

DİDEM'e



**Au/Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x/n-Si YAPILARDA DOĞRU VE TERS BESLEM AKIM-
VOLTAJ (I-V) KARAKTERİSTİKLERİNİN 80-340 K SICAKLIK ARALIĞINDA
İNCELENMESİ**

Elif MARIL

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

MART 2015

DİDEM'e

Elif MARIL tarafından hazırlanan “Au/Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x/n-Si YAPILARDA DOĞRU VE TERS BESLEM AKIM-VOLTAJ (I-V) KARAKTERİSTİKLERİNİN 80-340 K SICAKLIK ARALIĞINDA İNCELENMESİ” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından OY BİRLİĞİ ile Gazi Üniversitesi Fizik Anabilim Dalında DOKTORA TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Prof. Dr. Şemsettin ALTINDAL

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

.....

Başkan: Prof. Dr. İlbilge DÖKME

Fen Bilgisi Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

.....

Üye : Doç. Dr. Perihan DURMUŞ

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

.....

Üye : Doç. Dr. Esra YILDIZ

Fizik Anabilim Dalı, Hitit Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

.....

Üye : Doç. Dr. Abdullah YILDIZ

Enerji Sistemleri Mühendisliği Anabilim Dalı, Yıldırım Beyazıt Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

.....

Tez Savunma Tarihi: 20/03/2015

Jüri tarafından kabul edilen bu tezin Doktora Tezi olması için gerekli şartları yerine getirdiğini onaylıyorum.

.....

Prof. Dr. Şeref SAĞIROĞLU

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

DİDEM'e

ETİK BEYAN

Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Tez Yazım Kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- Tez içinde sunduğum verileri, bilgileri ve dokümanları akademik ve etik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- Tüm bilgi, belge, değerlendirme ve sonuçları bilimsel etik ve ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- Tez çalışmada yararlandığım eserlerin tümüne uygun atıfta bulunarak kaynak gösterdiğimi,
- Kullanılan verilerde herhangi bir değişiklik yapmadığımı,
- Bu tezde sunduğum çalışmanın özgün olduğunu, bildirir, aksi bir durumda aleyhime doğabilecek tüm hak kayıplarını kabullendiğimi beyan ederim.

(İmza)

Elif MARIL

02/03/2015

Au/Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x/n-Si YAPILARDA DOĞRU VE TERS BESLEM AKIM-VOLTAJ
(I-V) KARAKTERİSTİKLERİNİN 80-340 K SICAKLIK ARALIĞINDA
İNCELENMESİ
(Doktora Tezi)

Elif MARIL

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Mart 2015

ÖZET

Au/Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x/n-Si yapılarında, akım-iletim mekanizmaları 80-340 K sıcaklık aralığında incelendi. LnI-V grafikleri, düşük (0,075-0,250 V) ve orta (0,27-0,70 V) voltajlarda iki lineer bölge sergiledi. Engel yüksekliği (Φ_{Bo}) ve idealite faktörü (n) değerleri bu bölgelerin kesim noktası ve eğimlerinden elde edildi. Φ_{Bo} değeri artan sıcaklıkla artarken n değeri azalmaktadır. Gaussian dağılıma (GD) delil teşkil etmek amacıyla Φ_{Bo} ve $(n^{-1}-1) - q/2kT$ ile $\Phi_{Bo} - n$ grafikleri çizildi ve hepsinde farklı eğimli iki lineer bölge gözlemlendi. Bu bölgeler düşük sıcaklık (LTR): (80-160 K) ve yüksek sıcaklık (HTR): (200-340 K) aralıklarıdır. Ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_B$) ve standart sapma (σ_s) değerleri $\Phi_{Bo}-q/2kT$ grafiğinden küçük voltajlarda LTR için 0,382 eV, 0,060 V ve HTR için ise 0,850 eV, 0,135 V elde edildi. Orta voltajlarda ise bunlar LTR için 0,364 eV, 0,059 V HTR için 0,806 eV, 0,132 V elde edildi. Bu değerler kullanılarak modifiye Richardson $((\ln(I_0/T^2) - (q^2\sigma_s^2/2k^2T^2) - q/kT)$ grafiğinin eğimi ve kesme noktasından $\bar{\Phi}_{Bo}$ ve Richardson sabiti (A^*) değerleri sırasıyla düşük voltajlarda; LTR için 131,81 Acm⁻²K⁻², 0,381 eV ve HTR için 129,35 Acm⁻²K⁻², 0,854 eV elde edilirken orta voltajlarda LTR için 148,01 Acm⁻²K⁻², 0,377 eV ve HTR için 143,77 Acm⁻²K⁻², 0,812 eV elde edildi. Bu sonuçlar, akım iletim mekanizmasının Termiyonik emisyon (TE) bazlı çift GD ile açıklanabileceğini göstermektedir. Ters beslemde çizilen Ln (I_r/E_r)-E^{0,5} grafikleri de farklı lineer bölge sergiledi ve kesme noktası B(T) ve eğimleri m(T) değerlerinin q/kT'ye karşı grafikleri çizildi. Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x tabakasının dielektrik sabiti (ϵ) ve engel yüksekliği (Φ_i) sırasıyla bu grafiklerin eğimlerinden sırasıyla 3,1 ve 37,1 meV olarak elde edildi. Bu sonuçlar, I_r-V_r karakteristiklerinin elektrik alana bağımlılığı ile tanımlanabildiğini göstermektedir. Bu nedenle, Au/Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x/n-Si yapılarında baskın iletim mekanizması Frenkel-Poole eMSyonu (FPE) veya Schottky eMSyonu (SE) ile açıklanabilir. Bu Φ_i değeri oldukça düşüktür ve 3,1 olarak bulunan dielektrik sabiti ise SiO₂'nin geleneksel dielektrik değerine (3,8) yaklaşmaktadır. Elde edilen sonuçlar, (Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x) ara yüzey tabakasının esnek, üretimi kolay ve düşük maliyet açısından geleneksel SiO₂ yalıtkan tabakanın yerine kullanılabileceğini göstermektedir.

Bilim Kodu : 202.1.147
Anahtar Kelimeler : Au/Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x/n-Si yapılar, I-V-T karakteristikleri, Richardson eğrisi, Çift Gaussian, Frenkel-Poole ve Schottky emisyonu
Sayfa Adedi : 87
Danışman : Prof. Dr. Şemsettin ALTINDAL

FORWARD AND REVERSE BIAS CURRENT-VOLTAGE (I-V) CHARACTERISTICS OF Au/Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x/n-Si STRUCTURES IN TEMPERATURE RANGE OF 80-340 K

(Ph. D. Thesis)

