

**HOMOJEN OLMAYAN FeCrNiC/*p*-Si
SCHOTTKY YAPISININ SICAKLIĞA BAĞLI
ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU**

Ayşe Nida BEŞTAŞ

**Yüksek Lisans Tezi
Fizik Anabilim Dalı
Prof. Dr. Bahattin ABAY
2011
Her hakkı saklıdır**

**ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**HOMOJEN OLMAYAN FeCrNiC/*p*-Si SCHOTTKY YAPISININ
SICAKLIĞA BAĞLI ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU**

Ayşe Nida BEŞTAŞ

FİZİK ANABİLİM DALI

ERZURUM

2011

Her hakkı saklıdır.



T.C.
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



TEZ ONAY FORMU

HOMOJEN OLMAYAN FeCrNiC/p-Si SCHOTTKY YAPISININ SICAKLIĞA BAĞLI
ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU

Prof. Dr. Bahattin ABAY danışmanlığında, Ayşe Nida BEŞTAŞ tarafından hazırlanan bu çalışma 10.08.2011 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans Tezi olarak **oybirliği** ile kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Abdulmecit TÜRÜT

İmza:

Üye : Prof. Dr. Mehmet ERTUĞRUL

İmza :

Üye : Prof. Dr. Bahattin ABAY

İmza :

Yukarıdaki sonucu onaylıyorum

Prof. Dr. Ömer AKBULUT
Enstitü Müdürü

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

HOMOJEN OLMAYAN FeCrNiC/*p*-Si SCHOTTKY YAPISININ SICAKLIĞA BAĞLI ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU

Ayşe Nida BEŞTAŞ

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Bahattin ABAY

Bu çalışmada, ilk kez, FeCrNiC/*p*-Si Shottky diyodun sıcaklığa bağlı engel karakteristikleri 80-320 K sıcaklık aralığında termioyonik emisyon teorisi temel alınarak analiz edildi. Engel yüksekliği (EY) (Φ_{b0}), idealite faktörü (n) ve seri direnç (R_s) parametrelerinin sıcaklığa aşırı bağımlı olduğu belirlendi. Azalan sıcaklıkla Φ_{b0} 'da azalma, n 'de ise artış gözlemlendi. 180 K'nin altında lineer olmayan bir davranış sergileyen geleneksel Richardson çiziminin lineer kısmından aktivasyon enerjisi ve Richardson sabiti (A^*) için sırasıyla 0.352 eV ve $8.3 \times 10^{-3} \text{ AK}^{-2} \text{ cm}^{-2}$ değerleri elde edildi. Diyodun sergilediği bu davranışın metal-yarıiletken ara yüzeyde var olan uzaysal EY inhomojenliğinden kaynaklandığı belirlendi. EY inhomojenliği kavramının anlaşılabilmesi için, Jiang *et al.* (2002) tarafından geliştirilen çoklu Gauss dağılım modeli kullanıldı. FeCrNiC/*p*-Si yapısının sıcaklık bağımlı EY'nin, sırasıyla 320-180 ve 180-80 K sıcaklık bölgelerinde, 0.082 ve 0.070 eV'luk standart sapmaya (σ_{01} , σ_{02}) sahip 0.695 ve 0.646 eV'luk ortalama EY ($\overline{\Phi_{b0}}$) ile temsil edilen ikili Gauss dağılım (DGD) fonksiyonu ile tanımlanabileceği gösterildi. Ayrıca, ikili Gauss dağılım fonksiyonuna göre değerlendirilen modifiye Richardson çizimlerinden yukarıda zikredilen sıcaklık bölgeleri için $\overline{\Phi_{b0}}$ ve A^* değerleri sırasıyla 0.690 eV, $33.44 \text{ AK}^{-2} \text{ cm}^{-2}$ ve 0.633 eV, $29.66 \text{ AK}^{-2} \text{ cm}^{-2}$ olarak elde edildi. A^* için elde edilen bu değerlerin *p*-Si için bilinen $A^* = 32 \text{ AK}^{-2} \text{ cm}^{-2}$ değeriyle uyumlu olduğu görüldü. Sonuç olarak, 80-320 K sıcaklık aralığında FeCrNiC/*p*-Si yapısı için elde edilen deneysel sonuçların, uzaysal EY inhomojenliğinin çoklu Gauss dağılım modelinin öngörülleri ile izah edilebileceği söylenebilir.

2011, 78 sayfa

Anahtar Kelimeler: FeCrNiC, Metal-Yarıiletken Kontaklar, Schottky Diyotlar, Çoklu Gauss Dağılımı.

ABSTRACT

Master Thesis

TEMPERATURE DEPENDENT ELECTRICAL CHARACTERIZATION OF INHOMOGENEOUS FeCrNiC/*p*-Si STRUCTURE

Ayşe Nida BEŞTAŞ

Atatürk University
Graduate School of Naturel and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Bahattin ABAY

In this study, the temperature dependent barrier characteristics of FeCrNiC/*p*-Si Schottky barrier diodes have been analyzed in the temperature range of 80-320 K based on thermionic emission theory, for the first time. Barrier height (BH) (Φ_{b0}), ideality factor (n) and serial resistance (R_s) have been detected to be strongly temperature dependent. Decrease in the Φ_{b0} and increase in the n with decrease in temperature has been observed. The conventional Richardson plot exhibits non-linearity below 180 K with the linear portion corresponding to activation energy of 0.352 eV and the value of Richardson constant (A^*) $8.3 \times 10^{-3} \text{ AK}^{-2} \text{ cm}^{-2}$. It has been evidenced that these behaviors result from the spatial BH inhomogeneities prevailing at the metal-semiconductor interface. For the interpretation of the BH inhomogeneity, multiple Gaussian distribution model suggested by Jiang *et al.* (2002) was used. The temperature dependent BH of the FeCrNiC/*p*-Si device has shown a Double Gaussian Distribution (DGD) having mean BH ($\overline{\Phi_{b0}}$) of 0.695 and 0.646 eV with standart deviations (σ_{01} , σ_{02}) of 0.082 and 0.070 eV in the 320-180 and 180-80 K regions, respectively. $\overline{\Phi_{b0}}$ and A^* values have also been obtained as 0.690 eV, $33.44 \text{ AK}^{-2} \text{ cm}^{-2}$ and 0.633 eV, $29.66 \text{ AK}^{-2} \text{ cm}^{-2}$ from the modified Richardson plots for the respective temperature regions, respectively. These values of A^* are in close agreement with that of the known value of $32 \text{ AK}^{-2} \text{ cm}^{-2}$ for *p*-Si. It has been concluded that these results support the predictions of the multiple GD model of spatial BH inhomogeneities in the temperature range of 80-320 K for the FeCrNiC/*p*-Si structure.

2011, 78 pages

Keywords: FeCrNiC, Metal-Semiconductor Contacts, Schottky Diodes, Multiple Gaussian Distribution.

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tezi olarak sunduğın bu çalışma, Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Öğretim Üyesi, Sayın Prof. Dr. Bahattin ABAY yönetiminde yapılmıştır. Çalışmalarım esnasında, engin bilgi ve tecrübeleri ile bana her konuda yol gösteren, yakın ilgi ve yardımlarını esirgemeyen, tez çalışmamın tüm aşamalarında ilgisini gördüğüm değerli danışman hocam Sayın Prof. Dr. Bahattin ABAY'a en içten teşekkürlerimi sunarım.

Fen Fakültesi Fizik Bölümü Öğretim Üyesi Sayın Prof. Dr. Abdülmecit TÜRÜT'e ve Mühendislik Fakültesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü Öğretim Üyesi Prof. Dr. Hasan EFEOĞLU'na göstermiş oldukları ilgi ve yardımlarından dolayı teşekkür ederim.

Bu çalışmamın gerçekleşmesi için imkân sağlayan, Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü ve Fen Bilimleri Enstitüsü yönetici ve elemanlarına, emeği geçen herkese gönülden teşekkür ederim.

Çalışmalarımız süresince benden yardımını ve dostluğunu esirgemeyen sevgili grup arkadaşım Seda Yazıcı'ya yürekten teşekkürlerimi sunarım. Hayatımın boyunca maddi ve manevi her türlü desteği gördüğüm canım aileme teşekkürlerimi sunarım.

Ayşe Nida BEŞTAŞ

Ağustos 2011

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	x
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xii
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	9
2.1. Metal-Yarıiletken Kontaklar.....	9
2.1.1. Metal- <i>p</i> tipi yarıiletken doğrultucu kontaklar.....	10
2.1.2. Metal- <i>p</i> tipi yarıiletken omik kontaklar.....	15
2.2. Metal (Omik) / <i>p</i> -tipi Yarıiletken / Metal (Doğrultucu) Yapısı.....	19
2.3. Tünelleme Ekleme.....	20
2.4. Schottky Diyotlarda Termoyonik Emisyon ile Akım İletimi.....	22
2.5. Metal-Yarıiletken Kontaklara Sıcaklığın Etkisi.....	28
2.5.1. Sıcaklığın bir fonksiyonu olarak doğru belsem <i>I-V</i> karakteristikleri.....	28
2.5.2. Cheung fonksiyonları ile Schottky diyot parametrelerinin belirlenmesi.....	31
2.5.3. İmaj kuvvet düşme etkisi	33
2.5.4. Termoyonik alan emisyonu	36
2.5.5. Düz-bant engel yüksekliği ve Richardson çizimi.....	37
2.5.6. Homojen olmayan engel yüksekliği etkisi ve modifiye Richardson çizimi.....	40
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	44
3.1. Giriş.....	44
3.2. <i>p</i> -tipi Si Kristalinin Temizlenmesi ve Numunenin Hazırlanması.....	44
3.2.1. Al omik kontak imali.....	45
3.2.2. FeCrNiC Schottky kontak imali.....	46
3.3. Ölçüm Sistemi.....	46

4. ARAŞTIRMA BULGULARI	48
4.1. Giriş.....	48
4.2. Doğru Beslem <i>I-V</i> Karakteristiklerinden Schottky Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi.....	48
4.2.1. Termoiyonik emisyon teorisi ile Schottky diyot parametrelerinin belirlenmesi.....	48
4.2.2. Cheung fonksiyonları ile Schottky diyot parametrelerinin belirlenmesi	54
4.3. İmaj Kuvvet Düşme Etkisi.....	59
4.4. Termoiyonik Alan Emisyonu Etkisi	60
4.5. Düz Bant Engel Yüksekliği ve Richardson Çizimi.....	62
4.6. Homojen Olmayan Engel Yüksekliği Etkisi ve Modifiye Richardson Grafiği...	65
5. TARTIŞMA ve SONUÇ	72
KAYNAKLAR	78
ÖZGEÇMİŞ	

SİMGELER DİZİNİ

A	Diyodun etkin alanı
A_d	Diyodun etkin alanı
A^*	Richardson sabiti
A_{corr}^*	Düz-bant engel yüksekliğinin sıcaklık katsayısı dikkate alınarak düzeltilmiş Richardson sabiti
AE	Alan emisyonu
α	0 K sıcaklığına ekstrapole edilmiş düz-bant engel yüksekliğinin sıcaklık katsayısı
β	Engel yüksekliğinin voltaj katsayısı
$C - V$	Kapasite-gerilim
V	Uygulama gerilimi
d	Deplasyon bölgesinin genişliği
DBEY	Düz-bant engel yüksekliği
DGD	İkili Gauss dağılımı
e	Elektronun yükü
E_{00}	Taşıyıcıların engelden tünellemesi ile ilgili karakteristik enerji
E_c	İletkenlik bandının tabanının enerjisi
E_c'	Metale doğru termiyonik emisyon için gerçekleşmesi için gerekli minimum enerji
E_f	Fermi enerji seviyesi
E_{fm}	Metalin Fermi enerji seviyesi
E_{fs}	Yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi
E_s	Yarıiletkenin yasak enerji aralığı
E_v	Valans bandının tavanının enerjisi
EY	Engel yüksekliği
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti

ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
$f_F(E)$	Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu
$g_c(E)$	İletkenlik bandındaki hal yoğunluğu
GD	Gauss dağılımı
h	Planck sabiti
$H(I)$	Cheung fonksiyonu
I	Diyottan geçen net akım
I_0	Sızıntı (saturasyon) akımı
$I - V$	Akım-gerilim (akım-voltaj)
J	Akım yoğunluğu
$J_{m \rightarrow s}$	Metalden yarıiletkene doğru akan akım yoğunluğu
$J_{s \rightarrow m}$	Yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğu
J_t	Tünelleme akım yoğunluğu
J_{st}	Ters-saturasyon akım yoğunluğu
J_0	Ters beslem doyma (saturasyon) akım yoğunluğu
k	Boltzmann sabiti
m	Elektronun kütlesi
m_n^*	Elektronun etkin kütlesi
MKÜ	Metal kaplama ünitesi
MY	Metal-yarıiletken
n	İdealite faktörü
n_{ap}	Görünür idealite faktörü
n_{imf}	İmaj kuvveti dikkate alınarak elde edilen idealite faktörü
N_a	p -tipi yarıiletkenin akseptör (taşıyıcı) konsantrasyonu
N_c	Yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektron konsantrasyonu
N_d	n -tipi yarıiletkenin donör (taşıyıcı) konsantrasyonu
N_v	Yarıiletkenin valans bandındaki hol (boşluk) konsantrasyonu

$P(\Phi_{b0})$	Gauss dağılım fonksiyonu
PİM	Paralel iletim modeli
q	Elektronun yükü
ρ_{2i}	Gauss dağılımı için tanımlanan engel yüksekliği voltaj katsayısı
ρ_{3i}	Gauss dağılımı için tanımlanan engel yüksekliği voltaj katsayısı
R_s	Seri Direnç
R_p	Paralel Direnç
T	Mutlak sıcaklık
TAE	Termoionik alan emisyonu
TE	Termoionik emisyon
Φ_{ap}	Görünür engel yüksekliği
Φ_b	I - V karakteristiklerinden elde edilen Schottky engel yüksekliği
Φ_{b0}	Sıfır-beslem görünür engel yüksekliği
$\overline{\Phi}_{b0}$	Sıfır-beslem ortalama engel yüksekliği
Φ_b^f	Düz-bant engel yüksekliği
Φ_{bn}	Standart Schottky engel yüksekliği
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
Φ_n	n -tipi yarıiletken için E_c ile E_f arasındaki enerji farkı
Φ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
$\Delta\Phi$	Engel yüksekliğindeki değişim
$\Delta\Phi_{bi}$	İmaj kuvvetinden dolayı engeldeki potansiyel düşmesi
$\Delta\Phi_{imf}$	İmaj kuvveti nedeniyle engel yüksekliğindeki değişim
δ_i	Gauss dağılımının ağırlığını belirleyen parametre
ξ	Yarıiletkenin taşıyıcı yoğunluğuna bağlı bir parametre
ζ	Dejenere yarıiletken ile ilgili bir parametre
σ_{s0}	Sıfır beslem ortalama engel yüksekliğinin standart sapması
χ_s	Yarıiletkenin elektron ilgisi

v	Elektronların hızı
v_{ox}	Elektronun x yönünde potansiyel engelini aşması için gerekli olan minimum hız
v_x	x yönünde hareket eden elektronların hızı
v_y	y yönünde hareket eden elektronların hızı
v_z	z yönünde hareket eden elektronların hızı
V	Uygulama gerilimi
V_a	Metal-yarıiletken kontağa uygulanan doğru beslem gerilimi
V_{bi}	Built-in potansiyel engeli
V_d	Difüzyon potansiyeli
V_l	Metalden uzakta bulunan bir elektronun sahip olduğu potansiyel enerji
w	Deplasyon bölgesinin genişliği

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Metal ve p -tipi yarıiletkenin doğrultucu kontakta önceki enerji-bant diyagramları.....	11
Şekil 2.2. Kontakta sonra termal denge durumunda oluşan metal- p tipi yarıiletken doğrultucu kontaktaın enerji-bant diyagramı.....	12
Şekil 2.3. Yarıiletken tarafına $V>0$ gerilimi uygulanması durumunda enerji-bant diyagramı (doğru belsem).....	13
Şekil 2.4. Yarıiletken tarafına $V<0$ gerilimi uygulanması durumunda oluşan enerji-bant diyagramı (ters beslem).....	14
Şekil 2.5. Metal ve p -tipi yarıiletkenin omik kontakta önceki enerji-bant diyagramları.....	16
Şekil 2.6. Kontakta sonra termal denge durumunda oluşan metal- p tipi yarıiletken omik kontaktaın enerji-bant diyagramı.....	17
Şekil 2.7. Omik kontaktaın yarıiletken tarafına $+V$ gerilimi uygulanması durumunda (doğru belsem) oluşan enerji-bant diyagramı.....	17
Şekil 2.8. Omik kontaktaın yarıiletken tarafına $-V$ gerilimi uygulanması durumunda (ters belsem) oluşan enerji-bant diyagramı.....	18
Şekil 2.9. p^+pM yapısının termal denge enerji-bant diyagramı.....	20
Şekil 2.10. n -tipi yarıiletkende tünelleme ile omik kontak oluşumu.....	22
Şekil 2.11. Doğru belsem uygulanmış bir MY eklemine, imaj kuvvet etkisini de gösteren enerji-bant diyagramı.....	23
Şekil 2.12. Doğru belsemde alan ve termoiyonik alan emisyonu.....	36
Şekil 3.1. Temsili FeCrNiC/ p -Si/Al yapısının (a) üstten (b) kesit görünüşü.....	47
Şekil 4.1. 35 adet FeCrNiC/ p -Si Schottky diyodun doğru ve ters beslem $I - V$ karakteristiği.....	50
Şekil 4.2. (D2) diyodu için 10 K adımlarla 80-320 K sıcaklık aralığında kaydedilen $I-V$ değişimleri.....	52
Şekil 4.3. D2 diyodu için sıcaklığa bağlı $dV/d(\ln I)$ 'ya karşı I değişimi.....	55
Şekil 4.4. D2 diyodu için sıcaklığa bağlı $H(I)$ 'ya karşı I değişimi.....	55

Şekil 4.5. D2 diyuduna ait geleneksel Richardson çizimi.....	57
Şekil 4.6. D2 diyodu için sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen sıfır belsem EY değerlerinin sıcaklıkla değişimi.....	57
Şekil 4.7. D2 diyodu için sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristiklerinden DGD modelin göre elde edilen idealite faktörü değerlerinin sıcaklıkla değişimi.....	56
Şekil 4.8. Sıcaklığın fonksiyonu olarak normalize edilmiş E_{00}/kT değerleri	62
Şekil 4.9. D2 diyodu için düz bant engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi.....	64
Şekil 4.10. Düz bant modeline göre D2 diyodu için $\ln(J_{0f}/T^2) - 1000/T$ Richardson çizimi.....	65
Şekil 4.11. D2 diyodu için DGD modeline göre Φ_{ap} - ve $n_{ap} - q/2kT$ çizimi.....	66
Şekil 4.12. Engel yüksekliğinin DGD modeline göre D2 diyodu için modifiye edilmiş Richardson $[\ln(J_0/T^2) - (q^2\sigma^2/2k^2T^2)] - 1000/T$ çizimi	69
Şekil 4.13. DGD modeline göre EY'nin Gauss dağılımlı ihtimaliyet eğrileri.....	70

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. Metal-yarıiletken kontaklarda maddelerin iş fonksiyonlarına göre kontakların yapısı.....	10
Çizelge 4.1. İmal edilen 35 diyot için oda sıcaklığında alınan doğru belsem $I-V$ karakteristiklerinden TE teorisi kullanılarak elde edilen diyot parametreleri.....	51
Çizelge 4.2. D2 diyodunun doğru belsem $I-V$ karakteristiklerinden, TE teoremi ile elde edilen diyot parametreleri.....	53
Çizelge 4.3. D2 diyodu için sıcaklığa bağlı olarak Cheung fonksiyonlarından elde edilen diyot parametreleri.....	54

GİRİŞ

Fizik, birçok bilim dalı ile ilişkilendirilmiş ve iç içe geçmiş olan kapsamlı bir bilim dalıdır. Elektrik ve elektronik de fizikle bütünleşen önemli bilim dallarındandır. Özellikle 17. yüzyıl sonrasında teknolojinin gelişmesiyle birlikte fizik biliminde büyük ilerlemeler kaydedilmiştir.

Çağımızda, elektrik sektörü günlük yaşamın ve iş hayatının vazgeçilmez unsurlarındandır. Elektriksel bir sinyalin ses veya ışık sinyaline çevrilebileceğinin anlaşılmasıyla birlikte 20. yüzyılın ikinci yarısından itibaren elektrik biliminde büyük ilerlemeler olmuştur. İki katlı bir ev büyüklüğünde de olsa üretilen ilk bilgisayarın bunda büyük payı vardır. Yarıiletken malzemelerin keşfi ise elektronik bilimine ayrı bir önem kazandırmıştır.

Devre elemanı teknolojisindeki ilerlemeler son kırk yılda artmış olmasına rağmen, yarıiletken teknolojisinin tarihi daha uzundur. Yarıiletken aygıt teknolojisinin temelini oluşturan metal-yarıiletken (MY) kontaklar ilk kez 1874'te Braun tarafından çalışılmıştır. Braun, çalışmalarında bakır, demir ve kurşun sülfür gibi bileşikler üzerinde metaller ile oluşturduğu kontak yapısında metal ile yarıiletken arasındaki elektriksel iletkenliğin asimetrik doğasını keşfetmiştir. Bu devre elemanları ilk radyo denemelerinde dedektör olarak kullanılmıştır. 1906 yılında Pickard silisyum kullanarak nokta kontak dedektör yapmış ve patentini almıştır. 1907'de Pierce çeşitli yarıiletkenler üzerine metallerin püskürtülmesiyle elde edilen diyotların sergilediği doğrultucu karakteristiklerin detaylarını açıklamıştır. 1935'ten bu yana silisyum ve selenyum doğrultucu kontaklar radyo dedektörleri olarak kullanılmaktadır. Radar sistemlerinin geliştirilmesiyle birlikte, yüksek frekans devrelerinde frekans değiştirici ve doğrultucu olarak kullanılabilen bu dedektör diyotlara olan ihtiyaç artmış ve buna bağlı olarak bu alandaki gelişmeler son yüzyıl içerisinde büyük bir hız kazanmıştır.

Günümüzde bilginin büyük bir kısmı internet ve uydu iletişim sistemleri yardımıyla çok uzak mesafelerden hızlı bir şekilde taşınıp iletilebilmektedir. Modern elektronik cihazların temel yapı taşı olan ve radyo, telefon, bilgisayar ve diğer elektronik sistemlerde çokça kullanılan transistörün keşfinin bu alandaki ilerlemelere büyük katkısı olmuştur. İlk transistör 1947 yılında Bell araştırma laboratuvarlarında William Schokley, John Bardeen ve Walter Brattain tarafından polikristal germanyum yongası üzerinde imal edilmiştir. Sonraki yıllarda tek kristal silisyum kullanılarak daha iyi bir transistör etkisi gözlenmiştir. Özellikle İkinci Dünya Savaşı yıllarında ve sonrasında MY kontaklar üzerine yapılan çalışmalar transistörün keşfiyle birlikte büyük hız kazanmış ve günümüzde de büyük bir hızla devam etmektedir.

Transistörden önce radyo ve telefon sinyallerinin alınması, güçlendirilmesi ve yansıtılması için termoyonik lambalar kullanılmaktaydı. Fakat termoyonik lambaların birtakım dezavantajları vardı. Bunların ısınması için belirli bir sürenin geçmesi gerekiyordu, boyutları oldukça büyük, maliyetleri oldukça pahalıydı, hatta çabuk kırılıbiliyorlardı ve fazla elektrik tüketiyorlardı. Transistör ise tıpkı bu lambalar gibi ses sinyalini güçlendiriyordu fakat çok daha küçüktü ve daha az enerjiye ihtiyaç duyuyordu. Bu nedenle elektronik devrelerin can damarı olan ve teknolojiye yeni bir çığır açan transistör 20. yüzyılın en önemli icadı olarak adlandırılmış ve mucitlerine Nobel Ödülü kazandırmıştır.

Yarıiletken malzemeler elektrik-elektronik sanayisinin ve aygıt teknolojisinin vazgeçilmez parçalarıdır. Yarıiletken malzemelerin elektriksel iletkenliği iletkenler ile yalıtkanlar arasındadır. Yarıiletken ısı, ışık veya manyetik etki altında bırakıldığında ya da yarıiletkene bir gerilim uygulandığında yarıiletkendeki bir miktar serbest elektron harekete geçer ve malzeme iletken hale gelir. Bu şekildeki iletkenlik geçicidir ve dış etki kalkınca malzeme tekrar eski haline döner. Ayrıca yarıiletkenlere bazı özel maddeler katılarak da malzeme iletken hale getirilebilir. Bahsedildiği gibi yarıiletkenlerin elektriksel özellikleri dış müdahale ile kontrol edilebildiği için istenilen kullanım amacına uygun yarıiletken malzeme elde edilip bu malzemeler üzerinde çeşitli

devre elmanı imali mümkün olmaktadır. Böylece MY kontaklar birçok elektronik cihazın yapısında bulunan devrelerin imalinde çokça kullanılmaktadır.

Herhangi bir yarıiletken malzemenin elektriksel özelliklerini anlayabilmek için, onun farklı malzemelerle oluşturduğu kontakların davranışının iyi bilinmesi gerekmektedir. Çünkü MY yapılar elementel ve bileşik yarıiletken tabanlı aygıt teknolojisinde önemli bir role sahiptir. Örneğin, MY kontaklarla oluşturulan Schottky engel diyotları (SBD); alan-etkili transistörlerde (FET) kapı elektrodu, metal-oksit-yarıiletken alan-etkili transistörlerde (MOSFET) kaynak ve kanal ve yüksek-güç osilatörlerinde elektrot olarak kullanılabilir (Sze 1981). Kısacası MY kontaklar kullanılarak oluşturulan Schottky yapılar, tüm elektronik ve optoelektronik aygıtların yapısında mevcuttur denilebilir.

Bir yarıiletkenin bir tarafının n -tipi diğer tarafının da p -tipi yapılmasıyla bir $p-n$ eklemi elde edilir. Bir yarıiletkenin üzerine metal buharlaştırılmasıyla da Schottky kontaklar elde edilir. Teknolojik olarak bir Schottky diyodun oluşturulması $p-n$ ekleminden daha kolaydır. Schottky diyotların karakteristikleri $p-n$ ekleminkine benzemektedir fakat birtakım üstünlükleri vardır. Schottky diyotlarda akım çoğunluk taşıyıcılarla sağlanır. Yeniden birleşme (recombinasyon) olayı görülmez. Bu durum, akımda azalma olmayacağı anlamına gelir; yani kullanıldıkları devrelerde yüksek verime sahiptirler. Düşük gerilim-yüksek akım doğrultucuları olarak kullanılırlar. Azınlık taşıyıcıları çok az olduğu için frekans tepkisi yüksektir (gecikme zamanı düşüktür). Yüksek anahtarlama hızı gerektirdiğinden bütünleşmiş devre (IC-Integrated Circuit) teknolojisinde büyük önem kazanırlar. Ters belsemde oluşturulan akımın sıcaklıkla değişimi oldukça düşüktür ve teknolojik olarak ters belsem akımının sıcaklıkla değişmemesi istendiğinden bu davranış onları daha kullanışlı kılar. Bahsedilen özellikleri neticesinde kazandıkları teknolojik önemle birlikte, Schottky diyotlar ile ilgili çalışmalar ilk MY kontakın üretiminden günümüze kadar devam etmiştir.

