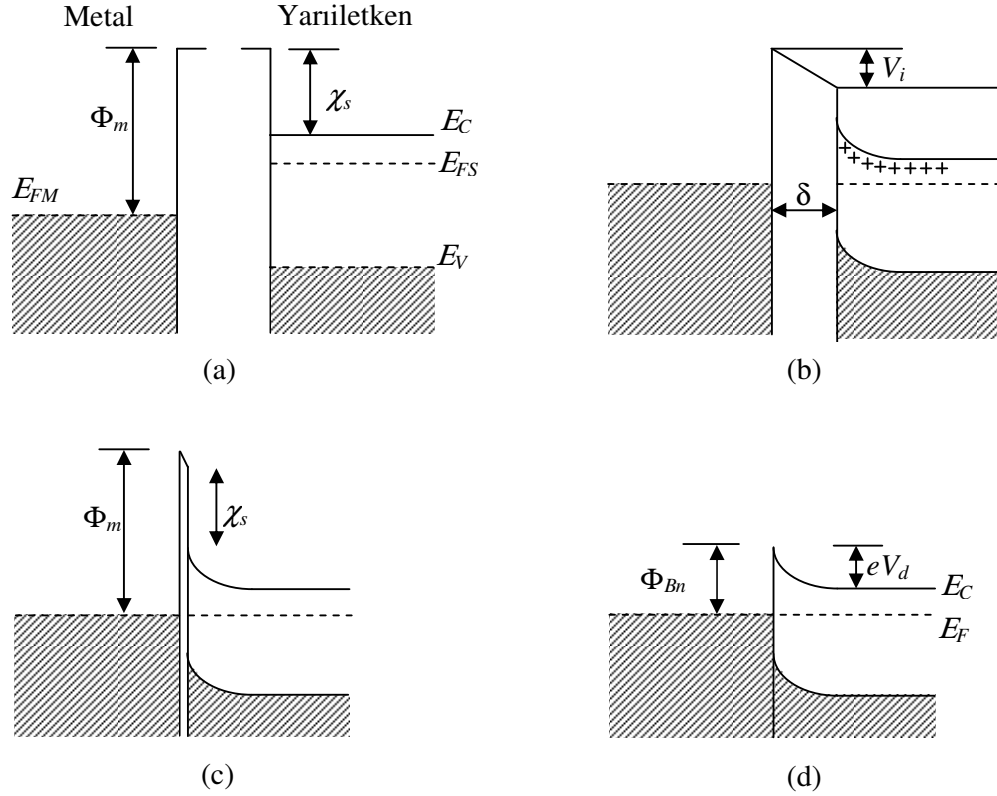
bağıntısı ile verilir (RHODERICK ve WILLIAMS, 1988).

3.1.3. Schottky Engel Yapısının Oluşumu

Bir metalle bir yarıiletken kontak haline getirildiklerinde, oluşan yapı iki durum gösterir: i) metalin yarıiletkenle aralarında hiçbir engel olmadan temasta olduğu *ideal durum* (Schottky-Mott teorisi) ve ii) metal ile yarıiletken arasında ince bir yalıtkan tabakanın olduğu *gerçek durum* (Bardeen teorisi).

3.1.3.1. Schottky-Mott Teorisi

Schottky engelinin oluşumunu anlamak için metal ile yarıiletkenin başlangıçta elektriksel olarak nötr ve birbirinden ayrı olduğunu kabul edelim. Şekil 3.1(a)'da metalinkinden daha küçük bir iş fonksiyonuna sahip n -tipi bir yarıiletkenin band diyagramı verilmektedir. Eğer metal ile yarıiletken bir tel ile elektriksel olarak birbirine bağlanırsa, elektronlar yarıiletkenden metale geçer ve Fermi seviyeleri Şekil 3.1(b)'de gösterildiği gibi uyum sağlamaya zorlanır. İki katının yüzeylerinin dışında durgun haldeki elektronların enerjileri artık aynı değildir ve iki malzeme arasında sağdan sola doğru yönelmiş olan bir elektrik alan mevcuttur. Metalin yüzeyinde yarıiletkendeki pozitif yük tarafından dengelenen bir negatif yük vardır ve bu yüzey yükü basitçe Thomas-Fermi perdeleme uzaklığı (yaklaşık 0.5 \AA) içerisinde bulunan ekstra iletkenlik



Şekil 3.1. n -tipi yarıiletkenin enerji-band diyagramı: a) elektriksel olarak nötral, b) elektriksel olarak birbiriyle temas halinde, c) gerçek bir kontak durumu ve d) ideal bir kontak durumu (RHODERICK ve WILLIAMS, 1988).

elektronlarından ibarettir. Yarıiletken n -tipi olduğu için, pozitif yük, yüzeyden uzaklaşarak elektronlardan arınmış bir bölgede kompanse olmamış pozitif donör iyonlarını geride bırakan, iletkenlik elektronları tarafından sağlanacaktır. Donör konsantrasyonu metaldeki elektronların konsantrasyonundan mertebeye çok daha düşük olduğundan kompanse edilmemiş donörler d kalınlıklı bir tabakayı işgal ederler. Bu tabakanın genişliği bir p - n eklemesindeki arınma bölgesinin genişliği ile kıyaslanabilir düzeydedir ve bu durumda yarıiletkendeki bantlar Şekil 3.1(b)'de gösterildiği gibi yukarı doğru bükülür. Metal ve yarıiletkenin dış yüzeylerindeki elektrostatik potansiyeller arasındaki V_i farkı $V_i = \delta E_i$ ile verilir, burada δ metal ile yarıiletken arasındaki ayırım ve E_i aradaki elektrik alanıdır. Eğer metal ile yarıiletken birbirine yaklaşırsa ve E_i sonlu bir değer alırsa, V_i sifıra gider ve sonunda metal ile yarıiletken birbirine temas ettiğinde, aradaki vakum tabakası kalktığı için, ideal bir metal

yariletken kontak elde edilir. V_i sifira gideceğinden, Fermi seviyesine göre ölçülen engel yüksekliği

$$\Phi_{Bn} = \Phi_m - \chi_s \quad (3.3)$$

formülü ile verilir. Pek çok metal-yariletken kontak uygulamasında, genellikle yariletkenin yüzeyinde 10-20Å kalınlığında ince bir yalıtkan oksit tabaka mevcut olduğu için, Şekil 3.1(d)'de gösterilen ideal duruma asla ulaşamaz. Böyle bir yalıtkan film, sık sık arayüzey tabakası olarak adlandırılır. Gerçek bir kontak bu yüzden daha ziyade Şekil 3.1(c)'de verildiği gibidir. Ancak, oksit tabakası ince olduğu için elektronlar kolayca tünelleme yapabilirler ve yalnızca iletkenlik elektronları dikkate alınır, Şekil 3.1(c) ile Şekil 3.1(d) birbirinden ayırt edilemezdir. Ayrıca oksit tabakasındaki V_i potansiyel düşmesi küçük olduğu için, bu tabakanın varlığına rağmen, (3.1) denklemi hala geçerlidir.

Genellikle Schottky'e atfedilmesine rağmen, (3.1) denklemi ilk olarak 1938 yılında MOTT tarafından kapalı olarak ifade edilmiştir ve bu bağıntı Schottky-Mott sınırı olarak göz önüne alınır. Bu ifade aşağıdaki üç kabul altında elde edilmiştir:

- i. Metal ile yariletken kontak haline getirildiğinde Φ_m ve χ_s 'ye yüzey dipol katkıları değişmez (ya da en azından aralarındaki fark değişmez),
- ii. Yariletkenin yüzeyinde lokalize hâller yoktur,
- iii. Metal ile yariletken arasında mükemmel bir kontak vardır.

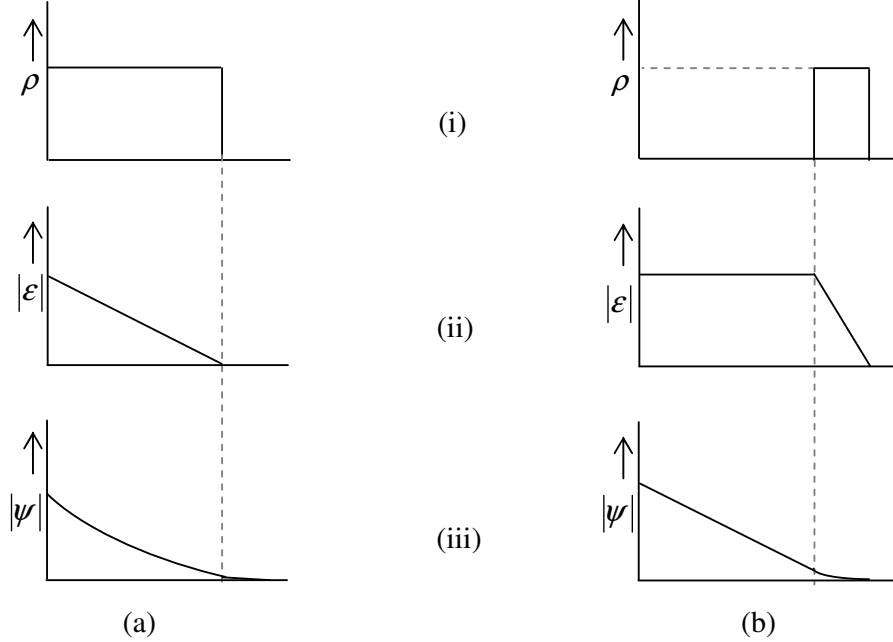
Metal ile yariletken arasındaki potansiyel engelinin şekli arınma bölgesindeki yük dağılımına bağlıdır. Eğer iletkenlik bandı tabanı gövdedeki ilk pozisyondan $3kT/q$ kadar yükselirse elektron yoğunluğu bir mertebe düşer ve bu düzlem ile metal-yariletken arayüzeyi arasındaki uzay yükü tamamıyla kompanse edilmemiş donorlardan kaynaklanır. Elektron yoğunluğunun donör konsantrasyonundan bir mertebeden daha az olmadığı (deplasyon yaklaşımı) geçiş bölgesinde bantların bükülmesini ihmâl edersek, engelin şekli tümüyle donörlerin uzaysal dağılımı ile belirlenecektir.

SCHOTTKY (1938) tarafından ilk olarak ileri sürülen, SCHOTTKY ve SPENKE (1939) tarafından detaylandırılan modelde, yariletken metal sınırına kadar tam olarak homojen kabul edilir. Böylece, kompanse edilmemiş donörler arınma bölgesinde düzgün bir uzay yüküne sahip olurlar ve elektrik alan şiddeti Gauss

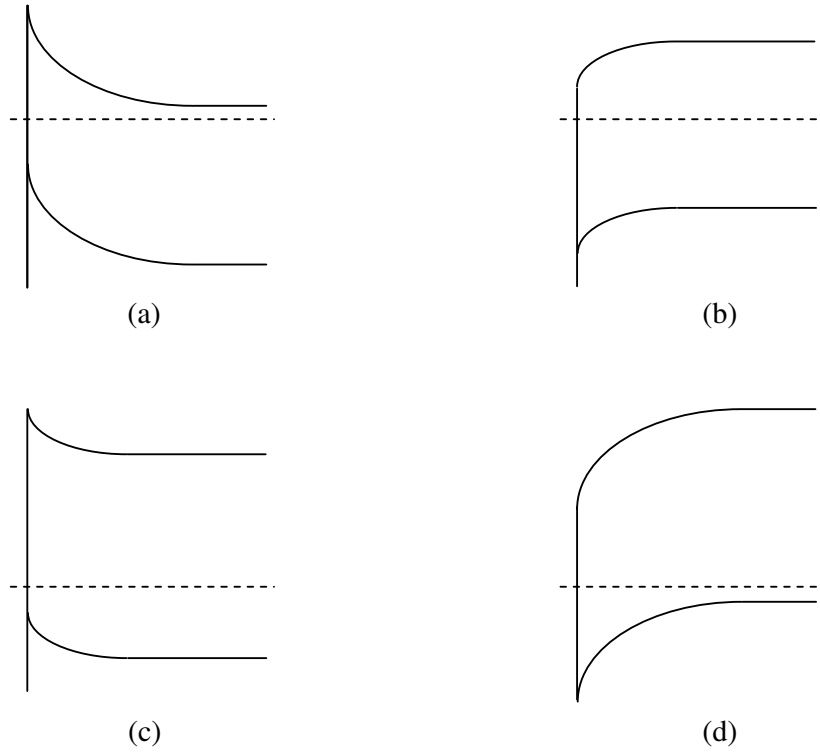
teoremine uygun olarak arınma bölgesi sınırından uzaklıkla doğrusal olarak artarken, elektrostatik potansiyel Şekil 3.2(a)'da görüldüğü gibi karesel artar. Bu şekilde görülen parabolik engel Schottky engeli olarak bilinir.

MOTT (1938), yarıiletkenin metale hemen komşu olan kısmında donorlardan yoksun ince bir tabakaya sahip olduğunu farz eden farklı bir model ileri sürdü. Böyle bir tabaka boyunca elektrik alan şiddeti sabit olup Şekil 3.2 (b)'de görüldüğü gibi önce karesel sonra doğrusal olarak artan bir elektrostatik potansiyele sebep olacaktır. Uygulamada nadiren rastlanılan böyle bir engel Mott engeli olarak bilinir.

İş fonksiyonu (Φ_s) metalin iş fonksiyonundan (Φ_m) küçük olan n -tipi bir yarıiletken için anlatılan bu model doğrultucu bir kontak gibi davranır. Aynı model metalden (Φ_m) daha büyük iş fonksiyonlu (Φ_s) yarıiletkene uygulandığında Şekil 3.3(b)'de verilen band diyagramı elde edilir. Böyle bir kontak, elektronlar yarıiletkenden metale geçecek şekilde beslenirse, elektronlar hiçbir engelle karşılaşmayacaklardır. Kontak, elektronların ters doğrultuda akacağı şekilde beslenirse, yarıiletken bandlarının aşağı büküldüğü bölgede oldukça yüksek konsantrasyona sahip



Şekil 3.2. (a) Schottky ve (b) Mott engel yüksekliği: (i) yük yoğunluğu, (ii) elektrik alan kuvveti, (iii) elektrostatik potansiyel (RHODERICK ve WILLIAMS, 1988).



Şekil 3.3. Farklı tip yarıiletkenler için Schottky engelleri: n -tipi; (a) $\Phi_m > \Phi_s$ (doğrultucu) ve (b) $\Phi_m < \Phi_s$ (omik), p -tipi; (c) $\Phi_m > \Phi_s$ (omik) ve (d) $\Phi_m < \Phi_s$ (doğrultucu) (RHODERICK ve WILLIAMS, 1988).

olan elektronlar, bol miktarda elektron sağlayabilen bir katot gibi davranırlar. Bu durumda, akım yarıiletkenin gövde direnci tarafından tanımlanır ve böyle bir kontak omik kontak olarak adlandırılır.

Φ_m 'nin Φ_s 'den büyük olduğu p -tipi bir yarıiletken için Şekil 3.3(c)'görülen band diyagramı elde edilir ki; bir omik kantağı temsil ederken Φ_s 'nin Φ_m 'den büyük olduğu Şekil 3.3(d) p -tipi bir yarıiletken için doğrultucu kantağa karşı gelmektedir

3.1.3.2. Yüzey veya Arayüzey Hâllerinin Etkisi ve Bardeen Modeli

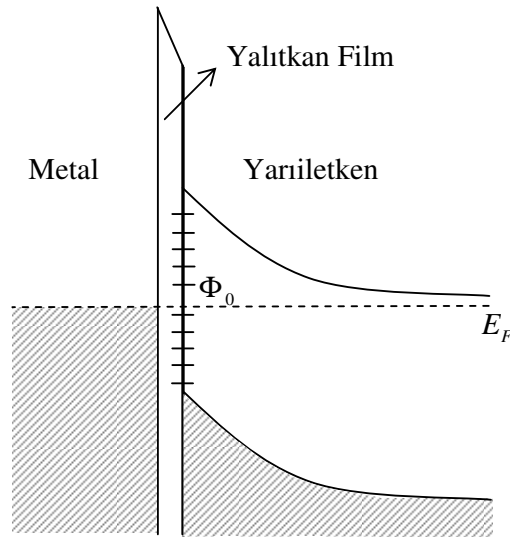
N -tipi bir yarıiletken bir metalle kontak haline getirildiğinde, (3.3) denklemiyle verilen Schottky-Mott teorisinin geçerli olduğu durumda, engel yüksekliği (Φ_{Bn}) metalin iş fonksiyonuna (Φ_m) bağlıdır. Ancak, deneysel olarak engel yüksekliğinin

metalın iş fonksiyonuna bağımlılığı denklem (3.3)'ün ifade ettiğinden daha az hassas, belirli şartlar altında ise metalın seçiminden tümüyle bağımsız olabildiği bulunmuştur. Engel yüksekliğinin metalın iş fonksiyonuna zayıf bağımlılığı BARDEEN (1947) tarafından açıklanarak, uyuşmazlığın yüzey hâllerinden kaynaklanabileceği ileri sürülmüştür. Metal ve yarıiletkenin, Şekil 3.4'de görüldüğü gibi, ince bir yalıtkan tabakayla birbirinden ayrıldığını ve Φ_0 nötral seviyesi ile karakterize edilen, yarıiletken ile yalıtkan arasındaki arayüzeyde mevcut, yüzey hâllerinin sürekli bir dağılıma sahip olduklarını kabul edelim.

Yüzey hâlleri yarıiletkenin serbest yüzeyindeki hâllerden farklı olarak arayüzey hâlleri olarak adlandırılır. Yüzey hâllerinin yokluğunda metalın yüzeyindeki negatif yük (Q_m) eklemnin tümü elektriksel olarak nötr olduğu için, kompanse edilmemiş donorlardan kaynaklanan Q_d pozitif yüküne eşit olmalıdır. Yüzey hâllerinin varlığında, Q_{ss} yüzey hâllerinin yükünü göstermek üzere, nötrallik şartı

$$Q_m + Q_d + Q_{ss} = 0 \quad (3.4)$$

olur. Yüzey hâllerinin işgaliyeti Fermi seviyesi ile belirlenir. Fermi seviyesi, beslem olmadığında, engel bölgesi boyunca sabittir ve pek çok durumda Fermi seviyesinin



Şekil 3.4. Metal-yarıiletken kontakta yüzey durumları.

altındaki hâllerin dolu, üstündeki hâllerin boş olduğunun kabul edildiği “mutlak sıfır” yaklaşımı kullanılır. Şekil 3.4’de gösterildiği gibi Φ_0 nötral seviyesi, Fermi seviyesinin üzerinde olursa, yüzey hâlleri net bir pozitif yük ihtiva eder ve bu yüzden Q_d yüzey hâllerinin yok olduğu durumdakinden daha küçük olmalıdır. Bu durum, arınma bölgesi genişliğinin (d) ve buna bağlı olarak bant bükülme miktarının azalacağı anlamına gelir. Engel yüksekliği (Φ_{Bn}), difüzyon potansiyeline veya band bükülmesi V_{do} ile elektrokimyasal potansiyelin (ξ) toplamına eşittir. Bu yüzden, Φ_{Bn} azalacaktır ve bu azalma Φ_0 nötral seviyesini E_F ’ye doğru itme etkisine sahiptir. Diğer taraftan, eğer Φ_0 nötral seviyesi E_F ’nin aşağısında ise, Q_{ss} negatiftir ve Q_d yüzey hâllerinin yok olduğu durumdaki değerinden daha büyüktür. Bu durum, arınma bölgesi genişliği ve engel yüksekliğinin her ikisinin de hem artmış olacağını hem de Φ_0 ’ın E_F ’ye doğru itilmiş olacağını ifade eder. Yüzey hâlleri, bu nedenle, bir negatif geri besleme döngüsü gibi davranır, bunun hata sinyali Φ_0 ’ın E_F ’den sapmasıdır. Bu geri beslem döngüsünde kazanç, Φ_0 ’ın E_F ’den belirli miktar uzaklaşması için Q_{ss} ’yi tanımlayan parametre olduğu için, birim enerji başına yüzey hâllerinin yoğunluğu ile orantılıdır. Yüzey hâllerinin yoğunluğu çok büyük olursa, hata sinyali çok küçük olur ($\Phi_0 \approx E_F$). Literatürde Φ_0 ’ı valans bandının tepesinden itibaren ölçmek gelenekseldir, bu durumda engel yüksekliği

$$\Phi_{Bn} \approx E_g - \Phi_0 \quad (3.5)$$

ifadesi ile verilir. Bu ifade Bardeen sınırı olarak adlandırılır ve engel yüksekliğinin yüksek yoğunluklu yüzey hâlleri tarafından çivilenmiş olduğu söylenir.

Yüzey hâllerinin etkisini incelemenin başka bir yolu, onları yarıiletken için yalıtkan tabakadaki elektrik alandan bir perdeleme olarak göz önüne almaktır. Böylece, arınma bölgesindeki yük miktarı (ve aynı zamanda engel yüksekliği) metalin iş fonksiyonundan bağımsız olur.

Bardeen modelinde, metal ile yarıiletkenin ince bir yalıtkan tabakayla birbirinden ayrılmış ve yalıtkan ile yarıiletken arasındaki arayüzeyde bölgesel hâllerin var olduğu kabul edilir. Böylece, Bardeen modeli, ince bir oksit tabakayla kaplanmış

yariletken durumuna karşı gelir. Bu model, metal ve yariletken aralarında yalıtkan bir tabaka ile kontak haline geldiğinde, metal ve yariletkenin iş fonksiyonlarına yüzey dipol tabakası katkılarının herhangi bir mümkün değişimini ihmâl ettiği için, çok basitleştirilmiş bir model olarak düşünülür. Bu model, aynı zamanda, arayüzey hâllerinin gerçekte 5~10 Å'luk bir uzaklığa yayılmış olmalarına rağmen, nokta yüklerle temsil edilebileceğini kabul eder. Bununla beraber, model deneysel Schottky engeli çalışmalarını yorumlamak için yaygınca kullanılmıştır. Dahası, arayüzey hâllerinin Bardeen teorisindeki engel yüksekliğini etkileme mekanizması temelde diğer modellerdekilerle aynı, ancak daha detaylıdır. Bu yüzden Bardeen modeli arayüzey hâl davranışının genel özelliklerini kavramak için daha iyi bir bakış açısı sunar.