Elif MARIL

GAZİ UNIVERSITY

GRADUATED SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

March 2015

ABSTRACT

Current transport mechanisms (CTMs) of Au/Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x/n-Si/Au structures were investigated in the temperature range of 80-340K. LnI-V plots show two distinct linear regions corresponding to low (0,075-0,250 V) and moderate (0,27-0,70 V) biases. The barrier height (BH) Φ_{B0} and ideality factor (n) values were obtained from the intercept and slope of these plots. While Φ_{B0} increases with increasing temperature, n decreases. Φ_{B0} and $(n^{-1}-1)$ vs $q/2kT$ and Φ_{B0} vs n plots were drawn to get an evidence of Gaussian distribution (GD) of the BHs. These plots, show also two linear regions corresponding to low (80-160K) and high (200-340K) temperatures which are called as LTR and HTR. Mean value ($\bar{\Phi}_{B0}$) and standard deviation (σ_s) were extracted from the intercept and slope of Φ_{B0} vs $q/2kT$ plots for two linear regions as 0,382 eV, 0,060 V for LTR and 0,850 eV, 0,135 V for HTR at low biases and 0,364 eV, 0,059 V for LTR and 0,806 eV, 0,132 V for HTR at moderate biases. $\bar{\Phi}_{B0}$ and Richardson constant (A^*) values were also obtained from the intercept and slope of the modified Richardson ($\ln(I_0/T^2)-(q^2\sigma_s^2/2k^2T^2)$) vs q/kT plots as 131,81 Acm⁻²K⁻², 0,381 eV for LTR and 129,35 Acm⁻²K⁻², 0,854 eV for HTR at low biases and 148,01 Acm⁻²K⁻², 0,377 eV for LTR and 143,77 Acm⁻²K⁻², 0,812 eV for HTR at high biases. CTM can be successfully explain in terms of thermionic emission (TE) with the double GD of BHs. Reverse bias $\ln(I_r/E_r)$ vs $E^{0,5}$ plots show also straight lines with different slopes. Both the intercepts B(T) and slopes m(T) values versus q/kT plots were drawn. These results show that the I_R-V_R characteristics can be well described by the electric field dependence so the dominant conduction mechanisms are either Frenkel-Poole (FP) emission or Schottky emission (SE). The ϵ_i and Φ_t values were found as 3,1 and 37,1 meV. Φ_t is considerably low and the value of ϵ_i (3,1) is closed to conventional of SiO₂ layer (3,8). These results confirmed that (Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x) layer can be used instead of a conventional of SiO₂ layer in the terms of flexibility, easy production and low cost.

Science Code : 202.1.47
Key Words : Au/Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x/n-Si structures, I-V-T characteristics, Richardson plot, Double Gaussian, Frenkel-Poole and Schottky emission
Page Number : 87
Supervisor : Prof. Dr. Şemsettin ALTINDAL

TEŞEKKÜR

Doktora araştırmalarım boyunca ilminden faydalandığım, insani ve ahlaki değerleri ile de örnek edindiğim, yanında çalışmaktan onur duyduğum ve ayrıca tecrübelerinden yararlanırken göstermiş olduğu hoşgörü ve sabırdan dolayı değerli hocam, sayın Prof.. Dr. şemsettin ALTINDAL'a,

Diğer branşlarda bana yardımcı olan hocalarıma ve ekiplerindeki herkese; birlikte çalışmaktan zevk aldığım asistan arkadaşlarıma; değerli uzmanlara, ve fen bilimleri enstitüsü çalışanlarına,

Çalışmalarım esnasında, yardım ve desteklerini esirgemeyen sayın Aslan ÜLKER'e,

Bu günlere gelmemde büyük pay sahibi olan, maddi ve manevi destekleri ile bana güç veren sevgili aileme ve dostlarıma teşekkürlerimi sunarım.

Dr. Elif MARIL

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	ix
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	x
RESİMLERİN LİSTESİ	xii
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xiii
1. GİRİŞ.....	1
2. TEORİK BİLGİLER	9
2.1. Metal-Yarıiletken (MS) Kontakların Teorisi	9
2.2. Arayüzey Tabakalı Metal-Yarıiletken (MS) Kontaklar	14
2.3. Metal-Yarıiletken (MS) Diyotlarda muhtemel akım-iletim mekanizmaları	17
2.3.1. Termiyonik eMSyon (TE) teorisi	19
2.3.2. Difüzyon teorisi	22
2.3.3. Termiyonik eMSyon-difüzyon teorisi.....	24
2.3.4. Kuantum mekaniksel tünelleme.....	26
2.3.5. T_0 etkili akım iletimi	29
2.4. Potansiyel Engel Değişim Modeli	30
2.4.1. Gaussian engel dağılımı $P(\Phi_B)$	31
2.4.2. Sıcaklığa bağlı potansiyel engel yüksekliği	33

2.5. Ters Beslem Akım- Voltaj Karakteristikleri	33
3. DENEYSEL YÖNTEM	37
	Sayfa
3.1. Au/($\text{Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x$)/n-Si Yapıların Hazırlanması	37
3.1.1. Kristal temizleme	37
3.1.2. Omik kontakın oluşturulması	38
3.1.3. ($\text{Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x$) arayüzey tabakanın oluşturulması	39
3.1.4. Doğrultucu kontakın oluşturulması	41
3. 2. Deneysel Ölçüm Sistemi	43
3.3. Kullanılan Deneysel Ölçüm Cihazları	44
3.3.1. Keithley 2400 akım-gerilim kaynağı	44
3.3.2. Janis vpf-475 kriyostat	45
3.3.3. Lake Shore-model 321 sıcaklık kontrol aygıtı	46
4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA	47
4.1.Yapısal Analiz.....	47
4.2. Doğru Beslem Akım-Voltaj-Sıcaklık (I-V-T) Karakteristikleri.....	48
4.2.1. Engel yüksekliğinin homojensizliği.....	56
4.3. Ters Beslem Akım-Voltaj-Sıcaklık (I-V-T) Karakteristikleri.....	64
5. SONUÇLAR	71
KAYNAKLAR	77
ÖZGEÇMİŞ	84

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. MS kontaklarda doğrultucu ve omik kontak oluşumu için metal ve yarıiletkenlerin iş fonksiyonları.....	9
Çizelge 4.1. Au/Ca ₃ Co ₄ Ga _{0,001} O _x /n-Si/Au (MS) tipi yapılarda LBR ve MBR bölgeleri için çeşitli sıcaklıklarda elde edilen bazı deneysel temel parametrelerin değerleri.....	52
Çizelge 4.2. Au/Ca ₃ Co ₄ Ga _{0,001} O _x /n-Si/Au (MS) tipi yapılarda SE ve FPE modeline göre çeşitli sıcaklıklar için $\ln(J_f/E_f) - E^{0,5}$ grafiğinden elde edilen bazı deneysel parametrelerin değerleri.....	68

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Metal/n-tipi (MS) yarıiletken diyotun termal denge durumundaki elektron enerji-bant diyagramı.....	10
Şekil 2.2. Metal/n-tipi (MS) yarıiletken diyotun doğru beslem altındaki elektron enerji-bant diyagramı	12
Şekil 2.3. Metal/n-tipi (MS) yarıiletken diyotun ters beslem altındaki elektron enerji-bant diyagramı.	13
Şekil 2.4. Metal/n-tipi (MS) yarıiletken diyotun için ters beslemdeki enerji-bant diyagramı.	14
Şekil 2.5. Yalıtkan arayüzey tabakalı bir MS yarıiletken diyotun elektron-enerji bant diyagramı.	15
Şekil 2.6. Metal/n-tipi (MS) yarıiletken diyotlar için başlıca dört temel akım-iletim mekanizması: (a) Termiyonik eMSyon, (b) Tünelleme (Alan ve Termiyonik alan eMSyonları: FE, TFE), (c) Taşıyıcı üretimi ve birleşmesi ve d) Azınlık taşıyıcı enjeksiyonu.....	17
Şekil 2.7. Metal/n-tipi (MS) yarıiletken diyotlar için elektronların engel üzerinden TE teorisine göre geçişini temsil eden bir modelleme.....	18
Şekil 2.8. Metal/n-tipi yarıiletken Schottky diyot için tünelleme akımı enerji-bant diyagramı (a) Doğru beslem altında b) Ters beslem altında..	26
Şekil 2.9. Bazı temel akım-iletim mekanizmalarının temsili gösterimi [11].....	29
Şekil 2.10.Homojen engel yüksekliğine sahip olmayan Schottky engel diyotlarında, 3-boyutlu enerji-bant durumu [17].....	30
Şekil 3.1. (a) Omik ve (b) Doğrultucu kontakların alınmasında kullanılan bakır maskeler	36
Şekil 3.2. Elektro-eğirme sistemi ve mekanizması.....	37
Şekil 3.3. Doğrultucu kontak oluşturulurken kullanılan maske.....	39
Şekil 3.4. Au/Ca ₃ Co ₄ Ga _{0,001} O _x /n-Si/Au MS tipi yapıların şematik olarak adım-adım gösterimi.....	40
Şekil 3.5. Deneysel Ölçüm Sisteminin Şematik Görünümü	41