Bugüne kadar literatürde mevcut olan ve bu alanda yapılmış birçok çalışmada, çeşitli yarıiletkenler ve metaller ya da metal alaşımları kullanılarak oluşturulan MY kontakların akım-gerilim ($I-V$) ve kapasite-gerilim ($C-V$) ölçümleri yapılmış ve bir diyodu karakterize eden; engel yüksekliği (EY), idealite faktörü ve seri direnç gibi temel parametreler çeşitli yöntemlerle elde edilerek sonuçlar değerlendirilmiştir. Bu çalışmalarda yapılan analizlerde, oluşturulan kontak yapılarının termoiyonik emisyon (TE) teorisine göre ideallikten sapmalarının nedenleri araştırılmış ve farklı yaklaşımlar ortaya atılmıştır.

Bir MY kantağın arayüzey yapısı ve EY arasındaki ilişki ilk defa 1984 yılında Tung tarafından belirtilmiştir (Tung 1984). Tung, 1992 yılında dairesel alanlı Schottky kontaklar için kavramsal bir $I-V$ ilişkisi kurmuş ve alan parametresine bağlı bir Gauss dağılımı yaparak toplam alan üzerinden integrasyon yoluyla TE akım ifadesini türetmiştir (Tung 1992). Yine Tung, Schottky diyotlar üzerine yaptığı diğer bir çalışmasında ise deneysel olarak elde edilen $I-V$ karakteristiklerinin bazen TE modeli ile doğrudan açıklanamayacağını ifade etmiştir (Tung 2001). Örneğin; idealite faktörünün 1.03'den büyük olması durumunun TE teoremi ile direkt açıklanamayacağını ve genellikle Schottky EY'nin uygulama gerilimine bağlılığına atfedileceğini ileri sürmüştür. Ayrıca idealite faktörünün 1'den daha büyük olması; imaj kuvvetinin etkisiyle engelin azalması, generasyon-rekombinasyon akımları, arayüzey halleri ve tünelleme akımı gibi etkilere de atfedilmiştir.

Son yıllarda yoğunlaşan benzer çalışmalarda TE teoreminden gözlenen sapmaların nedeni olarak belirtilen Schottky engel inhomojenliğini tanımlamak için iki farklı model kabul edilmiştir:

Bunlardan ilki; farklı Schottky EY'ne sahip komşu küçük yerel bölgeler arasındaki etkileşimin göz önüne alındığı "pinch-off" (kısılma) modelidir (Tung 1992; Sullivan *et al.* 1991). Bu modelde standart TE teorisinden gözlenen sapmaları açıklamak için, MY arayüzeyinde, EY içine gömülmüş farklı küçük bölgeler ya da düşük engelli küçük yerel bölgelerin bir sistemi ele alınmıştır. Mikro boyutlardaki küçük yerel bölgelerin

deplasyon bölgesinin boyutuna göre küçük olduğu varsayılmıştır. Bu durumda, küçük yerel bölgelerin, deplasyon bölgesini çevreleyen diğer küçük yerel bölgelerle etkileşiminin kısılma etkisine neden olduğu düşünülmüştür. Bu modelde, kısılma etkisinin sadece yerel bölgelerin çok küçük boyutta olduğu ve engel inhomojenliğinin büyük olduğu durumda söz konusu olabileceği ilk defa Jiang *et al.* (2002) tarafından ileri sürülmüştür. Bu model, Schottky diyotların elektriksel karakteristiklerinin analizi için başarılı bir şekilde uygulanmıştır.

Teklif edilen modellerden diğeri ise farklı EY'ne sahip küçük yerel bölgelerin birbirlerini etkilememesine dayanan paralel iletim modelidir (PİM) (Ohdomari and Tu 1980). Farklı EY'ne sahip küçük yerel bölgelerin varlığı Ballistic Electron Emission Spectroscopy (BEES) kullanılarak deneysel olarak gösterilmiştir (Vanalme *et al.* 1997).

MY kontaklar için elde edilen Schottky engel inhomojenliği kavramı hem bilimsel hem de teknolojik açıdan büyük ilgi uyandırmıştır. İlk zamanlarda, Ohdomari and Tu (1980) tarafından önerilen PİM kullanılmıştır. Daha sonraları, Zhu *et al.* (2000), tarafından belirtildiği gibi TE mekanizmasından sapmalar EY inhomojenliklerinin varlığı kabul edilerek açıklanmış ve inhomojenlikle ilgili farklı yaklaşımlar ileri sürülmüştür.

Bu yaklaşımlardan birisi, EY'nin Gauss tipli uzaysal dağılıma sahip olduğu varsayımdır. Bu varsayım, gerçek Schottky diyotların elektriksel karakteristiklerindeki anormalliklerin büyük bir kısmını açıklayan çok başarılı bir modeldir (Song *et al.* 1986; Zhu *et al.* 2000).

Bir MY kontağın oda sıcaklığındaki karakterizasyonu onun iletim mekanizması ya da MY ara yüzeydeki engel oluşum mekanizması hakkında detaylı bilgi vermez. Bundan dolayı, sıcaklığa bağlı elektriksel karakterizasyon, bu yapıların iletim mekanizmalarının farklı yönlerini anlamamıza izin verir.

TE teorisi normalde Schottky diyot parametrelerini elde etmek için kullanılır (Sze 1981). Bununla birlikte, düşük sıcaklıklarda diyot parametrelerinde anormal davranışların görüldüğü ve TE teorisinden sapmaların olduğu dile getirilmiştir (Song *et al.* 1986; Chand and Kumar 1996; Werner and Güttler 1993; Zhu *et al.* 2000; Osvald and Horvath 2004;). MY kontaklar için sıcaklığa bağlı doğru belsem $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen EY ve idealite faktörünün büyük ölçüde sıcaklığın fonksiyonu olduğu birçok çalışmacı tarafından gözlenmiştir (Song *et al.* 1986; Chand and Kumar 1996; Werner and Güttler 1993; Zhu *et al.* 2000; Osvald and Horvath 2004;). Genellikle, azalan sıcaklıkla idealite faktörünün arttığı, EY'nin ise azaldığı bulunmuştur. Düşük sıcaklıklarda EY'de görülen azalma geleneksel Richardson grafiğinin de düşük sıcaklıklarda lineerlikten sapmasına neden olmaktadır. Son zamanlarda yapılan bazı çalışmalarda bu anormallikler, EY'nin belli bir standart sapmaya sahip bir Gauss dağılımı (GD) şeklinde ifade edildiği modifiye TE mekanizması ile tatmin edici derecede açıklanmıştır (Song *et al.* 1986; Chand and Kumar 1996; Werner and Güttler 1993; Zhu *et al.* 2000; Osvald and Horvath 2004; Şahin vd. 2005; Uhrmann *et al.* 2009). Bu bağlamda literatürde yapılan birçok çalışmada, bir Schottky diyot için deneysel olarak elde edilen Richardson çizimindeki lineer olmayan davranış, idealite faktörü ve EY değerlerinin sıcaklıkla değişimi ortalama bir değer etrafında bir GD fonksiyonu ile ilişkilendirilerek yorumlanmıştır.

Chand and Kumar (1997) tarafından yapılan çalışmada $Pd_2Si/n-Si$ Schottky diyotlar için 37-307 K aralığında $I-V$ ölçümleri alınmış. 215 K' in altındaki sıcaklık bölgesinde EY ve idealite faktörünün iki ayrı bölgede ikili Gauss dağılımı sergilediği gözlenmiştir. Çoklu Gauss dağılım modeli kullanılarak imal edilen diyot için EY, idealite faktörü ve standart sapma değerleri hesaplanmıştır.

Huang and Lu (2006) tarafından yapılan diğer bir çalışmada, farklı sıcaklıklarda tavlanan NiSi kontaklar için sıcaklığa bağlı $I-V$ ölçümleri tekli ve çoklu GD fonksiyonu ile temsil edilen EY'nin dikkate alındığı TE-Difüzyon teorisi kullanılarak analiz edilmiştir. Kullanılan tekli ve çoklu Gauss dağılım modellerinin, $I-V$

karakteristiklerinden elde edilen EY değerlerinin sıcaklıkla değişimini tatmin edici derecede açıkladığı rapor edilmiştir.

Gülnahar ve Efeoğlu (2009) tarafından yapılan diğer bir çalışmada, Au/*p*-GaTe Schottky kontağın 60-300 K sıcaklık aralığında EY’de gözlemlenen anormallikler çoklu Gauss dağılımlı TE modeli temel alınarak açıklanmıştır. EY’nin sıcaklığa bağlı davranışının ikili-Gauss dağılımı sergilediği belirlenmiş ve iki Gauss dağılımı için de ikili EY, EY’nin standart sapmaları ve Richardson sabiti değerleri hesaplanarak literatürle karşılaştırılması yapılmıştır.

Türüt vd. (2010) tarafından yapılan bir çalışmada ise Ni/*n*-GaAs Schottky kontak için sıcaklığa bağlı *I-V* karakteristikleri incelenerek EY’nin sıcaklığa bağlılığı ikili Gauss dağılım modeli kullanılarak değerlendirilmiştir. Uygulama gerilimine bağlı EY kavramı kullanılarak geliştirilen modelde idealite faktörlerinin ideale yaklaştığı belirlenmiştir.

Abay (2010) tarafından yapılan çalışmada Ag/*p*-GaSe Schottky yapısı için TE teorisi temel alınarak, 70-300 K sıcaklık aralığında *I-V* karakteristiklerinin analizi yapılmıştır. 180 K’in altındaki sıcaklıklarda geleneksel Richardson grafiğinin lineer olmayan bir davranış sergilediği gözlenmiş ve bu durumun MY ara yüzeyde var olan uzaysal olarak homojen olmayan EY’den kaynaklandığı rapor edilmiştir. EY inhomojenliğini açıklamak için Jiang *et al.* (2002) tarafından geliştirilen çoklu-Gauss dağılım modeli takip edilerek sıcaklığa bağlı idealite faktörünün de çoklu-Gauss dağılım fonksiyonu ile tanımlanabileceği belirtilmiştir. Elde edilen sonuçlardan, incelenen sıcaklık aralığında ikili-Gauss dağılım modelinin Ag/*p*-GaSe Schottky kontak için EY inhomojenliğini açıklamada kullanılabileceği sonucuna varılmıştır.

Bu çalışmada termal buharlaştırma yöntemiyle *p*-Si üzerine imal edilen, FeCrNiC/*p*-Si Schottky yapısının elektriksel karakterizasyonu yapılmıştır. Al, Sn, Fe, Ni, Ti, Co, Cr, Mo gibi çok sayıda metal ve bu metallere oluşan değişik alaşımlar kullanılarak Metal/*p*-Si Schottky kontak oluşumları daha önceleri sıklıkla çalışılmıştır ve çalışılmaktadır. Ancak, yapılan literatür araştırması sonucunda, şimdiye kadar FeCrNiC

alaşımının Si yarıiletkeni üzerinde kontak malzemesi olarak uygulanmadığı görülmüştür. Bu yüzden, FeCrNiC/*p*-Si Schottky yapılarının oluşturulması ve diyot parametrelerinin sıcaklığa bağlılığının araştırılması oldukça ilgi çekici olacaktır.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1 Metal-Yarıiletken Kontaklar

Metal-yarıiletken (MY) kontaklar yarıiletken devre elemanlarının vazgeçilmez parçalarıdır. Elektronik aygıtlar için bu kontakların performansı ve sağlamlığı büyük önem arz etmektedir. Bu nedenle bir MY kantağın elektriksel özelliklerinin iyi anlaşılması, bunun için de kontak oluşum teorisinin iyi bilinmesi gerekmektedir.

Bir kantağın karakteristik parametrelerinin anlaşılabilmesi için yalıtkanların ve yarıiletkenlerin iletkenlik özelliklerinin bilinmesi gerekir. Bunun için de yarıiletken kristale uygun bir kontak malzemesi kullanılmalıdır. **Kontak**, kristal ile kristale uygulanacak olan kontak malzemesinin atomik boyutta en az dirençle temas ettirilmesi olarak tanımlanabilir. Kantağın ideal olması, kontak malzemelerinin yüzeylerinin temiz, oksitsiz, parlak ve pürüzsüz olmasıyla doğrudan ilişkilidir. Böyle olmadığı takdirde MY kontak yapısında istenmeyen metal-oksit ve oksit-yarıiletken ara yüzey halleri oluşabilir.

Kontaklar iki metal arasında olabileceği gibi bir metal ile bir *n*-tipi ya da *p*-tipi yarıiletken arasında da olabilir. Bir metal ile yarıiletken aralarında oksit dâhil başka bir madde olmaksızın, kontak durumuna getirildiklerinde oluşan yeni sistem **MY kontak** olarak adlandırılır. Mutlak sıfır sıcaklığındaki bir metalde veya yarıiletkende, elektronlar tarafından taban durumundan itibaren işgal edilen en yüksekteki dolu seviyenin enerjisine **Fermi enerjisi** denir. İki farklı madde kontak haline getirildiğinde, her iki maddenin de Fermi enerji seviyeleri eşitleninceye kadar maddeler arasında yük alış-verişi olur. MY kontak yapısı için termal dengeye ulaşınca kadar karşılıklı olarak hem metalden yarıiletkene hem de yarıiletkenden metale doğru yük geçişi (difüzyon) devam eder. Termal dengeye ulaşıldığında ise artık iki madde arasında yüklerin yeni bir dağılımı vuku bulur. Meydana gelen yeni yük dağılımı nedeniyle kontak bölgesinde

hareketsiz yükler içeren, yüksek dirençli, yalıtkan bir tabaka oluşur. Bu tabaka Schottky tabakası olarak da bilinir.

Metalin veya yarıiletkenin Fermi enerji seviyesinden bir elektronu sıfır kinetik enerji ile yüzeye çıkarmak için gerekli minimum enerji **iş fonksiyonu** olarak tanımlanır. MY kontaklar, kontağı oluşturan metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına ve de yarıiletkenin tipine bağlı olarak omik kontak ya da doğrultucu (Schottky) kontak olmak üzere ikiye ayrılırlar. Φ_m metalin iş fonksiyonu, Φ_s yarıiletkenin iş fonksiyonu olmak üzere metal p -tipi yarıiletken kontaklarda $\Phi_m < \Phi_s$ olması durumunda doğrultucu kontak, $\Phi_m > \Phi_s$ olması durumunda ise omik kontak oluşur. Metal n -tipi yarıiletken kontaklarda ise $\Phi_m < \Phi_s$ olması durumunda omik kontak ve $\Phi_m > \Phi_s$ olması durumunda da doğrultucu kontak oluşur (Çizelge 2.1).

Çizelge 2.1. MY kontaklarda yarıiletken ve metalin iş fonksiyonuna göre kontak yapısı

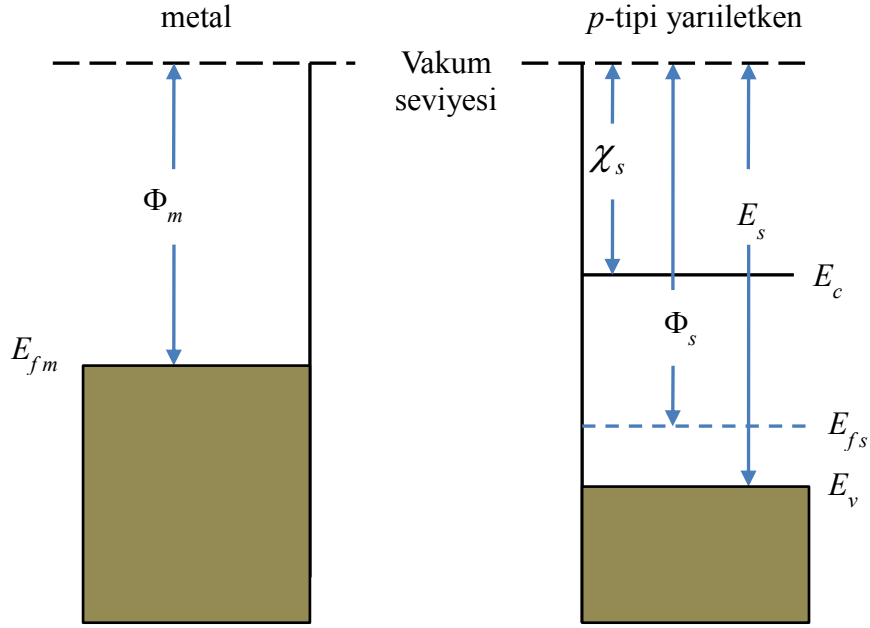
	n -tipi yarıiletken	p -tipi yarıiletken
Doğrultucu Kontak	$\Phi_m > \Phi_s$	$\Phi_m < \Phi_s$
Omik Kontak	$\Phi_m < \Phi_s$	$\Phi_m > \Phi_s$

2.1.1. Metal/ p -tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontaklar

Bir MY kontakta akım taşıyıcıları olan elektronlar ve boşluklar bir doğrultuda diğer doğrultuya göre daha kolay geçebiliyorsa, bu tür kontaklar **doğrultucu (Schottky) kontak** olarak adlandırılır. Metal/ p -tipi yarıiletken kontak yapısında Φ_m metalin iş fonksiyonu Φ_s 'den küçükse metal/ p -tipi yarıiletken doğrultucu kontağı oluşur.

$\Phi_m < \Phi_s$ olduğu durumda bir metal ile p -tipi yarıiletkeni göz önüne alalım ve kontak oluşum mekanizmasını inceleyelim. Oda sıcaklığında akseptörlerin hepsi iyonize olmuş

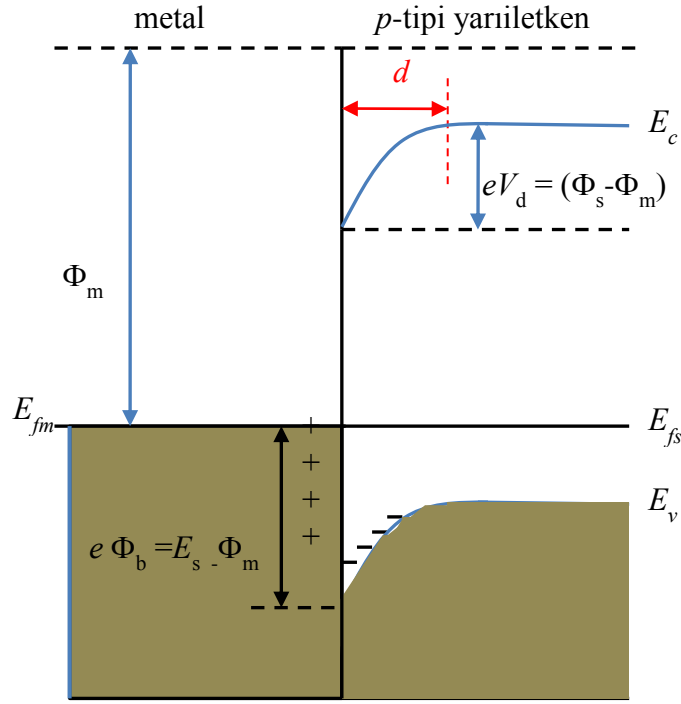
olsunlar. Görüldüğü gibi kontakta önceki durumda yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi metalin Fermi enerji seviyesinden $\Phi_s - \Phi_m$ kadar aşağıdadır (Şekil 2.1).



Şekil 2.1. Metal ve p -tipi yarıiletkenin kontakta önceki enerji-bant diyagramları

Metal ve yarıiletken kontak durumuna getirildiğinde, metalin Fermi enerji seviyesi daha büyük olduğundan, metaldeki elektronların enerjileri de daha büyüktür ve metalden yarıiletkene doğru elektron akışı olur. Bu işlem metalin ve yarıiletkenin Fermi enerji seviyeleri aynı hizaya gelene kadar devam eder. Yarıiletken tarafındaki holler, metalden gelen elektronlar tarafından iyonize edilirler. Metal tarafından yarıiletkene geçen elektronlar geride pozitif yüklü boşluklardan oluşan bir yüzey yükü tabakası bırakırken, yarıiletkenin yüzeyinde biriken iyonize olmuş akseptörler de d kalınlığındaki bir uzay yükü tabakası içerisinde dağılırlar (Şekil 2.2). Yarıiletken tarafında meydana gelen bu tabakaya deplasyon bölgesi veya Schottky bölgesi de denir. Kontak durumunda yarıiletkenin yasak enerji aralığı değişmeyeceğinden, yarıiletkenin tüm enerji seviyeleri (E_c, E_v, E_{fs} ve vakum seviyesi) $\Phi_s - \Phi_m$ kadar yukarı kayacaktır. Ara yüzeyde oluşan dipol tabakasından dolayı yarıiletken tarafındaki bantların yukarı doğru bükülmesiyle bir potansiyel engeli oluşur. Potansiyel engelinin yarıiletken tarafındaki yüksekliği

$eV_d = (\Phi_s - \Phi_m)$ kadar, metal tarafındaki yüksekliği ise $e\Phi_b = (E_s - \Phi_m)$ kadardır. Burada e elektronun yükü, V_d difüzyon potansiyeli ve E_s yarıiletkenin yasak enerji aralığıdır. Yarıiletken içerisindeki bu potansiyel (V_d) metalin yüzeyine göre alınır.

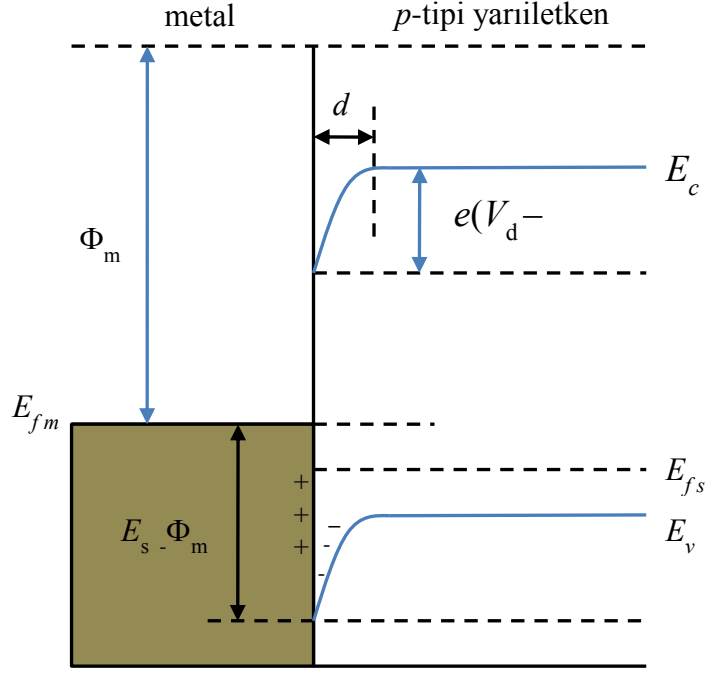


Şekil 2.2. Kontakta sonra termal denge durumunda oluşan metal/*p*-tipi yarıiletken doğrultucu kontakta enerji-bant diyagramı

Termal dengeye ulaşıldığında ara yüzeyde oluşan dipol tabakasından dolayı yarıiletkenden metale doğru bir elektrik alan oluşur. Oluşan bu elektrik alan yük geçişine müsaade etmeyen bir potansiyel engeli gibi davranır. Ayrıca, metal tarafında pozitif yüzey yüklerine, yarıiletken tarafında negatif uzay yüklerine sahip olan kontak tabakası bir kondansatör gibi davranır ve bir kapasiteye sahiptir. Oluşan bu kapasite Schottky kapasitesi olarak adlandırılır. Schottky kapasitesi deplasyon bölgesinin kalınlığı d ile ters, iyonize olan akseptör atomlarının konsantrasyonu N_a ve difüzyon potansiyeli V_d ile doğru orantılıdır.

Termal denge durumunda yarıiletkendeki bazı holler potansiyel engelini aşacak kadar enerji kazanarak, metale geçebilirler. Benzer şekilde metalde termal olarak oluşan bazı

holler de engeli aşacak kadar enerji kazanarak, yarıiletken içine geçebilirler. Böylece kontakta engelden geçen eşit ve zıt yönlü iki I_0 akımı oluşur. Bu durumda net akım sıfırdır.

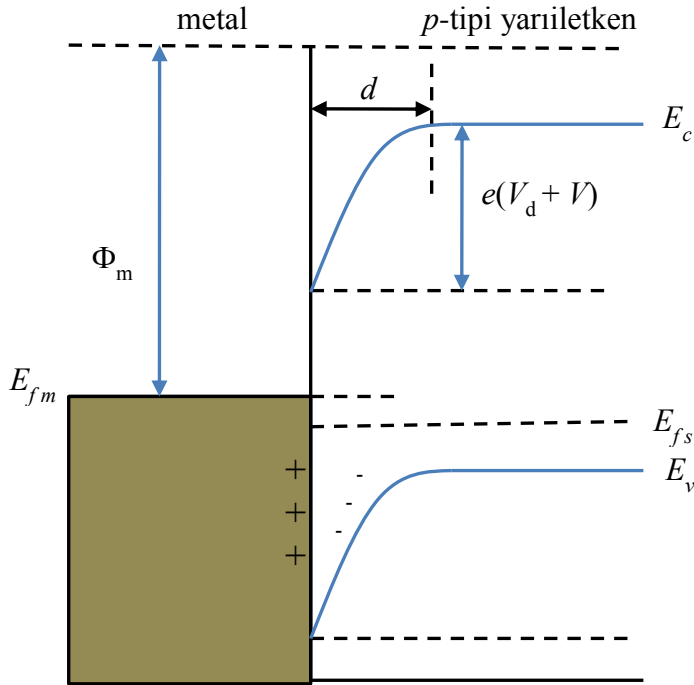


Şekil 2.3. Yarıiletken tarafına $V > 0$ gerilimi uygulanması durumundaki (doğru belsem) enerji-bant diyagramı

Eğer yarıiletkene $+V$ gerilimi uygulanırsa, Şekil 2.3'de görüldüğü gibi yarıiletken tarafındaki enerji seviyeleri uygulanan gerilim kadar aşağı kayar. Yani yarıiletken tarafındaki potansiyel engeli eV kadar azalarak $e(V_d - V)$ olur ve deplasyon bölgesi daralır. Bu durumda yarıiletkendeki bazı holler potansiyel engelini aşacak kadar enerji kazanıp, kolaylıkla metalin içine geçebilirler. Fakat metalden yarıiletkene geçen elektronlar için engel yüksekliği değişmeyeceğinden elektronların oluşturduğu akım da değişmez ve I_0 değerinde kalır. Metalden yarıiletkene doğru akan akım $\exp(eV/kT)$ çarpanı kadar artar. Böylece oluşan net akım,

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.1)$$

eşitliği ile verilir. Burada, I_0 doyma akımı, V uygulanan potansiyel, k Boltzman sabiti ve T mutlak sıcaklıktır. Bu belsem durumuna ($V \gg kT/e$) **doğru belsem durumu** denir.