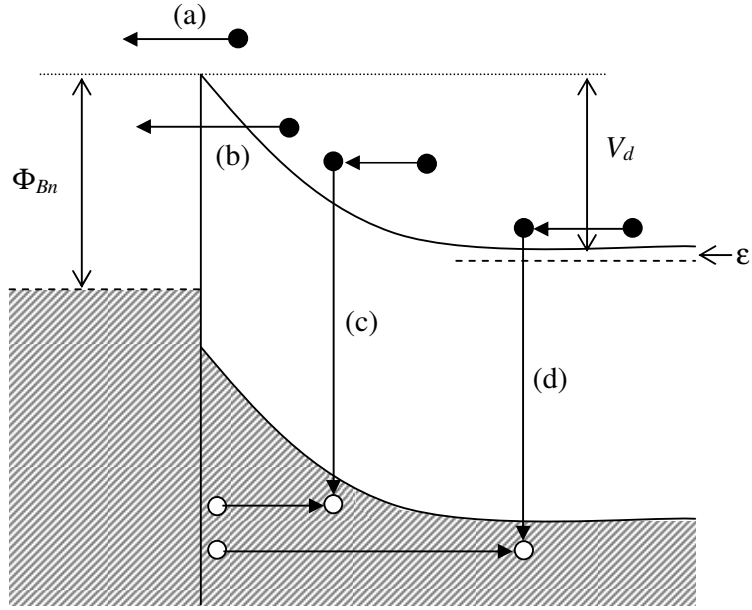
3.1.4. Metal-Yariletken Schottky Diyotlarda Akım İletimi

3.1.4.1. Giriş

Bu bölümde Schottky engellerin iletim özelliklerini tanımlayan iletim mekanizmaları incelenecektir. N-tipi bir yariletken için, düz beslem altında metal-yariletken eklem boyunca elektronların taşınabileceği çeşitli yollar Şekil 3.5'de gösterilmiştir.

- a) Elektronların yariletkendeki engeli aşarak metalin içine geçmeleri
- b) Elektronların yariletkendeki engelin içinden metale kuantum mekaniksel tünelleme ile geçmeleri
- c) Elektron ve boşluğun uzay yükü bölgesinde yeniden birleşmesi
- d) Elektron ve boşluğun nötr bölgede yeniden birleşmesi

Bu dört iletim mekanizmasından (a) ile verilen ve Termiyonik emisyon teorisi ile izah edilen durumun diğerlerine göre daha baskın olduğu Schottky engel diyotları yapmak mümkündür. Böyle diyotlar hemen hemen ideal olarak görülürken (b), (c) ve (d) ile verilen durumların baskın olduğu diyotlar ideal durumdan uzaklaşmaya sebep olurlar (RHODERICK ve WILLIAMS, 1988).



Şekil 3.5. Düz beslem altında metal/n-tipi yarıiletken Schottky engelinde akım iletim mekanizmaları.

3.1.4.2. Termiyonik Emisyon Teorisi

Termiyonik emisyon, sıcak bir yüzeyden elektron veya boşluk salınması olarak bilinir (BETHE, 1942). Metal-yarıiletken Schottky diyotlarda termiyonik emisyon teorisi, taşıyıcıların (elektron ve boşluklar) ısısal enerjileri nedeniyle, potansiyel engelini aşarak metalden yarıiletkene veya yarıiletkenden metale geçmeleri esasına dayanır. Bu olay, metal/n-tipi yarıiletken yapılarda elektronlar, metal/p-tipi yarıiletken yapılarda ise boşluklar tarafından, yani her iki yapıda da çoğunluk taşıyıcıları tarafından sağlanır (ZIEL, 1968; RHODERICK ve WILLIAMS, 1988). Termiyonik emisyon teorisi doğrultucu kontağın potansiyel engelini kT ısısal enerjisinden büyük olduğunu ve Schottky bölgesindeki taşıyıcı çarpışmalarının çok küçük olduğunu kabul eder.

Bu teoriye göre, eğer elektronların salınacağı yüzey katod olarak kullanılır ve bütün yayılan elektronlar bir araya toplanırsa, katodun verdiği akıma *doyma akımı*, yayılan elektronların akım yoğunluğuna da *doyma akım yoğunluğu* denir. Yarıiletkenden metale doğru termiyonik emisyon akım yoğunluğu J_{s-m} olsun. Kontak

yüzeyini x -eksenine dik kabul ettiğimizde, taşıyıcı hızları v_x ile $v_x + dv_x$ arasında olan yüzey birimi başına elektron yoğunluğu,

$$dn = N_d \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m_n^* v_x^2}{2kT}\right) dv_x \quad (3.6)$$

eşitliği ile verilir. Burada N_d donör yoğunluğu, m_n^* elektronun etkin kütlesi, k Boltzman sabiti ve T mutlak sıcaklıktır. Akım yoğunluğu için,

$$J_{s-m} = e \int v_x dn \quad (3.7)$$

ifadesi yazılabilir. Bu denklemde (3.6) ile verilen dn ifadesi yerine yazılırsa,

$$\begin{aligned} J_{s-m} &= eN_d \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT} \right)^{1/2} \int_{v_{0,x}}^{\infty} v_x \exp\left(-\frac{m_n^* v_x^2}{2kT}\right) dv_x \\ &= eN_d \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m_n^* v_x^2}{2kT}\right) \end{aligned} \quad (3.8)$$

şeklini alır. Enerji korunumundan

$$\frac{1}{2} m_n^* v_x^2 \geq eV_d \quad (3.9)$$

olacağı göz önüne alınırsa, yarıiletken metale akım yoğunluğu

$$J_{s-m} = eN_d \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{eV_d}{kT}\right) \quad (3.10)$$

şekline dönüşür. Burada (3.9) denkleminde yazılan

$$v_{0x} = \left(\frac{2eV_d}{m_n^*} \right)^{1/2} \quad (3.11)$$

ifadesi elektronun eV_d engelini aşması için gerekli limit hızdır. İletkenlik bandı tabanı sıfır enerji seviyesi olarak alınır, donör yoğunluğu

$$N_d = N_c \exp\left(-\frac{E_F}{kT}\right) = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_F}{kT}\right) \quad (3.12)$$

eşitliği ile verilir (CHATTOPADHYAY ve RAYCHAUDHURI, 1993). Bu ifade Denklem (3.10)'da yerine yazılırsa, akım yoğunluğu

$$J_{s-m} = \frac{4\pi m_n^* k^2 T^2}{h^3} \exp\left(-\frac{eV_d + E_F}{kT}\right) \quad (3.13)$$

şeklinde elde edilir. Metal tarafındaki potansiyel engelinin yüksekliği de

$$e\Phi_{Bn} = eV_d + E_F \quad (3.14)$$

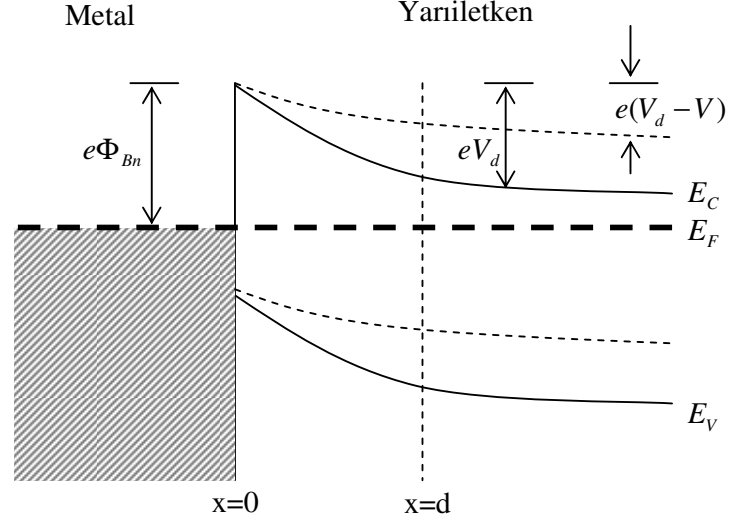
kadar olacağı Şekil 3.6'da görülmektedir. Bu ifade (3.13) eşitliğinde yerine yazılırsa, akım yoğunluğu

$$J_{s-m} = \frac{4\pi m_n^* k^2 T^2}{h^3} \exp\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right) \quad (3.15)$$

olarak bulunur. Burada

$$R_n^* = \frac{4\pi m_n^* k^2}{h^3} \quad (3.16)$$

eşitliği etkin Richardson sabiti olarak bilinir. Bu notasyon yerine konursa, akım yoğunluğu için



Şekil 3.6. Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontakın enerji bant diyagramı: (—) beslem olmayan ($V = 0$) ve (---) beslem uygulanmış ($V = -V$) durumlardaki bantları göstermektedir.

$$J_{s-m} = R_n^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right) \quad (3.17)$$

ifadesi yazılabilir. Metal/n-tipi yarıiletken Schottky diyotu, doğru beslendiğinde (yani omik tarafa $-V$ gerilimi uygulandığında) engel yüksekliği azalacaktır. Dolayısıyla akım yoğunluğu uygulanan gerilime bağlı olarak $\exp(eV/kT)$ çarpanı kadar artacaktır. Bu durumda akım yoğunluğu denklemi

$$J_{s-m} = R_n^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right) \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) \quad (3.18)$$

olarak yazılabilir. Metalden yarıiletkene doğru olan doyma akım yoğunluğu (J_0), yarıiletkenden metale doğru olan sıfır beslem doyma akım yoğunluğuna eşittir. Sonuç olarak, toplam net akım yoğunluğu J_n için

$$J_n = R_n^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.19)$$

denklemini elde edilir. Köşeli parantez dışındaki ifadeler J_0 ile gösterilip, doyma akım yoğunluğu olarak adlandırılırsa,

$$J_0 = R_n^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right) \quad (3.20)$$

toplam akım yoğunluğu da

$$J_n = J_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.21)$$

şeklini alır. Denklem (3.20) ile verilen doyma akım yoğunluğu, potansiyele bağlı olmadığı halde, uygulamada Schottky etkisinden dolayı uygulanan gerilimle orantılı olarak bir miktar değişiklik gösterir. Metal-yarıiletken yapılarda elektrostatik etkileşme ve uygulanan gerilimden doğan imaj-kuvvet etkisiyle potansiyel engelinde $e\Delta\Phi_{Bn}$ kadarlık azalma olur (ZIEL, 1968). Bu değer,

$$e(\Delta\Phi_{Bn}) = \alpha_0 (V_d + V)^{1/4} \quad (3.22)$$

bağıntısı ile verilir. Böylece akım yoğunluğunu veren (3.20) denkleminde $e\Phi_{Bn}$ yerine $e(\Phi_{Bn,0} - \Delta\Phi_{Bn})$ yazılırsa,

$$J_0 = R_n^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{Bn,0}}{kT}\right) \exp\left[\alpha_0 (V_d + V)^{1/4}\right] \quad (3.23)$$

denklemini elde edilir. Burada $e\Phi_{Bn,0}$ sıfır beslemde imaj-kuvvet (Schottky) etkisi olmaksızın engel yüksekliğidir. ϵ_0 boşluğun ve ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabitini göstermek üzere, α_0 sabiti,

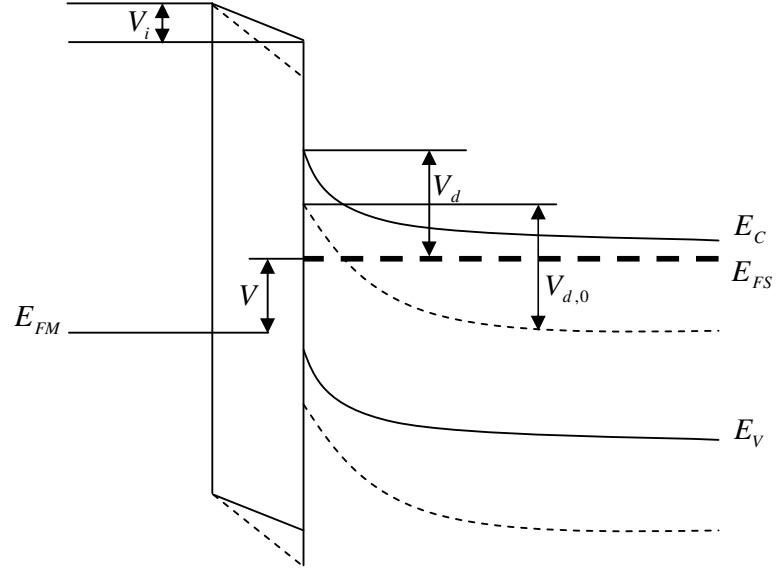
$$\alpha_0 = \left[\frac{q^7 N_d}{8(\epsilon_s \epsilon_0)^3 \pi^2 (kT)^7} \right] \quad (3.24)$$

eşitliği ile verilir.

3.1.4.3. Arayüzey Tabakası Etkisi

Bir yarıiletken çok yüksek bir vakumda yarılmadıkça, bu yarıiletken kullanılarak üretilen Schottky diyotlarda metal-yarıiletken arasında genellikle kalınlığı 5~10 Å olan ince bir oksit tabakası bulunur. Bu arayüzey tabakası, kalın bir oksidin bant yapısı karakteristiklerine sahip olamayacak kadar ince olsa bile, bir yalıtkan olarak göz önüne alınabilir ve oluşan yapı bir metal-yarıiletken (MS) yapısından ziyade metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) şeklinde olacaktır. Bu durumda üretilen Schottky diyot ideal değildir ve böyle bir Schottky engeli için enerji-band diyagramı Şekil 3.7’de gösterilmektedir. Arayüzeyde oluşan yalıtkan tabaka elektriksel özellikler üzerinde üç etkiye sahiptir:

1. Yalıtkan tabaka boyunca potansiyel düşmesi yüzünden, sıfır-beslem engel yüksekliği, ideal bir diyottakinden daha düşüktür.
2. Uygulanan bir düz beslem gerilimi için akım, R_n^* değerindeki azalmaya denk olacak şekilde azalır; bu durumda elektronlar yalıtkan tarafından oluşturulan engelin içinden tünelleme yaparak geçmek zorundadırlar.
3. Uygulanan düz beslem geriliminin bir kısmı metal ile yarıiletken arasında oluşan yalıtkan tabaka üzerinde düşer. Bu durumda, Φ_{Bn} engel yüksekliği düz beslem geriliminin bir fonksiyonu olur. Engel yüksekliğinin bu beslem bağımlılığı, etkisi n idealite faktörü cinsinden tanımlanabilecek bir tarzda akım-gerilim karakteristiğinin şeklini değiştirmektedir (RHODERICK ve WILLIAMS, 1988).



Şekil 3.7. Kimyasal olarak hazırlanmış Schottky engel kontağın (MIS) enerji band diyagramı: (---) sıfır beslem ve (—) düz beslem altındaki durumlar.

3.1.4. Düz Beslem I - V Karakteristikleri ve Cheung Fonksiyonları

Schottky diyot parametrelerinin düz beslem I - V karakteristikleri kullanılarak hesaplanması için CHEUNG ve CHEUNG (1986) tarafından farklı bir model ileri sürüldü. Termiyonik emisyon teorisinde akım yoğunluğu için bulunan (3.19) denklemi etkin diyot alanı (A) ile çarpıldığında, diyottan geçen toplam akım için

$$I_n = AR_n^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV_F}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.25)$$

ifadesi elde edilir. Burada, V_F engel boyunca düşen potansiyel, I_n net akım olup, $eV_F \gg 3kT$ olduğunda kare parantez içindeki 1 terimi ihmal edilebilir. Bu denklem ideal diyotlar için geçerlidir, ancak uygulamada, beslem potansiyelinin tamamı arınma bölgesinde düşmediğinden idealden sapmalar olacaktır. Bu sapmalar, denkleme ilave edilen, boyutsuz bir sabit olan n idealite faktörü ile temsil edilir. Bu durumda, akım denklemi nötral bölge seri direncini de dikkate alarak ($V_F = V - IR_s$) akım ifadesi

$$I_n = AR_n^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{e(V - IR_s)}{nkT}\right) \right] \quad (3.26)$$

şekline dönüşür. (3.26) ifadesinin logaritması alınır;

$$\ln I_n = \ln(AR_n^* T^2) + \left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right) + \left(\frac{e(V - IR_s)}{nkT}\right) \quad (3.27)$$

elde edilir. Denklem (3.27)'den V çekilirse,

$$V = \left(\frac{nkT}{e}\right) \ln\left(\frac{I_n}{AR_n^* T^2}\right) + n\Phi_{Bn} + IR_s \quad (3.28)$$

olarak yazılır. (3.28) ifadesinin $(\ln I)$ 'ya göre türevi alınır,

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{e} + IR_s \quad (3.29)$$

elde edilir. (3.29) denkleminde $dV/d(\ln I)$ teriminin I 'ya karşı grafiği bir doğru verir.

Bu doğrunun eğimi seri direnci (R_s) ve $I=0$ için düşey eksenini kestiği noktanın değerinin nkT/e 'ye oranı ise idealite faktörünü (n) verecektir. (3.28) denklemindeki son iki terim

$$H(I) = n\Phi_{Bn} + IR_s \quad (3.30)$$

şeklinde gösterilirse, (3.28) denklemi yeniden düzenlenerek

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{e}\right) \ln\left(\frac{I_n}{AR_n^* T^2}\right) \quad (3.31)$$

elde edilir. (3.30) denkleminde çizilecek olan $H(I) - I$ grafiği yine bir doğru verir. Bu doğrunun eğimi, nötral bölge direnci R_s ve $I=0$ değeri için düşey eksenini kestiği nokta ise $e\Phi_{Bn,0}$ değerini verecektir.

Düz beslem $I-V$ karakteristiklerini kullanarak Schottky diyot parametrelerinin hesaplanması için ileri sürülen (3.29) ve (3.30) denklemleri Cheung fonksiyonları olarak bilinirler (CHEUNG ve CHEUNG, 1986).

3.1.6. Metal-Yarıiletken Schottky Diyotlarda Arayüzey Tabakası ve Arayüzey Hâllerinin Etkisi

3.1.6.1. Katılarda ve Yüzeylerde Elektron Durumları

Kristal halindeki bir katıda elektronlar, atomların düzenlenmesiyle ilgili periyodik potansiyel tarafından etkilenir ve bundan dolayı, elektronların müsaade edilmiş enerji spektrumunda yasak enerji aralıkları meydana gelir. Örneğin, Silisyum'un valans bandı $3s^2$ ve $3p^2$ elektronlarından ibarettir ve iletkenlik bandından 1.12 eV' luk bir yasak enerji aralığı ile ayrılır.

Gövdede yasak enerji aralıklarına sebep olan şartlar katının yüzeyinde hâkim olamayacağı için, periyodik potansiyel yüzeyde keskin bir şekilde son bulur. Bu durum katının serbest yüzeyinde, yüzey hâllerinin mevcut olabileceğini ifade eder. Bu yüzey hâllerinin dalga fonksiyonları dalga vektörünün (\vec{k}) imajiner değerine karşı gelir ve yüzeyden gövdenin içine doğru exponansiyel olarak bozunurlar. Yüzey hâlleri çoğu kez yasak bant aralığı içinde enerjilere sahiptirler ve ideal bir katının serbest yüzeyi üzerinde var olan bu cinsten yüzey hâlleri bazen asal (intrinsic) hâller olarak adlandırılır (TAMM, 1932; SHOCKLEY, 1939).

Yasak enerji aralığı boyunca yayılan yüzey hâllerinin sürekliliğini göz önüne alalım. Bu hâller elektronlar tarafından Fermi-Dirac dağılımına göre işgal edileceklerdir ve yük durumları Fermi seviyesinin (E_F) konumuna bağlı olacaktır. Yani E_F 'nin aşağısındaki hâllerin hepsi işgal edilmiş ve yukarısındaki hâllerin hepsi boş olacaktır. Mutlak sıfır sıcaklığında bir Φ_0 nötral seviyesi tanımlamak mümkündür. Eğer yüzey

elektiriksel olarak nötr olursa, Φ_0 Fermi seviyesinin olması gerektiği seviyedir. Φ_0 'ın aşağısındaki hâller boş olursa, yüzey net bir negatif yüke sahiptir. Bazen Φ_0 'ın aşağısındaki hâller donör olarak tanımlanır, bu durumda bu hâller boş iken pozitif, dolu iken nötrdürler. Φ_0 'ın yukarısındaki hâller ise akseptör olarak tanımlanırlar, bu hâller dolu iken negatif, boş iken nötrdürler (Çizelge 3.1). Yüzey hâlleri tek bir sürekli banttandır. Bu durumda, Φ_0 bantlardan birinin içinde veya bantlar arasındaki yasak enerji aralığında yer alabilir (RHODERICK ve WILLIAMS, 1978).

Fermi seviyesi yüzeyde nötral seviye ile çakışmıyorsa, yüzeyde net bir yük olacaktır. Bundan dolayı, enerji bandları bükülecek, yani yarıiletken içinde bir elektrik alan ortaya çıkacaktır. Bu durumda, n -tipi yarıiletken için yüzey yükü negatif olursa, bantlar yüzeye doğru (yukarı) bükülecek, kristalin bu bölgesinde elektron konsantrasyonu, yarıiletkenin içindekinden daha az olacak ve yüzey bölgesi elektronlardan arınacaktır. Diğer taraftan, yüzey yükü pozitif olursa, bantlar yüzeye doğru (aşağı) bükülecektir, bu bölgede elektron konsantrasyonu artacak ve yarıiletkenin metale yakın yüzeyi bir birikim bölgesi olacaktır.

Çizelge 3.1. Nötral seviyenin yukarısındaki (akseptör) ve aşağısındaki (donör) hâllerin durumu.

Donör		Akseptör	
Dolu ise	Nötr	Dolu ise	Negatif
Boş ise	Pozitif	Boş ise	Nötr

3.1.6.2. MIS Potansiyel Dağılımının İdealite Faktörü Üzerine Etkisi

Kontak boyunca oksit tabakasının varlığından dolayı statik potansiyel dağılımı etkilenir. Gauss teoremi, katılarda ve yarıiletkenin tam içerisinde elektrik alanın ϵ_s / ϵ_i ile orantılı olduğunu ifade eder. Ancak, bu durum arayüzeyde bir yük yoğunluğu olmadığı müddetçe geçerlidir. Fakat böyle bir yük yoğunluğu, arayüzey hâllerinde net

bir yük veya yarıiletkenin yüzeyinde toplanan hareketli yük olarak ortaya çıkabilir (QUAT ve NICOLET, 1972).