Şekil	Sayfa
Şekil.4.1. Au/(Ca ₃ Co ₄ Ga _{0,001} O _x)/n-Si MS tipi nano-liflerin SEM fotoğrafları sırasıyla (a) 2x10 ⁴ ve (b) 4x10 ⁴ kat büyütülme.....	47
Şekil 4.2. Au/Ca ₃ Co ₄ Ga _{0,001} O _x /n-Si MS tipi nano-lifler için lif çapı dağılımına karşı lif çapı grafiği.....	48
Şekil 4.3. Au/Ca ₃ Co ₄ Ga _{0,001} O _x /n-Si MS tipi yapılar için deneysel ileri beslem I-V-T karakteristikleri.....	49
Şekil 4.4. Au/ Ca ₃ Co ₄ Ga _{0,001} O _x /n-Si MS tipi yapılar için (a) LBR, (b) MBR’ deki Φ_{Bo} -T ve n-T grafikleri.....	53
Şekil 4.5. Au/Ca ₃ Co ₄ Ga _{0,001} O _x /n-Si MS tipi yapılar için (a) LBR ve (b)MBR’ deki n-1000/T grafikleri.....	54
Şekil 4.6. Au/Ca ₃ Co ₄ Ga _{0,001} O _x /n-Si MS tipi yapılar için a) LBR, (b) MBR’ deki nkT/q-kT/q grafikleri	55
Şekil 4.7. Au/Ca ₃ Co ₄ Ga _{0,001} O _x /n-Si MS tipi yapılar için a) LBR, (b) MBR’ deki Φ_{Bo} - n grafikleri	57
Şekil 4.8. Au/Ca ₃ Co ₄ Ga _{0,001} O _x /n-Si MS tipi yapılar için a) LBR, (b) MBR’ deki Φ_{Bo} - q/2kT grafikleri.....	58
Şekil 4.9. Au/Ca ₃ Co ₄ Ga _{0,001} O _x /n-Si MS tipi yapılar için a) LBR, (b) MBR’ deki (n ⁻¹ -1)-q/2kT grafikleri.....	59
Şekil 4.10. Au/Ca ₃ Co ₄ Ga _{0,001} O _x /n-Si MS tipi yapılar için a) LBR, (b) MBR’deki (a) LBR (b) MBR’deki $(\ln(I_o/T^2) - (q^2\sigma^2/k^2T^2)) - q/kT$ modifiye edilen Richardson grafikleri	61
Şekil 4.11. Au/Ca ₃ Co ₄ Ga _{0,001} O _x /n-Si MS tipi yapılar için deneysel ters beslem (I _r -V _r) Karakteristikleri	65
Şekil 4.12. Au/Ca ₃ Co ₄ Ga _{0,001} O _x /n-Si/Au (MS) tipi yapılar için farklı sıcaklıklar için deneysel ters beslem $\ln(J_r/E)$ vs $E^{0,5}$ karakteristikleri (FPE mekanizması) .	67
Şekil. 4.13. Au/Ca ₃ Co ₄ Ga _{0,001} O _x /n-Si (MS) tipi yapılar için farklı sıcaklıklar için deneysel beslem $\ln(J_r/T^2)$ vs $E^{0,5}$ karakteristikleri (SE mekanizması).....	67

RESİMLERİN LİSTESİ

Resim	Sayfa
Resim 3.1. Deneysel ölçüm cihazlarının toplu bir fotoğrafı	44
Resim 3.2. Keithley 2400 akım-gerilim kaynağı	45
Resim 3.3. Janis vpf-475 kriyostat	45
Resim 3.4. Lake Shore model 321 sıcaklık kontrol cihazı.....	46

SİMGELER VE KISALTMALAR

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

Simgeler	Açıklama
A	Alan
$\text{\AA}$	Angstrom
A^*	Etkin Richardson sabiti
C	Kapasitans
D_s	Birim alan ve eV başına düşen arayüzey durumlarının yoğunluğu
E_v	Değerlik (valans) bant kenarı enerjisi
E_c	İletkenlik bant kenarı enerjisi
E_F	Fermi enerjisi
E_g	Yarıiletken yasak enerji aralığı
E_i	Saf durumdaki enerji seviyesi
E_0	Tünelleme katsayısı
E_{00}	Tünelleme olasılığını temsil eden karakteristik enerji
eV	Elektron volt
ϵ_0	Boşluğun elektrik geçirgenliği
ϵ_i	Arayüzey tabakanın dielektrik sabiti
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
K	Kelvin cinsinden sıcaklık
k	Boltzmann sabiti
m_e^*	Elektronun etkin kütlesi
m_0	Serbest elektron kütlesi
N_D	Verici katkı atomlarının yoğunluğu
N_A	Alıcı katkı atomlarının yoğunluğu
N_c	İletkenlik bandındaki durumların yoğunluğu
N_v	Değerlik bandındaki durumların yoğunluğu

Simgeler	Açıklama
Q_{sc}	Uzay yükü
N_{ss}	Arayüzey durum yoğunluğu
q	Elektrik yükü
R_i	Direnç
R_s	Seri direnç
R_{sh}	Kısa devre direnci
T	Mutlak sıcaklık
V	Gerilim
V_D	Difüzyon potansiyeli
V_F	Doğru ön-gerilim
V_R	Ters ön-gerilim
V_G	Metal plakaya uygulanan gerilim
W_D	Tüketim tabakasının genişliği
Φ_B	Potansiyel engel yüksekliği
Φ_{Bo}	Sıfır beslem potansiyel engel yüksekliği
Φ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
Φ_{eff}	Etkin engel yüksekliği
Φ_n	n- tipi bir yarıiletkenin iletkenlik bandı ile Fermi seviyesi arasındaki enerji farkı
Φ_{ap}	Görünen engel yüksekliği
χ_s	Yarıiletkenin elektron yakınlığı
n	İdealite faktörü
n_{ap}	Görünen idealite faktörü
ρ_2 ve ρ_3	İdealite faktörünün voltaja bağlı deformasyon katsayıları
σ_0	Standart sapma
I_0	Doyum akımı
J	Akım yoğunluğu
J_0	Doyum akım yoğunluğu

Kısaltmalar**Açıklama**

a.c.	Alternatif akım
I-V	Akım-voltaj
MS	Metal-Yarıiletken
MS	Metal-Yalıtkan-Yarıiletken
MOS	Metal-Oksit-Yarıiletken
MPS	Metal-Polimer-Yarıiletken
SBD	Schottky engel diyotu
TE	Termiyonik Emisyon
TFE	Termiyonik Alan Emisyonu
FE	Alan emisyonu
DT	Difüzyon Teorisi
TED	Termiyonik Emisyon-Difüzyon Teorisi