Şekil 2.4. Yarıiletken tarafına $V < 0$ gerilimi uygulanması durumundaki (ters belsem) enerji-bant diyagramı

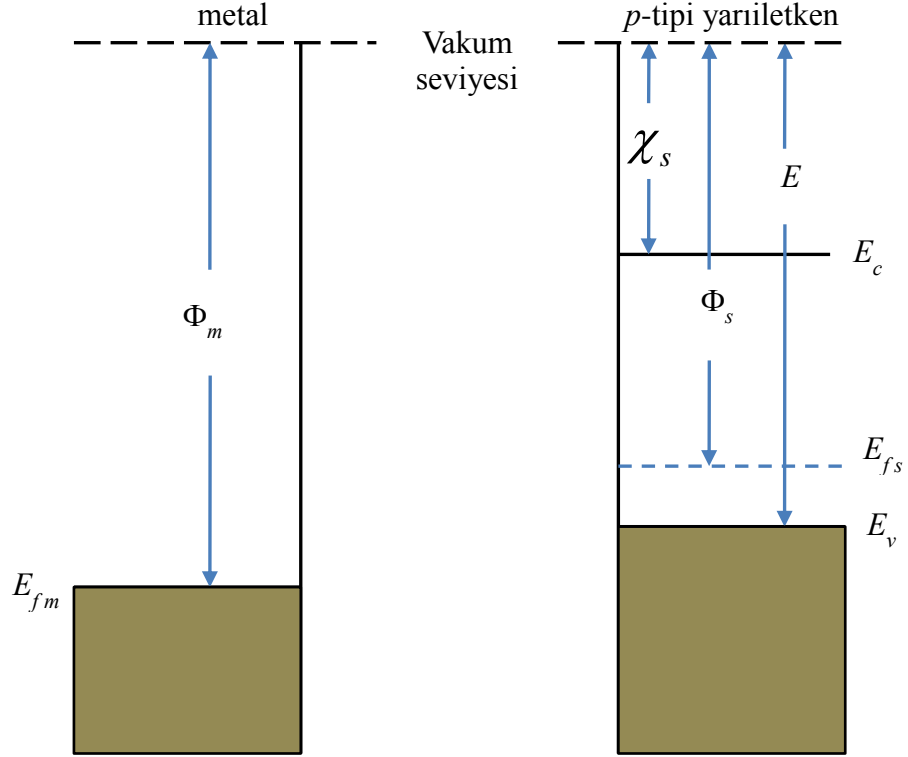
Eğer yarıiletken tarafına $-V$ gerilimi uygulanırsa Şekil 2.4'teki gibi yarıiletkendeki enerji seviyeleri uygulanan gerilim kadar yukarı kayar. Yani yarıiletken tarafındaki potansiyel engeli eV kadar artarak $e(V_d + V)$ olur ve deplasyon bölgesi genişler. Bu durumda engel yüksekliği arttığı için yarıiletken tarafından metale geçen hol sayısında bir azalma olur. Oluşan net akım $-I_0$ değerine yaklaşır. Bu belsem durumuna ($V \ll kT/e$) **ters belsem durumu** denir.

Görüldüğü gibi metal/*p*-tipi yarıiletken doğrultucu kontak, düz belsemde akım geçiren, ters belsemde sadece sızıntı akımına müsaade eden bir diyot gibi davranır. İşte uygulanan gerilimin polaritesine bağlı olarak taşıyıcı sayısının değiştiği bu tür kontaklara **doğrultucu (Schottky) kontak** denir.

2.1.2. Metal/*p*-tipi yarıiletken omik kontaklar

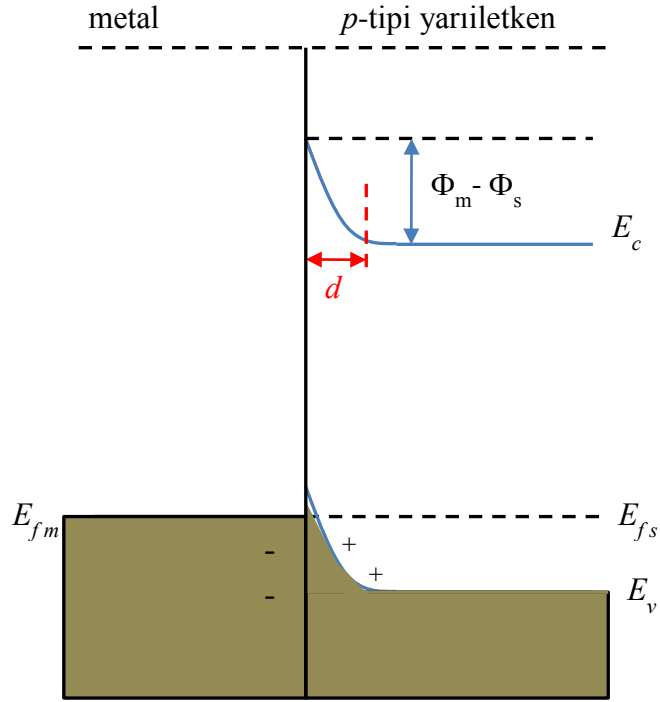
Uygulanan gerilimin polaritesinden bağımsız olarak akım taşıyıcılarının her iki yönde de kolayca akabileceği kontaklara **omik kontak** denir. Bir omik kontak taşıyıcıların her iki yöndeki geçişine minimum direnç gösteren bir metal-yarıiletken eklemidir. Akım-gerilim ilişkisi Ohm Kanunu ile verilir. Yani omik kontak boyunca akan akım, uygulanan voltajın lineer bir fonksiyonudur. Kontak direncinin değeri ise omik kontakın kalitesini belirler. Bu nedenle kontak direncinin değeri düşük olmalıdır.

Φ_m ve Φ_s metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonları olmak üzere $\Phi_m > \Phi_s$ durumunda, bir metalle *p*-tipi yarıiletkeni göz önüne alalım.

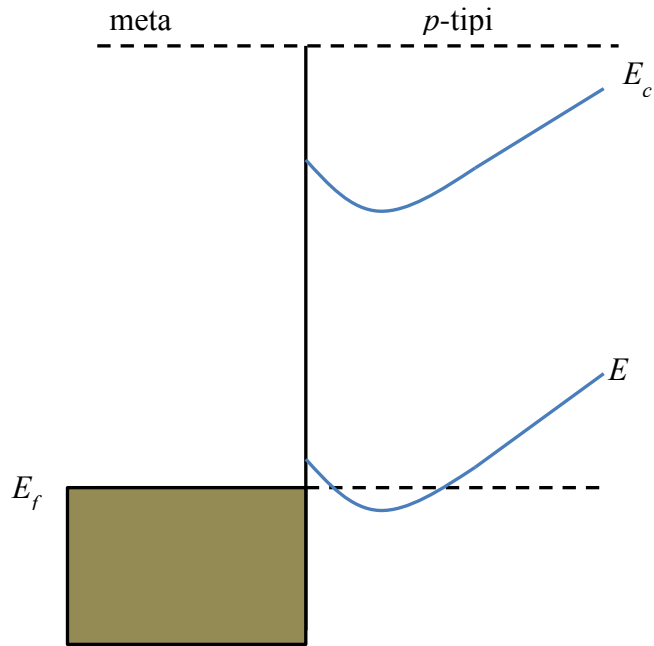


Şekil 2.5. Metal ve p -tipi yarıiletkenin omik kontakta önceki enerji-bant diyagramları

Şekil 2.5.'te görüldüğü gibi kontakta önce, yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi metalin Fermi enerji seviyesinden $\Phi_m - \Phi_s$ kadar yukarıdadır. Kontakta sonra bir yük alış-verişi meydana gelir. Buna bağlı olarak yarıiletkenin tüm enerji seviyeleri (E_c , E_v , E_{fs} ve vakum seviyesi) Şekil 2.6.'da görüldüğü gibi $\Phi_m - \Phi_s$ kadar aşağı kayar.



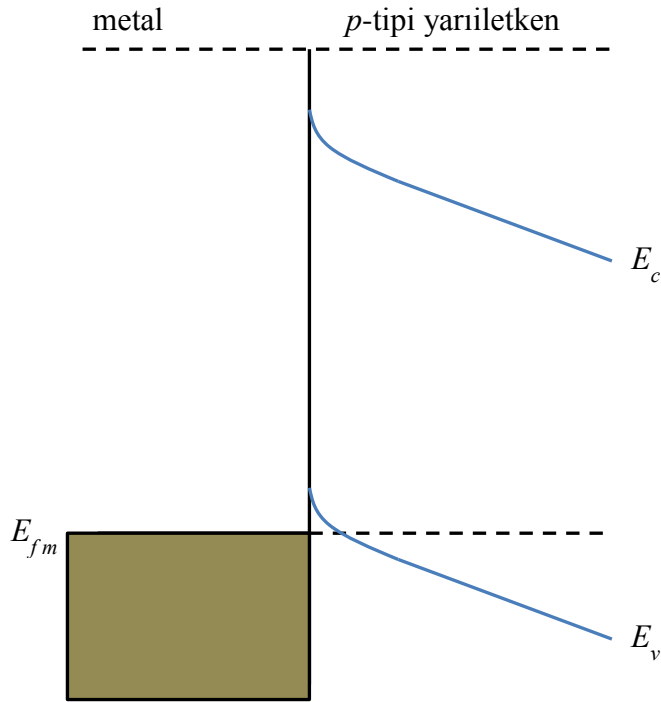
Şekil 2.6. Kontakta sonra termal denge durumunda oluşan metal/*p*-tipi yarıiletken omik kontaktağın enerji-bant diyagramı



Şekil 2.7. Omik kontaktağın yarıiletken tarafına $+V$ gerilimi uygulanması durumunda (doğru belsem) oluşan enerji-bant diyagramı

Metaldeki elektronlar, yarıiletken içerisindeki boş hollere kolayca geçebilirler. Yarıiletkendeki elektronlar, hollerden dolayı geride pozitif bir yüzey yükü bırakarak metal tarafına geçerler. Bu durum hollerin yarıiletkenden metale akışına karşılık gelir. Yarıiletken tarafındaki hol konsantrasyonunun artmasından dolayı, yarıiletkenin yüzeyinin p -tipliliği artar. Yarıiletkenin yüzeyindeki bu fazla hollerin oluşturduğu pozitif yüklü tabaka ile metal tarafındaki negatif yüklü tabaka kontak bölgesinde bir dipol tabakası gibi davranır.

Yarıiletken tarafına pozitif bir $+V$ gerilimi uygulanırsa, yani doğru belsem durumunda, yarıiletkende termal yolla oluşan ve metale doğru akan holler için engel yüksekliği küçük olacağından, holler bu doğrultuda kolayca hareket edebilirler (Şekil 2.7). Metal tarafına geçen holler yüksek elektron konsantrasyonundan dolayı hemen nötralize olurlar.



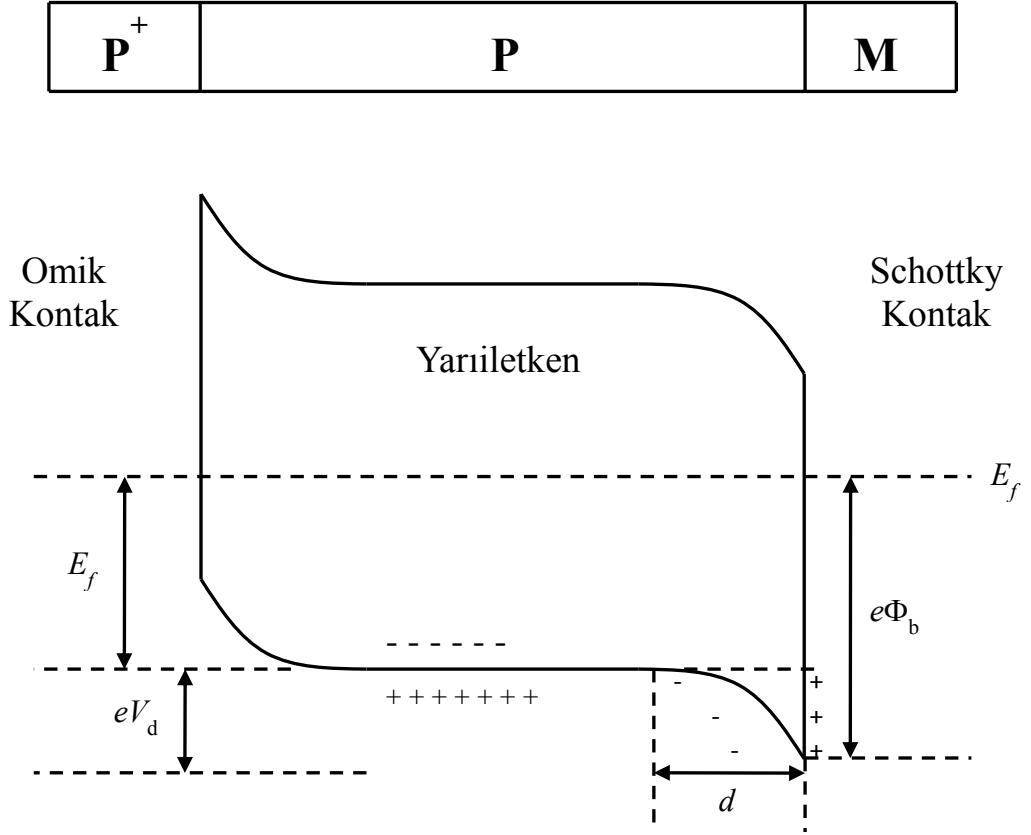
Şekil 2.8. Omik kontakın yarıiletken tarafına $-V$ gerilimi uygulanması durumunda (ters belsem) oluşan enerji-bant diyagramı

Eğer yarıiletken tarafına negatif bir $-V$ gerilimi uygulanırsa, yani ters belsem durumunda, metalin iletkenlik bandında termal olarak oluşan hollerin karşılaşacağı engel yüksekliği de küçük olacağından kolay bir şekilde yarıiletken tarafına geçebilirler (Şekil 2.8).

Sonuç olarak bahsedildiği gibi metal/ p -tipi yarıiletken eklemi uygulanan gerilimin polaritesinden bağımsız olarak, hem $V > 0$ hem de $V < 0$ olması durumunda, karşılıklı olarak yük geçişine müsaade eden bir omik kontak olarak davranmaktadır.

2.2. Metal (Omik)/ p -tipi Yarıiletken/Metal (Doğrultucu) Yapısı

Bir yarıiletkenin bir tarafına omik, diğer tarafına doğrultucu kontak uygulanmasıyla elde edilen yapıya **MY Schottky (doğrultucu) diyodu** denir. Metal/ p -tipi yarıiletken/metal (p^+pM) yapısı, p -tipi yarıiletkenin bir yüzeyine boşluk bakımından çok zengin p^+p omik kontağı ile diğer yüzeyine uygulanan pM doğrultucu kontağından meydana gelir. p^+pM yapısı, diyot özelliğine sahiptir ve yarıiletken diyot olarak adlandırılır. Böyle bir yapının termal dengedeki enerji-bant diyagramı Şekil 2.9'da görülmektedir.



Şekil 2.9. $p^+ p M$ yapısının termal denge enerji-bant diyagramı

Şekilden görüldüğü gibi holler için engel yüksekliği $e\Phi_b = eV_d + E_f$ olur. Bu yapının p^+ omik kontak tarafına $V > 0$ olacak şekilde bir gerilim uygulandığında diyot doğru belsemde olur. Eğer p^+ omik tarafına $V < 0$ olacak şekilde bir gerilim uygulanırsa, yapı ters belsemde olur.

2.3. Tünelleme Eklemi

Tünelleme eklemi omik kontakların diğer bir şeklidir. İyi bir omik kontak oluşturmak için düşük bir engel yüksekliğine ihtiyaç duyulmaktadır. Fakat güvenilir bir omik kontak yapmak teoride olduğu kadar kolay değildir. Bunun için yarıiletken yüzeyi aşırı tiplilik gösterecek şekilde (n^{++} veya p^{++}) katkılanarak, engel yüksekliği fazla, ancak

taşıyıcıların her iki yönde de tünelleme yapabilmesine izin verecek kadar dar bir potansiyel engeli oluşturmak mümkündür.

Bir doğrultucu MY kontağın uzay yükü bölgesinin (deplasyon tabakası) genişliği w , yarıiletkene katılanan kirlilik atomlarının konsantrasyonunun kareköküyle ters orantılıdır:

$$w = \sqrt{\left(\frac{2\varepsilon_s}{qN_d}\right)\left(\Phi_b - (E_c - E_f) - V - \frac{kT}{q}\right)} \quad (2.2)$$

(2.2) denkleminde görüleceği üzere, deplasyon bölgesinin genişliği yarıiletkenin katkı konsantrasyonu arttıkça azalır. Bu durumda katkı konsantrasyonu arttıkça, potansiyel engeli daralacak ve taşıyıcıların her iki yönde tünelleme ihtimaliyeti atacaktır. Şekil 2.10'da görüldüğü gibi tünelleme her iki yönde olacağından yapı omik özellik gösterir.

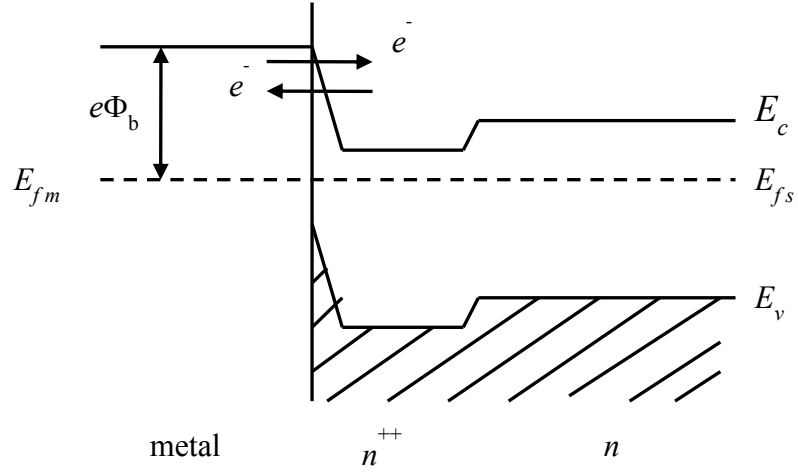
Tünelleme akımı,

$$J_t \propto \exp\left(\frac{-q\Phi_b}{E_{00}}\right) \quad (2.3)$$

şeklinde verilir. Bu ifade,

$$E_{00} = \frac{q\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_d}{m^* \varepsilon_s}} \quad (2.4)$$

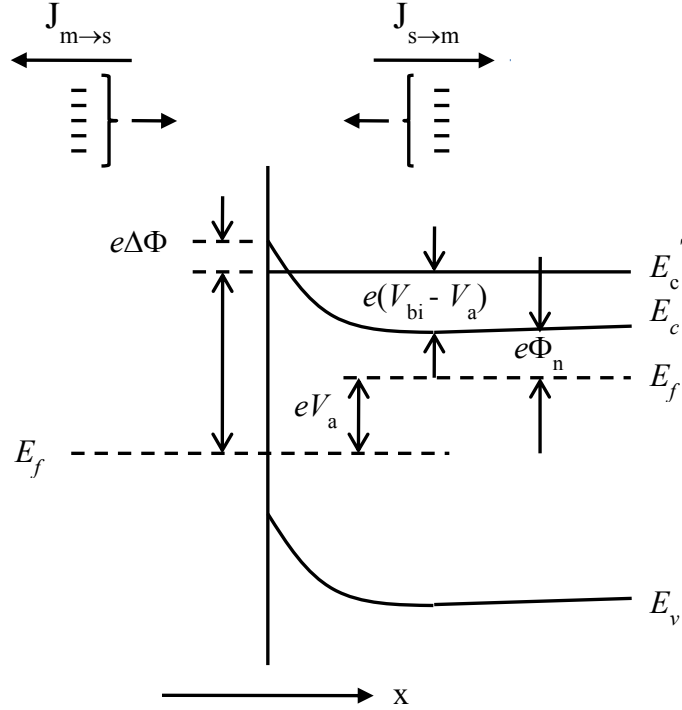
karakteristik enerji olarak adlandırılır. Tünelleme akımı, katkı konsantrasyonu ile eksponansiyel olarak artar.



Şekil 2.10. n -tipi yarıiletkende tünelleme ile omik kontak oluşumu

2.4. Schottky Diyotlarda Termoyonik Emisyon İle Akım İletimi

Bir p - n eklemesinde akım azınlık taşıyıcılar tarafından sağlanırken, bir metal-yarıiletken kontakta akım çoğunluk taşıyıcılar tarafından sağlanır. n -tipi yarıiletken doğrultucu kontakta temel işlem, termoyonik emisyon teorisi olarak açıklanabilen, elektronların potansiyel engeli üzerinden geçmeleri, yani engeli aşarak geçmeleridir. Engel yüksekliğinin kT 'den büyük olduğu varsayılarak termoyonik emisyon teorisi türetilir. Bu durumda Maxwell-Boltzman yaklaşımı uygulanmış olur ve termal denge bu işlemde etkilenmez. Şekil 2.11'de, V_a değerinde bir doğru belsem gerilimi uygulanmış MY eklemesinin bir boyutlu engel yüksekliği ve elektron akım yoğunluğu bileşenleri gösterilmiştir. Buradaki $J_{s \rightarrow m}$ akımı, elektronların yarıiletken tarafından metale akışından dolayı oluşan akım yoğunluğu, $J_{m \rightarrow s}$ akımı ise elektronların metal tarafından yarıiletkene akışından dolayı oluşan akım yoğunluğudur.



Şekil 2.11. Doğru belsem uygulanmış bir MY eklemnin, imaj kuvvet etkisini de gösteren enerji-bant diyagramı

Akımlar yazılırken kullanılan indisli oklar elektron akış yönünü göstermektedir ve akımın yönü elektron akış yönünün tersidir.

$J_{s \rightarrow m}$ akım yoğunluğu, engeli aşmak için yeterli hızlara sahip olan ve pozitif x yönünde hareket eden elektron konsantrasyonunun bir fonksiyonudur. Bu durumda

$J_{s \rightarrow m}$ akım yoğunluğu;

$$J_{s \rightarrow m} = q \int_{E_c'}^{\infty} v_x dn \quad (2.5)$$

şeklinde yazılabilir. Burada E_c' metale doğru termiyonik emisyon gerçekleşmesi için gerekli minimum enerji, v_x ; elektronların geçişi yönündeki taşıyıcı hızı ve q ; elektronun yüküdür. Artan elektron konsantrasyonu,

$$dn = g_c(E) f_F(E) dE \quad (2.6)$$

ile verilir. $g_c(E)$; iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu ve $f_F(E)$; Fermi-Dirac dağılım fonksiyonudur. Maxwell-Boltzman yaklaşımını uyguladığımızı düşünürsek,

$$dn = \frac{4\pi(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E - E_c} \exp\left[\frac{-(E - E_f)}{kT}\right] \quad (2.7)$$

olarak yazılır. Eğer E_c enerjisinin üzerindeki tüm elektronların enerjilerinin kinetik enerji olduğunu düşünürsek bu durumda:

$$\frac{1}{2} m_n^* v^2 = E - E_c \quad (2.8)$$

$$dE = m_n^* v dv \quad (2.9)$$

$$\sqrt{E - E_c} = v \sqrt{\frac{m_n^*}{2}} \quad (2.10)$$

elde edilir. (2.7) denklemi hıza bağlı olarak

$$dn = 2 \left(\frac{m_n^*}{h}\right)^3 \exp\left(\frac{-q\Phi_n}{kT}\right) \exp\left(\frac{-m_n^* v^2}{2kT}\right) 4\pi^2 v^2 dv \quad (2.11)$$

olarak yazılabilir. (2.11) eşitliği, bütün yönlerde hareket eden, hızları v ile $v + dv$ arasında olan, birim hacim başına elektron sayısını verir. Elektronun hızı bileşenlerine

ayrılırsa, hız dağılımı $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ olarak yazılır. Diferansiyel hacim terimi $(4\pi^2 v^2 dv)$, $dv_x dv_y dv_z$ şekline dönüştürülürse (2.5) eşitliği şu şekilde yazılabilir:

$$J_{s \rightarrow m} = 2q \left(\frac{m_n^*}{h} \right)^3 \exp\left(\frac{-q\Phi_n}{kT} \right) \cdot \int_{v_{0x}}^{\infty} v_x \exp\left(\frac{-m_n^* v_x^2}{2kT} \right) dv_x \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-m_n^* v_y^2}{2kT} \right) dv_y \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-m_n^* v_z^2}{2kT} \right) dv_z \quad (2.12)$$

v_{0x} ; elektronun x yönünde potansiyel engelini aşması için gerekli olan minimum hızdır. Aşağıdaki tanımlamalarla (2.12) eşitliğinde değişken değiştirme yapabiliriz.

$$\frac{m_n^* v_x^2}{2kT} \equiv \alpha^2 + \frac{q(V_{bi} - V_a)}{kT} \quad (2.13a)$$

$$\frac{m_n^* v_y^2}{2kT} \equiv \beta^2 \quad (2.13b)$$

$$\frac{m_n^* v_z^2}{2kT} \equiv \gamma^2 \quad (2.13c)$$

Bu durumda, x yönünde engeli aşmak için gerekli minimum hız v_{0x} ;

$$\frac{1}{2} m_n^* v_{0x}^2 = q(V_{bi} - V_a) \quad (2.14)$$

olarak yazılır. Buradaki α değişkeni, şu şekilde integrasyon limitinin daha düşük bir sınırı olduğunu gösterir.

$$v_x \rightarrow v_{0x} \Rightarrow \alpha = 0 \quad (2.15a)$$

$$v_x dv_x = \left(\frac{2kT}{m_n^*} \right) \alpha d\alpha \quad (2.15b)$$

O zaman (2.12) eşitliği şu şekilde yazılabilir:

$$J_{s \rightarrow m} = 2q \left(\frac{m_n^*}{h} \right)^3 \left(\frac{2kT}{m_n^*} \right)^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_n}{kT} \right) \exp\left[\frac{-q(V_{bi} - V_a)}{kT} \right] \int_0^\infty \alpha \exp(-\alpha)^2 d\alpha \int_{-\infty}^\infty \exp(-\beta)^2 d\beta \int_{-\infty}^\infty \exp(-\gamma)^2 d\gamma. \quad (2.16)$$

(2.16) eşitliğinin integrali alındıktan sonra,

$$J_{s \rightarrow m} = \left(\frac{4\pi q m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left[\frac{-q(V_{bi} - V_a)}{kT} \right] \exp\left(\frac{qV_a}{kT} \right) \quad (2.17a)$$

ya da Şekil 2.11'den görüldüğü gibi, $\Phi_n + V_{bi} = \Phi_{bn}$ olarak yazılırsa (2.17a) eşitliği,

$$J_{s \rightarrow m} = \left(\frac{4\pi q m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left[\frac{-q\Phi_{bn}}{kT} \right] \exp\left(\frac{qV_a}{kT} \right) \quad (2.17a)$$

halini alır. Metalden yarıiletkeneye doğru elektron akım yoğunluğu $J_{m \rightarrow s}$, eğer uygulama gerilimi sıfırda $J_{s \rightarrow m}$ ile tamamen aynı olur. Bu durumda,

$$J_{m \rightarrow s} = \left(\frac{4\pi q m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_{bn}}{kT} \right) \quad (2.18)$$

olur. Bu eşitlikle verilen akım yoğunluğu, sızıntı akımı olarak ta adlandırılan ters belsem doyma akım yoğunluğuna karşılık gelir. Metalden yarıiletkene doğru seçilen akım yönü pozitif olarak tanımlanırsa, metal-yarıiletken eklemünde net akım yoğunluğu;

$$J = J_{s \rightarrow m} - J_{m \rightarrow s} = \left[A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_{bn}}{kT} \right) \right] \left[\exp\left(\frac{qV_a}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.19)$$

olarak verilir. Burada A^* ; termoiyonik emisyon için **etkin Richardson sabiti** olarak adlandırılır ve

$$A^* = \left(\frac{4\pi q m_n^* k^2}{h^3} \right) \quad (2.20)$$

olarak ifade edilir. (2.19) denklemini genel diyotlar için,

$$J = J_{sT} \left[\exp\left(\frac{qV_a}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.21)$$

olarak yazılabilir. Eşitlikte verilen J_{sT} ters-saturasyon akım yoğunluğudur (sızıntı akımı yoğunluğu) ve

$$J_{sT} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_{bn}}{kT} \right) \quad (2.22)$$

ile verilir. Şekil 2.11'de gösterildiği gibi, imaj kuvvet etkisinden dolayı Schottky engel

yüksekliğinin değiştiğini biliyoruz. Bu etkiyi göz önüne alırsak $\Phi_{bn} = \Phi_{b0} - \Delta\Phi$ olarak alıp (2.21) eşitliğini şu şekilde yazabiliriz:

$$J_{sT} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_{b0}}{kT}\right) \exp\left(\frac{q\Delta\Phi}{kT}\right). \quad (2.23)$$

Engel yüksekliğindeki $\Delta\Phi$ değişimi, uygulanan elektrik alanının artmasıyla ya da uygulanan ters belsem geriliminin artmasıyla artacaktır. Engel düşme etkisinden dolayı ters belsem voltajı artarsa, ters belsem akımı da artar. Doğru belsemde ise ters bir etki görülür. Uygulanan belsem geriliminin artmasıyla, akım azalır. Bu da diyodun bozulmaya doğru gittiğini gösterir.