Şekil 3.7'de gösterilen n -tipi bir diyot için, difüzyon potansiyeli V_d ve oksit tabakası boyunca düşen V_i potansiyeli pozitif olarak alınır. Bu durum düz beslem potansiyeli (V) için ΔV_d ve ΔV_i 'nin negatif olduğunu gösterir. Rekombinasyon akımları gibi diğer mekanizmaların idealite faktörüne katkıları çok küçük olursa, difüzyon potansiyelindeki değişimin uygulanan gerilimle ilişkisi

$$n = -\frac{V}{\Delta V_d} \quad (3.32)$$

bağıntısıyla verilir. Burada ΔV_d , uygulanan V geriliminin bir sonucu olarak yüzey potansiyelindeki değişme miktarıdır. Arayüzey ve diğer mekanizmalar olmadığı zaman, (3.32) denklemi yaklaşık olarak bire eşittir. $\Delta V = (\Delta V_d + \Delta V_i)$ eşitliği kullanılınca bu ifade

$$\frac{1}{n(V)} = -\frac{dV_d}{dV} = 1 + \frac{dV_i}{dV} \quad (3.33)$$

şeklinde yazılabilir. Metal üzerindeki yüzey yüküne Gauss kanununu uygulayarak, arayüzeydeki potansiyel değişimi için

$$\Delta V_i = -\delta \left(\frac{\Delta Q_m}{\epsilon_i} \right) \quad (3.34)$$

eşitliğini elde edilir. Nötrallik şartından dolayı,

$$Q_m + Q_{ss} + Q_{sc} = 0 \quad (3.35)$$

olmalıdır. Burada Q_m metal üzerindeki yüzey yükü, Q_{ss} arayüzey hâllerinde mevcut olan net yük ve Q_{sc} iyonize olmuş donörlerden dolayı yarıiletkenin arınma bölgesinde oluşan uzay yüküdür. Böylece, (3.34) denklemi

$$\Delta V_i = \frac{\delta}{\epsilon_i} (\Delta Q_{sc} + \Delta Q_{ss}) \quad (3.36)$$

şeklini alır ve bu denklemin türevi alındığında, arayüzey potansiyelinin uygulanan gerilimle değişimi için

$$\frac{dV_i}{dV} = \frac{\delta}{\epsilon_i} \frac{d}{dV} (Q_{sc} + Q_{ss}) = \frac{\delta}{\epsilon_i} \left(\frac{dQ_{sc}}{dV_d} \frac{dV_d}{dV} + \frac{dQ_{ss}}{dV} \right) \quad (3.37)$$

eşitliği yazılabilir. Burada $d = [(2\epsilon_s / eN_d)V_d]^{1/2}$ şeklinde olup, yarıiletkendeki arınma bölgesinin genişliği, N_d ise donör konsantrasyonudur.

Arayüzey hâlleri iki alt grup halinde incelenebilir; i) Metal ile dengede olan hâller ve ii) yarıiletken ile dengede olan hâller. Bu hâllerin yoğunlukları sırası ile N_{sa} ve N_{sb} 'dir ve oksit tabakasının kalınlığına bağlı olarak değişebileceği farz edilir. Metal ile dengedeki arayüzey hâllerinin işgaliet değişimi, metaldeki Fermi enerjisine göre hâllerin enerjisindeki değişim ile tayin edilir ve bu değişim dV_i olup,

$$\frac{\partial Q_{ss}}{\partial V_i} = -eN_{sa} \quad (3.38)$$

eşitliğiyle verilir. Yarıiletken ile dengedeki hâllerin işgaliet değişimi, yarıiletkendeki Fermi enerjisine göre hâllerin enerjisindeki değişim ile tayin edilir ve bu değişim dV_d olup,

$$\frac{\partial Q_{ss}}{\partial V_d} = -eN_{sb} \quad (3.39)$$

ifadesiyle bulunur. Böylece arayüzey yüklerinin uygulanan potansiyelle değişimi için

$$\frac{dQ_{ss}}{dV} = \frac{\partial Q_{ss}}{\partial V_i} \frac{dV_i}{dV} + \frac{\partial Q_{ss}}{\partial V_d} \frac{dV_d}{dV} \quad (3.40)$$

yazılabilir. (3.40) denklemini (3.37)'de yerine yazılırsa, idealite faktörü için

$$n = 1 + \frac{(\delta / \varepsilon_i) [(\varepsilon_s / d) + eN_{sb}]}{1 + (\delta / \varepsilon_i) eN_{sc}} \quad (3.41)$$

ifadesi elde edilir.

İdealite faktörünü tanımlayan bu denklemin üç sınır durumu vardır:

i. Arayüzey hâllerinin yoğunluğu potansiyel dağılımını etkilemeyecek kadar küçük ise, (3.41) ifadesi

$$n = 1 + \frac{\delta \varepsilon_s}{d \varepsilon_i} \quad (3.42)$$

eşitliğine indirgenir.

ii. Arayüzey hâllerinin tümünün metalle dengede olduğu durumda $N_{sb} \rightarrow 0$ olur.

Böylece, (3.41) denklemini

$$n = 1 + \frac{\delta \varepsilon_s}{d(\varepsilon_i + \delta eN_{sa})} \quad (3.43)$$

şekline dönüşür.

iii. Arayüzey hâllerinin hepsinin yarıiletken ile dengede olduğu durumda $N_{sa} \rightarrow 0$ olur.

Böylece, (3.41) denklemini

$$n = 1 + \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left(\frac{\varepsilon_s}{d} + eN_{sb} \right) \quad (3.44)$$

şeklini alır. Bu durum, kalın oksit tabakaları için geçerli bir sonuç olup, arayüzey hâllerinin metalle dengede olduğu durumlarda oksit tabakası daha incedir (QUAT ve NICOLET, 1972).

olarak yazılır (FONASH, 1983; CHATTOPADHYAY ve DAW, 1986; CHATTOPADHYAY ve KUMAR, 1988; TÜRÜT ve ark., 1995). Isısal denge durumunda, yarıiletkenin arınma tabakasındaki uzay yükü yoğunluğu

$$Q_{sc} = [2q\varepsilon_0 N_d (\Phi_e - V_n)]^{1/2} \quad (3.46)$$

eşitliği ile verilir. Arayüzey hâl yük yoğunluğu ve arınma tabakası yük yoğunluğu ifadelerini kullanırsak Gauss kanununa göre arayüzey tabakası boyunca, potansiyel düşmesi (V_i),

$$V_i = -\frac{\delta}{\varepsilon_i} Q_m = \frac{\delta}{\varepsilon_i} (Q_{ss} + Q_{sc}) \quad (3.47)$$

şeklinde elde edilir (WU, 1980). Şekil 3.8'de görülen enerji-bant diyagramına göre,

$$V_i = \Phi_m - (\chi_s + \Phi_{Bn,0}) \quad (3.48)$$

şeklinde verilebilir. Diyota bir düz beslem uygulandığında (3.45), (3.46) ve (3.48) denklemleri için sırasıyla

$$Q_{ss}(V) = -qN_{ss} \{E_g - q\Phi_0 + q\Psi_s(V) + qV_n\} \quad (3.49)$$

$$Q_{sc}(V) = -[2q\varepsilon_0 \varepsilon_s N_d \Psi_s(V)]^{1/2} \quad (3.50)$$

$$V_i(V) = [\Phi_m - \chi - \Psi_s(V) - V_n - V] = \frac{\delta}{\varepsilon_i} (Q_{ss} + Q_{sc}) \quad (3.51)$$

ifadeleri elde edilir. Burada ε_0 boş uzayın ve ε_s yarıiletkenin dielektrik sabiti, Ψ_s uygulanan V geriliminin bir fonksiyonu olarak yarıiletkenin yüzey potansiyelidir. Termal denge durumunda etkin engel yüksekliği denklem (3.45), (3.46) ve (3.48)'den

$$\Phi_e = c_2(\Phi_m - \chi_s) + (1 - c_2) \left(\frac{E_g}{q} - \Phi_0 \right) + \left\{ \frac{c_1 c_2^2}{2} - c_2^{3/2} \left[c_1(\Phi_m - \chi_s) + (1 - c_2) \frac{E_g}{q} - \frac{c_1}{c_2} (\Phi_m + V_n) + \frac{c_1 c_2^2}{4} \right]^{1/2} \right\} \quad (3.52)$$

olarak bulunur. Benzer şekilde yüzey potansiyelinin gerilime bağlı ifadesi (3.49), (3.50) ve (3.51) eşitlikleri yardımı ile

$$\Psi_s(V) = c_2(\Phi_m - \chi_s) + (1 - c_2) \left(\frac{E_g}{q} - \Phi_0 \right) - c_2 V - V_n + \left\{ \frac{c_1 c_2^2}{2} - \left[\frac{c_1 c_2^4}{4} + c_1 c_2^3 \left(\Phi_m - \chi_s - V + \frac{E_g}{q} + \Phi_0 \right) + c_1 c_2^2 \left(\frac{E_g}{q} - \Phi_0 - V_n \right) \right]^{1/2} \right\} \quad (3.53)$$

olarak yazılabilir. Denklem (3.52) ve (3.53)'de geçen α , c_1 ve c_2 terimleri

$$\alpha = \frac{q^2 \delta N_{ss}}{\epsilon_i} \quad (3.54)$$

$$c_1 = \frac{2q\epsilon_0\epsilon_s N_d \delta^2}{\epsilon_i^2} \quad (3.55)$$

$$c_2 = \frac{1}{(1 + \alpha)} = \frac{\epsilon_i}{(\epsilon_i + q^2 \delta N_{ss})} \quad (3.56)$$

olarak alınmıştır (WU, 1980). Katkı yoğunluğu küçük olan yarıiletkenlerde, c_1 çok küçük olacağından, (3.52) ve (3.53) eşitliklerinde büyük parantez içindeki ifadeler ihmal edilir. Böylece (3.52) ve (3.53) ifadeleri sırası ile

$$\Phi_e = c_2(\Phi_m - \chi_s) + (1 - c_2) \left(\frac{E_g}{q} - \Phi_0 \right) \quad (3.57)$$

$$\Psi_s(V) = c_2(\Phi_m - \chi_s) + (1 - c_2) \left(\frac{E_g}{q} - \Phi_0 \right) - c_2 V - V_n \quad (3.58)$$

eşitliklerine indirgenir. Denklem (3.57)'yi (3.58) eşitliğinde yerine yazarsak,

$$\Psi_s(V) = \Phi_e - c_2 V - V_n \quad (3.59)$$

eşitliği elde edilir. (3.57) ifadesi ilk olarak COWLEY ve SZE (1965) tarafından sıfır beslem durumuna bir yaklaşım olarak türetilmiştir. Ancak bu ifade elde edilirken kullanılan yaklaşımın Q_d 'yi ihmal etmeye eşdeğer olduğu fark edilemedi. $c_2 = 1$ durumunda $N_{ss} \rightarrow 0$ olur ve $e\Phi_{Bn}$ değerinin Schottky-Mott sınırına ($\Phi_m - \chi_s$) gittiği gözlemlenebilir. $c_2 = 0$ durumunda ise $N_{ss} \rightarrow \infty$ olur ve $e\Phi_e$ Bardeen sınırına ($E_g - \Phi_0$) eşit olur. İyi bir Schottky diyotta makul bir yaklaşım olarak $\delta \approx 20 \text{ \AA}$ alınıp, ve ϵ_i 'nin değeri $3 \times 10^{-11} F/m$ (SiO_2 karşı gelen) olduğunu farz edilirse, arayüzey hâl yoğunluğunun N_{ss} 'nin $10^{17} eV^{-1}m^{-2}$ mertebesine yaklaştığı bulunur.

Düz beslem durumunda, arayüzey tabakasının varlığı dikkate alındığında, akım yoğunluğu ifadesi (3.8) denkleminde

$$J = R_n^* T^2 \exp[-(\Phi^{1/2} \delta)] \exp\left\{-\frac{q}{kT} [\Psi_s(V) + V_n]\right\} \quad (3.60)$$

şeklinde yeniden yazılabilir. Burada R_n^* etkin Richardson sabiti, T sıcaklık ve Φ oksit tabakasının ortalama engel yüksekliği olup, $\exp\{-(\Phi^{1/2} \delta)\}$ ifadesi tünelleme çarpanı olarak bilinir.

Şimdi (3.56), (3.59) ve (3.60) denklemleri kullanılarak, düzgün bir oksit tabakasına sahip olan MIS yapısındaki bir diyot için akım yoğunluğu ifadesi

$$J = R_n^* T^2 \exp[-(\Phi^{1/2} \delta)] \exp\left(-\frac{q\Phi_e}{kT}\right) \exp\left[qV / \left(1 + \frac{q^2 \delta N_{ss}}{\epsilon_i}\right) kT\right] \quad (3.61)$$

şeklinde yazılır (CHATTOPADHYAY ve DAW, 1986). Burada $\exp\{-\left(\Phi^{1/2}\delta\right)\}$ tünelleme çarpanının değeri, $\delta \rightarrow 0$ iken 1 olur. (3.61) ifadesine ideal olmayan durumlar için bir n idealite faktörü terimi eklenirse akım yoğunluğu ifadesi,

$$J = R_n^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_e}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (3.62)$$

olarak bulunur.

3.2. YÖNTEM

3.2.1. Giriş

Bu kesimde, Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/*n*-Si Schottky diyotların üretilmesi için izlenen kristal hazırlama ve temizleme süreçleri ile diyot üretimi ve akım-gerilim karakteristiklerinin incelenmesi için alınan ölçümler anlatılacaktır.

3.2.2. Kristallerin Hazırlanması ve Temizlenmesi

Bu çalışmada, [100] doğrultusuna sahip, $N_d = 4.31 \sim 8.61 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ konsantrasyonda *P* (fosfor) katkılanmış, öz direnci $\rho = 5 \sim 10 \Omega\text{-cm}$, mobilitesi $\mu_n = 1450 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$ olan *n*-tipi silisyum kristali kullanılmıştır.

Üretilen diyotlarda kontak kalitesinin yüksek olması için genellikle mekanik ve kimyasal temizleme yapılır. Ancak, bu çalışmada kullanılan *n*-tipi silisyum kristalleri önceden parlatılmış olduğundan mekanik temizleme yapılmadı. Kristal üzerindeki organik ve anorganik kirlilikleri temizlemek ve yüzeyde olması muhtemel pürüzleri gidermek için basamakları aşağıda verilen kimyasal temizleme yöntemi izlendi:

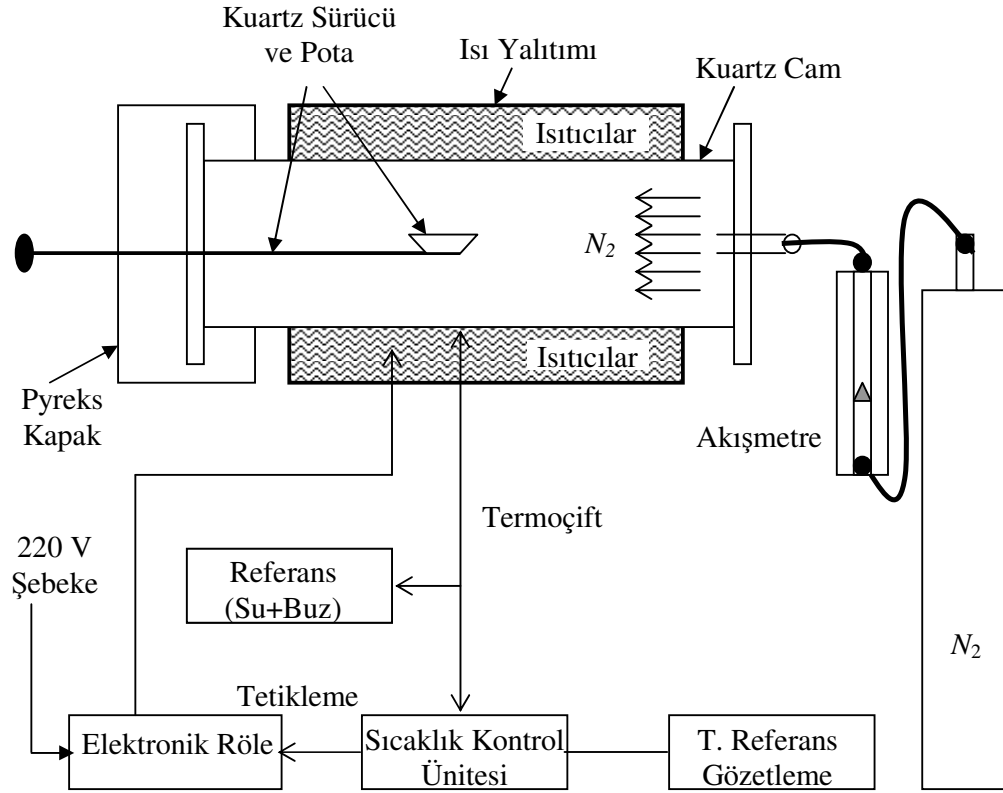
- a) Aseton'da ultrasonik olarak 10 dakika yıkama,
- b) Metanol'de ultrasonik olarak 10 dakika yıkama,
- c) De-iyonize su ile yıkama,
- d) RCA1 ($H_2O: H_2O_2: NH_3: 6:1:1$) içinde 50–60 °C'de 10 dakika yıkama,
- e) Seyreltilmiş HF ($H_2O: HF; 10: 1$) çözeltisinde 30 sn yıkama,
- f) RCA2 ($H_2O: H_2O_2: HCl; 6: 1: 1$) içinde 50–60 °C'de 10 dakika yıkama,
- g) De-iyonize su ile yıkama,
- h) Seyreltilmiş HF ($H_2O: HF; 10: 1$) çözeltisinde 30 sn yıkama,
- i) Akan de-iyonize su içerisinde 15–20 dakika bekletme,
- j) Azot gazı (N_2) ile kurutma.

3.2.3. Schottky Diyotların Üretimi

Kimyasal olarak temizlenen kristal yüzeyinde oksit birikmesinin engellenmesi için, kimyasal temizlik biter bitmez kristal kaplama ünitesine yerleştirildi. Kristalin mat olan yüzeyine omik kontak uygulayabilmek için bu yüzeyi seyreltilmiş HCl asit ($HCl:H_2O$; 1: 10) içerisinde temizlenmiş olan %99.98 saflıktaki $Au-Sb$ alaşımı kaplama ünitesinin ısıtıcısına yerleştirilerek 10^{-6} Torr basınçta numunenin bütün yüzeyi kaplandı.

Buharlaştırma işlemini takiben, omik kontak oluşumunu daha iyi hale getirebilmek için, kristal kimyasal olarak temizlenmiş kuartz potanın içerisinde yerleştirilerek Şekil 3.9'de gösterilen fırında N_2 atmosferinde $420\text{ }^{\circ}C$ 'de 3 dakika tavlandı. Böylece numunelere omik kontak yapılmış oldu.

Omik kontak işleminden sonra, kristal $5 \times 5\text{ mm}^2$ 'lik 6 parçaya bölündü ve bu parçaların

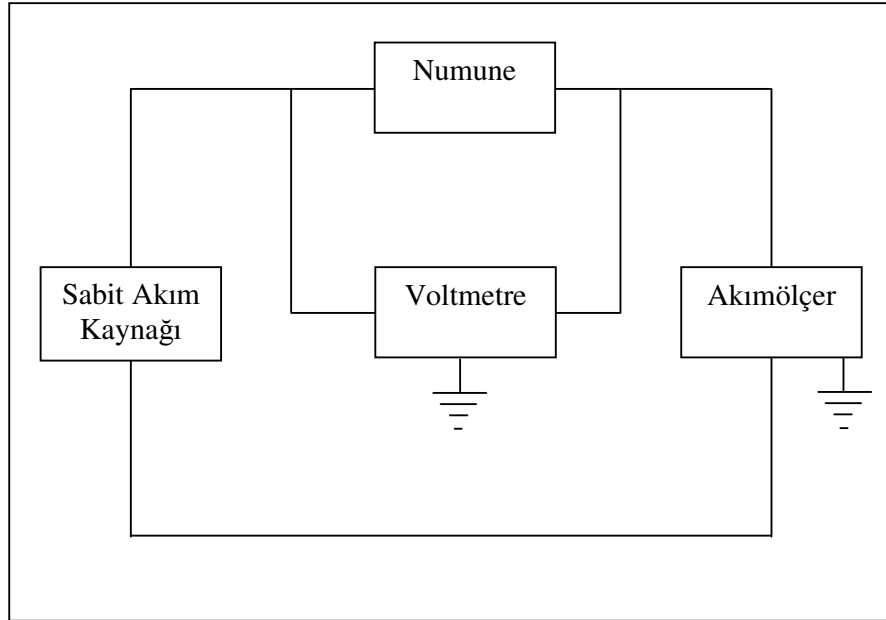


Şekil 3.9. Omik kontak yapımında kullanılan tavlama fırını (ÇETİNKARA, 2002).

üzerlerine sırasıyla %99.99 saflıkta Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb metalleri buharlaştırılarak, yarıçapı 1 mm olan noktasal doğrultucu kontaklar yapıldı. Böylece, Bi/n-Si, Ni/n-Si, Fe/n-Si, Sn/n-Si, Cd/n-Si ve Pb/n-Si Schottky diyot yapıları elde edildi.

3.2.4. Akım-Gerilim Ölçümleri

Hazırlanan Schottky diyotların akım-gerilim ölçümleri için, akım okuma aralığı $\mp 10 \mu A$ ile $\mp 21 mA$, çıkış voltaj aralığı $\mp 200 \mu V$ ile $\mp 505 V$ olan KEITHLEY 6487 Picoammeter/Voltage Source cihazı kullanıldı. Ölçümler, Şekil 3.10'da diyagramı verilen devre kullanılarak, oda sıcaklığında ve karanlık ortamda alındı. $I-V$ karakteristiklerinin belirlenebilmesi için, diyotlara $-1V$ ile $+1V$ aralığında $0.025V$ adımlarla gerilim uygulanarak, diyotlardan geçen akım değerleri okundu. Veriler Kesim 3.1'de verilen ilgili teorik bağıntılar ve Mathsoft Inc. tarafından hazırlanan MATHCAD7 matematik programı kullanılarak analiz edildi, sonuçlar Golden Software Inc. tarafından hazırlanan GRAPHER V1.28 grafik programı kullanılarak grafik hale getirildi.