1. GİRİŞ

19. asrın ilk yarısına kadar elektriksel iletkenliğine göre malzemeler iletken ve yalıtkan olarak iki ana gruba ayrılırdı. Ancak 1833 tarihinde Michael Faraday, gümüş sülfatın direncinin iletken olan metallerin direncinin aksine artan sıcaklıkla azaldığını gözlemledi. 19. yüzyılın sonlarında ise K. F. Braun metal oksitlerde iletkenlik ve doğrultma özelliklerini gözlemledi [1]. İlk başlarda önemi fark edilmeyen bu keşif ilerleyen zamanda Braun'a 1909 yılında Nobel Ödülü kazandırmıştır. Bu gelişmelerden sonra malzemeler genelde öz-iletkenlik (σ) veya öz-dirençlerine ($\rho=1/\sigma$) göre, iletken-yarıiletken ve yalıtkan (dielektrik) olmak üzere üç ana gruba ayrılmıştır. Walter Schottky 1938 tarihinde deneysel olarak metal-yarıiletken (MS) yapılarda metal ile yarıiletken arayüzeyinde bir engelin varlığını keşfetti [2]. Özellikle MS yapılar hakkında yapılan ilk çalışmalardan günümüze kadar yaklaşık bir asırlık bir süre geçmiş ve bu süreçte birçok deneysel ve teorik çalışmalar yapılmış olmasına rağmen, bugün hala MS ve benzer yapılar hakkında bilinenler yeterli değildir. Bunun en büyük sebebi metal-yarıiletken (MS), diğer adıyla ilk çalışan bilim adamına atfen Schottky engel diyotları konusunda çalışmalar hakkında bilginiz yaklaşık bir yüzyıldan daha fazladır. Bakır, demir ve kurşun sülfat kristalleri üzerindeki metalik kontakların doğrultucu özellik gösterdiği ilk defa F. Braun [1] tarafından 1874'de keşfedildi. O tarihten itibaren birçok deneysel ve teorik çalışmalar yürütülmesine rağmen bu yapıların özellikle akım-iletim mekanizmaları ve metal/yarıiletken (M/S) arayüzeyinde oluşan potansiyel engel yüksekliği (Φ_B) hakkında henüz yeterli ve aydınlatıcı kesin bir bilgi mevcut değildir. Bunun nedeni ise belki de bu yapıların performansının birçok işleme bağlı olması gerçeğinden kaynaklanmaktadır. Bu işlemlerin başında sıcaklık, frekans, uygulanan voltaj veya elektrik alanı, M/S arayüzeyinde ve yarıiletkenin yasak enerji aralığına karşılık gelen yüzey durumları (N_{ss}), diyotun seri direnci (R_s), radyasyon ve yine M/S arayüzeyinde doğal veya yapay olarak oluşan bir yalıtkan veya polimer tabaka ile engelin biçimi gelmektedir [2-5].

Metal-yarıiletken (MS) kontakların doğrultucu özelliğini göstermesi ilk defa Schottky ve arkadaşları [6] tarafından keşfedildi. Onlar bir metal ile yarıiletken sıkı kontak edildiğinde, M/S arayüzeyinde bir potansiyel engelinin oluştuğunu ve doğru öngerilim altında diyot akımı çok iyi iletirken ters öngerilim altında ise hemen hemen hiç iletmediğini gözlemlediler. Diyotun bir yönde akım geçirirken ters yönde akımı iletmemesi

“doğrultma özelliği” olarak adlandırdı. Daha sonra Schottky [7] ve Mott [8] engel oluşumunun mekanizmasını birbirinden bağımsız olarak açıkladılar ve engel yüksekliğini ve şeklini/biçimini belirlemeye yönelik modeller önerdiler. Schottky bariyer kontaklarını anlamaya yönelik bir başka önemli gelişme ise İkinci Dünya Savaşı yıllarında Bethe’nin [9] engel boyunca akım iletimini sağlayan Termiyonik eMSyonu (TE) teorisini önermesiyle yaşandı.

1960’lar Schottky engel diyotları üzerine yapılan araştırma ve geliştirmeler hız kazandı. Bunlar metalik kontakların yarıiletken teknolojisindeki öneminden kaynaklandı. Bu gelişmenin sonucunda, Schottky engel diyotların uygulama alanlarına yenileri eklendi. 1970’lerdeki çalışmalar iki yönde yoğunlaştı. Birincisi, Schottky engelleri üzerine araştırma ve geliştirmeye bir önceki on yılda edinilen bilgiler kullanılarak bu engellerin kullanıldığı cihazların endüstriyel üretimi gerçekleştirildi. İkincisi, metal-yarıiletken arayüzeyinin tam olarak anlaşılmasına yönelik yoğun çabalar sarf edildi [2-4]. Günümüzde elektronik cihazlarda en sık kullanılan yarıiletken malzemelerin başında silisyum gelmektedir. 4A grubu elementlerinden olan silisyum (Si), doğada silikat asidi olarak bulunur. Grafit kömür kullanılarak indirgenmesi sayesinde Si elementi elde edilir. Katkı atomları açısından değerlendirildiğinde, p tipi yarıiletken elde etmek için kullanılan “alıcı katkı atomları” periyodik cetveldeki III grup elementleri olan bor (B), alüminyum (Al), galyum (Ga), indiyum (In) ve talyumdur (Tl). n tipi yarıiletken elde etmek için kullanılan verici katkı atomlarına ise periyodik cetveldeki V grup elementleri olan azot (N), fosfor (P), arsenik (As), antimon (Sb) ve bizmuttur (Bi).

Yaklaşık son 30 yılda, Schottky engellere dayalı bileşenler, mikro-elektronikte artarak kullanılmıştır. M/S arayüzeyinde engelin oluşumu ve bu engel üzerinden akımın taşıyıcılar (elektron ve deşikler) tarafından taşınmasının fiziğinin tam olarak anlaşılması amacıyla, çalışmalar oldukça hız kazanmıştır [10-25]. Buna paralel olarak katıların ve bunlar arasındaki sınırların elektronik özelliklerinin belirlenmesinde teorik metotlar da gelişmiştir ve taşınım süreçlerinin analizinde bilgisayarlar artan hızla kullanılmıştır. Metal yarıiletken diyotlarda, doğrultma özelliği özellikle bu malzemelerin iş fonksiyonuna oldukça bağlıdır. Bir metalin iş fonksiyonu (Φ_m), bir elektronu Fermi enerji seviyesinden (E_F) vakum seviyesine çıkarmak için gerekli enerji miktarıdır. İş fonksiyonu kuantum mekaniği kullanılarak hesaplanırsa iki kısımdan oluştuğu görülür: Elektronun, kristalin periyodik potansiyeline bağlı enerjisi ile elektronun diğer elektronlarla etkileşimini temsil eden bir

hacim katkısı ve yüzeyde bir çift kutup (dipol) tabakasının olası varlığından dolayı yüzey katkısı. Genellikle, metal yüzeyinde atomların etrafındaki elektron yük dağılımı çekirdeğe göre simetrik yerleşmemiştir. Buna göre pozitif ve negatif yükler bir dipol (çift kutup) tabakası oluşturacak şekilde birbirleriyle çakışmaz. Eşit olmayan büyüklüklerdeki yüzey dipollerinden dolayı aynı kristalin farklı kristalografik yüzeyleri Φ_m 'nin farklı değerlerine sahip olmasına neden olur [2-4]. Örneğin tungstenin (110), (100) ve (111) yüzeylerinin iş fonksiyonları sırasıyla 5,25, 4,63 ve 4,47 eV olarak rapor edilmiştir. Yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesinde izin verilen hiçbir enerji seviyesi bulunamadığı zaman, bu tarzda tanımlanan bir iş fonksiyonu garip görülebilir. Ancak iş fonksiyonunun istatistiksel bir kavram olduğu ve bir elektronu sırasıyla, değerlik ve iletkenlik bantlarından uzaklaştırmak için gerekli enerjinin ağırlıklı ortalamasını temsil ettiği göz önünde tutulmalıdır.