2.5. Metal-Yarıiletken Kontaklara Sıcaklığın Etkisi

2.5.1. Sıcaklığın bir fonksiyonu olarak doğru belsem I - V karakteristikleri

İdeal bir Schottky diyotta akım iletiminin çoğunluk taşıyıcılar tarafından sağlandığını ve akımın ara yüzey engeli üzerinden TE teorisi ile açıklanabildiğini daha önce belirtmiştik. Doğru belsem durumunda bu TE akımı,

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.24)$$

olarak yazılabilir (Rhoderick and Williams 1988). Burada I_0 , saturasyon akımıdır. Saturasyon akım yoğunluğu ise;

$$J_0 = \frac{I_0}{A_d} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_{b0}}{kT}\right) \quad (2.25)$$

ile verilir. (2.25) ifadesinde A_d , diyotun alanı, Φ_{b0} sıfır-beslem görünür engel yüksekliği, diğer nicelikler ise daha önce belirtilenlerle aynıdır.

Deneysel I - V verilerinin ideal TE modelinden sapmasını tasvir edebilmek için tanımlanan idealite faktörü n ,

$$n = \frac{q}{kT} \left(\frac{dV}{d \ln I} \right) \quad (2.26)$$

ile verilir. (2.25) eşitliğinin her iki tarafının tabii logaritması alınıp, EY'ne (Φ_{b0}) göre çözümlerse, EY ifadesi şu şekilde elde edilir:

$$q\Phi_{b0} = kT \ln \left(\frac{AA^*T^2}{I_0} \right). \quad (2.27)$$

Deneysel veriler değerlendirilirken sıkça görülmüştür ki, elde edilen I - V eğrileri ideallikten sapar ve (2.24) eşitliği ile uyumlu olmaz. Deneysel verilerdeki bu ideal olmayan davranışın Schottky etkisi, seri ve paralel direnç, ara yüzey etkisi ve homojen olmayan Schottky engel yüksekliklerinden kaynaklandığı yönünde literatürde birçok çalışma vardır. Uygulama gerilimi ile ilgili ($V \geq 3kT/q$) kabulü yapıлып, doğru belsem engel yüksekliğinin gerilimle lineer olarak arttığı kabul edilerek ve seri direnç etkisi de göz önünde bulundurularak (2.24) eşitliği,

$$I = I_0 \exp \left(\frac{qV_d}{nkT} \right) \left[1 - \exp \left(-\frac{qV_d}{kT} \right) \right] \quad (2.28)$$

şeklinde yeniden yazılabilir. Buradaki V_d ($V_d = V - IR_s$) diyot voltajıdır, I_0 ; saturasyon akımıdır. Paralel direnç R_p (2.28) eşitliğine dâhil edildiğinde toplam akım,

$$I_T = I + \frac{V_d}{R_p} \quad (2.29)$$

olarak yazılabilir (Ranuarez 2000; Hernandez 2001). Bu denklem, bir Schottky diyot için akım davranışını iyi bir şekilde tanımlamış olur.

Verilen bir sıcaklık değeri için ayarlanabilen I_0 , n , R_s ve R_p parametreleri, deneysel verilerden elde edilen I - V eğrilerine en uygun şekilde fit edilebilir ve böylece deney ile teori arasındaki uyum gözlenebilir (Chand 2002).

Sıfır-beslem görünür engel yüksekliği (Φ_{b0}); deneysel verilerden (2.25) eşitliği ile hesaplanan J_0 için, A^* etkin Richardson sabiti değeri de yerine konularak, her bir sıcaklıkta hesaplanabilir. Engel yüksekliğini değerlendirebilmek için (2.25) eşitliği,

$$\ln\left(\frac{J_0}{T^2}\right) = \ln A^* - \frac{q\Phi_{b0}}{kT} \quad (2.30)$$

şeklinde yeniden düzenlenebilir. Bu şekilde oluşturulan $\ln(J_0/T^2)$ 'ye karşı $1/T$ eğrisi yani Richardson çizimi genellikle lineer bir değişim gösterir. 0 K için tanımlanan sıfır beslem EY $\Phi_{b0}(T=0)$ ve A^* değerleri sırasıyla bu eğriye fit edilen doğrunun eğiminden ve ordinat eksenini kestiği noktadan elde edilir.

2.5.2 Cheung fonksiyonları ile Schottky diyot parametrelerinin belirlenmesi

MY kontak yapılarının doğru belsem I - V karakteristiklerinden Schottky diyot parametrelerinin hesaplanabilmesi için Cheung and Cheung (1986) tarafından farklı bir model ileri sürülmüştür. Bu model yardımıyla seri direnç R_s , sıfır belsem EY Φ_b ve idealite faktörü n değerleri hesaplanmıştır. Termoyonik emisyon teorisinden bulunan akım yoğunluğu J ifadesinin, diyodun etkin alanı A ile çarpılmasıyla elde edilen diyot toplam akım ifadesi,

$$I = A.J = \left[AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.31)$$

olarak elde edilir. Eğer $qV \gg kT$ ise, eşitliğin sağ terimindeki 1 ihmal edilebilir.

Pratikte, diyoda uygulanan gerilimin tamamı deplasyon bölgesi üzerinden geçmediğinden, ideal durumdan sapmalar gözlenecektir. Bu sapmaları ifade edebilmek için, birimsiz bir sabit olarak tanımlanan idealite faktörü n değerinin hesaba katılması gerekmektedir. Bu durumda akım ifadesi şu hale dönüşür:

$$I = A.J = \left[AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(-\frac{qV}{nkT}\right) \right] \quad (2.32)$$

Burada uygulama geriliminin IR_s kadarlık bir kısmının seri direnç üzerinden geçeceği göz önünde bulundurulup, gerilimdeki bu düşüş hesaba katılırsa, $V = V - IR_s$ olarak alınabilir ve (2.32) eşitliği,

$$I = A.J = \left[AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(-\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right) \right] \quad (2.33)$$

şeklinde yazılabilir. Bu eşitliğin her iki tarafının doğal logaritması alınırsa,

$$\ln I = \ln(AA^* T^2) - \frac{q\Phi_b}{kT} + \frac{qV}{nkT} - \frac{qIR_s}{nkT} \quad (2.34)$$

ifadesi elde edilir. (2.34) eşitliğinden V çekilirse,

$$V = \left(\frac{nkT}{q}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^* T^2}\right) + n\Phi_b + IR_s \quad (2.35)$$

elde edilir. Eşitlik (2.35)'in her iki tarafının $\ln(I)$ 'ya göre türevi alınırsa,

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{q} + IR_s \quad (2.36)$$

(2.36) eşitliğiyle elde edilen $dV/d(\ln I)$ 'nın I 'ya karşı çizilen grafiği bir doğru verecektir. Bu doğrunun eğiminden seri direnç R_s değeri, $I = 0$ için ordinat eksenini kestiği noktadan ise,

$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (2.37)$$

ifadesine göre idealite faktörü n değeri bulunabilir (Cheung and Cheung 1986). (2.36) birinci Cheung fonksiyonu olarak bilinir.

EY Φ_b değerinin bulunabilmesi için yeni bir $H(I)$ fonksiyonu tanımlanabilir. (2.35) eşitliğinin her iki tarafı $H(I)$ 'ya eşitlenirse aşağıdaki gibi iki tane $H(I)$ fonksiyonu elde edilir:

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{q} \right) \ln \left(\frac{I}{AA^*T^2} \right). \quad (2.38)$$

$$H(I) = n\Phi_b + IR_s \quad (2.39)$$

(2.38) ve (2.39) eşitlikleri de ikinci Cheung fonksiyonları olarak bilinir. (2.37) eşitliğinden elde edilen n değeri, (2.38) eşitliğindeki $H(I)$ değerini hesaplamak için yerine yazılır. Buradan $H(I)$ 'nın I 'ya karşı grafiği çizilir. Bu grafik lineer bir doğru verecektir. Bu doğrunun eğimi, deplasyon bölgesinin direnci ile kontak direncinin toplamı olan seri direnç R_s değerini verir. Yine bu doğrunun, $I = 0$ için ordinat eksenini kestiği nokta $n\Phi_b$ 'yi verir. n değeri (2.37) eşitliğinden bilindiği için yerine yazılır ve buradan EY Φ_b elde edilir.

2.5.3 İmaj kuvvet düşme etkisi

Teorik verilerle deneysel sonuçlar kıyaslanmadan önce, bir elektron ile metalin yüzeyi arasındaki imaj kuvvet etkisini de hesaba katmamız gerekir. Çünkü metal tarafındaki potansiyel engel yüksekliği gerçek manada sabit değildir ve az da olsa uygulama geriliminden etkilenir. Bunun nedeni yarıiletkendeki elektronlar tarafından metalde oluşturulan imaj yüküdür. Bir elektron bir metale yaklaştığı zaman elektrostatiğe göre, metal içerisinde kendisine eşit uzaklıkta, aynı büyüklükte fakat zıt işaretli bir imaj yükü oluşturur. Bu durumda meydana gelen Coulomb etkileşmesinden dolayı, MY kontak durumunda deplasyon bölgesinde oluşan elektrik alana zıt bir elektrik alan oluşur.

Oluşan bu zıt elektrik alan metal tarafındaki potansiyel engelin düşmesine sebebiyet verir. Metalin yüzeyinden x mesafesinde bulunan bir elektron ile bunun metal içerisinde oluşturduğu imaj yükü arasında

$$\frac{q^2}{4\pi\epsilon_s' (2x)^2} = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_s' x^2} \quad (2.40)$$

şeklinde verilen bir çekim kuvveti oluşur. Bu çekici kuvvet nedeniyle elektron $-qV_l$ lik negatif bir potansiyel enerjiye sahip olur ve

$$V_l = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_s'} \int_x^\infty \frac{dx}{x^2} = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_s' x} \quad (2.41)$$

elde edilir. Şekil 2.12'de görüldüğü gibi imaj potansiyel enerjisi Schottky engelinden dolayı potansiyel enerjiye eklenmelidir.

Oluşan maksimum potansiyel enerji değeri, MY kontak bölgesindeki bileşke elektrik alanın sıfır olduğu durumda bir x_m mesafesinde meydana gelsin. Bu durumda imaj kuvvet nedeniyle oluşan maksimum elektrik alan E_{\max} ;

$$E_{\max} = \frac{q}{16\pi\epsilon_s' x_m^2} \quad (2.42)$$

olarak verilir. Bu elektrik alan deplasyon bölgesinde oluşan elektrik alana eşit büyüklükte ve zıt yönde olacaktır. İmaj kuvvetinden dolayı engeldeki potansiyel düşmesi,

$$\Delta\Phi_{bi} = x_m E_{\max} + \frac{q}{16\pi\epsilon_s x_m} = 2x_m E_{\max} \quad (2.43)$$

kadardır. Bu düşme dikkate alınırsa,

$$\Delta\Phi_{bi} = 2E_{\max} \left(\frac{q}{16\pi\epsilon_s E_{\max}} \right)^{1/2} = 2 \left(\frac{qE_{\max}}{16\pi\epsilon_s} \right)^{1/2} \quad (2.44)$$

olur ve

$$E_{\max} = \left(\frac{2qN_d}{\epsilon_s} \right)^{1/2} \left[V_d - \frac{kT}{q} \right]^{1/2} \quad (2.45)$$

$$\Delta\Phi_{inf} = \left[\left(\frac{q^3 N_d}{8\pi^2 \epsilon_s} \right) \left(\Phi_{b0} - V - \xi - \frac{kT}{q} \right) \right]^{1/4} \quad (2.46)$$

şeklinde elde edilir. Burada Fermi enerjisi; $\xi = (kT/q)[\ln(N_c/N_d)]$ olarak tanımlanır (Wittmer 1990). Aynı şekilde imaj kuvvet etkisi göz önüne alınarak idealite faktörü için,

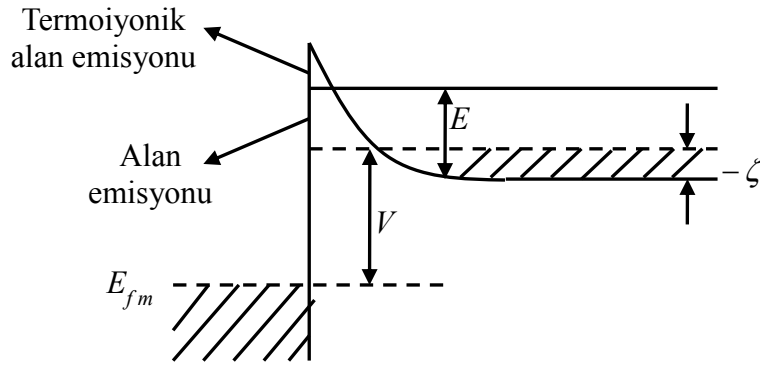
$$\frac{1}{n_{inf}} = 1 - \frac{1}{4} \left(\frac{q^3 N_d}{8\pi^2 \epsilon_s} \right)^{1/4} \left(\Phi_{b0} - V - \xi - \frac{kT}{q} \right)^{-3/4} \quad (2.47)$$

eşitliği yazılır (Wittmer 1990).

2.5.4. Termoionik alan emisyonu

Yarıiletken kristalin orta derecede katkılandığı durumda ve belirli şartlar altında, elektronlar engeli aşabilecek kadar enerjiye sahip olmadığında, kuantum mekaniksel tünelleme ile engelle nüfuz edebilirler.

Şekil 2.12 doğru beslemdeki bir yarıiletkenin termoionik alan emisyonu ve alan emisyonunu göstermektedir. $-\zeta$ değeri dejenere yarıiletkenlerle ilgili bir parametredir (Padovani and Stratton 1966).



Şekil 2.12. Doğru belsemde alan ve termoionik alan emisyonu

Dejenere bir yarıiletken için, düşük sıcaklıkta, yarıiletkenindeki Fermi enerji seviyesine yakın enerjilere sahip elektronların tünellemesi nedeniyle doğru belsem akımı artar. Bu durum alan emisyonu olarak bilinir. Eğer sıcaklık artarsa, elektronlar daha yüksek enerjilere uyarılırlar ve bu durumda tünelleme ihtimali de hızlı bir şekilde artar. Çünkü elektronların karşılaştığı engel daralır ve yüksekliği azalmış olur. Ayrıca enerjinin artmasıyla birlikte üst seviyelere uyarılan elektron sayısı azalır ve iletkenlik bandının tabanından yukarıda E_m enerjisine sahip elektronlardan dolayı akıma maksimum bir katkı olur. Bu durum termoionik alan emisyonu olarak tanımlanır.

Hem alan emisyonu (AE) hem de termoiyonik alan emisyonunu (TAE) belirleyen önemli bir parametre olan karakteristik enerji,

$$E_{00} = \frac{q\hbar}{2} \left[\frac{N_a}{m^* \varepsilon_s} \right]^{1/2} \quad (2.48)$$

şeklinde ifade edilir (Rhoderick and Williams 1988). Bu teoriye göre, $E_{00} \gg kT$ olduğu zaman AE önemli olur. Hâlbuki, $E_{00} \approx kT$ olduğu zaman TAE ortaya çıkar ve $E_{00} \ll kT$ olduğu zaman ise TE önem kazanır. Bunlar göz önünde bulundurularak idealite faktörü için de yeni bir tanımlama yapılabilir.

$$n_{min} = \frac{qE_{00}}{kT} \coth\left(\frac{qE_{00}}{kT}\right) = \frac{E_0}{kT(1-\beta)} \quad (2.49)$$

(2.49) ifadesi kullanılarak elde edilen idealite faktörü değeri ile deneysel verilerden hesaplanan idealite faktörü değeri birbiriyle karşılaştırılırsa diyot için TE veya TAE mekanizmalarının etkisi incelenmiş olur. Eşitlikteki β ; engel yüksekliğinin voltaj katsayısı olarak tanımlanır ve $\beta = d\Phi_b / dV$ olarak verilir.

2.5.5. Düz bant engel yüksekliği ve Richardson çizimi

Düz-bant engel yüksekliği olarak tanımlanan (Φ_b^f) değeri hesaplanarak, Schottky diyot için türetilen n ve Φ_{b0} parametreleriyle ilgili yeni bağıntılar kurulabilir. Düz-bant engel yüksekliği (DBEY) gerçek temel bir nicelik olarak düşünülür ve engel yüksekliği için daha doğru bir ölçüm olduğuna inanılır. İdealite faktörü ile sıfır-beslem engel yüksekliğinin bir fonksiyonu olarak şu şekilde tanımlanır (Wagner *et al.* 1983; Werner and Güttler 1993):

$$\Phi_b^f = n\Phi_{bo} - (n-1)\xi. \quad (2.50)$$

Burada $\xi = (kT/q)[\ln(N_v/N_a)]$ olarak verilir.

Yarıiletken düz-bant şartları altındayken, sıfır-beslem engel yüksekliğinin tersine yarıiletkendeki elektrik alan sıfırdır ve bu yüzden iletkenlik bandı düzdür. İletkenlik bandının düz olduğu bu durumda diyodun $I-V$ karakteristiklerini etkileyen imaj kuvvet düşme etkisi ve tünelleme etkisi çıkarılabilir. DBEY (Φ_b^f), sıcaklığın bir fonksiyonu olarak çizilebilir ve bu sıcaklığa bağlılık şu şekilde verilir:

$$\Phi_b^f(T) = \Phi_b^f(T=0) + \alpha T. \quad (2.51)$$

Burada verilen $\Phi_b^f(T=0)$; 0 K sıcaklığına ekstrapole edilmiş DBEY değeri ve α sabiti de onun sıcaklık katsayısıdır.

DBEY durumunu göz önüne alırsak (2.25) eşitliğiyle verilen saturasyon akım yoğunluğu ifadesi ile (2.50) eşitliğini şu şekilde tekrar yazabiliriz:

$$J_{0f} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_b^f}{nkT}\right). \quad (2.52)$$

buradaki J_{0f} değeri de düz-bant saturasyon akım yoğunluğu olarak adlandırılır (Unewise and Storey 1993; McCafferty *et al.* 1996).

Ayrıca, J_{0f} sıfır belsem akım yoğunluğuyla da ilişkilidir ve bu ilişki aşağıdaki gibi verilir:

$$J_{0f} = J_0 \exp \left[\left(\frac{n-1}{n} \right) \ln \left(\frac{N_v}{N_a} \right) \right]. \quad (2.53)$$

İdealite faktörü sıcaklığa bağlı olduğu için bunu göz önünde bulundurarak (2.52) eşitliğinin logaritması alınıp, $\ln(J_{0f}/T^2)$ 'ye karşı $1000/T$ çizimi yapılırsa lineer bir değişim göstermesi beklenir. Ama çoğu zaman bu görülmez. Bu eğrinin lineer kısmına yapılan fitin sırasıyla, eğiminden ve ordinat eksenini kestiği noktadan, 0 K sıcaklığına ekstrapole edilmiş DBEY $\Phi_b^f(T=0)$ ile Richardson sabiti A^* değerleri elde edilir. DBEY'nin sıcaklık katsayısı dikkate alınarak düzeltilmiş A^* değeri,

$$A_{corr}^* = A^* \exp \left(\frac{q\alpha}{k} \right) \quad (2.54)$$

olarak verilir (Missous and Rhoderick 1991; Zhu *et al.* 2000).

Özellikle düşük sıcaklıklarda I - V karakteristiklerinde görülen sapmaların homojen olmayan durumların etkisinin hesaba katılmayışından kaynaklandığına dair görüşler de mevcuttur. (Song *et al.* 1986; Werner and Güttler 1991; Zhu *et al.* 2000). Richardson eğrilerinde gözlemlenen sapma, kontak ara yüzeyinde bulunan düşük ve yüksek engel bölgelerini içeren homojen olmayan engel yüksekliklerinden ve ara yüzeydeki potansiyel dalgalanmalarından kaynaklanabilir. Bu durumda diyot boyunca akan akım tercihli bir şekilde, potansiyel dağılımında daha düşük engeller boyunca akacaktır (Song *et al.* 1986; Chand and Kumar 1995, 1996; Werner and Güttler 1991, 1993; McCafferty *et al.* 1996; Zhu *et al.* 2000).

2.5.6. Homojen olmayan engel yüksekliği etkisi ve modifiye Richardson çizimi

TE teorisine göre, Shottky engelinin homojen olduğu farz edilir ve doğru beslem uygulama gerilimine (V_a) bağlı ideal Shottky engel akımı denklemi, $V_a \geq 3kT/q$ kabullenimi yapılarak elde edilir (Rhoderick and Williams 1988). Bununla birlikte, düşük sıcaklıklarda diyot davranışında görülen anormallikleri açıklayabilmek için mevcut birçok çalışma vardır (Jiang *et al.* 2001; Huang and Lu 2005; Gülnahar ve Efeoğlu 2009; Abay 2010). Bu çalışmalarda doğru beslem I - V karakteristiklerinden elde edilen EY ve idealite faktörünün sıcaklığa büyük ölçüde bağlı olduğu bulunmuştur. Düşük sıcaklıklarda, idealite faktöründe gözlenen artıştan ve sıfır beslem EY’de gözlenen dikkate değer azalıştan ilk olarak Song *et al.* (1986) bahsetmiştir. Bununla birlikte, engel bölgesinin kalınlığındaki değişim, ara yüzey kompozisyonu ve ara yüzey yüklerinin tek tip olmayışı gibi etkilerden dolayı homojen olmayan EY’nin var olabileceği öngörülmüştür (Song *et al.* 1986; Chin *et al.* 1990; Werner and Güttler 1991, 1993; Chand 2002).