Şekil 3.10. Akım-gerilim ölçümleri sisteminin devre şeması (ÇETİNKARA, 1996).

4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

4.1. Düz Beslem I - V Karakteristikleri ve Diyot Parametrelerinin Hesaplanması

Bu çalışmada kullanılan [100] yönelimine sahip, fosfor katkılı n -tipi silisyum kristalinin, oda sıcaklığındaki (300 °K) öz direnci $\rho = 5 \sim 10 \Omega\text{-cm}$, elektron mobilitesi $\mu_n = 1450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ olup, iletkenlik bandı hâl yoğunluğu $N_c = 2.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ olarak hesaplanmıştır. Bu değerler kullanılarak kristalin N_d donör yoğunluğu ve E_F Fermi seviyesi

$$N_d = N_c \exp\left(-\frac{E_F}{kT}\right) \quad (4.1)$$

ve

$$N_d = \frac{1}{q\rho\mu_n} \quad (4.2)$$

denklemlerinden $N_d = 4.31 \sim 8.61 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ve $E_F = 0.272 - 0.290 \text{ eV}$ olarak bulunmuştur. Donör yoğunluğu ve Fermi enerji seviyesi kullanılan yarıiletken kristalin özelliklerini belirleyen parametrelerdendir.

Denklem (3.16) ile verilen temel diyot akımı ifadesine ideal olmayan durumlar için boyutsuz bir n idealite faktörü ilave edilirse, toplam akım

$$I = I_o \exp\left(\frac{qV}{nkT} - 1\right) \quad (4.3)$$

şeklinde yazılabilir. $qV \gg 3kT$ olması durumunda, parantez içindeki 1 terimi ihmal edilebileceğinden, (4.3) denklemini yeniden düzenlenirse

$$I = I_o \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (4.4)$$

olur. Denklem (4.4)'ten n idealite faktörünü çekip, potansiyele göre türev alırsak

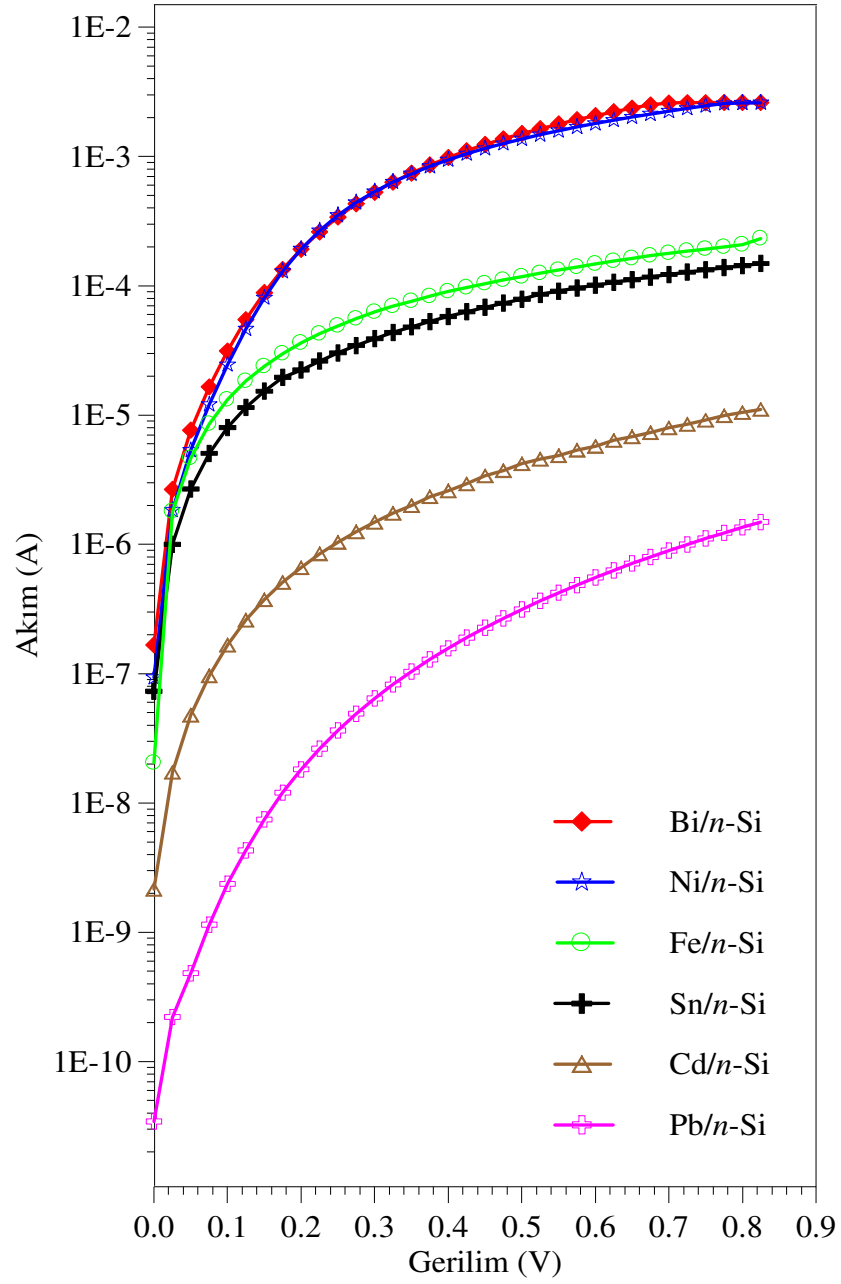
$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (4.5)$$

bağıntısı elde edilir. Termiyonik emisyon teorisine göre, sıfır beslemdeki engel yüksekliği (3.23) denkleminde

$$\Phi_{Bn,0} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{AR_n^* T^2}{I_0} \right) \quad (4.6)$$

şeklinde elde edilir. (4.4) ve (4.5) denklemlerinden I_0 akımı ve n idealite faktörünün belirlenebilmesi için, her bir diyota ait ölçümlerin $\ln(I)-V$ grafikleri çizildi. Bi/ n -Si, Ni/ n -Si, Fe/ n -Si, Sn/ n -Si, Cd/ n -Si ve Pb/ n -Si Schottky diyotların düz beslem akım-gerilim ($I-V$) grafikleri Şekil 4.1'de toplu olarak verilmiştir. Bu şekilde, düz beslem bölgesinde en yüksek akım değeri Bi ve Ni ile yapılan diyotlarda, en düşük akım değeri ise Pb ile yapılan diyotta gözlenmiştir. Çizilen grafikler düz beslem bölgesinde her bir diyot için birkaç mertebelik akım aralığında doğrusal bir yapı sergilemekte olup, bu doğrusal bölgenin akım eksenine kesiştiği nokta I_0 değerini vermektedir. Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/ n -Si Schottky diyotları için, bu değerleri bulabilmek amacıyla, düz beslem bölgesinin doğrusal kısmına en küçük kareler yöntemiyle uyum eğrileri (fit) uygulanmış her bir diyot için bulunan I_0 değerleri Çizelge 4.1'de verilmiştir. N-tipi Si kristali için etkin Richardson sabitinin $R_n^* = 112 A/cm^2 K^2$ (ANDREWS ve LEPSALTER, 1970) değerine sahip olduğu göz önüne alınıp, uyum eğrilerinden bulunan I_0 değerleri ve (4.6) denklemi kullanılarak, her bir diyot için hesaplanan sıfır beslem engel yüksekliği ($\Phi_{Bn,0}$) ve (4.5) denklemi kullanılarak hesaplanan idealite faktörü n değerleri de Çizelge 4.1'de ayrıca verilmiştir.

İdealite faktörü, bir diyotun saf termiyonik emisyon teorisine uyumunun bir ölçüsüdür ve bu durumda $n = 1$ olmalıdır. Ancak, nötral bölge seri direncinden başka, metal ile yarıiletken arasında arayüzey tabakasının varlığı, yarıiletkenin yüzey hâlleri yoğunluğunun ya da arayüzey hâllerinin uygulanan gerilimle değişimi gibi çok çeşitli sebeplerle idealite faktörü 1'den büyük olur (RHODERICK ve WILLIAMS, 1988).



Şekil 4.1. Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/*n*-Si Schottky diyotların düz beslem akım-gerilim grafikleri.

Çizelge 4.1. Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/*n*-Si Schottky diyotları için hesaplanmış karakteristik parametreler.

Metal	I_0 (A)	<i>I-V</i>		$dV/d(\ln I)-I$		<i>H(I)-I</i>	
		<i>n</i>	$\Phi_{Bn,0}$ (V)	<i>n</i>	$R_s(\Omega)$	$R_s(\Omega)$	$\Phi_{Bn,0}$ (V)
Bi	1.11×10^{-6}	1.061	0.646	1.701	152.70	154.61	0.616
Ni	9.69×10^{-7}	1.212	0.650	1.077	211.35	212.46	0.627
Fe	8.73×10^{-7}	1.243	0.652	1.046	3198.13	3213.67	0.638
Sn	6.93×10^{-7}	1.194	0.668	1.356	4463.97	4513.51	0.632
Cd	9.25×10^{-9}	1.289	0.770	3.617	31753.30	33291.00	0.711
Pb	1.09×10^{-10}	1.284	0.885	2.438	170048.00	187847.00	0.850

Çizelge 4.1'den bu çalışmada üretilen Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/*n*-Si Schottky diyotları için hesaplanan idealite faktörü değerlerinin sırasıyla 1.061, 1.212, 1.243, 1.194, 1.289 ve 1.284 olduğu görülmektedir. Bu değerlerden, Bi/*n*-Si için bulunan idealite faktörü değerinin (1.061) ideal diyot durumuna çok yakın olduğu, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/*n*-Si için bulunan değerlerin ise (1.194–1.289) metal-yarıiletken (MS) yapılardan ziyade metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) yapılara daha uygun olduğu görülmektedir. Böyle bir durumda, uygulanan gerilim aralığında arayüzey hâlleri yarıiletkenle dengededirler (COWLEY ve SZE, 1965; RHODERICK ve WILLIAMS, 1988). Böylece, *I-V* karakteristiğinin ideal durumdan sapmasına sebep olan arayüzey tabakasının kalınlığı arttıkça idealite faktörünün değeri de artmaktadır (ÖZDEMİR ve ark., 2002).

Schottky diyotlar üzerindeki çalışmalarda bir diyot için termiyonik emisyon akımı mekanizmasının geçerlilik sınırı $n \leq 1.10$ olarak verilmektedir. Bu durumda, idealite faktörü 1.10'dan daha büyük olan diyotlar için, diyot akımı mekanizması yalnızca termiyonik emisyon teorisi kullanılarak modellenemez. Bu sebeple, yalnızca termiyonik emisyon teorisinin dikkate alındığı durumda, engel yüksekliği daha çok bir eğri uydurma işleminin uyum parametresi durumunda olup, gerçek engel yüksekliği gibi düşünülemez (ÖZDEMİR ve ark., 2002). Bu çalışmada üretilen Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve

Pb/*n*-Si Schottky diyotları için bulunan engel yüksekliği değerleri Çizelge 4.1'de sırasıyla 0.646, 0.650, 0.652, 0.668, 0.770 ve 0.885 eV olarak verilmiştir.

HRICOVINI ve ark., (1992) fotoemiyon ölçümüyle [100] ve [111] yönelimlerine sahip Si kristali üzerine Bi metaliyle yapılan Schottky engel yüksekliklerini sırasıyla 0.73 ve 0.87 eV olarak bulmuşlardır. Bu değerlerle kıyaslandığında, Bi için bu çalışmada bulunan 0.646 eV değerinin daha düşük olduğu görülmektedir.

Ni ile yapılan diyodun engel yüksekliğini kapasite-gerilim ölçümlerinden ARCHER ve ATALLA (1963) 0.68 eV, kapasite-gerilim ölçümlerinden TURNER ve RHODERICK (1968) 0.70 eV, yüksek seri dirençli Schottky diyotlar için geliştirilen dört farklı teoriye göre ULAŞ (1989) sırasıyla 0.696, 0.667, 0.745 ve 0.667 eV olarak bulmuşlardır. Bu değerlerle kıyaslandığında, Ni için bu çalışmada bulunan 0.650 eV değeri uyum içindedir.

VAN OTTERLOO (1981) 80 °K'de vakumda yarılmış [111] yönelimli Si kristali üzerine Fe kullanarak yapılan Schottky diyotlarda kapasite-voltaj ölçümlerinden engel yüksekliği değerini 0.710 eV olarak bulmuştur. Bu çalışmada ise, Fe metaliyle yapılan diyotun engel yüksekliği 0.652 eV olarak bulunmuş olup, bu sonuç VAN OTTERLOO tarafından bulunan sonuçlar ile uyum içindedir.

Sn Schottky diyot için engel yüksekliği değeri akım-gerilim ölçümlerinden HAMDI (1997) tarafından 0.840 eV, AKKILIÇ ve ark., (2003a) tarafından 0.600-0.670 eV, AYDOĞAN ve ark., (2005) tarafından 0.710 eV olarak bulunmuştur. Bu değerlerle kıyaslandığında, Sn için bu çalışmada bulunan 0.668 eV değeri AKKILIÇ ve ark., (2003a) tarafından bulunan değerlerle uyum içinde, diğerlerinden oldukça düşüktür.

AKKILIÇ ve ark., (2003b) Cd ile yapılan Schottky diyotlarda engel yüksekliği değerini akım-gerilim ölçümlerinden 0.677 eV ve kapasite-gerilim ölçümlerinden 0.680 eV olarak bulmuşlardır. Ayrıca MITRA ve ark., (1980) engel yüksekliğini hem akım-gerilim hem de kapasite-gerilim ölçümlerinden 0.780 eV olarak bulmuşlardır. Cd için bulunan 0.770 eV değeri MITRA ve ark., (1980) tarafından bulunan değerle iyi bir uyum içinde olup, AKKILIÇ ve ark., (2003b) tarafından verilen değerlerden oldukça büyüktür.

Pb ile yapılan diyotun engel yüksekliği TURNER ve RHODERICK (1968) tarafından kapasite-gerilim ölçümleriyle 0.790 eV, WEITERING ve ark., (1991)

tarafından fotoelektron spektroskopisiyle 0.940 ve 1.040 eV, HRICOVINI ve ark., (1992) tarafından fotoemiyon ölçümüyle 0.820 ve 0.870 eV olarak bulunmuştur. Bu çalışmada Pb için bulunan 0.885 eV'luk engel yüksekliği değeri, TURNER ve RODERICK (1968)'in sonuçlarından oldukça büyük, WEITERING ve ark., (1991)'in sonuçlarından ise oldukça küçük olup, HRICOVINI ve ark., (1992) tarafından bulunan sonuçlarla iyi bir uyum içindedir.

4.2. Cheung Fonksiyonları ve Diyot Parametrelerinin Hesaplanması

Metal ile yarıiletken arasında arayüzey tabakasının varlığı, yarıiletken yüzey yük yoğunluğu ya da arayüzey hâllerinin uygulanan gerilimle değişimi, yarıiletken külçenin nötral bölge direnci, arınma bölgesi genişliği ile etkin kontak alanındaki değişimler ve engel yüksekliğinin gerilime bağlı imaj-kuvvet etkisiyle azalmasından başka arınma bölgesindeki tuzaklar gibi hata kaynakları Schottky engel diyotları gibi cihazların ideal davranıştan sapmalarına sebep olmaktadır (ZIEL, 1968; SZE, 1981; RHODERICK ve WILLIAMS, 1988). Bunlar içinde düz beslem akım-gerilim karakteristiklerini etkileyen en önemli iki sebep, arayüzey tabakasının varlığı ve seri direnç etkisidir. Bu sebeple, çalışmamızda üretilen Schottky diyotların akım-gerilim karakteristiklerinden diyot parametrelerinin ve seri direnç değerlerinin hesaplanması için CHEUNG ve CHEUNG (1986) tarafından önerilen, Kesim 3.1.4'de (3.29) ve (3.30) denklemleriyle verilen model kullanılmıştır.

Bu modelle Bi/*n*-Si, Ni/*n*-Si, Fe/*n*-Si, Sn/*n*-Si, Cd/*n*-Si ve Pb/*n*-Si Schottky diyotlarının *n* idealite faktörleri ve seri dirençlerinin bulunması için, (3.29) denklemi ile verilen Cheung fonksiyonu kullanılmıştır. Şekil 4.1'de verilen $\ln(I) - V$ grafiklerinin $eV \gg 3kT$ olan aşağı içbükey bölgesinde her bir veriden geçen teğetin eğiminden $dV / d(\ln I)$ değerleri hesaplanarak, her bir diyot için $[dV / d(\ln I)] - I$ grafikleri çizildi. Bu grafikler lineer doğrular şeklinde olup, $I = 0$ için doğrunun düşey eksenini kestiği noktanın değeri kT / e 'ye bölünerek hesaplanan *n* idealite faktörü değerleri ve doğrunun eğiminden hesaplanan R_s seri direnç değerleri de Çizelge 4.1'de ayrıca verilmiştir.

Bu çizelgenin incelenmesinden, Şekil 4.1'de verilen eğrilerden Cheung fonksiyonları yardımıyla Bi/*n*-Si, Sn/*n*-Si, Cd/*n*-Si ve Pb/*n*-Si Schottky diyotları için

bulunan n idealite faktörü değerlerinin (sırasıyla 1.701, 1.356, 3.617 ve 2.438) aynı eğrilerin lineer kısmından bulunan n değerlerinden (sırasıyla 1.061, 1.194, 1.289 ve 1.284 eV) daha büyük iken, Ni/ n -Si ve Fe/ n -Si için bulunan değerlerin (sırasıyla 1.077 ve 1.046) ise daha küçük (sırasıyla 1.212 ve 1.243) olduğu görülmektedir. Bu durum, genellikle idealite faktörünün eğrinin lineer bölgesinde yalnızca arayüzey hâlleri tarafından kontrol edilirken, aşağı içbükey bölgesinde hem arayüzey hâlleri hem de seri direnç tarafından kontrol edilmesiyle izah edilmektedir (ÇETİNKARA ve ark., 2003). Ni ve Fe ile yapılan numuneler için hesaplanan n değerlerinin daha küçük olması ise, bu diyotlara ait Şekil 4.1’de verilen akım-gerilim eğrilerinin yüksek gerilim bölgesinde göstermiş oldukları doyum ve gürültü etkileriyle açıklanabilir.

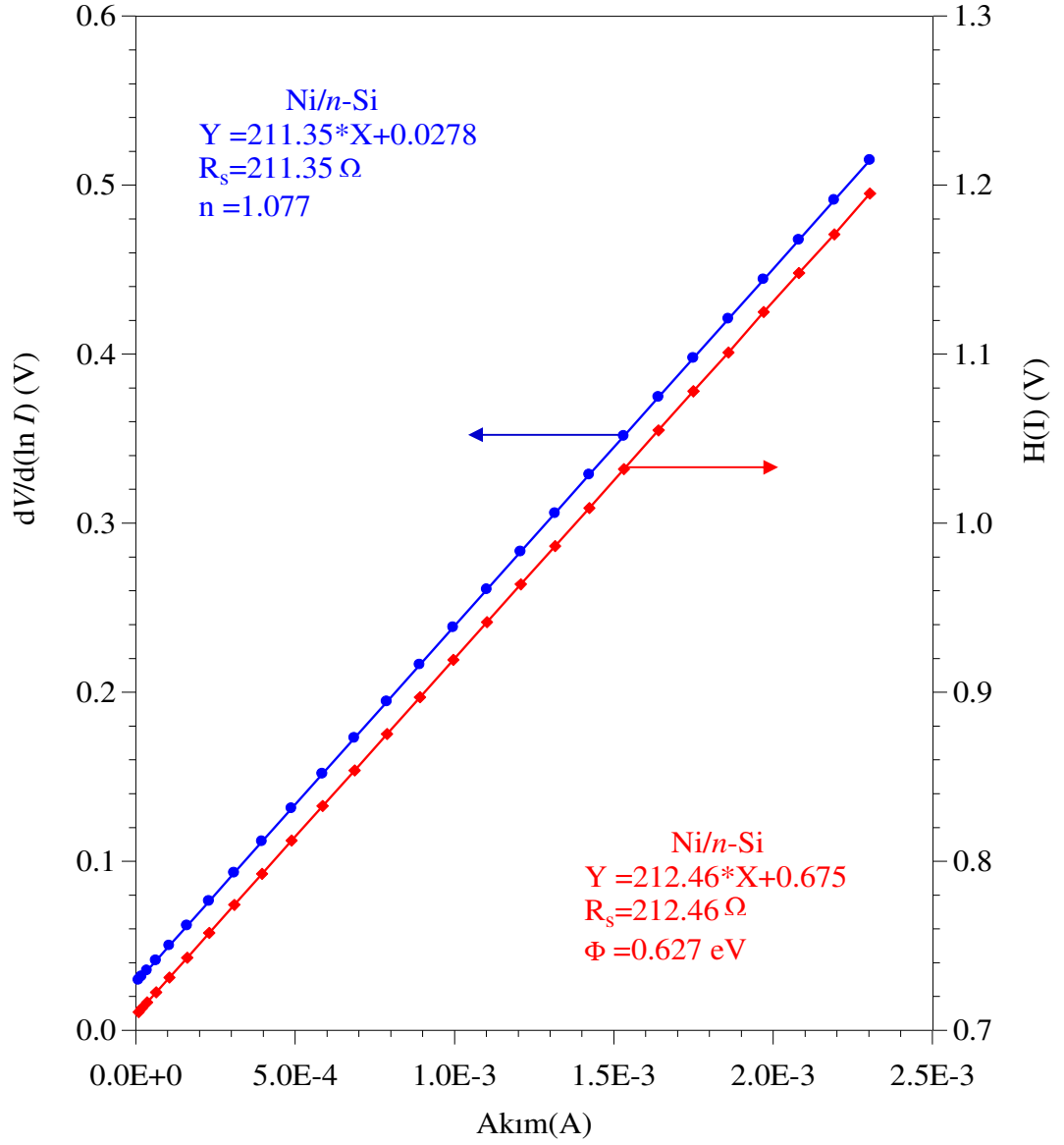
Cheung fonksiyonları yardımıyla diyotların $\Phi_{Bn,0}$ engel yüksekliği ve R_s seri dirençlerinin bulunması için (3.30) denklemi kullanılmıştır. Ölçülen akım ve gerilim değerleri ile Çizelge 4.1’de verilen n idealite faktörü değerleri denklem (3.31)’de yerine yazılarak $H(I)$ değerleri hesaplandı. Bu değerler kullanılarak denklem (3.30) ile verilen Cheung fonksiyonu yardımıyla çizilen ve örnek olarak Ni/ n -Si numunesi için Şekil 4.2’de karşılaştırmalı olarak gösterilen $H(I) - I$ grafikleri yine lineer doğrular şeklinde olup, $I = 0$ için doğrunun düşey eksenini kestiği noktanın değeri n değerine bölünerek hesaplanan $\Phi_{Bn,0}$ ve doğrunun eğiminden hesaplanan R_s değerleri de ayrıca Çizelge 4.1’de verilmiştir.