Hem arka hem de ön metal kontaklar, atomik olarak temiz bir yarıiletken yüzey üzerine, yüksek vakum sistemleri kullanılarak metalin biriktirilmesi ile oluşur ve bu biriktirme genelde ya metal buharlaştırma ya da püskürtme yöntemiyle sağlanır. Yarıiletken yüzeyinde oluşan bazı organik kirler veya safsızlıkların çoğunu temizlemek için bu kontaklardan önce yarıiletken kristaller çeşitli asit ve de-iyonize su karışımlarında iyice temizlenip durulandıktan sonra kuru nitrojen (N_2) gazıyla veya benzeri bir ortamda iyice kurutulmalıdır. Temiz yarıiletken yüzeyler daha çok yüksek vakumda kristalin bölünmesi ile de hazırlanır. Aşırı yüksek bir vakum sisteminde atomik olarak temiz yarıiletken yüzeyler üzerinde oluşan kontaklar; genelde doğal bir yalıtkan arayüzey tabakası içermez ve bunlar genellikle yakın (intimate) kontaklar olarak tanımlanırlar. Metal ile yarıiletken arayüzeydeki elektronik yapı diyodun performansı için çok önemlidir ve onu etkileyen beş temel faktör vardır [2]: 1) Arayüzey atomik olarak süresiz ve kusursuz biçimde düzenli olsa bile, temiz yarıiletken ve temiz metalle ilişkili yüzey yapıları, arayüzey oluştuğunda değişecektir. Bu yapının bilinmesi için arayüzeyin elektronik yapısının gerçekçi bir hesabının yapılması gerekir. Çünkü metalin iş fonksiyonuna ve yarıiletkenin elektron yakınlığına yüzey dipol katkıları, arayüzey oluştuğunda, bilinmeyen bir tarzda değişir. 2) Yarıiletken yüzeyinde biriken metal film, yarıiletkenin yüzey tabakası ile aynı yapıyı alarak düzenlenebilir (epitaksiyel) ve örgü sabiti yarıiletkeninki ile iyi bir şekilde uyur. Metalin örgü sabiti yarıiletkeninkine uymadığında bile düzenli epitaksiyel tabakaları büyütme mümkündür; Bu durumda, metal film zorlanacak ve pek çok uyumsuz dislokasyon olacaktır. Birçok durumda, yarıiletkenler üzerine biriken filmler, polikristal olup, polikristal tabakanın kesin formu birikme koşullarının ayrıntılarına

bağlıdır. 3) Metallerle-yarıiletkenler arasındaki birçok yakın arayüzeyler, yarıiletken yüzey birikme süresince oda sıcaklığında tutulsa bile, atomik olarak süresiz değildir. Metal atomları yarıiletkene difüzyon yapabilir ve yerine geçemeyen araya giren konumları alabilir. Bu, arayüzey yakınında, yarıiletkenin katkılamasını (doping) değiştirme etkisine sahiptir. Benzer şekilde, yarıiletken atomları metal kontağa sızabilir. 4) Pek çok metal temiz yarıiletken yüzeyler üzerine biriktirildiklerinde, kuvvetli kimyasal reaksiyonlara yol açarlar. Bu termodinamik etkenlere bağlıdır, yani metal ile yarıiletkenin reaksiyon verip vermeyeceğine bağlıdır, aynı zamanda kinetik etkenlere ve arayüzeyin olduğu hassas koşullara da bağlıdır. Arayüzeyin elektronik özelliği, bu tabakanın doğası ve düzenine duyarlı olur. 5) Yarıiletkenin yasak enerji aralığına karşılık gelen enerjilere sahip metaldeki bu elektronların dalga fonksiyonları, üstel olarak sönerek kaybolacak şekilde yarıiletkene sızması mümkündür. Bu, metalden yarıiletkene bir yük transferini temsil eder ve durumların, genellikle, metalin etkilediği aralık durumları (metal-induced gap states veya MIGS) olduklarından söz edilir. Yalıtkan veya polimer arayüzey tabakası yaklaşık olarak 30 Å'dan küçük ise arayüzey durumları metal yük alış-verişinde bulunurken, bu arayüzey tabakanın 30 Å dan daha büyük olması durumunda yarıiletkenle yük alış-verişinde bulunurlar.

Son zamanlarda hem doğru hem de ters ön-gerilim I-V ve kapasitans-voltaj (C-V) karakteristiklerinde birçok anormallik gözlenmiştir [26,27], T_0 anomaly [28], anomalous peak [29-31]. Bunların başında doğru beslem I-V karakteristiklerinde artan sıcaklıkla engel yüksekliğinin artması ve idealite faktörünün azalmasıdır ve bu durum genelde engel homojensizliği ile açıklanmaktadır [16-25,32-36]. Bu metot Gaussian dağılımı olarak da bilinmektedir. Bu metoda göre düzgün engel yüksekliği civarında düşük engel yüksekliklerine sahip çok sayıda küçük lokal bölgelerin var olduğu kabul edilir. Bu lokal bölgelerden geçen akım uygulanan gerilime ve patch (patika) parametresine bağlı olan etkin engel yükseklikli ve bölgesi diyottan geçen akıma benzerdir. Dolayısı ile diyottan geçen toplam akım lokal bölgelerden geçen akım ile düzgün engel yükseklikli tüm bölgeden geçen akımların toplamıdır.

Yarıiletken aygıtlarda, performansı artırmak amacıyla son zamanlarda geleneksel düşük dielektrik SiO_2 yerine, metal ile yarıiletken arasına özellikle yüksek dielektrik SnO_2 [37] ve TiO_2 [38] gibi materyaller kullanılmaya başlanmıştır. M/S arayüzünde büyütülen bu

yüksek dielektrik materyaller, hem metal ile yarıiletken arasındaki difüzyonun engellendiğine hem de arayüzeydeki birçok yüzey durumunu pasivize ettiğinden dolayı diyotun performansının önemli ölçüde arttırdığına inanılmaktadır. Başka bir deyişle bir taraftan yapının seri direncini ve arayüzey durumlarını önemli ölçüde azaltırken diğer taraftan kısa devre direncini de oldukça arttırmaktadır. Böylece hem uygulanan voltajın/gerilimin büyük bir kısmının diyot üzerine düşmesi hem de diyot üzerinden daha fazla akım geçmesi sağlanmaktadır. Son yıllarda, hem düşük enerji gerektirdiğinden hem de daha düşük maliyetli olmasından dolayı yalıtkan arayüzey tabakası yerine polivinil alkol gibi çeşitli organik materyaller kullanılmıştır. Ancak polimerler düşük iletkenliğe sahip oldukları için bu polimerlere farklı oranlar da metal katkılanarak iletkenliği artırılma yoluna gidilmiştir [24,29]. Organik arayüzey tabakaları; genelde spin kaplama ve sol-gel gibi yöntemlerle oluşturulmaktadır. Bilindiği gibi organik materyaller yarıiletkenlere göre oldukça ucuz, esnek ve çoktur [29]. Kısaca organik yarıiletkenlerin, organik iletken polimerlerin keşfi ile birlikte büyük önem kazandığı söylenebilir.