Bu durumu açıklamak için ortaya atılan modelde farklı engel yüksekliklerine sahip çok sayıda paralel diyodun var olduğu farz edilmektedir (Ohdomari and Tu 1980). Her bir engelin, akıma birbirinden bağımsız olarak katkıda bulunduğu ve bu yüzden engel inhomojenliğine sahip Schottky diyot boyunca akan toplam akımın, bu akımların bileşimi olduğu düşünülmüştür. Bu modele göre, EY (Φ_{b0})’nin, $\bar{\Phi}_{b0}$ ortalama değerli ve σ_{s0} standart sapmalı bir Gauss dağılımına (GD) sahip olduğu kabul edilmektedir. Bu dağılım;

$$P(\Phi_{b0}) = \sum_{i=1}^N \frac{\delta_i}{\sigma_{0i} \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\bar{\Phi}_{b0i} - \Phi_{b0})^2}{2\sigma_{0i}^2} \right] \quad (2.55)$$

olarak verilir. $P(\Phi_{b0})$ GD fonksiyonu olarak tanımlanır. δ_i dağılım fonksiyonunun ağırlığını, $\bar{\Phi}_{b0i}$ ortalama EY değerlerini, σ_{0i} ise EY'nin standart sapmasını temsil etmektedir (Ohdomari and Tu 1980). Normalde deneysel I - V verilerinden elde edilen EY ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlı değişimi lineer olmalıdır. Fakat bazı durumlarda sıcaklığa bağlı bu değişim iki veya daha fazla eğim bölgelerine sahip bir dağılım gösterebilmektedir. Buradan hareketle çoklu GD modeli geliştirilmiştir. Bu dağılım için, standart TE teorisine göre bir diyot için (2.28) ile verilen I - V ifadesi modifiye edilerek, her biri farklı engellere sahip paralel diyotlardan geçen akımın toplamı,

$$\begin{aligned}
 J(V) &= A^* T^2 \left[\exp\left(\frac{qV_d}{nkT}\right) - 1 \right] \int_{-\infty}^{\infty} P(\Phi_{b0}) \exp\left(-\frac{q\Phi_{b0}}{kT}\right) d\Phi_{b0} \\
 &= J_0 \left[\exp\left(\frac{qV_d}{n_{ap}kT}\right) - 1 \right]
 \end{aligned} \tag{2.56}$$

(Song *et al.* 1986). Burada saturasyon akım yoğunluğu ifadesi,

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{ap}}{kT}\right) \tag{2.57}$$

olarak verilir. Bu ifadede Φ_{ap} ve n_{ap} sırasıyla görünür EY ve görünür idealite faktörü değerleridir. Gauss dağılımının normalizasyonu, $\sum_i \delta_i = 1$ olmasını gerektirir. Bu durumda çoklu Gauss dağılımına sahip homojen olmayan Schottky diyodun görünür EY için,

$$\Phi_{ap} = \frac{kT}{q} \ln \sum_{i=1}^N \delta_i \exp\left(\frac{q\bar{\Phi}_{b0i}}{kT} + \frac{1}{2} \left(\frac{q\sigma_{0i}}{kT}\right)^2\right) \tag{2.58}$$

ifadesi elde edilir (Jiang *et al.* 2001; Huang and Lu 2005; Gülnahar ve Efeoğlu 2009; Türüt vd. 2010; Abay 2010). (2.58) eşitliğinde $N = 1$ için iyi bilinen şu formül elde edilir (Werner and Güttler 1991):

$$\Phi_{ap} = \bar{\Phi}_{b0} - \frac{q\sigma_0^2}{2kT}. \quad (2.59)$$

Eğer EY dağılımı Gauss fonksiyonu ile tanımlanabiliyorsa, görünür EY $\Phi_{ap} - q/2kT$ çizimi lineer bir değişim gösterir. Bu doğrunun eğimi standart sapmanın karesine (σ_0^2) ve kesim noktası da ortalama EY ($\bar{\Phi}_{b0}$) değerine eşit olur. Fakat benzer bazı çalışmalarda ve bu çalışmada olduğu gibi bu değişim düşük ve yüksek sıcaklık bölgeleri için ikili Gauss dağılımı sergilemektedir. Bu durumda diyodun sergilediği bu anormal davranış EY'nin ikili Gauss dağılımı (Double Gaussian Distribution-DGD) modeline göre yapılacaktır. DGD modeli göz önüne alındığında, (2.58) eşitliği şu şekilde tekrar yazılabilir (Jiang *et al.* 2001; Huang and Lu 2005; Gülnahar ve Efeoğlu 2009; Türüt vd. 2010; Abay 2010):

$$\Phi_{ap} = \frac{kT}{q} \ln \left[\delta_1 \exp \left(\frac{q\bar{\Phi}_{01}}{kT} - \frac{1}{2} \left(\frac{q\sigma_{01}}{kT} \right)^2 \right) + \delta_2 \exp \left(\frac{q\bar{\Phi}_{02}}{kT} - \frac{1}{2} \left(\frac{q\sigma_{02}}{kT} \right)^2 \right) \right]. \quad (2.60)$$

Görünür EY için söylenene benzer şekilde eğer, idealite faktörü $n_{ap} - q/2kT$ çizimi de ikili bir değişim gösteriyorsa, aynı şekilde DGD modeli kullanılarak idealite faktörü için de aşağıdaki eşitlik yazılabilir (Abay 2010):

$$\frac{1}{n_{ap}(V, T)} - 1 = \frac{kT}{qV} \ln \left[\exp \left\{ \frac{q}{kT} \left(\frac{q\rho_{31}V}{2kT} - \rho_{21}V \right) \right\} + \exp \left\{ \frac{q}{kT} \left(\frac{q\rho_{32}V}{2kT} - \rho_{22}V \right) \right\} \right]. \quad (2.61)$$

(2.61) eşitliğinde $N = 1$ yazılırsa bilinen şu formül elde edilir (Werner and Güttler 1991):

$$\frac{1}{n_{ap}(V, T)} - 1 = \frac{q\rho_3}{2kT} - \rho_2. \quad (2.62)$$

Böylelikle, $\Phi_{ap} - q/2kT$ çiziminden elde edilen fit parametreleri δ_1 ve $\delta_2 (= 1 - \delta_1)$ ile $\bar{\Phi}_{01}$, σ_{01} , $\bar{\Phi}_{02}$, σ_{02} (2.60) eşitliğinde yerine yazılarak sıcaklığa bağlı EY teorik değerleri elde edilir. Benzer şekilde $n_{ap} - q/2kT$ çiziminden elde edilen fit parametreleri; ρ_{21} , ρ_{22} , ρ_{31} , ρ_{32} (2.61) eşitliğinde yerine yazılarak teorik idealite faktörü değerleri elde edilir.

Yukarıda bahsedildiği gibi engel inhomojenliğinden dolayı $\ln(J_0/T^2) - 1000/T$ geleneksel Richarson çizimi de çoğu zaman düşük sıcaklıklarda lineerlikten sapma gösterir. Bu saptmadan dolayı DGD modeli kullanılarak (2.58) ve (2.59) eşitlikleri birleştirilerek, modifiye Richarson ifadesi için,

$$\ln\left(\frac{J_0}{T^2}\right) = \ln A^* + \ln \sum_{i=1}^N \delta_i \exp\left[-\frac{q\bar{\Phi}_{b0i}}{kT} + \frac{1}{2}\left(\frac{q\sigma_{0i}}{kT}\right)^2\right] \quad (2.63)$$

eşitliği elde edilir. DGD için her bir sıcaklık bölgesi için elde edilen $\left(\left[\ln(J_0/T^2) - (q^2\sigma^2/2k^2T^2)\right] - 1000/T\right)$ değişiminin fitinin eğiminden sıfır beslem ortalama EY $\bar{\Phi}_{b0}$ değeri, kesim noktasından ise modifiye Richardson sabiti A^* değeri elde edilir.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Giriş

Bu bölümde, FeCrNiC/*p*-Si/Al diyotların hazırlanması için gerekli malzeme, numune hazırlanması, temizlenmesi ve konak oluşturmak için yapılan metalizasyon ile ilgili bilgiler yer almaktadır. Ayrıca hazırlanan numunenin *I-V* ölçümünde kullanılan sistemler de bu bölümde yer almaktadır.

3.2. *p*-tipi Si Kristalinin Temizlenmesi ve Numunenin Hazırlanması

Bu çalışmada 6.0-8.0 Ω -cm öz dirençli, (100) yönelimli *p*-tipi Si yarıiletkeni kullanıldı. Yapılan diyotun kaliteli ve ideale yakın olabilmesi için, kullanılacak yarıiletken kristalin yüzeylerinin her türlü kirlilikten arındırılması gerekmektedir. Kullandığımız numunenin yüzeyi parlak olduğu için, herhangi bir parlatma işlemi uygulanmadan, direkt olarak kimyasal temizleme aşamalarına geçilmiştir. Kimyasal temizleme aşamaları şu şekilde gerçekleştirilmiştir:

- 1-Asetonda ultrasonik olarak 10 dk yıkandı.
- 2-Deiyonize su ile 10 dk yıkandı.
- 3-Metanolda ultrasonik olarak 10 dk yıkandı.
- 4-RCA1 ($H_2O:H_2O_2:NH_3;6:1:1$)'de 60°C'de 10 dakika kaynatıldı.
- 5-Deiyonize su ile yıkandı.
- 6-Seyreltik HF çözeltisinde ($H_2O:HF;10:1$) 30 sn yıkandı.
- 7-Deiyonize su ile yıkandı.
- 8-RCA2 ($H_2O:H_2O_2:HCl;6:1:1$)'de 60°C'de 10 dakika kaynatıldı.
- 9-Deiyonize su ile yıkandı.
- 10-Seyreltik HF çözeltisinde ($H_2O:HF;10:1$) 30 sn yıkandı.
- 11-Deiyonize su ile 15 dk yıkandı.
- 12-Azot gazı (N_2) ile iyice kurutuldu.

3.2.1. Al omik kontak imali

p-Si'a omik kontak imali için 5N (%99.999) saflığında Al metali kullanıldı. Bu metalin eritileceği Al pota ile eritilecek olan metal parçaları sırasıyla aseton, metanol ve deiyonize su ile yıkayıp N₂ gazı ile kurutuldu. Metal parçaları pota içine kondu ve metal kaplama (buharlaştırma) ünitesine (MKÜ) yerleştirildi. MKÜ'nin basıncı 5×10^{-5} Torr'a düşükten sonra ısıtıcı çalıştırılarak Al parçalarının erimesi sağlandı. Bu işlem sırasında sistem vakumda olduğu için, Al metalinde var olan istenmeyen kirlilikleri ve oksit tabakasını uzaklaştırmış olduk. Bu işlem numunenin daha temiz olmasını sağlar. Daha sonra MKÜ açıldı. Kimyasal temizleme işlemi tamamlanan ve iyice kurutulan numune, potanın hedef noktasında bulunan tutucuya, parlak olmayan yüzeyi potaya bakacak şekilde yerleştirildi. Buharlaştırma işlemi sırasında Al metalinin numunenin öteki yüzüne bulaşmasını engellemek için numunenin üzerine cam lameller yerleştirildi. Daha sonra MKÜ kapatılıp basıncın düşmesi beklendi. Basınç 5×10^{-5} Torr olduğunda ısıtıcıya akım verilerek Al metali *p*-Si altlığın parlak olmayan yüzeyinin tamamına kaplanmış oldu. Ardından MKÜ'ne hava verilerek numune dışarı çıkarıldı.

İmal edilen omik kantağın kalitesini arttırmak için tavlama işlemi yapıldı. Bunun için tavlama fırınının sıcaklığı 580°C'ye ayarlandı ve tavlama fırınının bu sıcaklıkta dengeye gelmesi beklendi. Kuartz pota içerisine yerleştirilen *p*-Si altlık kuartz çubuk vasıtasıyla tavlama fırınının orta noktasına yerleştirildi. Numune 3 dakika süreyle fırında tavlandı. Bu işlem sabit debili azot gazı akışı altında gerçekleştirildi. Tavlama işlemi bitince pota fırınının girişine geri çekilerek numune azot gazı akışı altında soğumaya bırakıldı.

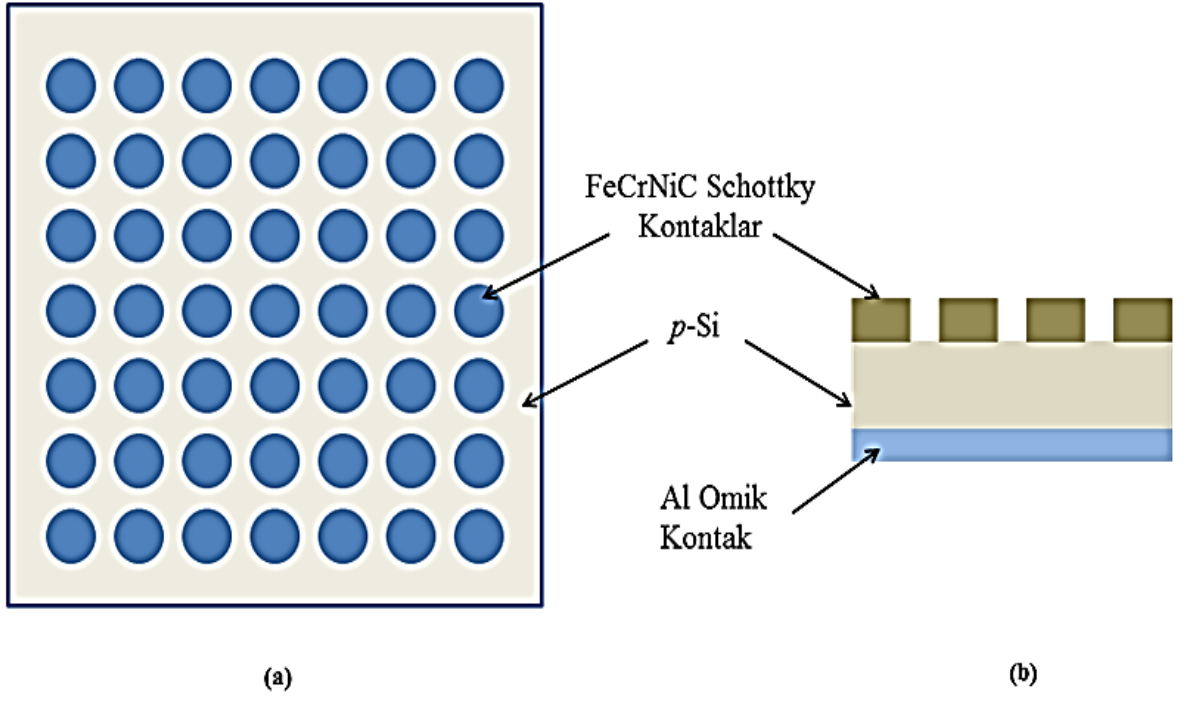
3.2.2. FeCrNiC Schottky kontak imali

Schottky kontak imali için FeCrNiC (71:18:8:0,2) alaşımı kullanıldı. Omik kontak imalinde olduğu gibi, alaşım, potaya konularak MKÜ içerisine yerleştirildi. MKÜ kapatılıp basıncın düşmesi beklendi. Basınç 5×10^{-5} Torr olduğunda MKÜ içindeki ısıtıcıya akım verilerek alaşımın erimesi sağlandı. Yine bu işlem sırasında da sisten vakumda olduğu için, alaşımın içindeki istenmeyen kirlilikler uzaklaştırılmış oldu.

MKÜ'ndeki tutucuya 0.6 mm çaplı dairesel boşluklu (7x7) molibden maske ve üzerine de parlak tarafı aşağıya gelecek şekilde numune yerleştirildi. Buharlaştıracağımız alaşımın, numunenin omik kontak yapılan yüzeyine bulaşmasını engellemek için yine numunenin üzeri cam lamellerle kapatıldı. Isıtıcı çalıştırılarak potadaki FeCrNiC alaşımının maske üzerindeki deliklerden numunenin parlak yüzeyine buharlaşması sağlandı. Böylece kristalin yüzeyinde nokta şeklinde doğrultucu (Schottky) kontaklar elde edildi (Şekil 3.3). Yapılan işlemlerin sağlıklı olması ve diyodun kalitesinin bozulmaması için yaklaşık 10 dakika sistemin soğumasını bekledikten sonra MKÜ açıldı.

3.3. Ölçüm Sistemi

Hazırlanan FeCrNiC/*p*-Si/Al yapılarının *I-V* ölçümleri için bilgisayar kontrolüyle çalışan KEITHLEY 487 Picoammeter/Voltage Source ve sıcaklığa bağlı ölçümler, ± 0.1 lik hassasiyete sahip Lake Shore 331 sıcaklık kontrol ünitesi ile kontrol edilen ARS HC-2 kapalı devre helyum kryostatı ile alındı.



Şekil 3.4. Temsili FeCrNiC/*p*-Si/Al yapısının (a) üstten (b) kesit

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1. Giriş

İmal edilen FeCrNiC/*p*-Si Schottky diyotlardan 35 tanesinin oda sıcaklığında ve seçilmiş bir tanesinin (D2) sıcaklığa bağlı *I-V* ölçümleri alındı. Bu bölümde; *I-V* karakteristiklerinden elde edilen temel diyot parametrelerinin hem oda sıcaklığındaki değerlendirmesi hem de bu parametrelerin sıcaklığa bağlı değişimleri ve sonuçların uygun teoriler ışığı altında değerlendirmesi yer almaktadır.

4.2. Doğru Beslem *I-V* Karakteristiklerinden Schottky Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi

4.2.1. Termiyonik emisyon teorisi ile Schottky diyot parametrelerinin belirlenmesi

I-V karakteristiklerinin doğru beslem kısmından Schottky diyodların bazı elektriksel parametreleri hesaplanabilmektedir. TE teorisine göre, bir Schottky diyodun doğru beslem akımı uygulama gerilimine bağlı olarak (2.24) eşitliği diyodun *A* etkin alanıyla çarpılırsa, diyottan geçen toplam akım,

$$I = A \cdot J = \left[AA^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (4.1)$$

olarak elde edilir. Bu ifade kullanılarak elde edilen idealite faktörü değeri de (2.26) eşitliği ile verildiği üzere;

$$n = \frac{q}{kT} \left(\frac{dV}{d \ln I} \right) \quad (4.2)$$

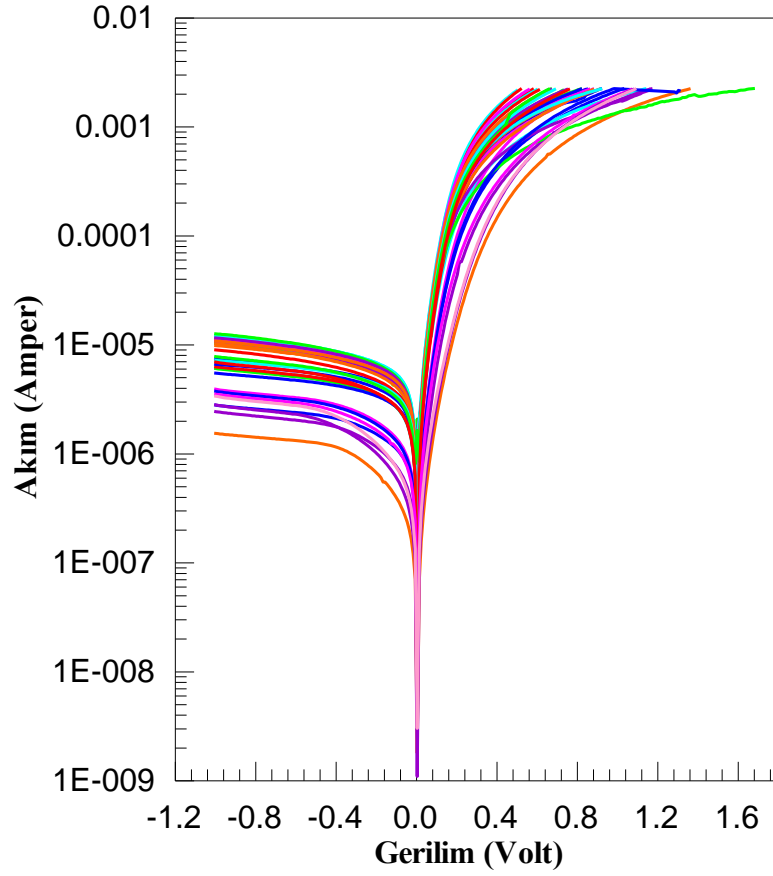
şeklindedir. Doğru belsem I - V ölçümlerinden elde edilen n değeri, diyodun ideallikten saptığını gösteren boyutsuz bir parametredir. Diyodun ideal olduğu durumda $n = 1$ olarak verilir. Eğer diyot ideallikten saparsa, n değeri de 1'den uzaklaşır.

Doğru beslem $\ln I - V$ çizimlerinin lineer kısmına yapılan fitin eğiminden ve kesim noktasından sırasıyla elde edilen $dV/d(\ln I)$ ve doyma akımı I_0 değerleri ve gerekli sabitler her bir diyot için (4.1) eşitliğinde yerine yazılarak n değerleri deneysel olarak hesaplandı.

(2.25) eşitliğiyle verilen saturasyon akım yoğunluğu ifadesinin her iki tarafının tabii logaritması alınıp Φ_b 'ye göre çözümlürse;

$$\Phi_b = kT \ln \left(\frac{A^* T^2}{J_0} \right) \quad (4.3)$$

ifadesi elde edilir. Aynı şekilde her bir diyot için, çizilen fitin $V = 0$ noktasında ordinat (akım) eksenini kestiği noktalar yani I_0 doyma akım değerleri ve A diyodun etkin alanı $A = 2.827 \times 10^{-7} \text{m}^2$, A^* Richardson sabiti değerleri (p -Si için $A^* = 32 \text{ AK}^{-2} \text{cm}^{-2}$) (Neaman 1992) (4.3) ifadesinde yerine yazılarak EY değerleri hesaplandı. Buradan elde edilen EY değerleri etkin değerlerdir ve imaj kuvvet etkisi göz önünde bulundurulmamıştır.



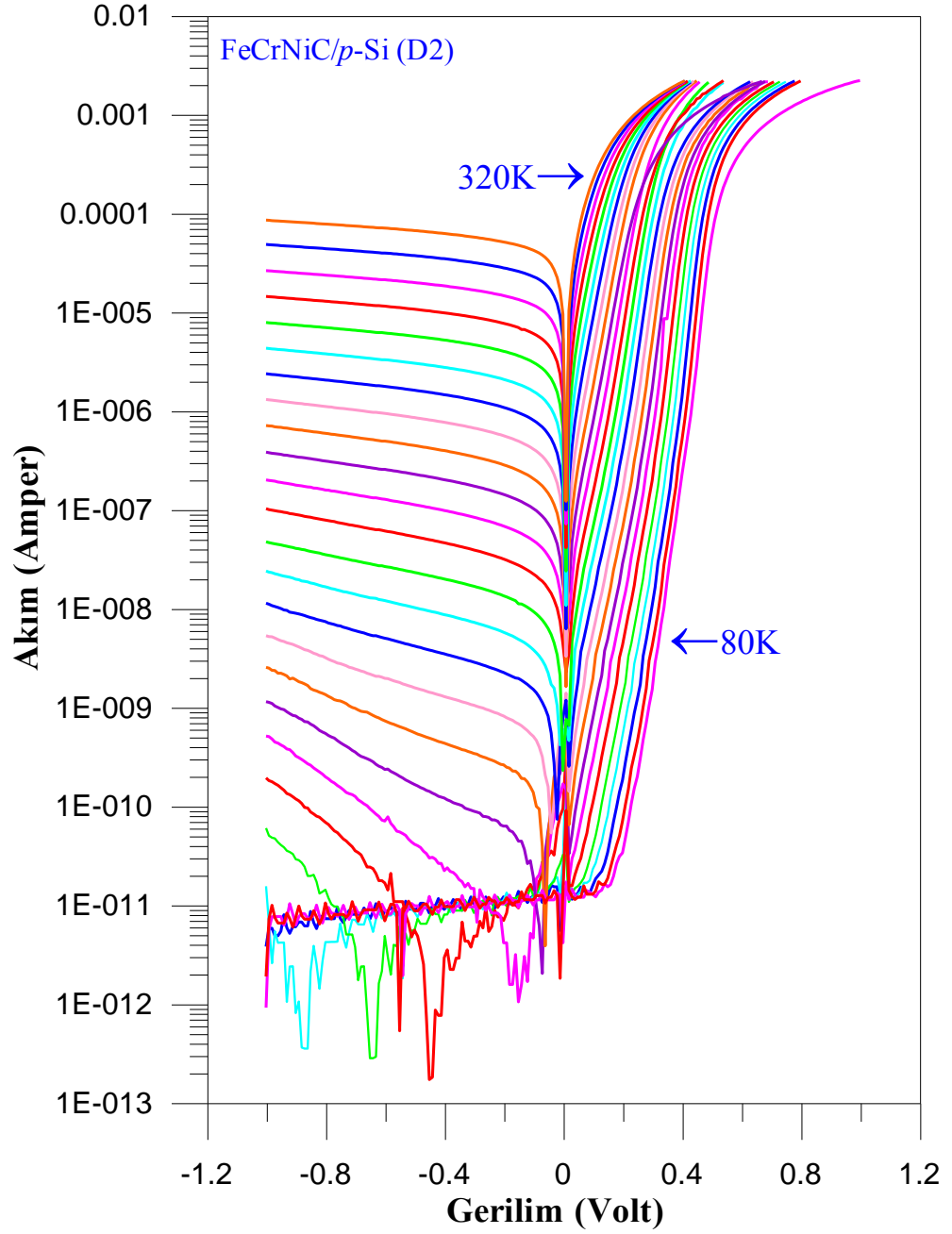
Şekil 4.1. 35 adet FeCrNiC/*p*-Si Schottky diyodun doğru ve ters beslem $I - V$ karakteristiği

35 adet FeCrNiC/*p*-Si Schottky diyodun $I-V$ karakteristikleri Şekil 4.1’de verilmiştir. Görüldüğü gibi diyotlar aynı şartlarda imal edilmesine rağmen akım karakteristiklerinde farklılıklar vardır. Çizelge 4.2’de her bir diyot için doğru belsem $I-V$ karakteristiklerinden hesaplanan diyot parametreleri verilmiştir. Aynı şartlarda hazırlanmasına rağmen, FeCrNiC/*p*-Si Schottky diyotları için elde edilen tüm parametrelerin bir diyottan diğerine değişimi, engel inhomojenliğine atfedilebilir (Tung 2001).

Çizelge 4.1. İmal edilen 35 diyot için oda sıcaklığında alınan doğru belsem I - V karakteristiklerinden TE teorisi kullanılarak elde edilen diyot parametreleri

Diyot	I_0 (A)	Φ_b (eV)	n
C1	5.156×10^{-7}	0,594	1,366
C2	1.102×10^{-6}	0,574	1,513
C3	1.054×10^{-6}	0,574	1,336
C4	8.223×10^{-7}	0,575	1,318
C5	5.107×10^{-7}	0,594	1,337
C6	1.253×10^{-6}	0,571	1,188
C7	1.173×10^{-7}	0,631	1,504
D1	1.284×10^{-6}	0,570	1,350
D2	1.288×10^{-6}	0,570	1,143
D3	1.033×10^{-6}	0,573	1,122
D4	1.121×10^{-6}	0,574	1,111
D5	1.508×10^{-6}	0,566	1,194
D6	1.253×10^{-6}	0,571	1,188
D7	1.289×10^{-6}	0,570	1,189
E1	1.648×10^{-6}	0,564	1,337
E2	2.629×10^{-6}	0,552	1,388
E3	1.250×10^{-6}	0,571	1,257
E4	1.642×10^{-6}	0,564	1,364
E5	1.508×10^{-6}	0,566	1,266
E6	1.505×10^{-6}	0,566	1,257
E7	1.151×10^{-6}	0,573	1,293
F1	6.710×10^{-7}	0,587	1,022
F2	1.346×10^{-6}	0,569	1,096
F3	1.504×10^{-6}	0,566	1,438
F4	1.010×10^{-6}	0,576	1,234
F5	1.155×10^{-6}	0,573	1,153
F6	1.228×10^{-6}	0,572	1,250
F7	1.320×10^{-6}	0,570	1,277
G1	3.170×10^{-7}	0,606	1,230
G2	1.351×10^{-6}	0,569	1,311
G3	7.033×10^{-7}	0,586	1,007
G4	9.316×10^{-7}	0,579	1,286
G5	4.240×10^{-7}	0,598	1,499
G6	1.711×10^{-7}	0,621	1,554
G7	2.262×10^{-7}	0,614	1,611
Ort.		0.652	1.653

Şekil 4.2’de, FeCrNiC/*p*-Si Schottky diyot (D2) için, sıcaklığa bağlı *I*-*V* ölçümlerinin, doğru ve ters belsem kısmının yarı-logaritmik çizimi verilmiştir.