Bu çizelgenin incelenmesinden, Bi/ n -Si, Ni/ n -Si, Fe/ n -Si, Sn/ n -Si, Cd/ n -Si ve Pb/ n -Si Schottky diyotları için (3.30) denklemiyle verilen Cheung fonksiyonundan hesaplanan $\Phi_{Bn,0}$ engel yüksekliği değerlerinin (sırasıyla 0.616, 0.627, 0.638, 0.632, 0.711 ve 0.850 eV) eğrilerin lineer kısmından bulunan doyma akım değerlerinden hesaplanan $\Phi_{Bn,0}$ değerlerinden (sırasıyla 0.646, 0.650, 0.652, 0.668, 0.770 ve 0.885 eV) daha küçük olduğu görülmektedir. Bu durum KEFFOUS ve ark., (2003) tarafından arayüzey tabaksının varlığında, oksit tabakasının engel yüksekliğini azaltmasıyla açıklanmaktadır.

(3.29) denklemi ile verilen Cheung fonksiyonu parametre ihmaline dayanmakta olduğundan, bu denklemle bulunan n değerleri genellikle akım-gerilim eğrisinin doğrusal kısmından bulunan n değerlerinden daha büyük çıkmakta ve diğer araştırmalarda verilen bulgular da bu durumu desteklemektedir. Bir Schottky diyotun

idealite faktörü değeri arttığında engel yüksekliği düşmektedir. (3.30) denkleminle hesaplanan engel yüksekliği değerlerinin akım-gerilim eğrisinin doğrusal kısmından bulunan değerlerden daha küçük olması, bu denklemde kullanılan idealite faktörü verilerinin (3.29) denklemi ile hesaplanmasından kaynaklanmaktadır.

Çizelge 4.1 incelendiğinde, her iki Cheung fonksiyonuyla hesaplanan seri direnç değerlerinin birbiri ile uyum içinde olduğu, Bi ve Ni ile yapılan diyotlarda seri direncin düşük, Fe, Sn, Cd ve Pb için ise oldukça yüksek olduğu görülmektedir. Şekil 4.1’de verilen diyotlara ait akım-gerilim karakteristikleri de bu durumu açıkça göstermekte olup, düşük seri dirençli diyotlarda düz beslem akımı en az 3 mertebelik bir artış gösterirken, yüksek seri dirençli diyotlarda 2 mertebeye ile sınırlanmaktadır.



Şekil 4.2. Ni/n-Si Schottky diyotu için Denklem (3.29) ve (3.30)'dan çizilen $dV/d(\ln I)-I$ ve $H(I)-I$ grafikleri.

4.3. Arayüzey Hâl Yoğunluğu Dağılımları

Kesim 3.1.3.1’de verilen ve engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonuna zayıf bağımlılığını açıklayamayan Schottky-Mott teorisi yerine, BARDEEN (1947) tarafından metal ile yarıiletken arasında ince bir arayüzey tabakasının varlığını dikkate alan yeni bir model ileri sürülmüştür. Bu modelde, metalin olmadığı durumda bile, yarıiletkenin yüzeyinde yasak enerji aralığına karşı gelen ve belirli bir yoğunluğa sahip olan arayüzey hâlleri dikkate alınmıştır.

Yapılan deneysel çalışmalarda, geleneksel parlatma ve kimyasal temizleme süreci sonunda, silisyum yüzeyinin kaçınılmaz bir şekilde ince bir yalıtkan tabaka ile kaplandığı gözlenmiştir. Bu yalıtkan oksit tabakasının kalınlığı genellikle 10~20 Å arasındadır (SZE, 1981; RHODERICK ve WILLIAMS, 1988). Geleneksel vakum sistemleriyle yapılan çalışmalarda, özel olarak hazırlanmadıkça, silisyum yüzeyinde oluşan bu yalıtkan oksit tabakanın diyot karakteristikleri ve engel yüksekliği üzerinde önemli bir etkiye sahip olduğu, uygulanan gerilimle arayüzeyde oluşan ilave elektrik alan sebebiyle arayüzey yüklerini oluşturduğu bilinmektedir. Bu sebeple, metal ile yarıiletken arasındaki doğal oksit tabakası metal-yarıiletken devre elemanlarının üretimleri, mekanik ve elektriksel özellikleri ile performans, kararlılık ve güvenilirliğini etkilemektedir (COWLEY ve SZE, 1965; CARD ve RHODERICK, 1971; HANSELAER ve ark., 1984; HOVARTH, 1988; DETAVERNIER ve ark., 1998; TUNG, 2001).

Düz beslem akım-gerilim karakteristiklerinden hesaplanan engel yüksekliği ve idealite faktörü değeri yarıiletkenle dengede olan arayüzey hâllerinin enerji dağılımıyla kontrol edilir. Metal ile yarıiletken arasında oluşan doğal oksit tabakasının diyot parametrelerine etkisini inceleyebilmek için, bu çalışmada üretilen Bi/*n*-Si, Ni/*n*-Si, Fe/*n*-Si, Sn/*n*-Si, Cd/*n*-Si ve Pb/*n*-Si Schottky diyotları için etkin engel yüksekliği (Φ_e) ve idealite faktörünün (*n*) gerilime bağımlılığı ile arayüzey hâl yoğunluğu (N_{ss}) ve arayüzey yük yoğunluğunun (Q_{ss}) arayüzey hâllerinin enerji dağılımıyla değişimleri incelendi.

Arayüzey tabakası ve yarıiletken tarafında yerleşik arayüzey hâllerinin varlığında, uygulanan gerilime bağlı olarak engel yüksekliğin değişimi

$$\frac{d\Phi_e}{dV} = \beta = \left[1 - \frac{1}{n(V)} \right] \quad (4.7)$$

ifadesi ile verilir. Burada β , etkin engel yüksekliğinin gerilim katsayısı olup, yarıiletkenle dengedeki arayüzey hâlleri için, arayüzey hâlleri ile arayüzey tabaka kalınlığının etkilerini birleştirir. Denklem (4.7)'den, gerilime bağlı etkin engel yüksekliği (Φ_e)

$$\Phi_e = \Phi_{Bn,0} + \beta(V - IR_s) \quad (4.8)$$

şeklinde elde edilir. Bu durumda, Denklem (3.44) ile verilen idealite faktörünün gerilime bağlı değerinde seri direnç ifadesi kullanılınc

$$n(V) = 1 + \frac{\delta}{\epsilon_i} \left[\frac{\epsilon_s}{d} + qN_{ss}(V - IR_s) \right] \quad (4.9)$$

olur. Burada, ϵ_i ve ϵ_s sırasıyla arayüzey tabakasının ve yarıiletkenin dielektrik sabitleri, d uzay yükü bölgesi kalınlığı, N_{ss} ise yarıiletkenle dengede olan arayüzey hâllerinin yoğunluğu olup,

$$N_{ss} = \frac{1}{q^2} \left[(n-1) \frac{\epsilon_i}{\delta} \right] \quad (4.10)$$

denklemlerle verilir. N-tipi bir yarıiletkenle, iletkenlik bandı tabanına (E_c) göre, arayüzey hâllerinin enerjileri

$$E_c - E_{ss} = q\Phi_e - q(V - IR_s) \quad (4.11)$$

olacaktır. Böylece, Şekil 4.1'de verilen düz beslem I - V grafiklerinin deneysel verilerinden (4.10) ve (4.11) denklemleri kullanılarak, arayüzey hâl yoğunlukları ve

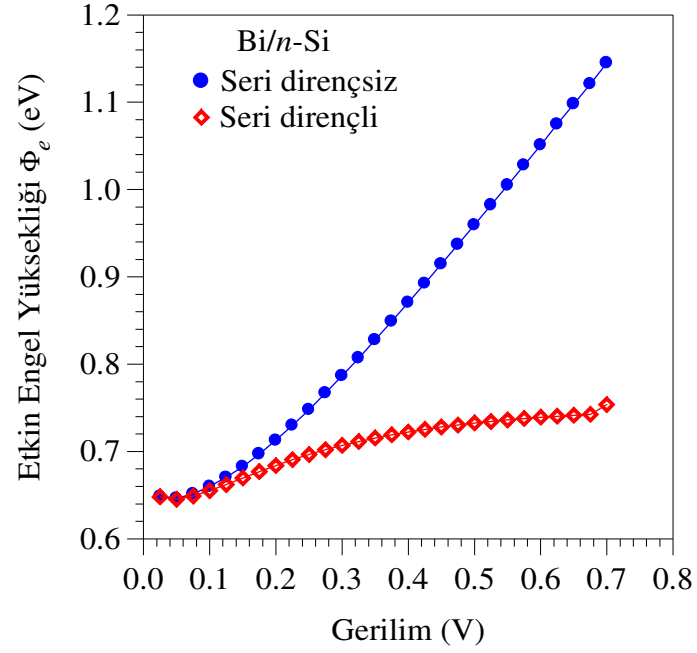
arayüzey hâllerinin enerji dağılımları elde edilebilir. Ayrıca, gerilime bağlı idealite faktörünün değeri de

$$I = I_0 \exp\left[\frac{q(V - IR_s)}{n(V)}\right] \quad (4.12)$$

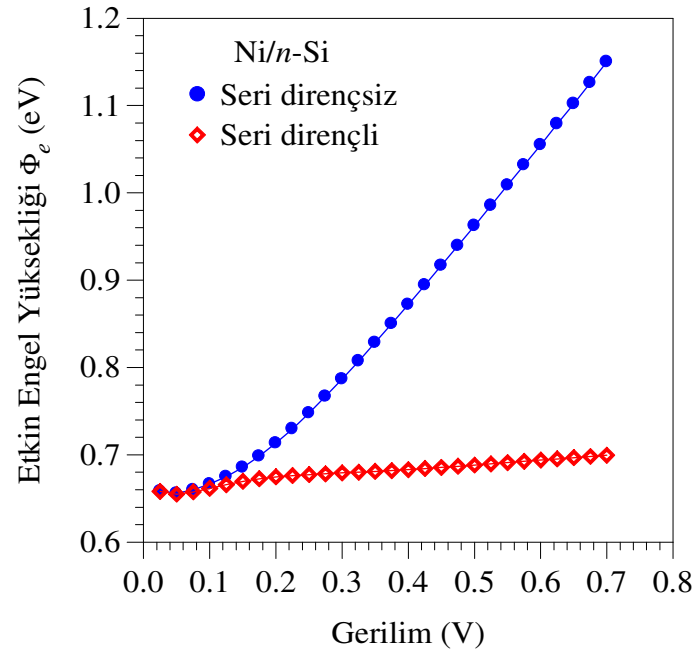
denklemden bulunabilir.

ALTINDAL ve ark., (2003) *I-V* ve *C-V* ölçümlerinden Al/SnO₂/p-Si ve AYDIN ve ark., (2004) *I-V* ölçümlerinden Pb/p-Si numunelerine ait arayüzey hâl yoğunluğunun hesaplanmasında, yarıiletkenin nötral bölge direncinin büyük bir etkiye sahip olduğunu göstererek, hesaplamalarda seri direncin dikkate alınması gerektiği sonucuna vardılar. Bu sebeple, Bi/n-Si, Ni/n-Si, Fe/n-Si, Sn/n-Si, Cd/n-Si ve Pb/n-Si Schottky diyotları için arayüzey hâl yoğunluğu ve ilişkili parametrelerin hesaplanmasında kullanılan denklemlerin her birinde $R_s = 0$ (seri dirençsiz) ve $R_s > 0$ (seri dirençli) durumları için iki ayrı hesaplama yapılmıştır. Şekil 4.1’de verilen akım-gerilim karakteristiklerine ait veriler kullanılarak, her bir diyot için seri dirençli ve seri dirençsiz durumda, (4.12) denklemden idealite faktörünün gerilimle değişimi ($n(V)$) ve bu değerlerden (4.7) denklemiyle etkin engel yüksekliğinin gerilim katsayısı (β) elde edildi. Bu değerler kullanılarak, Denklem (4.8)’den her bir diyot için Şekil 4.3-8’de verilen, seri dirençli ve seri dirençsiz durumda, etkin engel yüksekliğinin gerilime bağımlılığı elde edildi. Bu şekillerden, seri dirençsiz durumda etkin engel yüksekliğinin uygulanan gerilimle hızlı bir şekilde arttığı, seri dirençli durumda ise daha yavaş bir artış gösterdiği ya da bazı diyotlar için hemen hemen sabit kaldığı görülmektedir. Çalışmadaki diyotlar için, seri dirençsiz ve seri dirençli durumda, etkin engel yükseklikleri arasındaki fark, nötral bölge direncinin engel yüksekliği üzerinde büyük bir etkiye sahip olduğunu, dolayısıyla diyot akımının değerini önemli ölçüde etkileyeceğini göstermektedir.

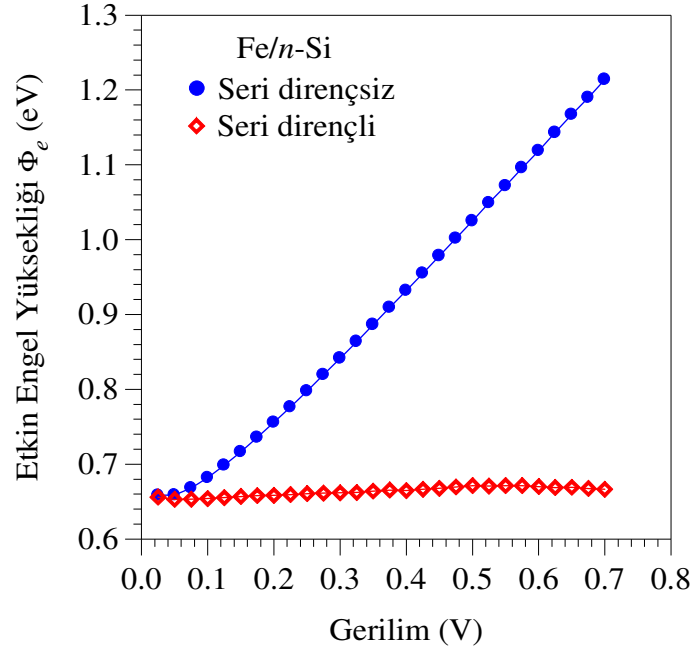
Üretilen diyotlar için arayüzey hâl yoğunluğu hesabında (4.8) ve (4.9) denklemleri kullanılarak, N_{ss} değerlerinin uygulanan gerilime bağımlılığı elde edildi ve daha sonra bu değerler (4.9) denklemini yardımıyla $E_c - E_{ss}$ ’nin bir fonksiyonu haline dönüştürüldü. Bi/n-Si, Ni/n-Si, Fe/n-Si, Sn/n-Si, Cd/n-Si ve Pb/n-Si Schottky diyotları için bu yolla bulunan arayüzey hâl yoğunluğu değerlerinin arayüzey hâllerinin enerji dağılımlarına karşı grafikleri Şekil 4.9-14’de verilmiştir.



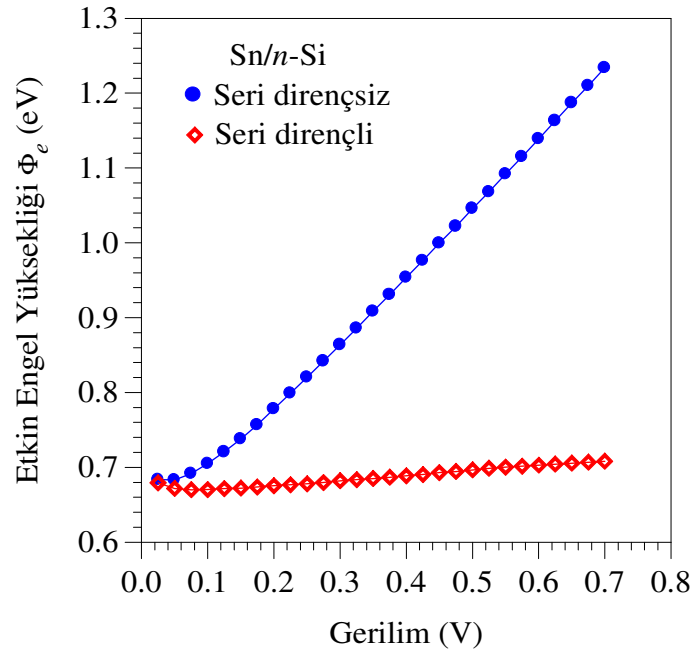
Şekil 4.3. Bi/*n*-Si Schottky diyotu için $R = 0$ ve $R = 152.70 \Omega$ durumunda etkin engel yüksekliğinin uygulanan gerilimle değişimi.



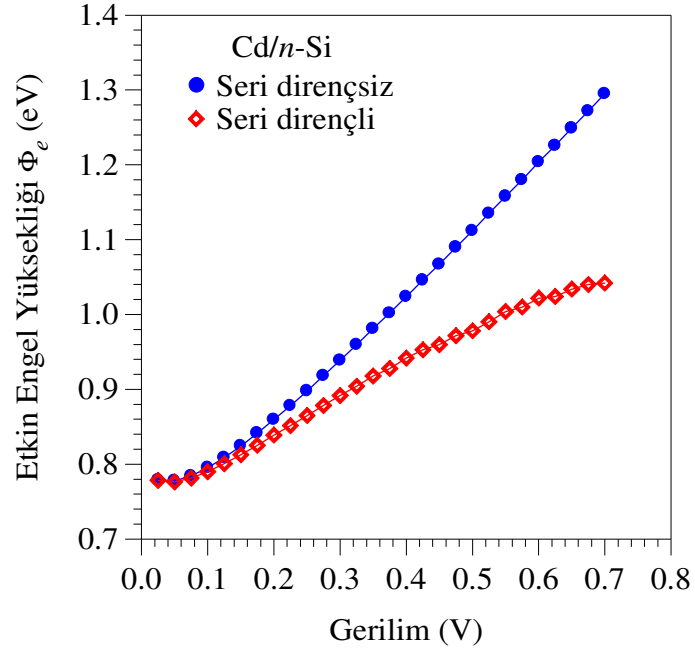
Şekil 4.4. Ni/*n*-Si Schottky diyotu için $R = 0$ ve $R = 211.35 \Omega$ durumunda etkin engel yüksekliğinin uygulanan gerilimle değişimi.



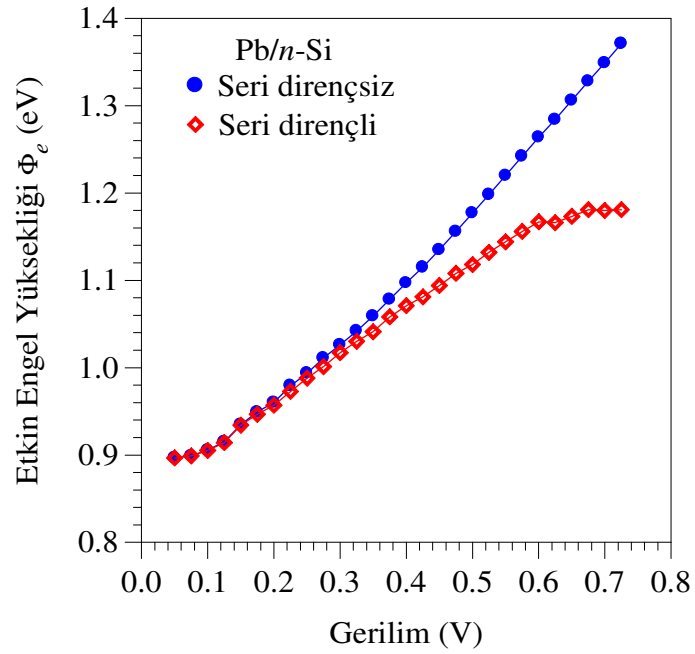
Şekil 4.5. Fe/n-Si Schottky diyotu için $R = 0$ ve $R = 3198.13 \Omega$ durumunda etkin engel yüksekliğinin uygulanan gerilimle değişimi.



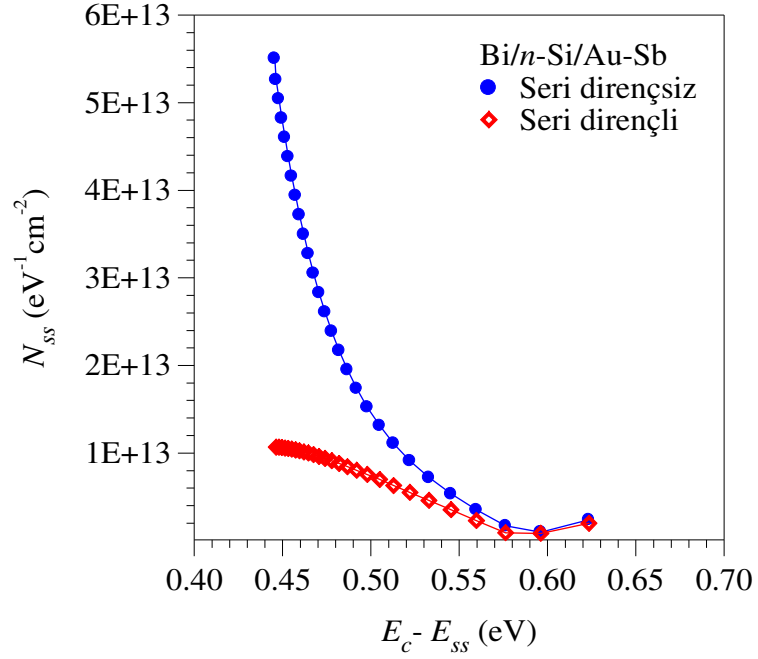
Şekil 4.6. Sn/n-Si Schottky diyotu için $R = 0$ ve $R = 4463.57 \Omega$ durumunda etkin engel yüksekliğinin uygulanan gerilimle değişimi.