Bir metal/yarıiletken (MS), metal/yalıtkan/yarıiletken (MS), metal/polimer/yarıiletken (MPS) tipi Schottky engel diyotları veya benzeri güneş pilleri gibi yarıiletken aygıtlarda, sadece tek veya dar bir sıcaklık aralığında gerçekleştirilen elektriksel ölçümleri bize özellikle mümkün olabilecek akım-iletim mekanizmaları ya da M/S arasında oluşan engelin biçimi ile yüksekliği hakkında detaylı bir bilgi sağlayamaz. Özellikle oda sıcaklığı altındaki düşük sıcaklıklarda birçok akım mekanizması tek başına veya birlikte baskın olabilir. Yüksek katkılı yarıiletkenlerde bu ihtimal daha fazladır. Yarıiletken düşük katkılı olduğunda, yük taşıyıcılarıyla beraber yapıda geniş bir tüketim tabakası oluşur ve bu geniş tüketim tabakası tünelleme ihtimaliyetini azaltır. Diğer taraftan yüksek katkılı materyallerde engel içindenn tünelleme olasılığının yüksek olduğu ince bir engel oluşur. Genelde, M/S arayüzeyinde ince bir organik tabakanın varlığı sızıntı akımı ve arayüzey durumlarını azaltmak, aygıt performansını artırmak açısından tercih ediliş sebebi olabilir [39,40].

Düşük sıcaklıklarda ve geniş bir aralıkta akım-iletim mekanizmalarını incelemek oldukça karmaşık ve zordur [41-43]. Mevcut literatürde gerek MS veya MS tipi Schottky engel diyotları gerekse de MPS tipi Schottky engel diyotlarının yapısal ve elektriksel özellikleri ile ilgili çok geniş çalışmalar mevcuttur [1-5, 35-43]. Çünkü bu tip Schottky engel diyotların teknolojik öneminden dolayı akım-iletim mekanizmalarını incelemek büyük

merak uyandırmıştır. Baskın iletim mekanizması yüzey hazırlama süreci, arayüzey tabakanın oluşumu, M/S arayüzeyinde engel yüksekliği, yarıiletkenin katkı yoğunluğuna, arayüzey durumlarının enerji yoğunluğu dağılımı gibi birçok parametreye bağlıdır [41-45]. M/S arayüzeyinde, geleneksel SiO_2 yerine son zamanlarda rhodamine-101 [46], poly(aniline) [47], tetraamide-I [48], chitin [49], β -carotene [50], safranin T [51], polyvinyl alcohol (PVA) [22,24,29,30] gibi polimerler yarıiletken ile metali birbirinden izole eder onlar arasında herhangi bir yüzey reaksiyonu olmasını engeller. Normalde polimerler zayıf bir iletken olmasına rağmen metallerle özellikle geçiş elementleriyle katkılандığında, onların polimerik sistemde birleşmesi sonucu iletkenlik özelliğini büyük ölçüde arttırdığı gözlenmiştir. Bu nedenle, bu çalışmada, hazırlanan $\text{Au/Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x/\text{n-Si/Au}$ (MPS) Schottky diyotun hem doğru hem de ters beslem akım-voltaj (I-V) karakteristikleri geniş bir sıcaklık aralığında (80-340 K) incelendi. Elde edilen tüm deneysel veriler, çizelge ve grafikler halinde verildi ve tüm sonuçlar mevcut literatür ile kıyaslanarak tartışıldı.

Doğru beslem I-V ölçümlerinden faydalanılarak diyotun idealite faktörü (n), potansiyel engel yüksekliği $\Phi_B(I-V)$, seri ve kısa-devre (R_s ve R_{sh}) dirençleri hem sıcaklığın hem de voltajın fonksiyonu olarak elde edildi. Doğru beslem I-V-T karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği artan sıcaklıkla artarken idealite faktörünün azaldığı gözlemlendi. Bu durum, hazırlanan $\text{Au/Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x/\text{n-Si/Au}$ (MPS) Schottky diyotlarında I-V-T karakteristiklerinin Gaussian dağılımı ile başarıyla açıklanabileceğini gösterdi. R_s ve R_{sh} dirençlerinin ise artan sıcaklıkla literatüre uygun olarak azaldığı gözlemlendi. Sıcaklığa bağlı ters beslem I-V ölçümlerinden ise dielektrik sabiti (ϵ) ve bir elektronun tuzaktan eMSyonu için gerekli olan engel yüksekliği (Φ_t) hesaplandı. Ters beslem I-V-T karakteristiklerinin ise elektrik alana bağlı ya Frenkel-Poole eMSyonu (FPE) ya da Schottky eMSyonu (SE) ile başarıyla açıklanabileceğini gösterdi.

Bu tez beş bölümden oluşmaktadır. Birinci bölümde, metal-yarıiletken (MS) kontakların veya diğer ismiyle Schottky diyotların tarihsel gelişimi ve çalışmanın amacı ile kapsamı üzerinde duruldu. İkinci bölümde bu yapılarla ilgili mevcut akım-iletim teorileri, önerilen modeller ve ideal durumdan sapmalarla ilgili gerekli teorik bilgiler mevcut literatür taranarak detaylıca verildi. Üçüncü bölümde kristal temizleme ve numune hazırlama tekniği ile deneysel sistem hakkında gerekli bilgiler, hazırlanan yapının ile ölçüm sisteminin şematik diyagramları verildi. Dördüncü bölümde, elde edilen deneysel veriler

kullanılarak elde edilen sonuçlarla ilgili gerekli şekiller ve çizelgeler hazırlandı. Beşinci bölümde ise olarak I-V-T karakteristiklerinden elde edilen deneysel sonuçların genel bir değerlendirilmesi mevcut literatürle kıyaslamalı olarak yapıldı ve gelecekte yapılacak benzer çalışmalara ışık tutmak amacıyla bazı önerilerde bulunuldu.

2. TEORİK BİLGİLER

2.1. Metal-Yarıiletken (MS) Kontakların Teorisi

Bir metalin (M) ile yarıiletken (S) kontak edildikten sonra bu iki malzeme arasında meydana gelen engel, M/S ara-yüzeyindeki yüklerin difüzyonu sonucu ortaya çıkmaktadır. Yani metal tarafında çoğunlukta olan taşıyıcılar difüzyon yoluyla yarıiletkenin ön yüzeyine ve yarıiletken tarafında çoğunlukta olan taşıyıcılar ise metalin ön yüzeyine geçerek M/S arayüzeyinde bir potansiyel farkı/engel oluştururlar. Böylece M/S arayüzeyinde hareketli taşıyıcılardan arınmış yüksek dirençli bir tüketim bölgesi oluşur. Bu tabaka bazen Schottky tabakası olarak da adlandırılır. Başka bir ifadeyle; Schottky tabakası hareketli yük içermeyen yüksek dirençli tabakanın/yalıtkanın adıdır. M/S arasında oluşan engel yüksekliğini açıklayan ilk teori Schottky ve Mott tarafından önerilmiştir. Metalin iş fonksiyonu Φ_m ve yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s olmak üzere, MS doğrultucu kontağın oluşabilmesi için n-tipi yarıiletken kontaklarda $\Phi_s < \Phi_m$ ve p-tipi yarıiletken kontaklarda ise tam tersine $\Phi_s > \Phi_m$ olmalıdır [2- 4]. Omik kontaklarda ise hem n-tipi hem de p-tipi yarıiletken kontaklar için durum doğrultucu kontağın tam tersidir. Yani n-tipi yarıiletken kontaklarda $\Phi_s > \Phi_m$ ve p-tipi yarıiletken kontaklarda ise tam tersine $\Phi_s < \Phi_m$ olmalıdır. Hem omik, hem de doğrultucu kontak oluşumu Çizelge 2.1.'de özetlenmiştir.