Şekil 4.2. (D2) diyodu için 10 K adımlarla 80-320 K sıcaklık aralığında kaydedilen *I*-*V* değişimleri

Çizelge 4.2. D2 diyodunun doğru belsem I - V karakteristiklerinden, TE teoremi ile elde edilen diyot parametreleri

Sıcaklık (K)	I_0 (A)	Φ_b (eV)	n
80	6.91×10^{-16}	0,297	2,703
90	9.63×10^{-16}	0,325	2,448
100	2.09×10^{-15}	0,350	2,257
110	7.67×10^{-15}	0,374	2,085
120	2.94×10^{-14}	0,396	1,941
130	1.09×10^{-13}	0,416	1,833
140	6.96×10^{-13}	0,428	1,781
150	2.78×10^{-12}	0,442	1,718
160	9.34×10^{-12}	0,457	1,667
170	3.99×10^{-11}	0,466	1,628
180	1.33×10^{-10}	0,477	1,574
190	3.87×10^{-10}	0,487	1,528
200	1.07×10^{-9}	0,497	1,498
210	2.71×10^{-9}	0,507	1,435
220	7.17×10^{-9}	0,514	1,390
230	1.72×10^{-8}	0,522	1,346
240	4.39×10^{-8}	0,527	1,315
250	1.00×10^{-7}	0,533	1,269
260	2.14×10^{-7}	0,539	1,220
270	4.58×10^{-7}	0,544	1,184
280	9.60×10^{-7}	0,548	1,167
290	1.91×10^{-6}	0,552	1,135
300	3.37×10^{-6}	0,559	1,108
310	5.42×10^{-6}	0,566	1,102
320	9.07×10^{-6}	0,572	1,099

Çizelge 4.2’de D2 diyodunun TE teorisi kullanılarak doğru belsem I - V karakteristiklerinden deneysel olarak hesaplanan idealite faktörü ve EY değerleri verilmiştir. 320 K ve 80 K tipik sıcaklıkları için sırasıyla idealite faktörü değerleri 1.099 ve 2.703, EY değerleri ise 0.572 ve 0.297 eV olarak elde edilmiştir. Görüldüğü gibi azalan ölçüm sıcaklığıyla, n değerlerinde bir artış, Φ_b değerlerinde ise bir azalma gözlenmektedir. Bu durum genellikle MY ara yüzeyindeki inhomojenliklere atfedilir. Bu homojensizliğin nedenleri; MY ara yüzeye ait atomik yapıdaki çoklu fazlar,

gözenekler ve yüzey kusurları olabilir. Ya da diyotun ideallikten sapmasını tanımlayan idealite faktörünün 1.00'dan büyük değerlerinin nedeni; metal ve yarıiletken arasında yalıtkan bir tabakanın varlığı, yüzey yükleri veya imaj kuvvet etkisi olabilir.

4.2.2. Cheung fonksiyonları ile Schottky diyot parametrelerinin belirlenmesi

Doğru belsem I - V karakteristiğinde yüksek uygulama gerilimlerinde gözlemlenen bükülmenin sebebinin seri direnç etkisi olduğundan daha önce de bahsetmiştik. Bu bağlamda MY kontak yapısının doğru beslem I - V karakteristikleri yardımı ile Schottky diyot parametrelerinin hesaplanmasında Cheung and Cheung (1986), tarafından farklı bir model sunulmuştur. Seri direnç (R_s), sıfır beslem EY (Φ_b) ve idealite faktörü (n) bu fonksiyonlar yardımıyla da hesaplanabilmiştir.

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{q} + IR_s \quad (4.4)$$

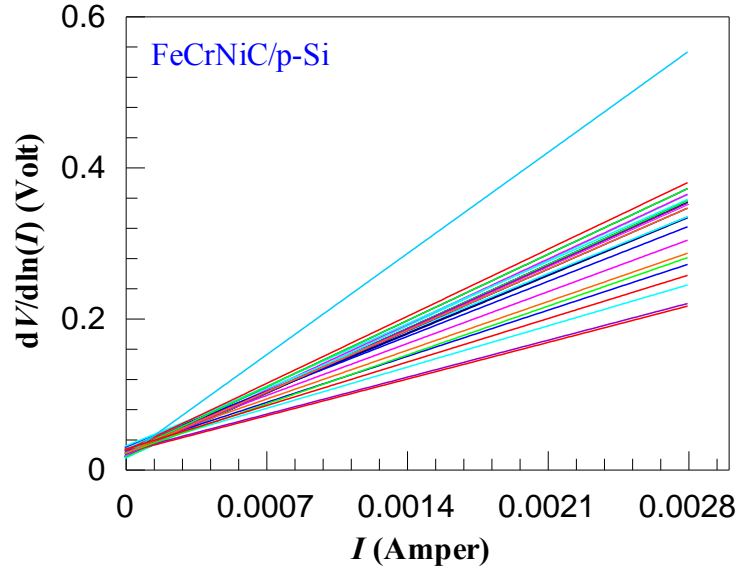
(4.4) iadesinden görüldüğü gibi, eğer $dV/d(\ln I) - I$ çizimi yapılırsa lineer bir değişim gösterir. Şekil 4.3'te bu çizim verilmiştir. Görüldüğü gibi bu doğrunun eğimi seri direnç R_s değerini, $I = 0$ için y ekseninin kestiği nokta ise idealite faktörü n değerini verir.

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{q} \right) \ln \left(\frac{I}{AA^*T^2} \right) \quad (4.5)$$

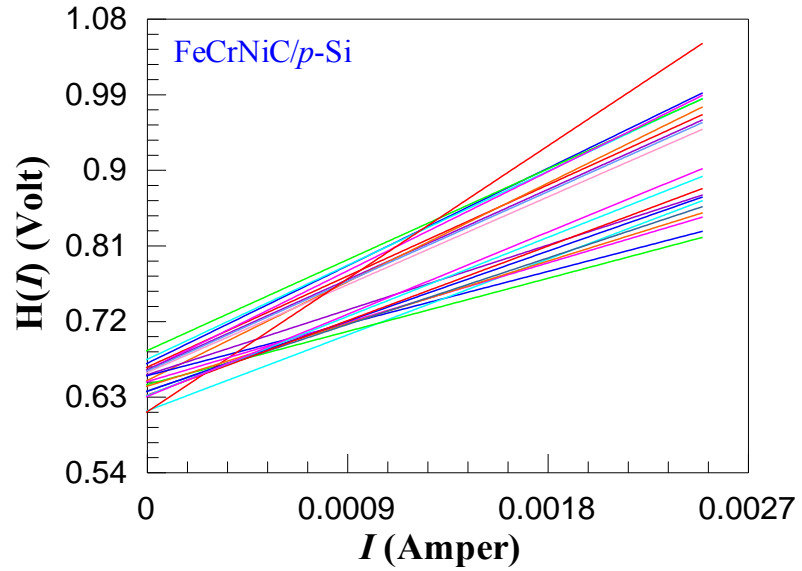
$$H(I) = n\Phi_b + IR_s \quad (4.6)$$

(4.6) eşitliğinden görüldüğü gibi eğer $H(I) - I$ çizimi yapılırsa lineer bir değişim gösterir. Şekil 4.4'te bu grafik verilmiştir. Bu doğrunun eğimi seri direnç R_s değerini y eksenini kestiği nokta ise $n\Phi_b$ değerini verir. (4.4) eşitliğinden hesaplanan n değeri

burada yerine yazılarak EY Φ_b elde edilir. Çizelge 4.3'te Cheung fonksiyonlarıyla hesaplanan diyot parametreleri (n , R_s ve Φ_b) verilmiştir.



Şekil 4.3. D2 diyodu için sıcaklığa bağlı $dV/d(\ln I)$ 'ya karşı I değişimi



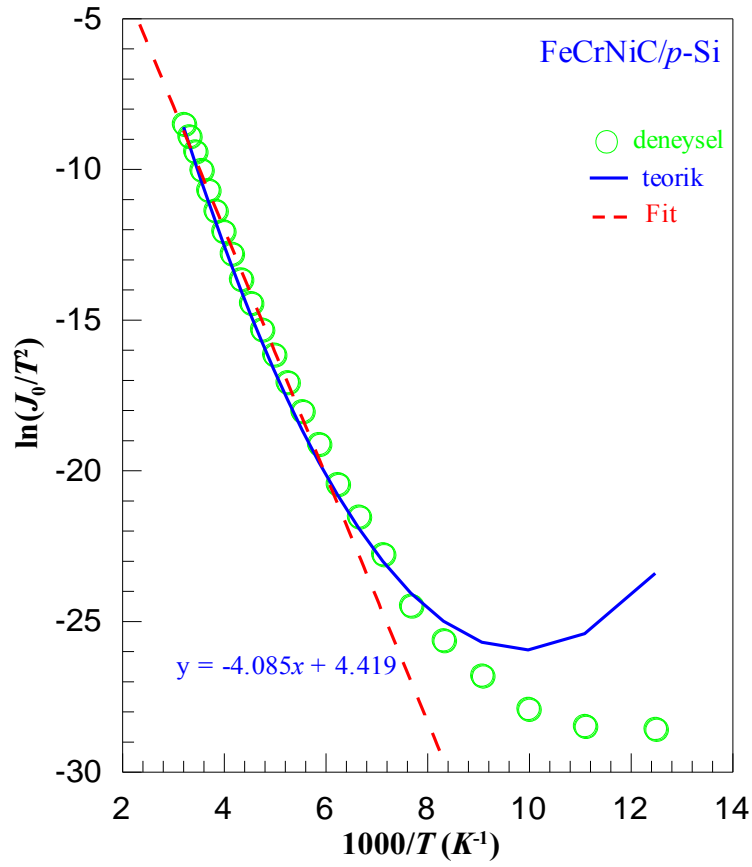
Şekil 4.4. D2 diyodu için sıcaklığa bağlı $H(I)$ 'ya karşı I değişimi

Çizelge 4.3. D2 diyodu için sıcaklığa bağlı olarak Cheung fonksiyonlarından elde edilen diyot parametreleri

Sıcaklık (K)	n	$R_{s1} (\Omega)$	Φ_b (eV)	$R_{s2} (\Omega)$
80	2.519	231.639	0.327	228.795
90	2.354	125.531	0.348	125.173
100	2.295	123.870	0.343	109.361
110	2.409	118.164	0.347	90.889
120	2.190	115.906	0.372	93.253
130	1.920	116.196	0.402	101.948
140	1.484	113.910	0.463	112.103
150	1.966	113.678	0.417	88.286
160	1.269	123.223	0.511	118.717
170	1.719	111.878	0.452	95.552
180	1.584	115.233	0.471	104.641
190	1.497	89.588	0.485	74.945
200	1.325	68.200	0.512	65.359
210	1.116	100.060	0.548	100.189
220	1.297	68.783	0.521	65.831
230	1.115	179.423	0.547	175.837
240	1.234	77.698	0.532	76.720
250	1.202	82.060	0.537	81.946
260	1.184	87.087	0.540	87.372
270	1.187	91.905	0.541	92.217
280	1.149	98.208	0.545	99.012
290	1.102	105.059	0.550	106.476
300	1.072	109.951	0.553	111.323
310	1.098	118.083	0.562	120.229
320	1.123	126.832	0.579	128.852

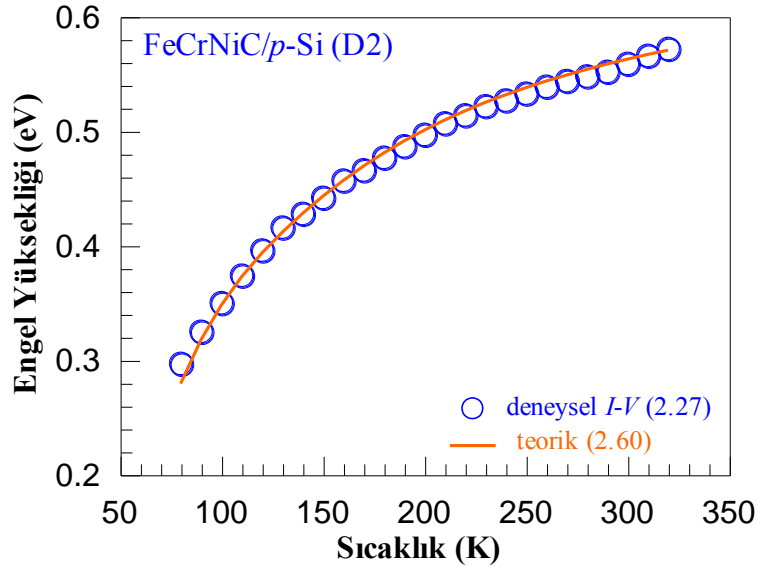
Çizelge 4.3'den görüldüğü gibi, Cheung fonksiyonlarından elde edilen idealite faktörü ve EY değerleri doğru belsem I - V karakteristiklerinden elde edilenlere benzer bir değişim sergilemektedir. Azalan sıcaklıkla idealite faktörü artarken EY ise azalmaktadır. Fakat, Cheung fonksiyonlarından elde edilen diyot parametreleri daha büyüktür. Bunun nedeni daha önce de bahsettiğimiz gibi özellikle yüksek uygulama gerilimlerinde I - V karakteristiğinde bükülmeye sebep olan seri direnç etkisidir.

Şekil 4.6 ve 4.7’de D2 diyodu için sırasıyla EY ve idealite faktörü değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi verilmiştir. Şekil 4.6’da sürekli çizgi ile gösterilen EY’ nin teorik değerleri DGD modeline göre, (2.60) eşitliği kullanılarak, Şekil 4.7’de sürekli çizgi ile gösterilen idealite faktörünün teorik değerleri de (2.61) eşitliği kullanılarak elde edilmiştir.

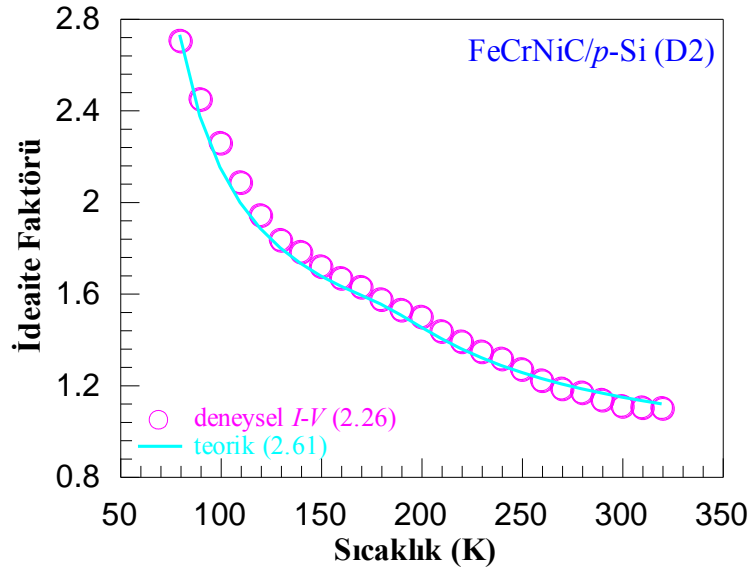


Şekil 4.5. D2 diyoduna ait geleneksel Richardson çizimi. Burada temsil edilen sürekli çizgi (2.63) eşitliğinde $\bar{\Phi}_{01} = 0.695$ eV, $\bar{\Phi}_{02} = 0.646$ eV, $\sigma_{01} = 0.082$ eV, $\sigma_{02} = 0.070$ eV ve $A^* = 32$ AK⁻²cm⁻² parametreleri kullanılarak DGD modeline elde edilen değerlerdir.

Sıcaklığa bağlı akım-gerilim karakteristikleri geleneksel Richardson çizimleri ile analiz edilmektedir. $\ln(J_0/T^2)$ 'ye karşı $1000/T$ çiziminden, FeCrNiC/p-Si yapısı için aktivasyon enerjisi ve Richardson sabiti değerleri deneysel olarak hesaplanabilmektedir. Şekil 4.5’de bu çizim görülmektedir. (2.30) eşitliğine bakıldığında, bu eğrinin lineer



Şekil 4.6. D2 diyodu için sıcaklığa bağlı I - V karakteristiklerinden elde edilen sıfır belsem EY değerlerinin sıcaklıkla değişimi. Teorik değerler DGD modeline göre, (2.60) ifadesinde $\delta_1 = 0.2$, $\delta_2 = 0.8$, $\bar{\Phi}_{01} = 0.695$ eV, $\sigma_{01} = 0.082$ eV, $\bar{\Phi}_{02} = 0.646$ eV, $\sigma_{02} = 0.070$ eV parametreleri kullanılarak elde edilen ϕ_{ap} değerleridir.



Şekil 4.7. D2 diyodu için sıcaklığa bağlı I - V karakteristiklerinden DGD modeline göre elde edilen idealite faktörü değerlerinin sıcaklıkla değişimi. Teorik değerler, (2.61) eşitliğinde $\rho_{31} = -0.019$, $\rho_{21} = -0.245$ eV $\rho_{32} = -0.007$ ve $\rho_{22} = 0.150$ eV parametreleri kullanılarak elde edilen n_{ap} değerleridir.

kısına yapılan fitin eğiminin $q\Phi_b/k$ değerine ve ordinat eksenini kestiği noktanın da $\ln(A^*)$ değerine eşit olduğu görülür. Bu değerler kullanılarak aktivasyon enerjisi $\Phi_b = 0.352$ eV ve Richardson sabiti $A^* = 8.3 \times 10^{-3} \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ olarak hesaplandı. Hesaplanan bu değer p -Si için bilinen teorik Richardson sabiti $A^* = 32 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ ile uyumlu değildir. 0.352 eV'lik EY ise oldukça küçüktür. A^* değerinin teorik değerden farklı oluşunun nedeni; engelin homojen olmayışı veya hesaplamada kullanılan gerçek etkin kütle değerinin teorik değerden farklılığı olabilir (Horwath 1996). Şekil 4.5'de görüldüğü gibi, Richardson eğrisi özellikle 180 K' in altındaki sıcaklık bölgesinde lineer olmayan bir davranış sergilemektedir. Düşük sıcaklıkta gözlemlenen bu lineerlikten sapma, EY ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlı olarak değişiminden kaynaklanmaktadır. MY ara yüzeyde akım iletimi sıcaklıkla aktive edilen bir işlem olduğundan, düşük sıcaklıkta elektronlar daha düşük engelleri aşma kabiliyetine sahiptirler. Bu nedenle de düşük sıcaklıkta diyot boyunca akan akım tercihli olarak potansiyel dağılımındaki düşük engel bölgelerinden akacaktır ve bu da daha büyük idealite faktörüyle sonuçlanacaktır. Ayrıca, $I-V$ ölçümlerinden elde edilen etkin EY uygulanan gerilime ve malzemedeki kirlilik atomlarının sayısına da bağlıdır. Düşük sıcaklıklarda engelin azalması ve Richardson eğrisinin lineerlikten sapması; imaj kuvvet etkisi, potansiyel engeli boyunca tünelleme akımı etkisi, düşük uygulama gerilimlerinde uzay yükü bölgesinde görülen rekombinasyon akımı etkisi ve/veya ara yüzeye yakın yük dağılımındaki çeşitlilikten kaynaklanabilir (Newman *et al.* 1986; Werner and Güttler 1991; Chand and Kumar 1995, 1996; Zhu *et al.* 2000). Şimdi yukarıda bahsedilen anormalliklerin kaynağı olabilecek imaj kuvvet düşme etkisini, termoiyonik alan emisyonu etkisini, düz bant engel yüksekliğini, modifiye Richardson çizimlerinin kullanıldığı homojen olmayan engel modelini sırasıyla inceleyelim:

4.3. İmaj Kuvvet Düşme Etkisi

Bir Schottky diyotta azalan ölçüm sıcaklığıyla birlikte idealite faktörünün artması ve EY'nin azalması ilk bakışta imaj kuvvet düşmesinden kaynaklanıyor gibi düşünülebilir. Bunu anlayabilmek için aşağıda yaptığımız hesaplamalara bakalım. İmaj kuvvet

düşmesi $\Delta\Phi_{imf}$ daha önce (2.46) eşitliği ile verilmişti. (2.46) eşitliği kullanılarak, imaj kuvvet etkisine bağlı engel düşmesi $\Delta\Phi_{imf}$ değerleri, 320 K ve 80 K sıcaklıkları için sırasıyla 23.1 ve 20.7 meV olarak hesaplandı. $\Delta\Phi_{imf}$ 'nin bu değerlerinden görüldüğü gibi, incelenen sıcaklık bölgesinde imaj kuvveti nedeniyle engeldeki düşme miktarı hemen hemen sabit kabul edilebilir. Bu durumda artan ölçüm sıcaklığıyla birlikte EY'nin artmasında $\Delta\Phi_{imf}$ 'nin yanında diğer etkilerin de hesaba katılması gerektiğini söyleyebiliriz.

Aynı şekilde azalan ölçüm sıcaklığıyla idealite faktöründeki artışın nedeninin imaj kuvvet etkisi olup olmadığına bakılabilir. (2.47) eşitliği kullanılarak hesaplanan idealite faktörü değerleri 320 K ve 80 K için sırasıyla 1.015 ve 1.021'dir. Hâlbuki, 320 K ve 80 K için deneysel verilerden hesaplanan değerler 1.099 ve 2.703 olup bu değerlerden oldukça büyüktür.

Böylece imaj kuvvet düşmesi dikkate alınarak EY ve idealite faktörü için yapılan hesaplar sonucunda, azalan sıcaklıkla engelin düşmesinde ve idealite faktörünün artmasında, imaj kuvvet etkisinden ziyade TAE ya da başka akım üretim mekanizmalarının daha baskın olduğu yorumu yapılabilir (Chand and Kumar 1996a,b; Jones *et al.* 1999; Abay vd. 2003).

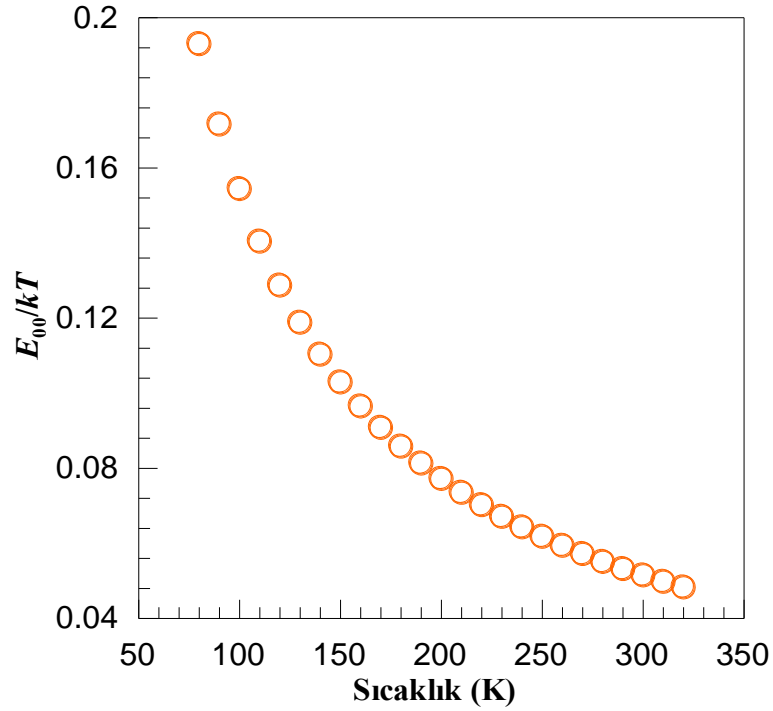
4.4. Termoyonik Alan Emisyonu Etkisi

Azalan ölçüm sıcaklığıyla birlikte idealite faktörünün artması ve EY'nin azalması sadece TE mekanizmasının etkisinden kaynaklanmamaktadır. Buna ilaveten termal olarak desteklenen TAE'nun etkisini de göz önünde bulundurabiliriz. D2 diyodu için sıcaklığa bağlı kapasite-gerilim ($C-V$) ölçümlerinden, akseptör konsantrasyonu N_a değerleri 320 K ve 80 K için sırasıyla 8.467×10^{15} ve $8.080 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ olarak hesaplandı. (2.48) eşitliği kullanılarak her bir sıcaklık değeri için E_{00} kritik enerji değerleri hesaplandı. p -Si için hollerin etkin kütlesi $m^* = 0.266m_0$ ve dielektrik sabiti $\epsilon_s = 11.7\epsilon_0$

(Neaman 1992) ile N_a değerleri (2.48) eşitliğinde yerine yazılarak 320 K ve 80 K için sırasıyla $E_{00} = 9.460 \times 10^{-4}$ ve 9.684×10^{-4} eV olarak elde edildi.

E_{00} , engel boyunca taşıyıcıların geçiş ihtimaliyeti ile ilgili olan karakteristik enerji değeridir. (2.48) eşitliğine bakıldığında E_{00} karakteristik enerji değerinin, taşıyıcı konsantrasyonu ve dielektrik sabitine bağlı olduğu görülmektedir. Bundan dolayı uygulanan bir gerilim için yarıiletkenin yüzeyindeki elektrik alanı karakterize eder. Bu elektrik alan da engel yüksekliğini ve biçimini belirler. Ayrıca E_{00} 'ın, etkin kütleyle de (m^*) bağlı olduğu görülmektedir. Dolayısıyla yarıiletken için hal yoğunluğunu da karakterize eder. Bu nedenle yarıiletkenin yüzeyinde oluşan elektrik alanı ve hal yoğunluğunu arttıran herhangi bir işlem doğal olarak E_{00} değerlerinin de artmasına sebep olacaktır (Horwath 1996).

Bir Schottky diyot için serbest taşıyıcıların etkisini görmek ve akım iletiminde hangi mekanizmanın baskın olduğu belirleyebilmek için E_{00} değerleri kT 'ye bölünmek suretiyle normalize edilir. Bu çizim Şekil 4.8'de verilmiştir. Daha önce ifade edildiği gibi $E_{00} \approx kT$ olduğu durumda TAE, $E_{00} \ll kT$ olduğu durumda TE, $E_{00} \gg kT$ olduğu durumda ise AE mekanizması akım iletiminde baskın rol oynamaktadır. Mevcut çalışmanın en düşük ölçüm sıcaklığı olan 80 K'e karşılık gelen kT değeri 6.9×10^{-3} eV tur. Görüldüğü gibi 320 K ve 80 K için elde edilen E_{00} değerleri bu değerden yaklaşık 10 defa daha küçüktür. Bu durumda, ilgilenilen sıcaklık bölgesinde FeCrNiC/p-Si diyonu için TE'nun baskın akım mekanizması olduğu söylenebilir.