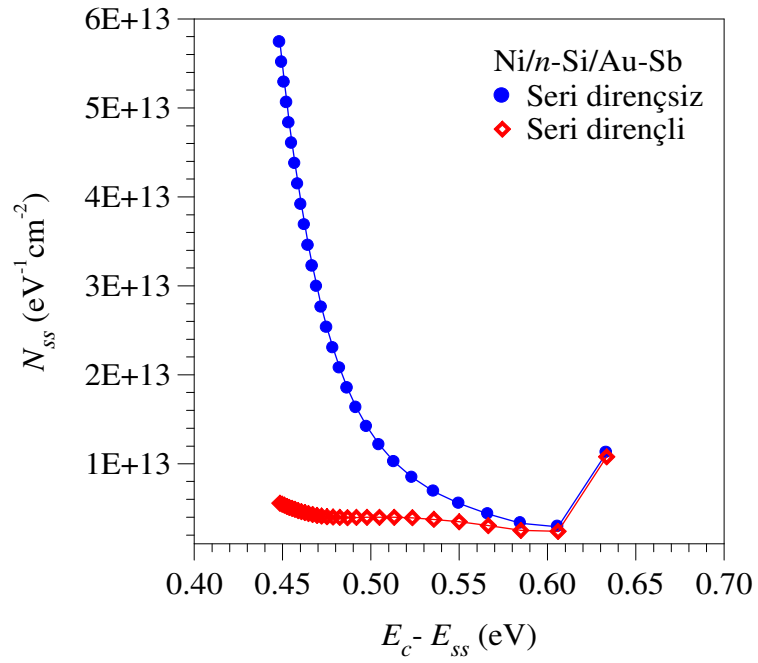
Şekil 4.7. Cd/n-Si Schottky diyotu için $R=0$ ve $R=33291.00\Omega$ durumunda etkin engel yüksekliğinin uygulanan gerilimle değişimi.



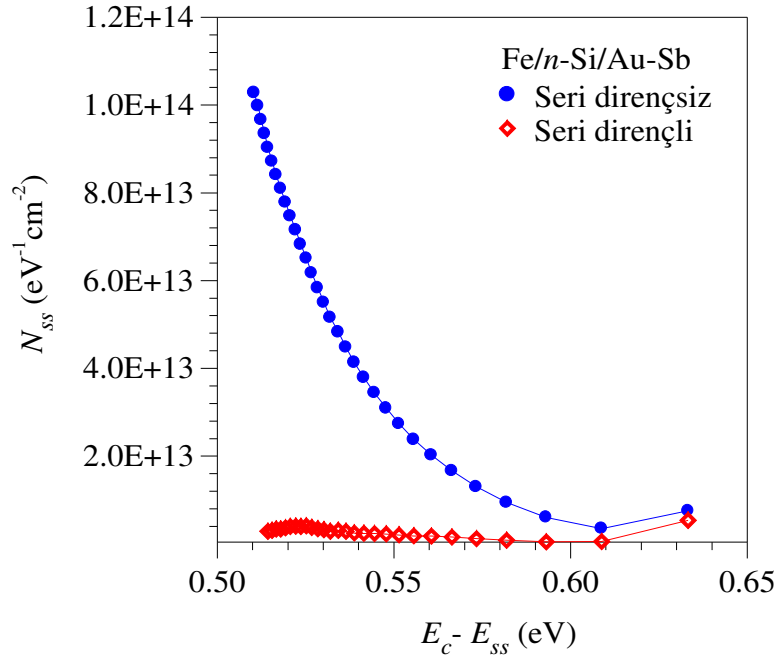
Şekil 4.8. Pb/n-Si Schottky diyotu için $R=0$ ve $R=170048.00\Omega$ durumunda etkin engel yüksekliğinin uygulanan gerilimle değişimi.



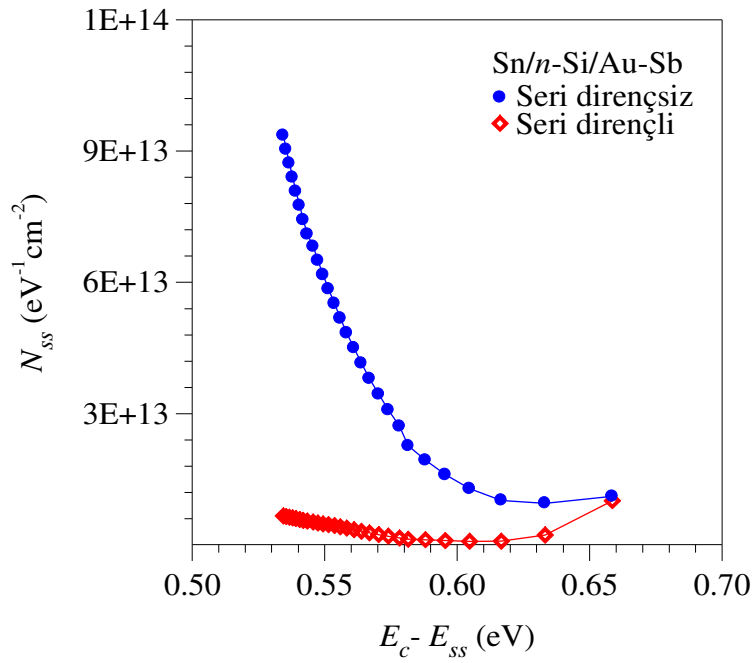
Şekil 4.9. Bi/*n*-Si/Au-Sb Schottky diyotun arayüzey hâl yoğunluğunun arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.



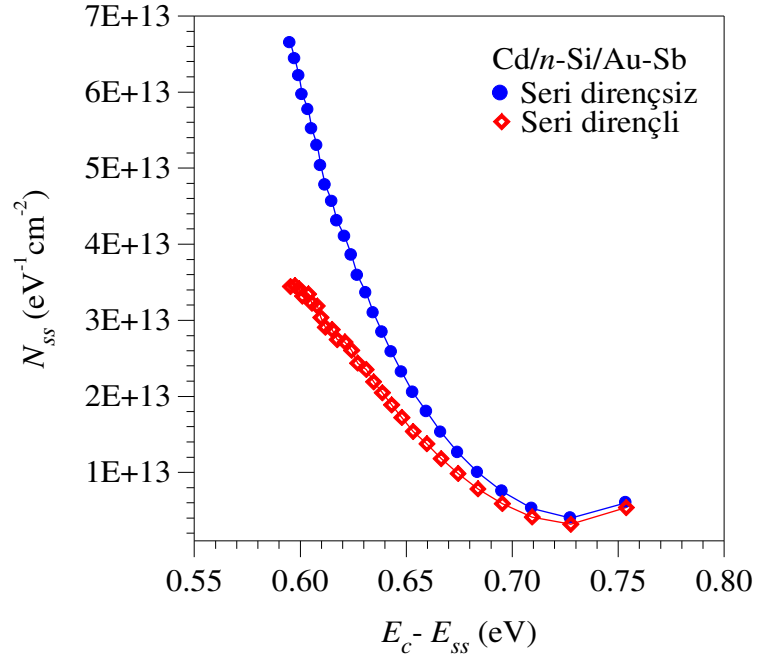
Şekil 4.10. Ni/*n*-Si/Au-Sb Schottky diyotun arayüzey hâl yoğunluğunun arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.



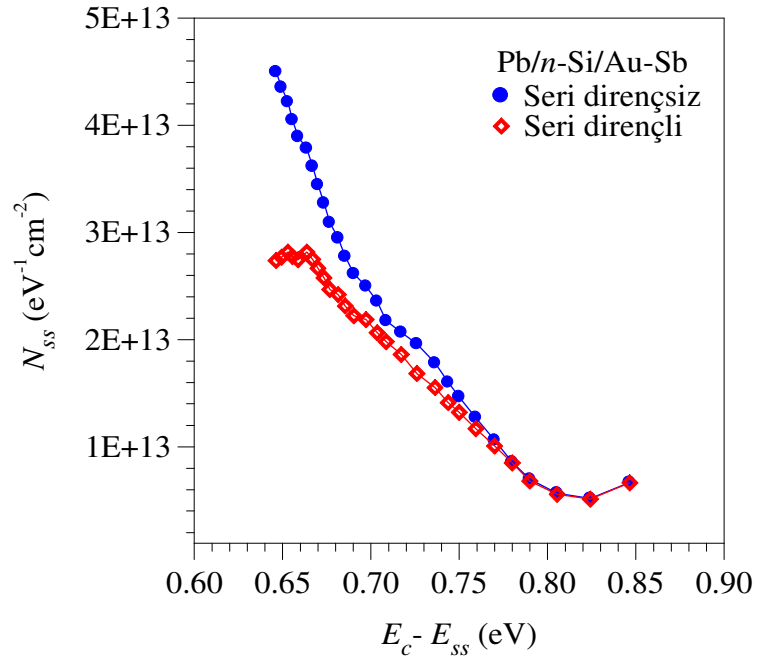
Şekil 4.11. Fe/n-Si/Au-Sb Schottky diyotun arayüzey hâl yoğunluğunun arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.



Şekil 4.12. Sn/n-Si/Au-Sb Schottky diyotun arayüzey hâl yoğunluğunun arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.



Şekil 4.13. Cd/n-Si/Au-Sb Schottky diyotun arayüzey hâl yoğunluğunun arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.



Şekil 4.14. Pb/n-Si/Au-Sb Schottky diyotun arayüzey hâl yoğunluğunun arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.

Şekil 4.9-14'ün incelenmesinden, hem seri dirençsiz hem de seri dirençli durumda arayüzey hâl yoğunluğu eğrilerinin yasak enerji aralığının ortasından iletkenlik bandına doğru (E_c-E_{ss}) azalarak bir minimum değerden geçtikten sonra üstel bir şekilde artmakta oldukları görülmektedir. Bu çalışmada kullanılan metaller için arayüzey hâl yoğunluklarının yasak enerji aralığındaki konumları $E_c-0.44$ ile $E_c-0.86$ eV enerji aralığında yer almaktadır. Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/n-Si Schottky diyotları için arayüzey hâl yoğunluğunun ortalama değerleri sırasıyla seri dirençsiz durumda 2.567×10^{13} , 2.575×10^{13} , 4.612×10^{13} , 4.949×10^{13} , 3.432×10^{13} ve 2.431×10^{13} $\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ olarak bulunmuşken, seri dirençli durumda 7.838×10^{12} , 4.401×10^{12} , 2.713×10^{12} , 4.035×10^{12} , 2.165×10^{13} ve 1.912×10^{13} $\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ olarak hesaplanmıştır. Sonuçlardan görüleceği gibi, seri dirençsiz ve seri dirençli durumlar arasında yaklaşık olarak 1 mertebelik bir fark oluşmaktadır. Bu sonuçlar TÜRÜT ve ark., (1995) tarafından Al/n-Si için bulunan $N_{ss} \cong 5.78 \times 10^{12}$ $\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$, AYYILDIZ ve ark., (2001) tarafından Au/n-Si için sırasıyla seri dirençsiz ve seri dirençli durumlarda bulunan sırasıyla $N_{ss} = 1.10 \times 10^{13}$ ve $N_{ss} = 1.20 \times 10^{12}$ $\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$, ALTINDAL ve ark., (2003) tarafından Al/SnO₂/p-Si için bulunan $N_{ss} = 2.76 \times 10^{13}$ $\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$, ÇETİNKARA ve ark., (2003) tarafından Pb/p-Si için bulunan $N_{ss} = 3.51 \times 10^{12}$ $\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$, KARATAŞ ve ark., (2005) tarafından Zn/p-Si için bulunan $N_{ss} = 2.258 \times 10^{13}$ $\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ ve AYDIN ve ark., (2004) tarafından Pb/p-Si için seri dirençsiz ve seri dirençli durumlarda bulunan sırasıyla $N_{ss} = 1.9 \times 10^{13}$ ve $N_{ss} = 5.0 \times 10^{12}$ $\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ değerleriyle aynı mertebede olup, iyi bir uyum içindedir.

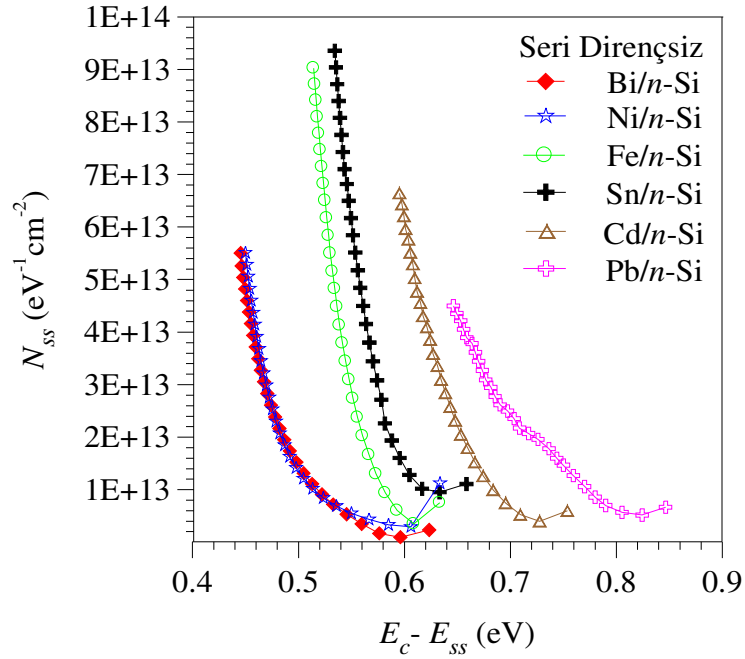
KEFFOUS ve ark., (2003) tarafından idealite faktörü $n=1$ olduğunda seri direncin yarıiletken gövde direnci mertebesinde olduğu, $n > 1$ olan durumlarda ise yarıiletken gövde direncininin 20~30 katına çıktığı bildirilmiştir. Bu durum, AYYILDIZ ve ark., (2001) tarafından Au/n-Si Schottky diyotlar için bulunan sonuçlarla desteklenmektedir. Ayrıca, yine KEFFOUS ve ark., (2003) tarafından metal ve silisyum arasındaki arayüzey tabakası ile seri direnç arasında bir ilişki olduğu, arayüzey tabakasının engel yüksekliğini azaltarak seri direnci artırdığı sonucuna varılmıştır. Diyotlar için Çizelge 4.1'de verilen idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri dikkate alındığında, bu bulguları destekleyici bir durum gözlenmemektedir. Ancak, arayüzey hâl yoğunluğunun seri dirençsiz durumda hesaplanan ortalama

değerleri Bi, Ni, Fe ve Sn için artan seri direnç değeriyle artmaktayken Cd ve Pb için azalmaktadır. Seri dirençli durumda ise, hesaplanan ortalama arayüzey hâl yoğunluğu değerleri tam tersi bir değişim izleyerek Bi, Ni ve Fe için giderek azalmaktayken, Sn, Cd ve Pb için tekrar artmaktadır.

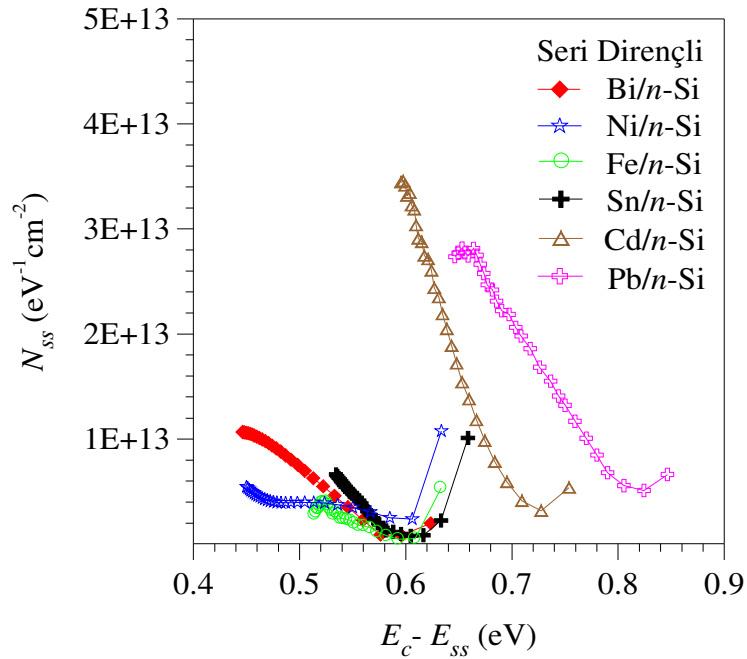
Arayüzey hâl yoğunluklarının seri dirençsiz ve seri dirençli durumlardaki değişim miktarları arasındaki farkın daha iyi incelenebilmesi için, Şekil 4.9-14'te verilen her bir diyot için hesaplanmış arayüzey hâllerinin en düşük ve en yüksek değerleri ile bu değerlerin karşı geldiği enerjiler (E_c-E_{ss}) Çizelge 4.2'de, ayrıca seri dirençsiz ve seri dirençli durumlardaki arayüzey hâl yoğunluklarının arayüzey hâllerinin enerji dağılımlarına karşı grafikleri de Şekil 4.15 ve 4.16'da karşılaştırmalı olarak verilmiştir. Çizelge 4.2'nin incelenmesinden, tüm numuneler için arayüzey hâl yoğunluğunun seri dirençli durumda seri dirençsiz durumdakinden daha düşük olduğu görülmektedir. Bu sonuç, ALTINDAL ve ark., (2003) tarafından Al/SnO₂/p-Si ve AYDIN ve ark., (2004) tarafından Pb/p-Si Schottky diyotları için bulunan sonuçlarla uyum içindedir. Yine Çizelge 4.2 ile Şekil 4.15 ve 4.16'nın incelenmesinden, diyotlara ait arayüzey hâl yoğunluğu grafiklerinin artan nötral bölge seri direnciyle yüksek enerji değerlerine doğru (iletkenlik bandından yasak enerji bandının ortasına doğru) bir kayma gösterdikleri gözlenmektedir. Bu durum ilk kez bu çalışmada gözlenmiş olup, literatürde daha önce bildirilmemiştir.

Çizelge 4.2. Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/*n*-Si Schottky diyotları için seri dirençsiz ve seri dirençli durumlarda hesaplanmış en küçük ve en büyük arayüzey hâl yoğunluğu ve karşı gelen enerji değerleri.

Diyot	<i>n</i>	R_s (Ω)	Seri Dirençsiz Durum				Seri Dirençli Durum			
			En Küçük		En Büyük		En Küçük		En Büyük	
			E_c-E_{ss} (eV)	N_{ss} ($eV^{-1}cm^{-2}$)	E_c-E_{ss} (eV)	N_{ss} ($eV^{-1}cm^{-2}$)	E_c-E_{ss} (eV)	N_{ss} ($eV^{-1}cm^{-2}$)	E_c-E_{ss} (eV)	N_{ss} ($eV^{-1}cm^{-2}$)
Bi/<i>n</i>-Si	1.061	152.70	0.596	9.652×10^{11}	0.446	5.503×10^{13}	0.596	8.138×10^{11}	0.446	1.187×10^{13}
Ni/<i>n</i>-Si	1.212	211.35	0.606	2.929×10^{12}	0.450	5.511×10^{13}	0.606	2.393×10^{12}	0.450	5.444×10^{12}
Fe/<i>n</i>-Si	1.243	3198.13	0.609	3.482×10^{12}	0.514	9.020×10^{13}	0.609	5.293×10^{11}	0.514	2.831×10^{12}
Sn/<i>n</i>-Si	1.194	4463.97	0.633	9.532×10^{12}	0.534	9.355×10^{13}	0.633	2.250×10^{12}	0.534	6.619×10^{12}
Cd/<i>n</i>-Si	1.289	31753.30	0.728	3.959×10^{12}	0.595	6.642×10^{13}	0.728	3.170×10^{12}	0.595	3.443×10^{13}
Pb/<i>n</i>-Si	1.284	170048.00	0.824	5.164×10^{12}	0.646	4.698×10^{13}	0.824	5.094×10^{12}	0.646	2.736×10^{13}



Şekil 4.15. Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/*n*-Si Schottky diyotları için seri dirençsiz durumda arayüzey hâl yoğunluklarının arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.



Şekil 4.16. Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/*n*-Si Schottky diyotları için seri dirençli durumda arayüzey hâl yoğunluklarının arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.