Çizelge 2.1. MS kontaklarda doğrultucu ve omik kontak oluşumu için metal ve yarıiletkenlerin iş fonksiyonları.

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

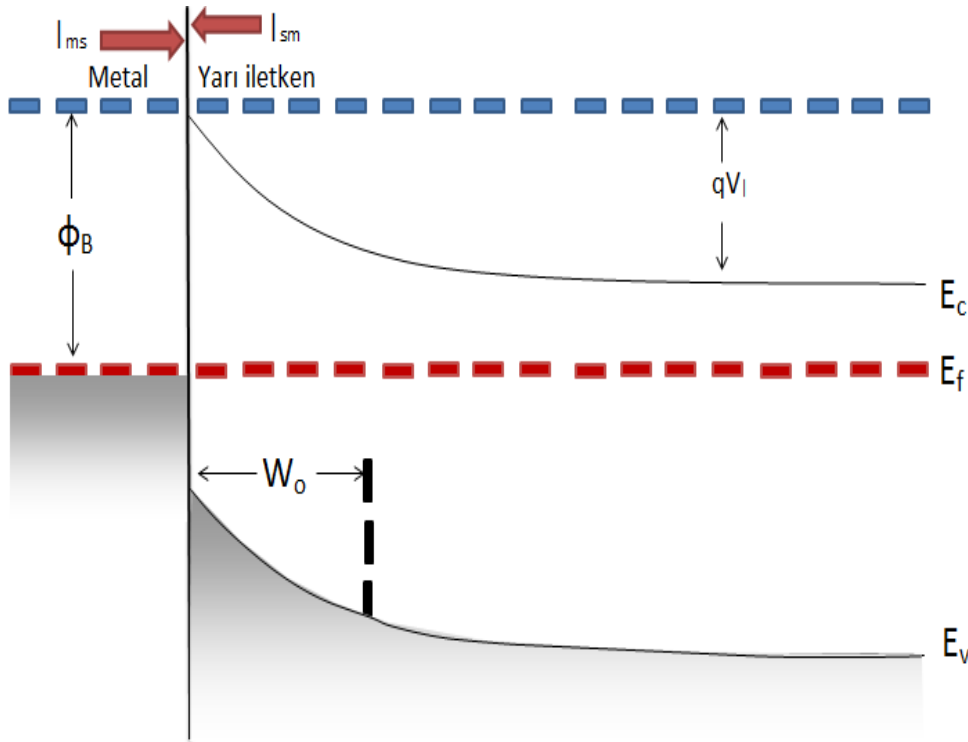
Schottky ve Mott teorisine göre; bir n-tipi yarıiletken ile metal kontak edildikten sonraki termal denge durumu Şekil. 2.1'de ve onun doğru ve ters beslem altında enerji-band diyagramları ise sırasıyla Şekil.2.2 ve 2.3'de açıklamaktadır. Doğrultucu kontak elde etmek için, Çizelge 2.1' de verildiği gibi n-tipi bir yarıiletken için, $\Phi_s < \Phi_m$ olmalıdır. Bir metalin *iş fonksiyonu* Fermi enerji seviyesindeki (E_F) bir elektronu vakum seviyesine çıkarmak/uyarmak için gereken minimum enerji miktarı olarak bilinir. *Vakum seviyesi* ise

metalın tam dış yüzeyinde bulunan sıfır kinetik enerjili bir elektronun enerji seviyesidir ve Şekil 2.1a'da referans seviyesi olarak seçilmiştir. Bir yarıiletkenin *İş fonksiyonu* (Φ_s), metaldekine benzer şekilde tanımlanır. Yarıiletkendeki Fermi seviyesi, yarıiletkene katkılanan alıcı veya verici atomların (N_A, N_D) konsatrasyonuna göre değişkenlik gösteren bir niceliktir. Katkı atomlarına bağlı olmayan önemli bir yüzey parametresi ise vakum seviyesinde ve iletim bandının hemen alt kenarında bulunan ve bir elektronun enerji farkı olarak tanımlanan *elektron afinitesi/yakınlığı* (χ_s)'dir. Bu niceliklerden Φ_m ve Φ_s ile χ_s genellikle elektron volt (eV) cinsinden verilir.

n veya p-tipi yarıiletken elde etmek için, katkı atomlarının seçimi de son derece önemlidir. Çünkü bir yarıiletken saf haldeyken iken içindeki elektron ve deşik (hole) sayıları eşittir ve bu durumdaki Fermi enerjisi genelde saf Fermi enerjisi (E_i) olarak adlandırılır ve yaklaşık olarak yasak enerji bandının (E_g) tam ortasına tekabül eder. Diğer taraftan, istenilen özdirence veya iletkenliğe sahip bir yarıiletken elde etmek için yarıiletken uygun atomlarla katkılanır. Örneğin, son yörüngesinde 4 elektron olan Si atomunun içine son yörüngesinde 5 elektron olan P, As, Sb gibi (5A grubu) elementler katkıldığında; bu atomların son yörüngelerindeki 5 valans elektronundan 4'ü Si atomunun son yörüngesi 4 valans elektronu ile kovalent bağlarını tamamlar ve her katkılanan atom başına sistemde 1 elektron fazlalığı olduğu için bu tip yarıiletkenlere *n-tipi* yarıiletken ve katkı atomlarına da *verici katkı atomları* denir. Benzer şekilde, son yörüngesinde 4 elektron bulunan Si atomunun içine; son yörüngesinde 3 elektron olan B, In, Ga, gibi (3A grubu) elementler katkıldığında; bu atomların son yörüngelerindeki 3 valans elektronu Si yarıiletkenin son yörüngesindeki 4 valans elektronundan 3'ü ile kovalent bağlarını tamamlar ve biri de boş kalır. Her katkılanan atom başına sistemde 1 elektron eksikliği veya 1 deşik fazlalığı olduğu için bu tip yarıiletkenlere *p-tipi* yarıiletken ve katkı atomlarına da *alıcı katkı atomları* denilir. Diğer taraftan iyi bilindiği gibi iletkenlerde akım iletimi sadece elektronlar tarafından sağlanırken; yarıiletkenlerde elektron ve deşikler tarafından sağlanır. Bu nedenle, bir n-tipi yarıiletken diyotta akımın büyük çoğunluğu elektronlar tarafından taşındığı için bu akıma *çoğunluk taşıyıcı* akımı ve deşiklerin taşıdığı akıma da *azınlık taşıyıcı* akımı denir.