Şekil 4.8. Sıcaklığın fonksiyonu olarak normalize edilmiş E_{00}/kT değerleri

Aynı şekilde, idealite faktörünün azalan sıcaklıkla artışında TAE mekanizmasının etkili olup olmadığının testi için (2.49) eşitliği kullanılır. (2.49) eşitliği kullanılarak idealite faktörü değerleri 320 ve 80 K sıcaklıkları için sırasıyla 1.0011 ve 1.0015 olarak elde edildi. Bu değerler I - V karakteristiklerinden elde edilen deneysel idealite faktörü değerlerinden (2.703 ve 1.099) oldukça küçüktür. Buradan hareketle ilgilenilen sıcaklık bölgesinde azalan sıcaklıkla idealite faktöründeki artışta TAE mekanizmasının da etkili olamayacağı sonucuna varılmıştır.

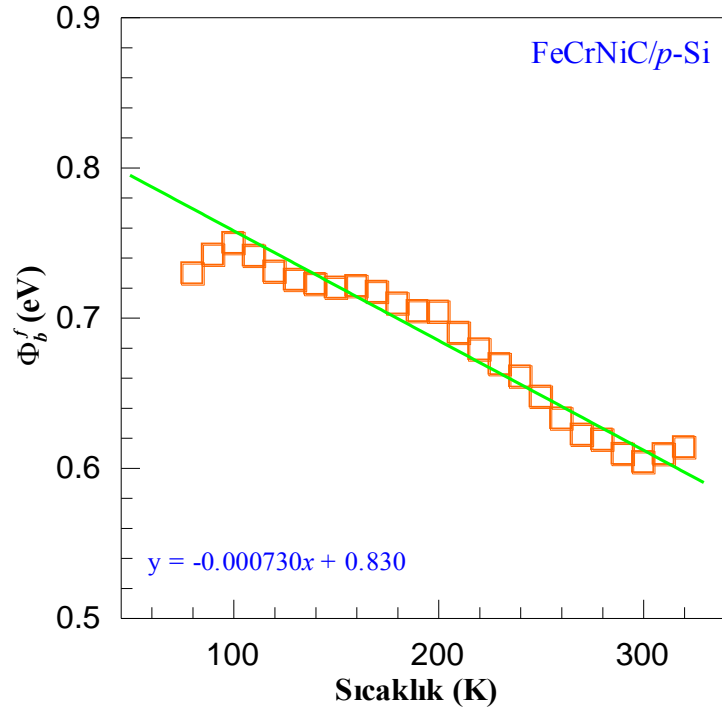
4.5. Düz Bant Engel Yüksekliği ve Richardson Çizimi

(2.27) eşitliği kullanılarak I - V karakteristiğinden elde edilen ve azalan sıcaklıkla azalan EY, görünür EY ya da sıfır belsem EY olarak adlandırılır. Düz bant şartları altında elde edilen EY ise düz bant engel yüksekliği (DBEY) olarak adlandırılır. Bir Schottky diyodun EY kontak civarındaki elektrik alana, dolayısıyla da uygulama gerilimine bağlıdır.

Düz bant şartları altında sıfır belsem durumunun tersine yarıiletkendeki elektrik alan sıfırdır ve bu yüzden yarıiletkenin enerji bantları düzdür (Sze 1981). Bu şartlarda I - V karakteristiklerini etkileyen yanal homojensizlikleri uzaklaştıran imaj kuvvet düşme etkisi ortadan kalkar (Hardikar *et al.* 1999). Kesim 2.5.4'te verilen (2.50) eşitliği kullanılarak, DBEY Φ_b^f , her bir sıcaklık için hesaplandı. 320-80 K aralığında Φ_b^f değerleri 0.614-0.763 eV aralığındadır.

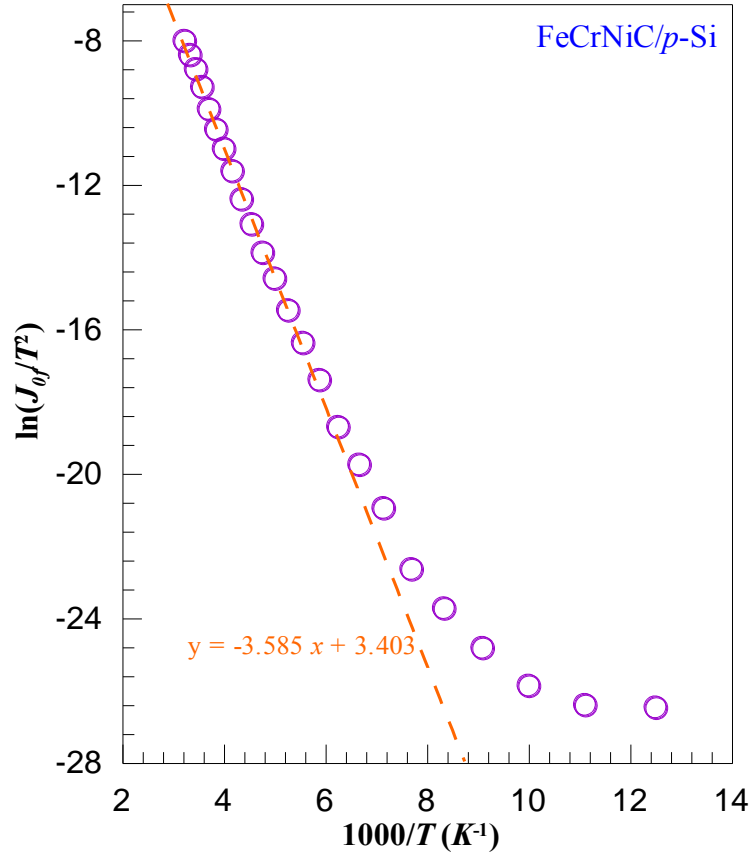
DBEY'nin hesaplanmasında doğru belsem I - V karakteristiklerinden (2.27) ve (2.26) eşitlikleri kullanılarak elde edilen sıfır belsem EY Φ_{b0} ve idealite faktörü n değerleri kullanılmıştır. Fermi enerjisi, $\xi = (kT/q)[\ln(N_v/N_a)]$, şeklinde N_v (p -Si için valans bandındaki hallerin etkin yoğunluğu ($N_v = 1.04 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$) ve N_a (akseptör konsantrasyonu) ile ilgilidir.

Şekil 4.9'da (2.50) eşitliği kullanılarak hesaplanan Φ_b^f değerlerinin sıcaklıkla değişimi verilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi DBEY Φ_b^f , incelenen sıcaklık bölgesinde sıfır belsem EY Φ_{b0} değerlerinden daha büyüktür. Φ_b^f 'nin sıcaklığa bağlı bu değişimi kesim 2.5.4' teki (2.51) eşitliğiyle $\Phi_b^f(T) = \Phi_b^f(T=0) + \alpha T$ verilir. Bu eşitlikten görüldüğü gibi bu çizimin lineer bir değişim göstermesi gerekir. Bu grafiğin lineer kısmına yapılan fitin eğimi 0 K'e ekstrapole edilmiş DBEY $\Phi_b^f(T=0)$ değerine, ordinat eksenini kestiği nokta ise DBEY'nin sıcaklık katsayısı değerine eşit olmaktadır. (2.51) eşitliğine göre hesaplanan bu parametreler; $\Phi_b^f(T=0) = 0.830 \text{ eV}$ ve $\alpha = 7.30 \times 10^{-4} \text{ eVK}^{-1}$ olarak elde edildi. Grafikten elde edilen sıcaklık katsayısı değerinin literatürde Si yarıiletkeni için verilen, yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişim katsayısı $\alpha_{E_g} = 4.73 \times 10^{-4} \text{ eVK}^{-1}$ değeri ile uyumlu olduğu görülmüştür (Sze 1981). Bu durumda FeCrNiC/ p -Si Schottky yapısı için EY'nin sıcaklıkla değişiminin beklenildiği gibi Si yarıiletkeninin yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişimine yakın bir davranış sergilediği söylenebilir.



Şekil 4.9. D2 diyodu için düz bant engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi

(2.53) eşitliğiyle ifade edilen düz bant akım yoğunluğu ifadesi kullanılarak FeCrNiC/*p*-Si yapısı için, $\ln(J_{0f}/T^2) - 1000/T$ Richardson eğrisi çizildi. Bu çizim Şekil 4.10'da gösterilmiştir. Bu çizimin lineer kısmına yapılan fitin eğiminden DBEY $\Phi_b^f(T=0) = 0.309$ eV, ordinat eksenini kestiği noktadan ise Richardson sabiti $A^* = 3.08 \times 10^{-3} \text{ AK}^{-2} \text{ cm}^{-2}$ olarak elde edildi. A^* için bulunan bu değer, *p*-Si için bilinen değerinin ($32 \text{ AK}^{-2} \text{ cm}^{-2}$) yanında oldukça küçüktür.

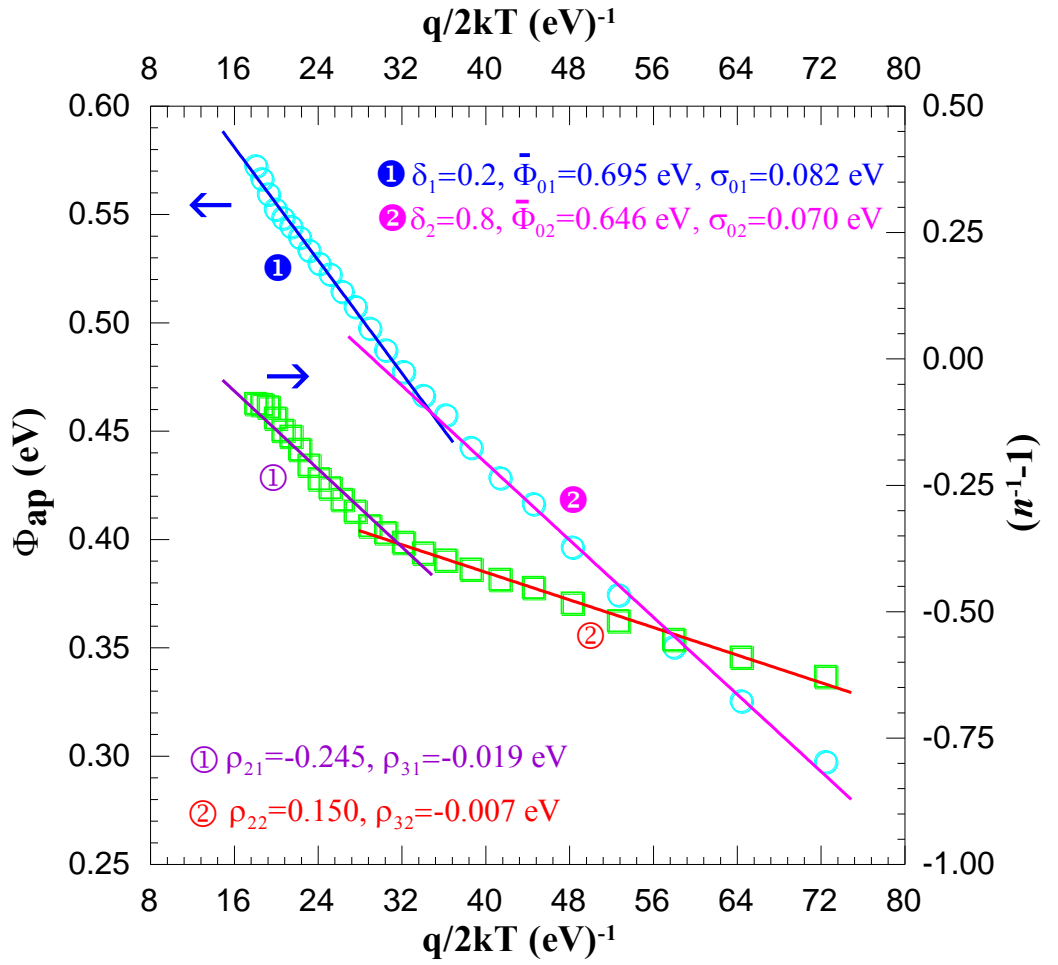


Şekil 4.10. Düz bant modeline göre D2 diyodu için $\ln(J_{0f}/T^2)$ - $1000/T$ Richardson çizimi

4.6. Homojen Olmayan Engel Yüksekliği Etkisi ve Modifiye Richardson Çizimi

Şimdiye kadar literatürde yapılan çalışmalara bakıldığında, EY inhomojenliğinin tekli veya çoklu Gauss Dağılım (GD) fonksiyonu kullanılarak tatmin edici bir şekilde açıklandığı görülmektedir. Özellikle düşük sıcaklıklarda sıfır belsem EY'deki azalış ve idealite faktöründeki artışın en önemli sebebi engel inhomojenliğidir. Düşük sıcaklıklardaki bu anormal davranışı izah edebilmek için, ortalama EY ($\bar{\Phi}_{b0}$) ve onun standart sapması (σ_0) nın dikkate alındığı GD modeli geliştirilmiştir (Werner and Güttler 1991,1993; Zhu *et al.* 2000).

Standart TE modeli bir Schottky kontak yapısında metal ile yarıiletkenin atomik olarak homojen olduğunu kabul eder. Fakat, yakın geçmişte yapılan BEEM çalışmalarında bu kabulün doğru olmadığı; metal ile yarıiletken arasında farklı EY'ne sahip küçük bölgelerin oluşturduğu inhomojen bir kontak alanının varlığı ispatlanmıştır. Bu konuyu açıklamak için ortaya atılan PİM modeline göre diyottan geçen toplam akım düşük ve yüksek engele sahip bu bölgelerden geçen akımların toplamı olarak verilmektedir.



Şekil 4.11. D2 diyodu için DGD modeline göre Φ_{ap} - ve n_{ap} - $q/2kT$ çizimi. ① ve ② numaralı lineer fit doğruları (2.60) eşitliğinde sırasıyla $\delta_1 = 0.2$, $\delta_2 = 0.8$, $\bar{\Phi}_{01} = 0.695$ eV, $\sigma_{01} = 0.082$ eV, $\bar{\Phi}_{02} = 0.646$ eV ve $\sigma_{02} = 0.070$ eV değerleri, ① ve ② numaralı fit doğruları ise (2.61) eşitliğinde $\rho_{31} = -0.019$, $\rho_{21} = -0.245$ eV, $\rho_{32} = -0.007$ ve $\rho_{22} = 0.150$ eV değerleri kullanılarak elde edilmiştir.

Şekil 4.11’de görüldüğü gibi Φ_{ap} değerlerinin $q/2kT$ ’ye karşı değişimi 320-180 ve 180-80 K sıcaklık aralığında farklı eğimlere sahip iki lineer bölgeden oluşmaktadır. Aynı durum n_{ap} değerleri için de geçerlidir. Bu çizimlerden farklı sıcaklık bölgelerinde iki ayrı EY’nin etkin olduğu söylenebilir. İkili EY varlığı durumunda problemin daha detaylı olarak irdelenmesi için (2.58) eşitliğinin modifikasyonu ile elde edilen (2.60) ve (2.61) ifadesi kullanılmıştır (Jiang *et al.* 2002; Huang and Lu 2005; Gülnahar ve Efeoğlu 2009; Türüt vd. 2010; Abay 2010).

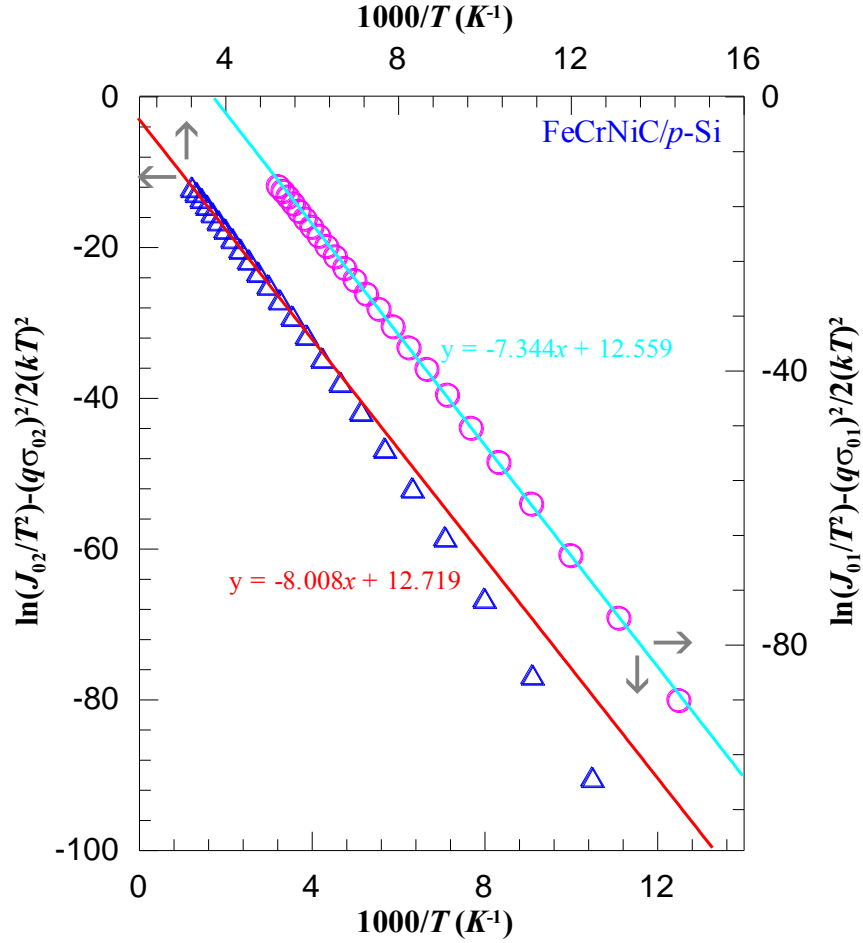
Şekil 4.11’de verilen $\Phi_{ap} - q/2kT$ çiziminde 320-180 ve 180-80 K sıcaklık aralığındaki lineer bölgelere yapılan fitlerin eğimlerinden ve kesim noktalarından sırasıyla, $\sigma_{01} = 0.082$ eV, $\bar{\Phi}_{01} = 0.695$ eV ve $\sigma_{02} = 0.070$ eV, $\bar{\Phi}_{02} = 0.646$ eV olarak hesaplandı. Standart sapma parametresi engel homojenliğinin bir ölçüsüdür. Bu nedenle engel homojenliğinden söz edilebilmesi için standart sapma değerlerinin oldukça küçük ($< \%10$) olması gereklidir. $\bar{\Phi}_{01}$, σ_{01} ve $\bar{\Phi}_{02}$, σ_{02} değerleri karşılaştırıldığında her iki dağılımdan elde edilen sıfır belsem ortalama EY’lerinin arasındaki fark 0.049 eV’dir. İki ortalama EY arasındaki fark bu engellerin ‘pinch-off’ olamayacağı anlamına gelir. Diğer taraftan ortalama EY’lerinin standart sapmaları bu değerlerin $\approx 12\%$ ’si kadardır. Bu değerler oldukça büyük değerlerdir. Buradan hareketle incelenen FeCrNiC/*p*-Si Schottky yapısı için ara yüzeyde dikkate değer inhomojenitenin (düzensizliğin) mevcut olduğu söylenebilir. Aynı şekilde $n_{ap} - q/2kT$ çiziminde voltaj katsayıları, 320-180 K sıcaklık aralığında $\rho_{31} = -0.019$, $\rho_{21} = -0.245$ eV, 180-80 K sıcaklık aralığında ise $\rho_{32} = -0.007$, $\rho_{22} = 0.150$ eV olarak hesaplandı. Elde edilen voltaj katsayıları ρ_{31} ve ρ_{32} değerleri negatiftir. (2.62) ifadesi gereğince, azalan sıcaklıkla idealite faktöründeki artışın bundan kaynaklandığı söylenebilir. Elde edilen ρ_{21} değeri de aynı şekilde negatif çıkmıştır. ρ_{21} ’nin negatif oluşu düşük sıcaklık bölgesinde uygulama gerilimi arttıkça EY’nin ve dolayısıyla da onun standart sapmasının azaldığını belirtir. Bu durum uygulama geriliminin artmasıyla etkin EY’nin maksimumunun yarıiletken gövde içine

doğru kaydığı ve böylece engelin homojen bir dağılıma sahip olduğu şeklinde ifade edilebilir.

Yukarıda bahsedildiği gibi Şekil 4.6 ve Şekil 4.7’de EY ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlı değişimleri verilmiştir. Çizimlerde sürekli çizgi ile gösterilen değerler DGD modeline göre (2.60) ve (2.61) eşitlikleri kullanılarak türetilen teorik değerlerdir. Çizimlerden görüldüğu gibi DGD modeli kullanılarak üretilen değerler ile deneysel değerler birbiri ile uyumludur. Bu nedenle, incelenen FeCrNiC/*p*-Si Schottky yapısının karakterizasyonu için kullanılan ikili DGD modelinin engel inhomojenliği kavramını tatminkâr şekilde açıkladığını söyleyebiliriz.

Şekil 4.5 ile verilen geleneksel Richardson çiziminde özellikle düşük sıcaklık bölgesinde, 180 K’ nin altında, bir bükülmenin olduğu gözlenmiştir. Homojen olmayan engel etkisinden dolayı geleneksel Richardson çiziminde görülen bu bükülme modifiye edilmiş Richardson grafiği çizilerek giderilebilir. Bunun için DGD modeline göre verilen (2.63) eşitliği kullanılabilir: Bu eşitliğe göre, $\left[\ln(J_0/T^2) - (q^2\sigma^2/2k^2T^2)\right] - 1000/T$ çiziminin eğiminden sıfır belsem ortalama EY (aktivasyon enerjisi) ve kesim noktasından Richardson sabiti A^* değerleri elde edilir.

Şekil 4.12’de engel yüksekliğinin DGD modeline göre D2 diyodu için modifiye edilmiş Richardson çizimi $\left[\ln(J_0/T^2) - (q^2\sigma^2/2k^2T^2)\right] - 1000/T$ 320-180 K ve 180-80 K sıcaklık aralıkları için verilmiştir. 320-180 K ve 180-80 K sıcaklık aralıklarında hesaplanmış verilere yapılan fitlerin eğim ve kesim noktalarından aktivasyon enerjisi ve Richardson sabiti değerleri sırasıyla, 0.690 eV, 33.44 $\text{AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ ve 0.633 eV, 29.66 $\text{AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ olarak elde edildi. Her iki sıcaklık bölgesi için elde edilen aktivasyon enerjisi değerleri Şekil 4.11’de verilen $\Phi_{ap} - q/2kT$ çiziminden elde edilen aktivasyon enerjisi değerleri (0.695 eV ve 0.646 eV) ile uyum içindedir. Aynı şekilde her iki sıcaklık bölgesi için elde edilen A^* değerlerinin de *p*-Si için bilinen teorik Richardson sabiti A^* ($=32 \text{AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$) değeri ile uyumlu olduğu gözlenmiştir.



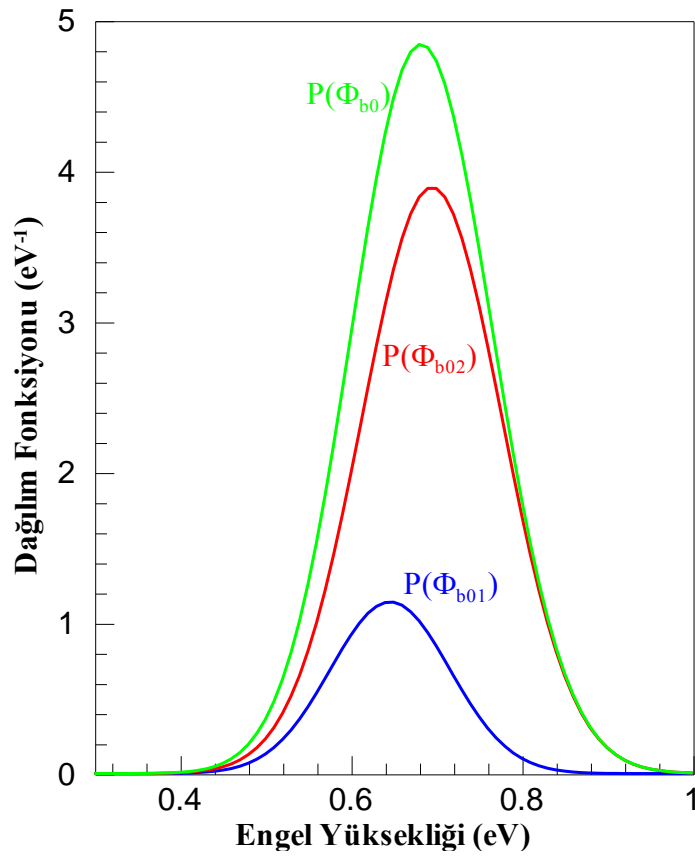
Şekil 4.12. Engel yüksekliğinin DGD modeline göre D2 diyodu için modifiye edilmiş Richardson çizimi $\left(\left[\ln(J_0/T^2) - (q^2\sigma^2/2k^2T^2) \right] - 1000/T \right)$. Şekilde içi boş daire ve üçgen ile gösterilen çizimler sırasıyla (2.63) ifadesinde $\sigma_{01} = 0.082$ eV ve $\sigma_{02} = 0.070$ eV standart sapma değerleri kullanılarak hesaplanmış eğrileri göstermektedir. Kalın çizgiler ise sırasıyla 320-180 K ve 180-80 K sıcaklık aralığındaki uygun fitleri göstermektedir.

Schottky engel homojensizlikleri farklı standart sapma ve ortalama EY ile sonsuz sayıdaki Gauss dağılımının birlikte davranışı olduğundan, çoklu GD modeline göre dağılım fonksiyonu

$$P(\Phi_{b0i}) = \sum_{i=1}^N \frac{\delta_i}{\sigma_{0i} \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\bar{\Phi}_{b0i} - \Phi_{b0})^2}{2\sigma_{0i}^2} \right] \quad (4.7)$$

ifadesi ile verilir.

Şekil 4.13' te (4.7) ifadesi kullanılarak elde edilen EY' nin Gauss dağılımının ihtimal fonksiyonu verilmiştir. Bu çizime göre çoklu dağılıma sahip diyotlarda her bir GD fonksiyonunun dağılıma katkısı belirlenebilir. $P(\Phi_{b01})$ ve $P(\Phi_{b02})$ sırasıyla yüksek ve alçak sıcaklık bölgesinde etkin EY için GD fonksiyonunu, $P(\Phi_{b0})$ ise bunların toplamını ifade etmektedir.