4.4. Düz Beslem I - V Karakteristikleri ve Arayüzey Yük Yoğunluğu

Düz beslem I - V karakteristiklerinin lineer bölgesi seri dirençten başka arayüzey hâl yükü gibi arayüzey kalınlığı parametrelerini de içermektedir (CHEUNG ve CHEUNG, 1986; TÜRÜT ve ark., 1992; CHATTOPADHYAY ve RAYCHAUDHURI, 1993; SAĞLAM ve ark., 1996; HUDAİT ve KRUPANIDHI, 2001). Arayüzey tabakası parametrelerinin etkileri altındaki bir Schottky diyota gerilim uygulandığında, çoğunluk taşıyıcıları için yarı-Fermi seviyeleri yarıiletken tarafında yükselir. Bu nedenle, elektronların bazıları arayüzey durumları tarafından engellenirken, çoğunluğu bir termiyonik emisyon akımı oluşturarak metalin içine doğru geçerler. Yük yakalama işlemi etkin engel yüksekliğinde, dolayısıyla diyot akımında bir kaymayla sonuçlanır (SINGH, 1985; SAĞLAM ve ark., 1996; BATI ve ark., 2000; HUDAİT ve KRUPANIDHI, 2001). Diğer bir deyişle, arayüzey durumlarının yerleşimi arayüzey tabakası boyunca bir potansiyel düşmesini oluşturan uzay yüklerine sebep olarak, diyotun akım-gerilim karakteristiğinin idealden sapmasına yol açar (HANSELAER ve ark., 1984; MORITA ve ark., 1990; GRÄF ve ark., 1993; VAN MEIRHAEGHE ve ark., 1994; DETAVERNIER ve ark., 1998; TUNG, 2001; AYYILDIZ ve ark., 2002; HORVATH ve ark., 2002). Arayüzey tabakası boyunca düşen V_i potansiyeli, uygulanan gerilimin bir fonksiyonu olarak tanımlanabilir. Yani, oksit tabakası boyunca düşen potansiyelin değeri

$$V_i(V) = \left(1 - \frac{1}{n}\right)(V - IR_s) \quad (4.13)$$

denklemlerle verilebilir. Kesim 3.1.6.3'de Denklem (3.59) ile verilen yüzey potansiyelinin gerilime bağlı ifadesi (3.50) ifadesinde yerine yazılırsa, yarıiletkenle dengedeki yüklerin potansiyelle değişimini veren bir ifade elde edilebilir. Denklem (3.49) ve (3.50)'yi kullanarak arayüzey tabakasındaki yük yoğunluğunun değişimi, arayüzey tabakasındaki yüklerin potansiyelle bağlı ve sıfır beslem durumundaki ifadelerinin farkı olarak

$$\Delta Q_{ss}(V) = Q_{ss}(V) - Q_{ss}(0) \quad (4.14)$$

şeklinde elde edilir. Bu ifade, daha açık bir şekilde

$$\Delta Q_{ss}(V) = \frac{1}{q} \left[\frac{\varepsilon_i}{\delta} \left(\frac{1-n}{n} \right) (V - IR_s) + Q_{sc}(0) - Q_{sc}(V) \right] \quad (4.15)$$

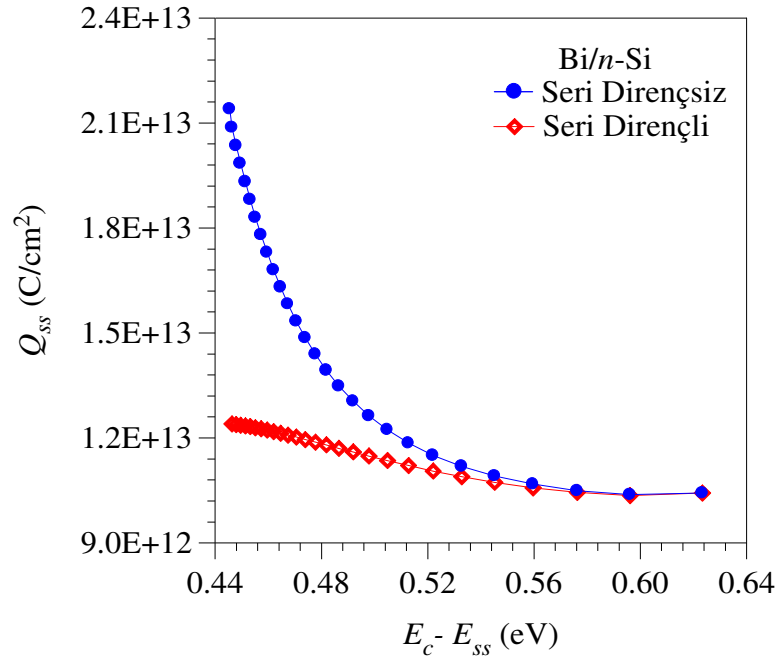
olarak yazılır. Burada, Q_{sc} ifadesi yarıiletken ile dengede olan yük yoğunluğudur. (4.14) ifadesinden $Q_{ss}(V)$ değeri çekilir, $\Delta Q_{ss}(V)$ terimi yerine de (4.15) eşitliğindeki değeri yazılırsa, arayüzey yük yoğunluğu ifadesi

$$Q_{ss}(V) = -\frac{1}{q} \left[\frac{\varepsilon_i}{\delta} \left(\frac{1-n}{n} \right) (V - IR_s) - Q_{sc}(V) + Q_{sc}(0) + Q_{ss}(0) \right] \quad (4.16)$$

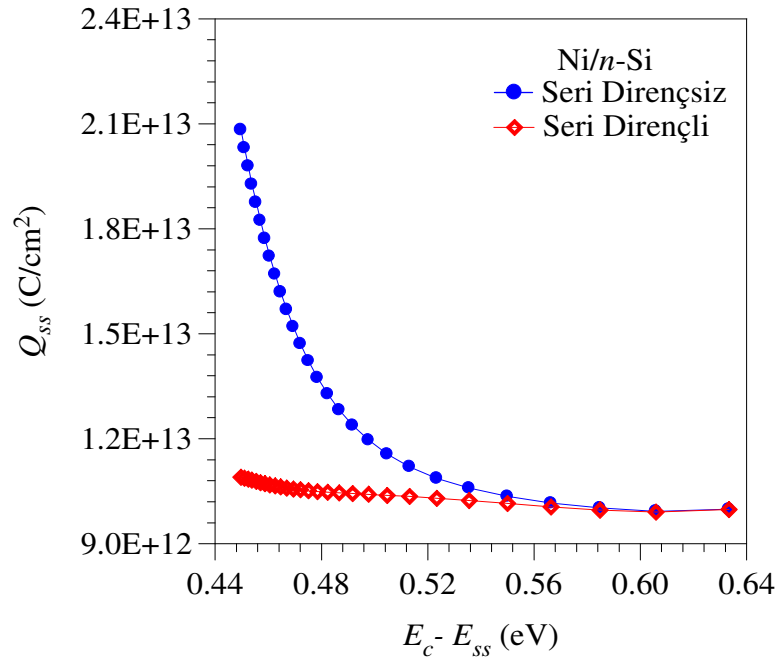
şeklini alır.

Her bir diyot için (4.13), (4.15) ve (4.16) denklemleri kullanılarak, hem seri dirençsiz hem de seri dirençli durumlarda, sıfır beslemde ve potansiyele bağlı arayüzey yük yoğunluğu değerleri hesaplanarak, arayüzey hâllerinin enerjilerine karşı grafikleri çizildi. Bi/n-Si, Ni/n-Si, Fe/n-Si, Sn/n-Si, Cd/n-Si ve Pb/n-Si Schottky diyotları için bu grafikler Şekil 4.17-22'de gösterilmiştir.

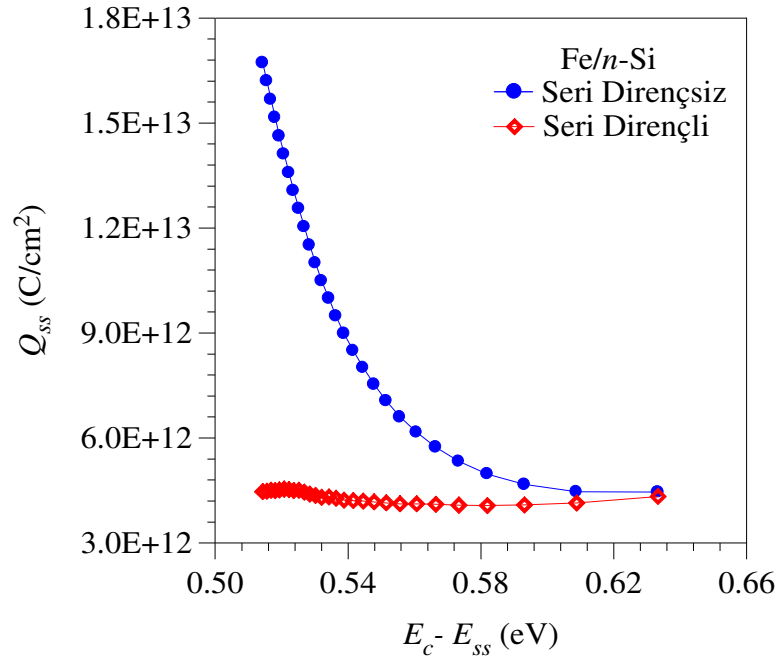
Bu şekillerin incelenmesinden, hem seri dirençsiz hem de seri dirençli durumlarda arayüzey yük yoğunluğu eğrilerinin yasak enerji aralığının ortasından iletkenlik bandına doğru ($E_c - E_{ss}$) azalarak bir minimum değerden geçtikten sonra üstel bir şekilde artmakta oldukları görülmektedir. Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/n-Si Schottky diyotları için arayüzey yük yoğunluğunun ortalama değerleri sırasıyla seri dirençsiz durumda 1.500×10^{13} , 1.441×10^{13} , 9.950×10^{12} , 1.219×10^{13} , 1.825×10^{13} ve 1.975×10^{13} C/cm² olarak bulunmuşken, seri dirençli durumda 1.168×10^{13} , 1.047×10^{12} , 4.306×10^{12} , 6.651×10^{12} , 1.628×10^{13} ve 1.864×10^{13} C/cm² olarak hesaplanmıştır. Bu sonuçlardan görüleceği gibi, seri dirençsiz ve seri dirençli durumlar arasında yaklaşık olarak 1 mertebelik bir fark oluşmaktadır. Bu sonuçlar ÇETİNKARA (2002) tarafından Pb/p-Si için bulunan $Q_{ss} \cong 7.949 \times 10^{12} \sim 1.225 \times 10^{13}$ C/cm² değerleriyle aynı mertebede olup, iyi bir uyum içindedir.



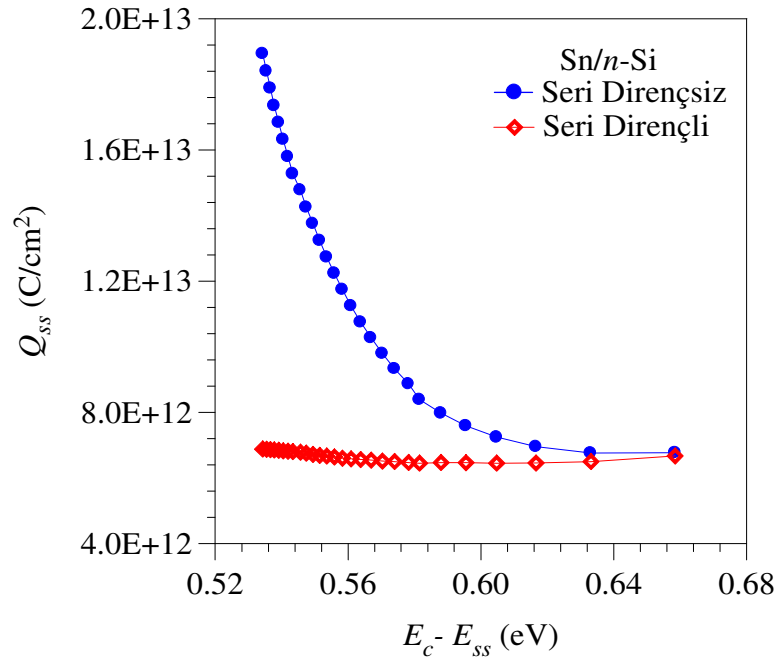
Şekil 4.17. Bi/n-Si/Au-Sb Schottky diyotun arayüzey yük yoğunluğunun arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.



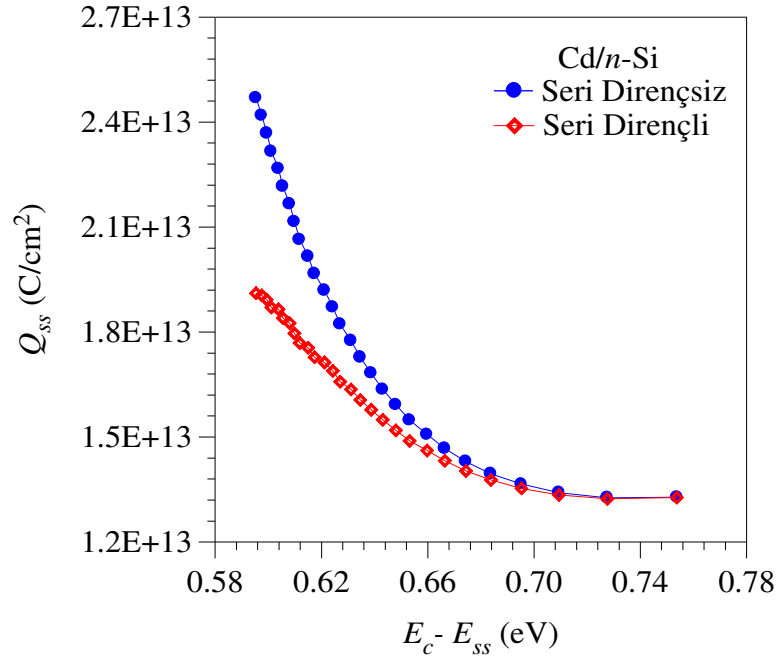
Şekil 4.18. Ni/n-Si/Au-Sb Schottky diyotun arayüzey yük yoğunluğunun arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.



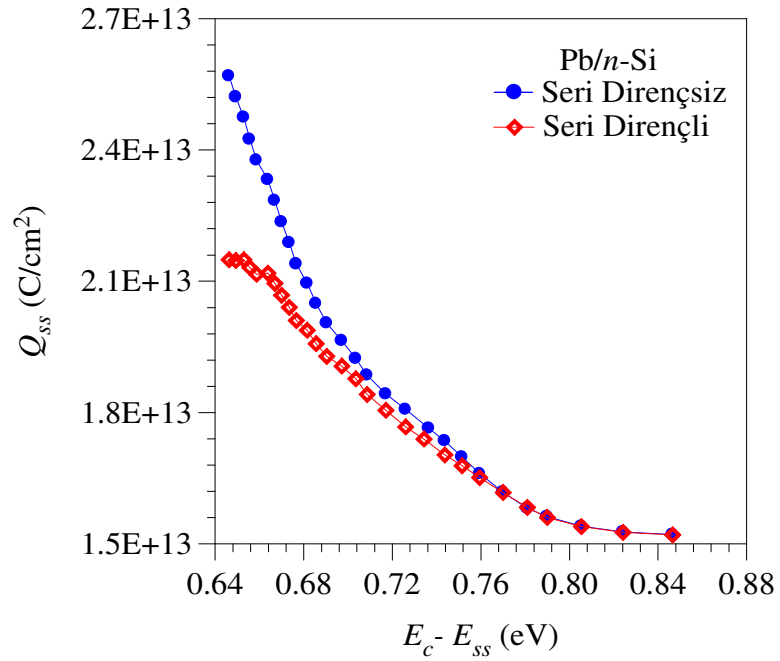
Şekil 4.19. Fe/n-Si/Au-Sb Schottky diyotun arayüzey yük yoğunluğunun arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.



Şekil 4.20. Sn/n-Si/Au-Sb Schottky diyotun arayüzey yük yoğunluğunun arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.



Şekil 4.21. Cd/*n*-Si/Au-Sb Schottky diyotun arayüzey yük yoğunluğunun arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.



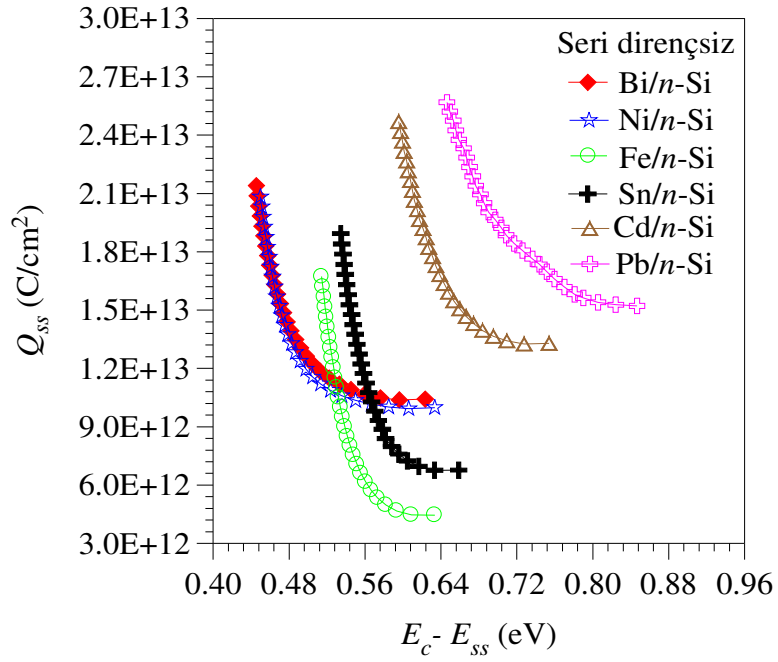
Şekil 4.22. Pb/*n*-Si/Au-Sb Schottky diyotun arayüzey yük yoğunluğunun arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.

Arayüzey yük yoğunluklarının seri dirençsiz ve seri dirençli durumlardaki değişim miktarları arasındaki farkın daha iyi incelenebilmesi için, Şekil 4.17-22’de verilen her bir diyot için hesaplanmış arayüzey yük dağılımlarının en düşük ve en yüksek değerleri ile bu değerlerin karşı geldiği enerjiler (E_c-E_{ss}) Çizelge 4.3’de, ayrıca seri dirençsiz ve seri dirençli durumdaki arayüzey yük yoğunluklarının arayüzey hâllerinin enerji dağılımlarına karşı grafikleri de Şekil 4.23 ve 4.24’te karşılaştırmalı olarak verilmiştir. Çizelge 4.3’ün incelenmesinden, tüm numuneler için arayüzey yük yoğunluğunun seri dirençli durumda seri dirençsiz durumdakinden daha düşük olduğu görülmektedir. Yine Çizelge 4.3 ile Şekil 4.23 ve 4.24’den, diyotlara ait arayüzey yük yoğunluğu grafiklerinin, arayüzey hâl yoğunlukları için gözleendiği gibi, artan nötral bölge seri direnciyle yüksek enerji değerlerine doğru (iletkenlik bandından yasak enerji bandının ortasına doğru) bir kayma gösterdikleri gözlenmektedir.

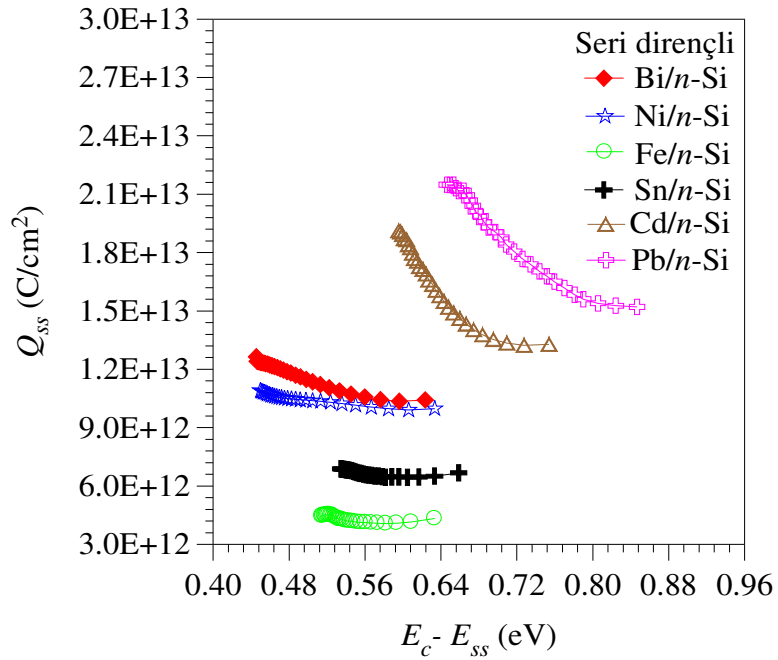
Ayrıca, çalışmada üretilen Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/n-Si Schottky diyotları için sıfır beslem durumunda metal ile dengede olan yük yoğunluğu (metalin yüzey yükü) $Q_m(0)$, yarıiletkenle dengede olan yük yoğunluğu (arayüzey yükü) $Q_{ss}(0)$ ve yarıiletken tarafındaki uzay yükü $Q_{sc}(0)$ değerleri Çizelge 4.4’te verilmiştir. Çizelgeden görüldüğü gibi, doğrultucu metalin yüzey yükü çalışılan metallerin tablodaki sıralaması dikkate alındığında, Bi, Ni ve Fe için azalma gösterirken Sn, Cd ve Pb için artma yönünde olmuştur. Arayüzey yükü değerleri, Bi, Ni ve Fe için önce azalarak Sn, Cd ve Pb için tekrar artarak değişmiştir. Yarıiletken tarafındaki uzay yükünde ise, Bi’den başlayarak Pb’a kadar sürekli bir artış şeklinde gözlenmiştir.

Çizelge 4.3. Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/*n*-Si Schottky diyotları için seri dirençsiz ve seri dirençli durumda hesaplanmış en küçük ve en büyük arayüzey yük yoğunluğu ve karşı gelen enerji değerleri.

Diyot	<i>n</i>	R_s (Ω)	Seri Dirençsiz Durum				Seri Dirençli Durum			
			En Küçük		En Büyük		En Küçük		En Büyük	
			E_c-E_{ss} (eV)	Q_{ss} (C/cm ²)	E_c-E_{ss} (eV)	Q_{ss} (C/cm ²)	E_c-E_{ss} (eV)	Q_{ss} (C/cm ²)	E_c-E_{ss} (eV)	Q_{ss} (C/cm ²)
Bi/<i>n</i>-Si	1.061	152.70	0.596	1.038×10 ¹³	0.446	2.140×10 ¹³	0.596	1.035×10 ¹³	0.446	1.264×10 ¹³
Ni/<i>n</i>-Si	1.212	211.35	0.606	9.927×10 ¹²	0.450	2.083×10 ¹³	0.606	9.903×10 ¹²	0.450	1.090×10 ¹³
Fe/<i>n</i>-Si	1.243	3198.13	0.609	4.460×10 ¹²	0.514	1.672×10 ¹³	0.609	4.143×10 ¹²	0.514	4.465×10 ¹²
Sn/<i>n</i>-Si	1.194	4463.97	0.633	6.762×10 ¹²	0.534	1.893×10 ¹³	0.633	6.498×10 ¹²	0.534	6.880×10 ¹²
Cd/<i>n</i>-Si	1.289	31753.30	0.728	1.326×10 ¹³	0.595	2.469×10 ¹³	0.728	1.323×10 ¹³	0.595	1.911×10 ¹³
Pb/<i>n</i>-Si	1.284	170048.00	0.824	1.527×10 ¹³	0.646	2.569×10 ¹³	0.824	1.526×10 ¹³	0.646	2.149×10 ¹³



Şekil 4.23. Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/n-Si Schottky diyotları için seri dirençsiz durumda arayüzey yük yoğunluklarının arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.



Şekil 4.24. Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/n-Si Schottky diyotları için seri dirençli durumda arayüzey yük yoğunluklarının arayüzey hâllerinin enerji dağılımına karşı grafiği.

Çizelge 4.4. Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/n-Si Schottky diyotları için sıfır beslemdeki metal ile dengede olan yük yoğunluğu $Q_m(0)$, yarıiletkenle dengede olan yük yoğunluğu $Q_{ss}(0)$ ve yarıiletken tarafındaki uzay yükü $Q_{sc}(0)$ değerleri.

Diyot	$Q_m(0)$ (C/cm²)	$Q_{ss}(0)$ (C/cm²)	$Q_{sc}(0)$ (C/cm²)
Bi/n-Si	-1.053×10^{13}	-1.048×10^{13}	5.368×10^{10}
Ni/n-Si	-9.956×10^{12}	-9.902×10^{12}	5.398×10^{10}
Fe/n-Si	-4.469×10^{12}	-4.415×10^{12}	5.413×10^{10}
Sn/n-Si	-6.593×10^{12}	-6.538×10^{12}	5.531×10^{10}
Cd/n-Si	-1.328×10^{13}	-1.321×10^{13}	6.227×10^{10}
Pb/n-Si	-1.516×10^{13}	-1.509×10^{13}	6.929×10^{10}

5. SONUÇ ve ÖNERİLER

5.1. Sonuç

Bu çalışmada [100] yönelimine sahip, fosfor katkılı, $\rho = 5 \sim 10 \Omega\text{-cm}$ öz dirençli ve mobilitesi $\mu_n = 1450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ olan *n*-tipi silisyum kristali kullanıldı. Kesim 3.2.2’de verilen kimyasal temizleme işlemlerini takiben, yarıiletkenin bir yüzeyi ısısal buharlaştırma yöntemiyle Au-Sb alaşımıyla kaplanarak omik kontak yapısı oluşturulduktan sonra, kristal 6 eşit parçaya bölünerek diğer yüzeye Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb metalleri buharlaştırıldı. Böylece, altı farklı metal kullanılarak altı farklı Schottky diyot yapısı oluşturuldu. Üretilen diyotların elektriksel karakteristiklerini incelemek için, oda sıcaklığında -1V ile +1V gerilim aralığında, ters ve düz beslem akım-gerilim ölçümleri yapıldı.

Düz beslem akım-gerilim karakteristiklerinin termiyonik emisyon teorisi ile incelenmesinden doyma akımı, idealite faktörü ve engel yükseklikleri belirlendi. İdealite faktörü değerlerinin 1.061–1.289 aralığında ve engel yüksekliklerinin de 0.646–0.885 eV aralığında oldukları bulundu. Bu değerlerle, üretilen diyotların ideale yakın oldukları sonucuna varıldı.

Cheung fonksiyonları yardımıyla idealite faktörü, seri direnç ve engel yüksekliği değerleri ayrıca hesaplandı. İdealite faktörü ve engel yüksekliği değerlerinin termiyonik emisyon teorisiyle bulunan değerlerle uyum içinde oldukları görüldü. Seri direnç değerinin metalden metale farklılık gösterdiği, Bi ve Ni için ~150 ve 210 Ω iken, Fe ve Sn için ~3200 ve 4500 Ω seviyesinde olduğu, Cd ve Pb için ise ~32000 ve 180000 Ω olduğu gözlemlendi. Bu değerlerden, yarıiletkenin gövde direnci çok düşük olmasına rağmen, farklı Schottky metalleri için gövde direncine kıyasla seri direncin çok büyük değerler alabildiği sonucuna varıldı.

Metal ile yarıiletken arayüzeyinde kimyasal temizlenmiş yarıiletkenler için gözlenen yüksek yoğunluklu arayüzey hâlleri sebebiyle (SZE, 1981; RHODERICK ve WILLIAMS, 1988), arayüzey parametreleri incelendi. Arayüzey hâllerinin gerilim bağımlılığı sebebiyle, idealite faktörünün uygulanan gerilimin bir fonksiyonu olması durumunda, engel yüksekliğinin ve dolayısıyla diyot akımının da uygulanan gerilime

bağımlı olacağı dikkate alınarak, idealite faktörü ve etkin engel yüksekliğinin uygulanan gerilimle değişimi ve arayüzey hâl ve yük yoğunluklarının arayüzey hâllerinin enerji dağılımlarına bağımlılıkları incelendi. İdealite faktörü ve etkin engel yüksekliğinin uygulanan gerilimle anlamlı biçimde değiştikleri, nötral bölge seri direncinin idealite faktörü ve etkin engel yükseklikleri üzerinde çok büyük bir etkiye sahip olduğu gözlemlendi. Bu sebeple, hem seri direncin etkisi dikkate alınarak hem de alınmayarak arayüzey hâl ve yük yoğunlukları hesaplandı. Bulunan değerlerin literatürde verilen sonuçlarla uyum içinde oldukları görüldü. Literatürde arayüzey hâl ve yük yoğunluklarının hesaplanmasında seri direncin büyük bir öneme sahip olduğu ve hesaplamalara dahil edilmesi gerektiği bildirilmişken (ALTINDAL ve ark., 2003; AYDIN ve ark., 2004), farklı nötral bölge direncine sahip olan diyotlarda arayüzey hâl ve yük yoğunluklarının seri dirençle değişimi hakkında bir çalışma yapılmamıştır. Bu çalışmada, ilk olarak, farklı metaller kullanılarak üretilen farklı seri dirence sahip diyotlarda, arayüzey hâl yoğunluğu ve arayüzey yük yoğunluğunun artan seri direnç değeriyle iletkenlik bandı tabanından yasak enerji aralığının ortasına doğru kaydığı gözlemlenmiştir.

5.2. Öneriler

Bu çalışma, Bi, Ni, Fe, Sn, Cd ve Pb/n-Si Schottky diyotların oda sıcaklığındaki düz beslem akım-gerilim karakteristiklerinden arayüzey parametrelerinin incelenmesi ve değerlendirilmesiyle sınırlandırılmıştır. Bulunan sonuçların daha iyi değerlendirilebilmesi ve çalışmanın kapsamı dışındaki diğer elektriksel parametrelerin de belirlenebilmesi için, oda sıcaklığında ve sıcaklığa bağlı akım-gerilim ve kapasite-gerilim ölçümlerinin yapılması ve değerlendirilmesi faydalı olacaktır. Oda sıcaklığındaki kapasite-gerilim ölçümlerinden donör atomlarının konsantrasyonu (N_d) ile difüzyon potansiyeli (V_d) belirlenebilir. Ayrıca, engel yüksekliği (Φ_{Bn}), arayüzey hâl yoğunluğu (N_{ss}) ve arayüzey yük yoğunluğu (Q_{ss}) değerleri hesaplanarak akım-gerilim ölçümlerinden bulunan değerlerle karşılaştırılabilir. Sıcaklığa bağlı akım-gerilim ve kapasite-gerilim ölçümlerinden Richardson sabitinin (R_n^*) değeri bulunabilir, idealite faktörü ve engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı değişimi de incelenebilir.

KAYNAKLAR

- AKKILIÇ K., KILIÇOĞLU T. ve TÜRÜT A., 2003a. Linear Correlation Between Barrier Heights and Ideality Factors of Sn/*n*-Si Schottky Diodes With and Without The Interfacial Native Oxide Layer. **Physica B**, 337: 388-393.
- TÜRÜT A., ÇANKAYA G., KILIÇOĞLU T., 2003b. Correlation Between Barrier Heights and Ideality Factors of Cd/*n*-Si and Cd/*p*-Si Schottky Barrier Diodes. **Solid State Comm.**, 125: 551-556.
- ALTINDAL Ş., KARADENİZ S., TUĞLUOĞLU N. ve TATAROĞLU A., 2003. The Role of Interface States and Series Resistance on The *I-V* and *C-V* Characteristics in Al/SnO₂/*p*-Si Schottky Diodes. **Solid State Elect.**, 47: 1847-1854.
- ANDREWS J.M. ve LEPSALTER M.P., 1970. Reverse Current-Voltage Characteristics of Metal-Silicide Schottky Diodes. **Solid State Elect.**, 13: 1011-1023.
- ANGERMANN H., DITTRICH TH. ve FLIETNER H., 1994. Investigation of Native-Oxide Growth on HF-Treated Si (111) Surfaces by Measuring The Surface-State Distribution. **Appl. Phys. A**, 59: 193-197.
- ARCHER R.J., ve ATALLA M.M., 1963. **Am. Acad. Sci. NY**, 101: 697.
- AYDIN M.E., AKKILIÇ K. ve KILIÇOĞLU T., 2004. The Importance of The Neutral Region Resistance for The Calculation of The Interface States in Pb/*p*-Si Schottky Contacts. **Physica B**, 352: 312-317.
- AYDOĞAN Ş., SAĞLAM M., TÜRÜT A., ONGANER Y., 2005. The Effects of The Temperature On Current-Voltage Characteristics of Sn/polypyrrole/*n*-Si Structures. **Synthetic Metal**, 150: 15-20.
- AYYILDIZ E., TEMİRCİ C., BATI B., TÜRÜT A., 2001. The Effect of Seri Resistance on Calculation of The Interface State Density Distribution in Schottky Diodes. **Int. J. Elect.**, 88 (6): 625-633.
- , NUHOĞLU Ç. ve TÜRÜT A., 2002. **J. Elect. Mat.**, 31(2): 119-123.
- BARDEEN J., 1947. Surface State and Rectification at a Metal-Semiconductor Contact. **Phys Rev.**, 71: 717-727.
- ve BRATTAIN W.H., 1948. The Transistor a Semiconductor Triode. **Physical Rev.**, 74: 230-231.

- BATI B., NUHOĞLU Ç., SAĞLAM M., AYYILDIZ E. ve TÜRÜT A., 2000. On The Forward Bias Excess Capacitance at Intimate and MIS Schottky Barrier Diodes With Perfect or Imperfect ohmic Back Contact. **Physica Scripta**, 61: 209-212.
- BETHE H.A., 1942. Theory of The Boundry Layer of Crystal Rectifiers. **Mass Inst. Technol. Radiat Lab. Rep.**, 43.
- BORREGO J.M., GUTMANN R.J. ve ASHOK S., 1977. Interface State Density in Au/n-GaAs Schottky Diodes. **Solid State Elect.**, 20: 125-132.
- BRAUN K.F., 1874. **Physical Chemistry**, 153: 556.
- BUGET U. ve WRIGHT G.T., 1967. Space-Charge Limited Current in Silicon. **Solid State Elect.**, 10: 199-207.
- CARD H.C. ve RHODERICK E.H., 1971. Studies of Tunnel MOS Diodes I. Interface Effects in Silicon Schottky Diodes. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, 4: 1589-1601.
- CHANDRA M.M. ve PRASAD M., 1983. **J. of Solid State Phys. A**, 77.
- CHATTOPADHYAY P., DAW A.N., 1986. On the Current Transport Mechanism in a Metal-Insulator-Semiconductor (MIS) diode. **Solid State Elect.**, 29: 555-560.
- ve KUMAR V., 1988. Experimental Investigation of The Dependence of Barrier Height on Metal Work Function For Metal-SiO₂/p-Si (MIS) Schottky Barrier Diodes in The Presence of Inversion. **Solid State Elect.**, 3: 143-146.
- ve RAYCHAUDHURI B., 1991. A Modified Conductance Technique For The Determination of Series Resistance of MIS Tunnel Diodes. **Solid State Elect.** 34(12): 1455-1456.
- ve RAYCHAUDHURI B., 1993. Frequency Dependence of Forward Capacitance-Voltage Characteristics of Schottky Barrier Diodes. **Solid State Elect.**, 36: 605-610.
- CHEUNG S.K. ve CHEUNG N.W., 1986. Extraction of Schotky Diode Parameters From *I-V* Characteristics. **Appl. Phys. Lett.**, 49(2): 85-87.
- COWLEY A.M. ve SZE S.M., 1965. Surface States and Barrier Height of Metal-Semiconductor Systems. **J. Appl. Phys.**, 36: 3212-3220.
- CROWELL C.R. ve SZE S.M., 1966. Current Transport in Metal-Semiconductor Barriers. **Solid State Elect.**, 9: 1035-1048.
- ve ROBERTS G.I., 1969. Surface State and Interface Effects on The Capacitance-Voltage Relationship in Schottky Barriers. **J. Appl. Phys.**, 40: 3726-3730.

- ÇETİNKARA H.A., 1996. **Yüksek Lisans Tezi, Kırıkkale Üniv., Fen Bilimleri Enstitüsü**, (yayınlanmamış).
- SAĞLAM M.,TÜRÜT A., ve YALÇIN N., 1999. The Effects of The Time-Dependent and Exposure Time to Air on Au/epilayer/*n*-Si Schottky Diodes. **Eur. Phy. J.Appl.**, 6: 89-94.
- 2002. **Doktora Tezi, Kırıkkale Üniv., Fen Bilimleri Enstitüsü**, (yayınlanmamış).
- TÜRÜT A., ZENGİN D.M. ve EREL Ş., 2003. The Energy Distribution of The Interface State Density of Pb/*p*-Si Schottky Contacts Exposed to Clean Room Air. **Appl. Sur. Sci.**, 207: 190–199.
- DETAVERNIER C., VAN MEIRHAEGHE R.L., DONATON R., MAEX K. ve CARDON F., 1998. Ballistic Electron Emission Microscopy Study of Barrier Height in Homogeneities Introduced in Au/*n*-Si Schottky Contacts by a HF Pretreatment. **J. Appl. Phys.**, 84: 3226-3231.
- FONASH, S., 1983. A Revaluation of The Meaning of Capacitance Plots For Schottky Barrier Type Diodes. **J. Appl. Phys.**, 54: 1966-1975.
- GRÄF D., BAUER-MAYER S. ve SCHNEGG A., 1993. Influence of HF-H₂O₂ Treatment on Si(100) and Si(111) Surfaces. **J. Appl. Phys.**, 74: 1679-1683.
- GOMILA G. ve RUBI M., 1997. Relation For The Nonequilibrium Population of The Interface States: Effects on The Bias Dependence of The Ideality Factor. **J. Appl. Phys.**, 81: 2674-2681.
- HAMDI W.I., 1997. Analysis of Au-, Al-, and Sn/Si Semicondutor Devices With Thin Oxide Layer by Photocurrent Measurements. **Thin Solid Films**, 310: 177-183.
- HANSELAER P.L., LAFLÉRE W.H., VAN MEIRHAEGHE R.L. ve CORDAN F., 1984. Current-Voltage Characteristic of Ti/*p*-Si Metal-Oxide-Semiconductors Diodes. **J. Appl. Phys.**, 56: 2309-2314.
- HEINE V.,1965. Theory of Surface States. **Phys. Rev.**, 6A, 138: 1689-1696.
- HORVATH Zs.J., 1988. Evaluation of The Interface States Energy Distribution From Schottky *I-V* Characteristics. **J. Appl. Phys.**, 63: 976-978.
- HRICOVINI K., LE LAY G., KAHN A., TALEB- IBRAHİMİ A. ve BONNET J.E., 1992. Initial Stages of Schottky-Barrier Formation of Bi/Si(111) and Bi/Si(100) Interfaces. **Appl. Surface Science**, 56–58: 259–263.

- HUDAIT M.K. ve KRUPANIDHI S.B., 2001. Interface States Density Distribution in Au/*n*-GaAs Schottky Diodes on *n*-Ge and *n*-GaAs Substrates. **Mat. Sci. Eng. B**, 87: 141-147.
- KARATAŞ Ş., ALTINDAL Ş. ve ÇAKAR M., 2005. Current Transport in Zn/*p*-Si(1 0 0) Schottky Barrier Diodes at High Temperatures. **Physica B**, 357: 386-397.
- KEFFOUS A., SIAD M., MAMA S., BELKACEM Y., LAKHDAR CHAOUCH C., MENARI H., DAHMANI A. ve CHERGUI W., 2003. Comparison of Electrical and Optical Parameters of Au/*n*-Si and Ag/*n*-Si Schottky Barrier Photodiodes. **Appl. Surface Science**, 218: 336–342.
- KILIÇOĞLU T. ve ASUBAY S., 2005. The Effect of Native Oxide Layer on Some Electronic Parameters of Au/*n*-Si/Au-Sb Schottky Barrier Diodes. **Physica B**, 368: 58-63.
- LEVINE J., 1971. Schottky Barrier Anomalies and Interface States. **J. Appl. Phys.**, 42, 3991-3999.
- LIEN C.D., SO F.C.T. ve NICOLET M.A., 1984. An Improved Forward *I-V* Method For Nonideal Schottky Diodes With High Series Resistance. **IEEE, Trans-Electron Devices**, 31: 1502-1503.
- MITRA R.N., ROY S.B., GHOSH K. ve DAW A.N., 1980. Electrochemically Deposited Schottky Contacts of In, Cd and In--Cd Alloy. **Solid State Elect.**, 23: 793-795.
- MOTT N.F., 1938. **Proc Cambr. Phil. Soc.**, 34: 568.
- NORDE H., 1979. Modified Forward *I-V* Plot For Schottky Diodes With High Series Resistance. **J. Appl. Phys.**, 50: 5052-5053.
- ÖZDEMİR A.F., KÖKÇE A. ve TÜRÜT A., 2002. The Effect of The Time-Dependent and Exposure Time to Air on Au/*n*-GaAs Schottky Barrier Diodes. **Appl. Sur. Sci.**, 191: 188-195.
- PANDEY S. ve KAL S., 1998. A Simple Approach to The Capacitance Technique For Determination of Interface State Density of a Metal–Semiconductor Contact. **Solid State Electron**, 42: 943-949.
- QUAT V.T. ve NICOLET M.A., 1972. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, 43: 2755.

- RHODERICK E.H. ve WILLIAMS R.H., 1978. **Metal-Semiconductor Contacts, Clarendon Pres**, Oxford.
- ve WILLIAMS R.H., 1988. **Metal-Semiconductor Contacts, Clarendon Press**, Oxford.
- RIDEOUT V.L., 1978. A Review of The Theory, Technology and Applications of Metal-Semiconductor Rectifiers. **Thin Solid Films**, 48: 261-266.
- SAĞLAM M., AYYILDIZ E., GÜMÜŞ A., EFEOĞLU H. ve TÜZEMEN S., 1996. Series Resistance Calculation For The Metal-Insulator-Semiconductor Schottky Barrier Diodes. **Appl. Phys. A**, 62: 269–273.
- SATO K. ve YASUMURA Y., 1985. Study of Forward *I-V* Plot For Schottky Diodes With Series Resistance. **J. Appl. Phys.**, 58(9): 3655-3657.
- SCHOTTKY W., 1914. **Phys.**, 215.
- 1938. **Naturwiss**, 26: 843.
- ve SPENKE E., 1939. **Wiss Veroff Siemens-Werken**, 18: 225.
- SHOCKLEY W., 1939. On The Surface States Associated With a Periodic Potential. **Phys. Rev.**, 56: 317-323.
- SINGH A., 1985. Characterization of Interface States at Ni/*n*CdF₂ Schottky Barrier Type Diodes and The Effect of CdF₂ Surface Preparation. **Solid State Elect.**, 28: 223-232.
- SZE S.M., CROWELL C.R. ve KHANG D., 1964. Photoelectric Determination of The Image Force Dielectric Constant For Hot Electrons in Schottky Barriers. **J. Appl. Phys.**, 35: 2534-2536.
- 1981. **Physics of Semiconductor Devices(2nd edn.)**, John-Wiley and Sons Inc., Wiley, Newyork.
- TAMM I.E., 1932. A Possible Kind of Electron Binding on Crystal Surface. **Phys. Z. Soviet**, 1: 733.
- TORREY H.C. ve WHITMER C.A., 1948. **Crystal Rectifiers, MC Graw Hill, New York**.
- TUNG R.T., 2001. **Mat. Sci. Eng.**, 35: 1-138.
- TURNER M. J., ve RHODERICK E. H., 1968. Metal-Silicon Scottky Barriers. **Solid State Elect.**, 11: 291-300.

- TÜRÜT A. ve SAĞLAM M., 1992. Determination of The Density of Si-Metal Interface States and Excess Capacitance Caused by Them. **Physica B**, 179: 285-294.
- YALÇIN N. ve SAĞLAM M., 1992. Parameter Extraction From Non-Ideal C-V Characteristics of a Schottky Diode With and Without Interfacial Layer. **Solid State Elect.**, 35: 835-841.
- SAĞLAM M., EFEOĞLU H., YALÇIN N., YILDIRIM M ve ABAY B., 1995. Interpreting The Nonideal Reverse Bias C-V Characteristics and Importance of The Dependence of Schottky Barrier Height on Applied Voltage. **Physica B**, 205: 41-50.
- ULAŞ M., 1989. **Yüksek Lisans Tezi, Trakya Üniv., Fen Bilimleri Enstitüsü** (yayınlanmamış).
- VAN OTTERLO J.D., 1981. Schottky Barriers on Clean-Cleaved Silicon. **Surface Sci. Lett.**, 104: 205-209.
- VAN MEIRHAEGHE R.L., LAFLÉRE W.H. ve CORDAN F., 1994. Influence of Defect Passivation by Hydrogen on The Schottky Barrier Height of GaAs an InP Contacts. **J. Appl. Phys.**, 76: 403-406.
- WEITERING H.H., HIBMA T., HESLINGA D.R ve KLAPWIJK T.M., 1990. Interface Structure and Schottky Barriers at Epitaxial Si(111)/Pb Interfaces. **Surface Science**, 251-252: 616-620.
- WILSON A.H., 1932. **Proc. R. Soc. London, Ser. A**, 136: 487.
- WU C.Y., 1980. Interfacial Layer Theory of The Schottky Barrier Diodes. **J. Appl. Phys.**, 51 (7): 3786-3789.
- ZIEL A., 1968. **Solid State Physical Electronics, Prentice-Hall Inc., New Jersey.**

ÖZGEÇMİŞ

1980 yılında Hatay'ın İskenderun ilçesinde doğdum. İlköğrenimini Karayılan İlkokulunda, Orta ve Lise öğrenimini İskenderun Demir-Çelik Lisesi'nde tamamladım. 1999 yılında Abant İzzet Baysal Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü'nü kazandım ve 2004 yılında mezun oldum.

Eylül-2004'de Mustafa Kemal Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans'a başladım ve Temmuz-2006'da mezun olarak, Fizik Bilim Dalı'nda "Bilim Uzmanı" unvanını aldım.