Şekil 4.13. (4.7) ifadesi kullanılarak elde edilen EY'nin Gauss dağılımlı ihtimaliyet fonksiyonları. Yeşil çizgi toplam ihtimal fonksiyonudur. Mavi ve kırmızı çizgiler ise sırasıyla Φ_{b01} ve Φ_{b02} için hesaplanan Gauss dağılımlı ihtimal fonksiyonlarıdır.

DGD modeline göre, her iki GD fonksiyonu, (4.7) eşitliğinde; $\delta_1 = 0.2$, $\delta_2 = 0.8$ ile $\sigma_{01} = 0.082$ eV, $\sigma_{02} = 0.070$ eV ve $\bar{\Phi}_{01} = 0.695$ eV, $\bar{\Phi}_{02} = 0.646$ eV fit parametreleri kullanılarak elde edildi. Şekil 4.13'ten görüldüğü gibi $P(\Phi_{b02})$ dağılımı, $P(\Phi_{b01})$

dağılımına göre daha büyüktür. Bu durum, yüksek sıcaklık bölgesinde etkin olan Φ_{b02} EY'nin daha baskın olduğunu ve EY inhomojenliği etkisinin daha az olduğunu gösterir. İki GD için elde edilen Φ_{b0} 'lar arasındaki fark 49.0 meV olduğundan bu iki dağılımın 'pinch-off' olamayacağı söylenebilir.

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Bu çalışmada, *p*-Si yarıiletkeni üzerinde FeCrNiC dörütlü alaşımı ile ilk kez oluşturulan Schottky kontağın sıcaklığa bağılı elektriksel karakterizasyonu yapıldı. *p*-Si altlığın kimyasal temizleme işlemleri tamamlandıktan sonra mat yüzeyin tamamına, vakum altında, Al metali buharlaştırılarak omik kontak yapıldı. Sonrasında numunenin parlak yüzeyine yerleştirilen maske üzerinden aynı şekilde vakum altında FeCrNiC dörütlü alaşımı buharlaştırılarak Schottky kontak üretildi. Üretilen 35 adet Schottky diyodun oda sıcaklığında, seçilen bir tanesinin (D2) de 80-320 K sıcaklıkları arasında *I-V* ölçümleri alındı.

35 diyot için oda sıcaklığındaki *I-V* karakteristiklerinin doğru belsem kısmından TE teorisiyle hesaplanan diyot parametreleri Çizelge 4.1'de verilmiştir. FeCrNiC/*p*-Si yapısının EY'leri 0.594-0.652 eV, idealite faktörleri ise 1.336-1.611 aralığında değişmektedir. Aynı şartlarda özdeş olarak hazırlanan diyotların temel parametrelerin bir diyottan diğerine değişim göstermesi homojen olmayan engele atfedildi. Akım iletim mekanizmasının belirlenebilmesi için imal edilen diyotlardan biri (D2) seçilerek sıcaklığa bağılı (80-320 K) elektriksel karakterizasyon yapıldı.

Sıcaklığa bağılı analizlerde EY ve idealite faktörünün sıcaklığın kuvvetli fonksiyonu olduğu görüldü. EY ve idealite faktörü değerlerinin sıcaklığa karşı değişiminin lineer olmadığı, ikili bir dağılım sergilediği gözlemlendi. Bu bağlamda diyodun sergilediği bu davranış Jiang *et al.* (2002) tarafından geliştirilen çoklu Gauss dağılım modeli kullanılarak açıklanmaya çalışıldı.

Şekil 4.2'de D2 diyodu için 80-320 K sıcaklık aralığındaki *I-V* karakteristiği verilmiştir. TE teorisi kullanılarak doğru belsem *I-V* karakteristiğinden deneysel idealite faktörü *n* ve sıfır belsem engel yüksekliği ϕ_{b0} değerleri elde edildi. Çizelge 4.2'de bu fitlerden her bir sıcaklık değeri için elde edilen ters belsem doyma (sızıntı) akımı I_0 , EY Φ_b ve idealite faktörü *n* değerleri verilmiştir. 80 ve 320 K sıcaklık aralığında elde edilen

doyma akımı, EY ve idealite faktörü değerleri 6.91×10^{-16} - 9.07×10^{-6} A, 0.297-0.572 eV ve 2.703-1.099 aralıklarında değişmektedir. Bu verilerden görüldüğü gibi azalan sıcaklıkla idealite faktörü değerleri artmakta, sızıntı akımı ve EY değerleri ise azalmaktadır. Şekil 4.6 ve 4.7’de idealite faktörü n ve EY değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi görülmektedir. Özellikle düşük sıcaklıklarda idealite faktörü ve EY’nin sıcaklıkla hızlı bir değişim sergilemektedir. Diyotun bu davranışı, homojen olmayan Schottky engeline atfedildi. Deneysel verilerden elde edilen idealite faktörü değerlerinin ideal kabul edilen değerinden ($n=1.00-1.05$) saptığı görüldü. Diyotun ideallikten sapmasını tanımlayan idealite faktörünün özellikle düşük sıcaklıklarda büyük değerler almasının nedenleri; MY ara yüzeye ait atomik yapıdaki çoklu fazlar, gözenekler ve yüzey kusurlarından kaynaklanan homojensizlikler, metal ve yarıiletken arasında yalıtkan bir tabakanın varlığı, yüzey yükleri ve imaj kuvvet etkisi olabilir. Ayrıca idealite faktörünün 1.00’den büyük olması, doğal olarak oluşan bir oksit tabakasının varlığından da kaynaklanabilir. Si yarıiletkeninin kendi doğal oksit tabakasına sahip olması kristal büyütme işlemi sırasında avantajdır fakat bu özelliği diyot fabrikasyonunda istenmeyen bir durumdur. Çünkü MY kontak ara yüzeyinde oluşan bu istenmeyen oksit tabakası ara yüzey hallerinin oluşumuna sebebiyet vererek diyotun ideal davranışını bozabilir.

Azalan sıcaklıkla EY değerlerinin azalmasının nedenini ise şu şekilde açıklayabiliriz: MY kontak boyunca akım iletimi sıcaklıkla kontrol edilen bir işlemdir ve düşük sıcaklıklarda elektronlar daha düşük enerjilere sahip olurlar. Yani, düşük sıcaklıkta daha düşük engelleri aşma kabiliyetine sahip olurlar. Bu da daha büyük idealite anlamına gelir. Fakat sıcaklık arttıkça elektronların enerjileri de artar ve daha yüksek engelleri aşabilirler. Sıcaklık arttıkça diyot ideal Schottky diyot davranışına yaklaşır ve idealite faktörü ideal değerine yaklaşmak için azalırken etkin EY değerleri artar.

D2 diyodu için, Cheung fonksiyonları kullanılarak doğru belsem $I-V$ karakteristiğinden seri direnç değerleri hesaplandı. $dV/d(\ln I) - I$ ve $H(I) - I$ grafiklerinden elde edilen R_s , idealite faktörü n ve EY Φ_b değerleri Çizelge 4.3’te verilmiştir. Çizelge 4.3’den görüleceği üzere Cheung fonksiyonlarından elde edilen EY ve idealite faktörlerinin

sıcaklıkla değişimi, TE kullanılarak elde edilen değerlerle (Çizelge 4.2) benzer değişim sergilemesine rağmen Cheung fonksiyonlarından elde edilen parametreler belli bir miktar daha büyüktür.

Sıcaklığa bağlı karakterizasyon genellikle Richardson çizimleri ile analiz edilmektedir. Bu bağlamda, imal edilen diyotlardan biri (D2) seçilerek diyot için geleneksel Richardson çizimi $(\ln(J_0/T^2) - 1000/T)$ yapıldı. Bu çizim Şekil 4.5’de verilmiştir. Bu çizimin 180 K’nin altındaki sıcaklıklarda lineerlikten saptığı ve bir bükülme gösterdiği gözlemlendi. Düşük sıcaklıklarda Richardson çiziminin lineerlikten sapmasının nedenleri arasında idealite faktörü ve EY değerlerinin sıcaklığa bağlılığından ve homojen olmayan engel sayılabilir. İmaj-kuvvet düşme etkisi, potansiyel engeli boyunca tünelleme akımının etkisi, düşük uygulama gerilimlerinde uzay yükü bölgesinde görülen rekombinasyon akımının etkisi ve ara yüzey yakınlarındaki yük dağılımının çeşitliliği de bu durumda etkili olabilir (Newman *et al.* 1986). Ayrıca hesaplamada kullanılan etkin kütle değerinin dolayısıyla da A^* değerinin teorik değerden farklı olmasından da kaynaklanabilir (Horvath 1996). Geleneksel Richardson çiziminin lineer bölgesinden aktivasyon enerjisi ve Richardson sabiti için sırasıyla 0.352 eV, $A^* = 8.3 \times 10^{-3} \text{ AK}^{-2} \text{ cm}^{-2}$ değerleri elde edildi. Elde edilen A^* değerinin *p*-Si için bilinen $A^* = 32 \text{ AK}^{-2} \text{ cm}^{-2}$ değerinden oldukça küçüktür.

Azalan sıcaklıkla birlikte EY’deki azalışı, idealite faktöründeki artışı ve Richardson çizimindeki lineerlikten sapmayı açıklayabilmek için yukarıda bahsedilen durumlar göz önüne alınarak çeşitli analizler yapıldı. İlk olarak, EY ve idealite faktörünün bu davranışının sebebinin imaj kuvvet düşme etkisi olup olmadığına bakmak için incelenen sıcaklık aralığında imaj kuvvet etkisine bağlı engel düşmesi $\Delta\Phi_{imf}$ değerleri ve imaj kuvvet düşmesi dikkate alınarak idealite faktörü değerleri hesaplandı. Hesaplanan bu değerlerin, deneysel verilerin değerlendirilmesiyle elde edilen EY ve idealite faktörü değerlerinden oldukça küçük çıkmasından hareketle, azalan sıcaklıkla engelin düşmesinde ve idealite faktörünün artmasında, imaj kuvvet etkisinden ziyade TAE ya da başka akım iletim mekanizmalarının baskın olabileceği düşünüldü.

TAE etkisi göz önünde bulundurulduğunda idealite faktörü 320 ve 80 K sıcaklıkları için sırasıyla 1.0011 ve 1.0015 olarak elde edildi. Elde edilen idealite faktörü değerlerinin deneysel verilerden elde edilen (2.703, 1.099) değerlerden oldukça küçük olması ilgilenilen sıcaklık bölgesinde azalan sıcaklıkla idealite faktöründeki artışta TAE mekanizmasının etkili olamayacağı şeklinde değerlendirildi.

Bir sonraki basamak olarak, D2 diyonu için DBEY Φ_b^f değerleri hesaplanarak sıcaklıkla değişimi incelendi. Bu çizim Şekil 4.9'da verilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi bu değişim bir yarıiletkenin yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişimine paralel bir davranış göstermiştir. Deneysel olarak doğru belsem $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen ve artan sıcaklıkla artan sıfır belsem EY Φ_{b0} değerlerinin tersine, Φ_b^f değerleri artan sıcaklıkla azalmaktadır. Bu çizimin lineer kısmına yapılan fitin eğiminden diyot için sıcaklık katsayısı $\alpha = 7.30 \times 10^{-4} \text{ eVK}^{-1}$ olarak elde edilmiştir. Bu değer Si yarıiletkeninin yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişim katsayısı $\alpha_{E_g} = 4.73 \times 10^{-4} \text{ eVK}^{-1}$ değeri ile uyumlu olduğu görüldü.

Diyodun homojen olmayan engel analizi için EY'nin Gauss dağılımına sahip TE mekanizması temel alındı. Diyot için Φ_{ap} - ve $n_{ap} - q/2kT$ çizimleri yapıldı. Bu çizimler Şekil 4.11'de verilmiştir. Görüldüğü gibi hem idealite faktörü değerleri hem de EY değerleri için bu çizimler farklı eğimlere sahip iki lineer bölgeden oluşmaktadır. Bu nedenle ikili Gauss dağılım modeli kullanıldı.

EY'nin Gauss dağılımı modeline göre diyot alanı üzerinde birbirinden farklı Schottky engellerine sahip çok sayıda paralel diyot olduğu kabul edilmekte ve her bir Schottky engelinin diyot boyunca akan akıma birbirinden bağımsız olarak katkıda bulunduğu düşünülmektedir. Standart TE modeline göre metal ile yarıiletken arasında bir yüzey tabakası olmadığı ve ara yüzeyin atomik olarak homojen olduğu kabul edilir. Fakat son zamanlarda yapılan BEEM çalışmalarında MY kontak ara yüzeyinde düşük ve yüksek engellere sahip küçük yerel bölgelerin varlığı gösterilmiştir. Bu bağlamda, modifiye edilmiş TE teorisi, geleneksel TE teorisinden farklı olarak homojen olmayan engel

kavramını kullanmaktadır. Homojen olmayan engel kavramı dikkate alınarak geliştirilen modellerin ışığı altında diyot parametreleri tekrar elde edilip yorumlandı.

$\Phi_{ap} - q/2kT$ çizimi düşük ve yüksek sıcaklık bölgeleri için farklı iki GD sergilediğinden iki ayrı bölgeye yapılan fitlerin kesim noktalarından ve eğimlerinden ortalama EY ve onun standart sapması değerleri hesaplandı. Bu değerler 320-180 K ve 180-80 K sıcaklık bölgeleri için sırasıyla $\bar{\Phi}_{01} = 0.695$ eV, $\bar{\Phi}_{02} = 0.646$ eV, $\sigma_{01} = 0.082$ eV, $\sigma_{02} = 0.070$ eV olarak elde edildi.

Aynı şekilde $n_{ap} - q/2kT$ çizimi de ikili bir değişim sergilediğinden GD modeline göre iki ayrı bölgeye yapılan fitlerin eğimlerinden ve kesim noktalarından voltaj katsayıları 320-180 K sıcaklık aralığında $\rho_{31} = -0.019$, $\rho_{21} = -0.245$ eV olarak 180-80 K sıcaklık aralığında ise $\rho_{32} = -0.007$, $\rho_{22} = 0.150$ eV olarak elde edildi.

Richardson çiziminde gözlenen sapmayı bertaraf edebilmek için bahsedildiği gibi DGD modeli kullanılarak modifiye Richardson çizimi yapıldı. $\Phi_{ap} - q/2kT$ çiziminden 320-180 K ve 180-80 K sıcaklık bölgeleri için elde edilen $\sigma_{01} = 0.080$ eV ve $\sigma_{02} = 0.067$ eV değerleri, DGD modeline göre oluşturulan (2.63) eşitliğinde yerine yazılarak iki ayrı Richardson çizimi yapıldı. Bu çizimlerin eğimlerinden ve kesim noktalarından sırasıyla aktivasyon enerjisi ve Richardson sabiti değerleri elde edildi. Yüksek sıcaklık bölgesi için bu değerler $\bar{\Phi}_{b0} = 0.690$ eV ve $A^* = 33.44$ $\text{AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$, düşük sıcaklık bölgesi için ise $\bar{\Phi}_{b0} = 0.633$ eV ve $A^* = 29.66$ $\text{AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ olarak bulundu. Her iki sıcaklık bölgesi için elde edilen A^* değerlerinin p-Si için bilinen teorik değer ($A^* = 32$ $\text{AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$) ile uyumludur. Elde edilen aktivasyon enerjisi değerleri (0.690 ve 0.633 eV) de $\Phi_{ap} - q/2kT$ çiziminden elde edilen ortalama EY değerleri (0.695 ve 0.646 eV) ile uyumludur. Sonuçların birbiriyle uyumlu olması, incelenen FeCrNiC/p-Si Schottky diyot yapısı için kullandığımız ikili Gauss dağılımlı EY'nin homojen olmayan engel kavramının izahında başarılı olduğu şeklinde yorumlanmıştır.

D2 diyodu için DGD modeline göre EY'nin Gauss dağılımının ihtimaliyet eğrileri çizildi. Şekil 4.13'te verilen bu çizimde EY için ikinci dağılımın daha baskın olduğu görüldü. Buradan hareketle FeCrNiC/*p*-Si Schottky yapısı için yüksek sıcaklık bölgesinde EY inhomojenliği etkisinin daha az olduğu sonucuna varıldı.

Yarıiletken malzemeler kullanılarak üretilen Schottky kontak yapılarının önemi her geçen gün artmaktadır. Bu süreçte yapılan çalışmaların amacı farklı malzemeler kullanarak diyot karakteristiğini iyileştirmek ve maliyeti düşürmektir. Bu çalışmanın ilk safhasında, öncelikli amaç olan FeCrNiC/*p*-Si Schottky diyodun doğrultucu özellik sergileyip sergilemediğinin araştırılmasına yer verilmiştir. İkinci adım olarak imal edilen diyotların oda sıcaklığında ve 80-320 K aralığında sıcaklığa bağlı *I-V* karakteristikleri incelenerek diyot parametrelerinin bu güne kadar teklif edilen mevcut modellerle irdelenmesi yapılmıştır.

Bundan sonraki çalışmalarda FeCrNiC/*p*-Si yapısının zamana ve tavlama sıcaklığına bağlı olarak elektriksel karakterizasyon yapılabilir. Kullanılan dörtdü metal alaşımı ile yarıiletken malzeme arasında oluşabilecek etkileşimler değişik yapısal ve yüzeysel analizlerle değerlendirilerek FeCrNiC/*p*-Si yapısına ait daha detaylı bilgiler literatüre kazandırılabilir.

KAYNAKLAR

- Abay, B., 2010. Measurement and modelling of the characteristic parameters for silver Schottky contacts on layered p-GaSe compound in a wide temperature range. *Journal of Alloys and Compounds*, 506, 51-56
- Abay, B., Çankaya, G., Güder, H. S., Efeoğlu, H. and Yoğurtçu, Y. K. 2003. Barrier characteristics of Cd/p-GaTe Schottky diodes based on I-V-T measurements. *Semicond Sci. Technol.* 18, 75-81.
- Chand, S. and Kumar, J., 1995. Current-voltage characteristics and barrier parameters of Pd₂Si/p-Si (111) Schottky diodes in a wide temperature range. *Semicond. Sci. Technol.* 10, 1680-1688.
- Chand, S. and Kumar, J., 1996. Current transport in Pd₂/n-Si (100) Schottky barrier diodes at low temperatures. *J. Appl. Phys. A* 63, 171-17
- Chand, S. and Kumar J., 1996. On the existence of a distribution of barrier heights in Si/Si Schottky diodes. *J. Appl. Phys.* 80 (1), 288-298.
- Chand, S. and Kumar, J., 1997. Simulation and analysis of the I-V characteristics of a Schottky diode containing barrier inhomogeneities. *Semicond. Sci. Technol.*, 12, 899-906
- Chand, S. and Kumar, J., 1997. Electron transport and barrier inhomogeneities in palladium silicide Schottky diodes. *J. Appl. Phys. A*, 65, 497-503.
- Chand, S. and Kumar, J., 1997. Effect of barrier height distribution on the behavior of a Schottky diode. *J. Appl. Physics*, 82 (10), 5005-5010.
- Chand, S., 2002. An accurate approach for analysing a inhomogeneous Schottky diode with a Gaussian ditribution of barrier heights. *Semiconductor Science and Technology* 17 (7), L36-L40.
- Cheung, S. K. and Cheung, N. W., 1986. Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics. *Appl. Phys. Lett.* 49, 85-87.
- Chin, V. W. L., Gren, M. A. and Storey, J. W. V., 1990. Correlation between current-voltage and capacitance-voltage Schottky barrier height on (100) and (110) GaAs an (110) InP surface. *J. Appl. Phys.* 68, 3470.
- Çankaya, G., 2003. Hidrostatik basınç altında metal/p-Si Schottky diyotları elektriksel karakterizasyonu. Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Gülnahar, M., 2008. Al-Au/GaTe Schottky yapıların sıcaklığa bağlı akım-gerilim (I-V-T) ve kapasite-gerilim (C-V-T) karakteristikleri. Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Gülnahar, M., Efeoğlu, H., 2009. Double barrier nature of Au/p-GaTe Schottky contact: Linearization of Richardson plot. *Solid State Electronics.* 53 (9), 972-978
- Hardikar, S., Hudait, M. K., Modak, P., Krupanidhi, S. B. Padha, N. 1999. Anomalous current transport in Au/low-doped n-GaAs Schottky barrier diodes at low temperatures. *J. Appl. Phys. A* 68, 49-55.
- Hernandez, M. P., Alonso, and C. F. Pena, J. L. 2001. Barrier height determination in homogeneous nonideal Schottky contacts. *J. Phys.D:Appl.Phys.* 34 1157.
- Horwáth, Zs. J. 1996. Comment on analysis of I-V measurements on CrSi 2-Si Schottky structures in a wide temperature. *Solid-St. Electron*, 39, 176.

- Huang, S., Lu, F., 2006. Investigation on the barrier height and inhomogeneity of nickel silicide Schottky. *Applied Surface Science*, 252 (12) , 4027-4032.
- Jiang Y.L., Ru G.P., Lu F., Qu X.P., Li B.Z., W.Li, Li A.Z., *Chin.Phys.Lett.* 19 (2002) Technol. 12 (1997) 907. 553.
- Jones, F. E., Wood, B. P., Myers, J. A., Hafer, C. D. and Lonergan, M. C. 1999. Current transport and the role of barrier inhomogeneities at the high barrier n-InP/poly(pyrrole) interface. *J. Appl. Phys.* 86 (11), 6431-6441.
- McCafferty, P. G. Sellai, A., Dawson, P. and Elabd, H. 1996. Barrier characteristics of PtSi/p-Si diodes as determined from I-V-T measurement. *Solid-State Electron*, 39, 583.
- Missous, M. and Rhoderick, E. H., 1991. On the Richardson constant for aluminum/gallium arsenide Schottky diodes. *J. Appl. Phys.* 69 (10), 7142-7145.
- Neaman, D., A., 1992. *Semiconductor Physics and Devices; Basic principles*. Irwin, Inc., 144..
- Newman, N., Schilfgaarde, M. V., Kendelwicz, T., Williams, M. D. and Spicer, W. E. 1986. Electrical study of Schottky barriers on atomically clean GaAs (110) surfaces. *Phys. Rev. B* 33, 1146.
- Ohdomari, I. and Tu, K.N., 1980. Paralel silicide contacts. *J. Appl. Phys.*, 51, 3735-3739.
- Osvald, J. and Horvath, Z.J., 2004. Theoretical study of the temperature dependence of electrical characteristics of Schottky diodes with an inverse near-surface layer. *Appl. Surf. Sci.* 234, 349
- Padovani, F. A. and Stratton, R. 1966. Field and thermionic-emission in Schottky barriers. *Solid State Electron* 9,695.
- Ranuaraz, J. C., Ortiz-Conde A. and Garcia, Sanchez, F. J. 2000. A new method to extract diode parameters under the presence of parasitic series and shunt resistance. *Microelectron Reliab.* 40, 355.
- Rhoderick, E. H. and Williams, R. H. 1988. *Metal-Semiconductor Contacts* 2nd edn.(Clarendon Press: Oxford).
- Song, Y.P., Van Meirhaeghe, R.L., Laflère, W.H. and Cardon, F. 1986. On the difference in apperant barrier height as obtained from capacitance-voltage and current-voltage-temperature measurements on Al/p-InP Schottky barriers. *Solid- St. Electron.* 29, 633-638.
- Soylu, M., 2007. Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP Schottky yapıların sıcaklığa bağlı elektriksel karakterizasyonu. Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Sullivan, J.P., Tung, R.T., Pinto, M.R., Graham, W.R., 1991. Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study. *J. Appl. Phys.*, 70, 7403-7424.
- Sze, S. M., 1981. *Physics of semiconductor devices*. 2nd Ed., Wiley, New York, 300-308.
- Şahin, B., Çetin, H., Ayyıldız, E., 2005. The effect of series resistance on capacitance–voltage characteristics of Schottky barrier diodes. *Solid State Commun.* 135, 490
- Temirci, C., Anodik oksidasyon metoduyla yüksek engelli ve yüzey pasivasyonlu Sn/p-Si Schottky diyotların fabrikasyonu. Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.

- Tung, R., 1984. Schottky-Barrier formation at single-crystal metal-semiconductor interfaces. *Phys.Rev.Lett.* 52, 461-464.
- Tung, R.T., 1991. Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers. *Appl. Phys. Lett.*, 58, 2822.
- Tung, R., 1992. Electron transport at metal-semiconductor interfaces: General theory. *Phys. Rev. B*, 45 (23), 13509-13523.
- Tung, R.T., 2001. Recent advances in Schottky barrier concepts. *Materials Science and Engineering*, R 35, 1-138.
- Tung, R., 2001. Formation of an electric dipole at metal-semiconductor interfaces. *Physical review B*, 64(20), 1-15.
- Uhrmann, T., Dimopoulos, T., Kovacs, A., Kohn, A., Weyers, S., Paschen, U., Smoliner, J. and Brückl, H., 2009. Evaluation of Schottky and MgO-based tunnelling diodes with different ferromagnets for spin injection in n-Si. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 42, 145114
- Unewisse, M. H. and Storey, J. W. V. 1993. Conduction mechanism in erbium silicide Schottky diodes. *J. Appl. Phys.*, 73, 3873.
- Vanalme, G.M., Van Meirhaeghe, R.L., Cardon, F., Van Daele P., *Semicond. Sci. Technol.* 12 (1997) 907-12.
- Wagner, L. F., Young, R. W. and Sugerman, A. 1983. *IEEE Electron Device Lett.* EDL-4, 320.
- Werner, J. H. and Gütter, H. H., 1991. Barrier inhomogeneities at Schottky contacts. *J. Appl. Phys.*, 69 (3), 1522-1533.
- Werner, J. H. and Güttler, H. H., 1993. Temperature dependence of the Schottky barrier heights on silicon. *J. Appl. Phys.*, 73 (3), 1315.
- Wittmer, M., 1990. Current transport in high-barrier IrSi/Si Schottky diodes. *Phys. Rev. B* 42, 5249-5259.
- Yıldırım, N., Türüt, A., Türüt, V., The theoretical and experimental study on double Gaussian distribution in inhomogeneous barrier-height Schottky contacts. *Microelectronic Engineering.* 87, 2225–2229
- Zhu, S., Van Meirhaeghe, R., Detavernier, C., Cardon, F., Ru, G., Qu, X. and Li, B., 2000. Barrier height inhomogeneities of epitaxial CoSi_2 Schottky contacts on n-Si (100) and (111). *Solid- State Com.* 44, 663-671.

ÖZGEÇMİŞ

1987 yılında Sarıkamış'ta doğdu. İlk ve orta öğrenimini Sarıkamış'ta tamamladı. 2005 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü lisans programına yerleşti. 2009 yılında lisans programını tamamladı ve aynı yıl Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans öğrenimine başladı.