Şekil 2.1' de metal ile yarıiletken kontak yapıldıktan sonraki denge durumu için enerji-band diyagramı gösterilmiştir. Şekil 2.1'de görüldüğü gibi, metal yarıiletkenle ile kontak edildikten sonra metalin E_F seviyesindeki elektronlardan daha yüksek enerjiye sahip olan

yarıiletkenin iletkenlik bandına uyarılmış elektronlar, yarıiletkenin E_F seviyesi metalinkine eşit olana kadar, yarıiletkenden metalin ön-yüzeyine doğru geçerler. Bu geçiş neticesinde, yarıiletkenin sınırında serbest elektron konsantrasyonu azalır ve yarıiletkendeki E_F seviyesi E_g aralığının ortasına doğru kayar. Yani iletkenlik band kenarı E_C ile Fermi seviyesi E_F arasındaki fark ($E_C - E_F$), azalan bu elektron konsantrasyonu ile artar ve termal dengede E_F tamamen sabit kaldığı için iletkenlik ve valans band kenarları Şekil 2.1'deki gibi yukarı doğru bükülürler. Yarıiletkenin vakum seviyesi de benzer şekilde, yarıiletkenin elektron yakınlığı χ_s kontak ile değişmediğinden, yukarı doğru bükülür. Yarıiletkenden metale geçen elektronlar, arkalarında pozitif yüklü verici (donor) iyonları bırakırlar. Termal denge sonrasında, yarıiletkenin ön yüzeyi “negatif” yüklenirken metalin ön yüzeyi “pozitif” yüklenmiş olur. Bu yük düzenlemeleri sonucunda, yarıiletkenden metale doğru doğal bir elektrik alan (ξ) oluşur. Şekil 2.1'de metalden yarıiletkene doğru geçen taşıyıcıların oluşturduğu akım I_{ms} ve yarıiletkenden metale doğru geçen taşıyıcıların oluşturduğu akım ise I_{sm} ile temsil edilmiştir. Bu akımlar zıt yönlü olduğu için sistem termal dengeye ulaştığında diyottan geçen net akım sıfırlanır.



Şekil 2.1. Metal/n-tipi (MS) yarıiletken diyotun termal denge durumundaki elektron enerji-bant diyagramı.

Şekil 2.1’ de görüldüğü gibi, termal denge durumunda, bant bükülme miktarı (qV_i), metal ile yarıiletken iş fonksiyonları arasındaki farka eşittir ($qV_i = (\Phi_m - \Phi_s)$) olarak ifade edilir. Burada qV_i miktarı, yarıiletkenden metale geçecek elektronların aşmak zorunda olduğu engel yüksekliğidir. Bununla birlikte metalden yarıiletkene doğru geçecek elektronların geçmek/aşmak zorunda olduğu engel yüksekliği,

$$\Phi_B = (qV_i + \Phi_n) \quad (2.1)$$

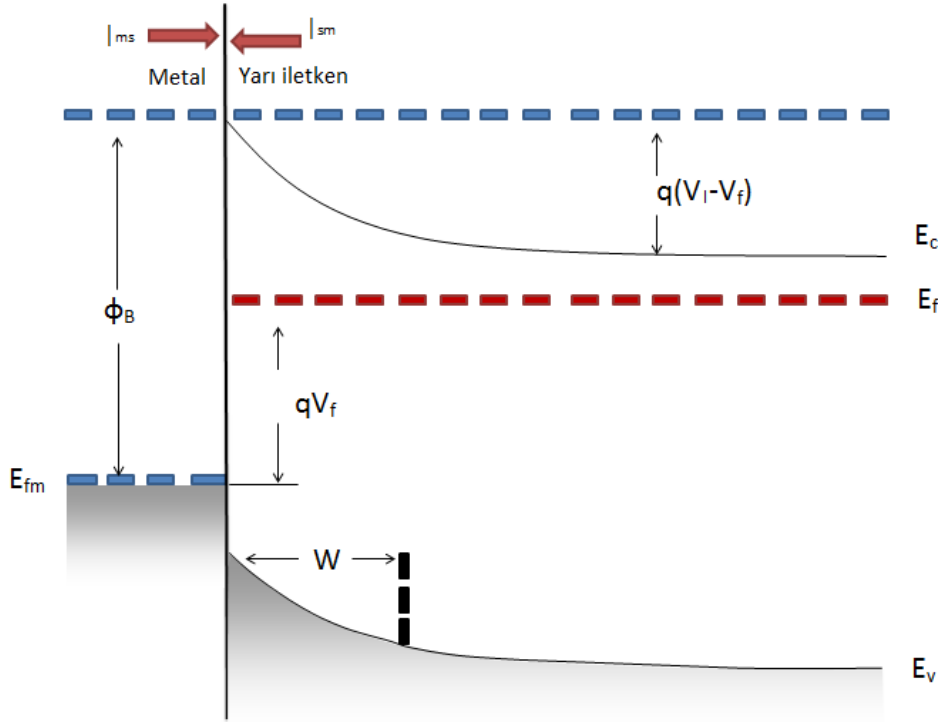
Eşitliği ile verilir [2-5]. Eş. 2.1, birbirlerinden bağımsız olarak Schottky ve Mott tarafından ifade edilmiştir [2]. Burada $\Phi_n = (E_C - E_F)$ dir ve n-tipi yarıiletken iletim bandının alt seviyesi (E_C) referans olarak alınır,

$$\Phi_n = E_F - E_C = kT/q \cdot \ln(N_C/N_D) \quad (2.2)$$

eşitliği elde edilir. Burada N_C ve N_D sırasıyla yarıiletkenin iletim bandındaki durumların yoğunluğu ve katkılanan verici (donor) atomlarının yoğunluğudur. Şekil 2.1’de metal-yarıiletkenin kontak edildikten sonraki; termal denge durumunda yarıiletkenden metale geçen elektronlar, metalden yarıiletkene geçenlerle dengelenir. Yapıya dışardan bir doğru veya ters gerilim uygulandığında termal denge durumundaki enerji-band diyagramı oldukça değişir ve devreden bir akım geçişi başlamış olur. Ancak doğru ve ters öngerilim/beslem altında enerji bantlarının davranışı oldukça farklılık gösterir. Yani bir MS kontak/diyot veya bir elektronik aygıtın en önemli özeliği, yapı doğru beslem altında akımı iletirken ters beslemde ise hemen-hemen hiç iletmez ve bu durum “doğrultma oranı” olarak tanımlanır. İdeal bir diyot için bu oran sonsuza yaklaşır yani oldukça büyüktür ($\geq 10^9$). Doğrultma oranı bir yarıiletken aygıtın performansını/kalitesini belirleyen en önemli faktördür. Bu nedenle bir MS kontak veya diyotun doğru ve ters beslem altındaki enerji bant diyagramları sırasıyla Şekil 2.2 ve 2.3’de verilmiştir.

Metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda, yarıiletken tarafı metale göre negatif olacak şekilde bir dış gerilim ($V = V_F$) uygulandığında, hem tüketim bölgesinin genişliği hem de her iki tarafta görünen engel yüksekliği önemli ölçüde azalır. Şekil 2.2’ den de görüldüğü gibi termal denge durumundaki potansiyel engel yüksekliği qV_i değerinden $q(V_i - V_F)$ ’ye düşer. Yani yarıiletkenden metale geçecek elektronlar azalmış/küçülmüş bir engel ve tüketim

bölgesiyle ile karşılaşacaklar ve dolayısıyla yarıiletken den metale doğru olan elektron akımı termal denge değerine göre artarken metalden yarıiletkene elektron akımı değişmez.

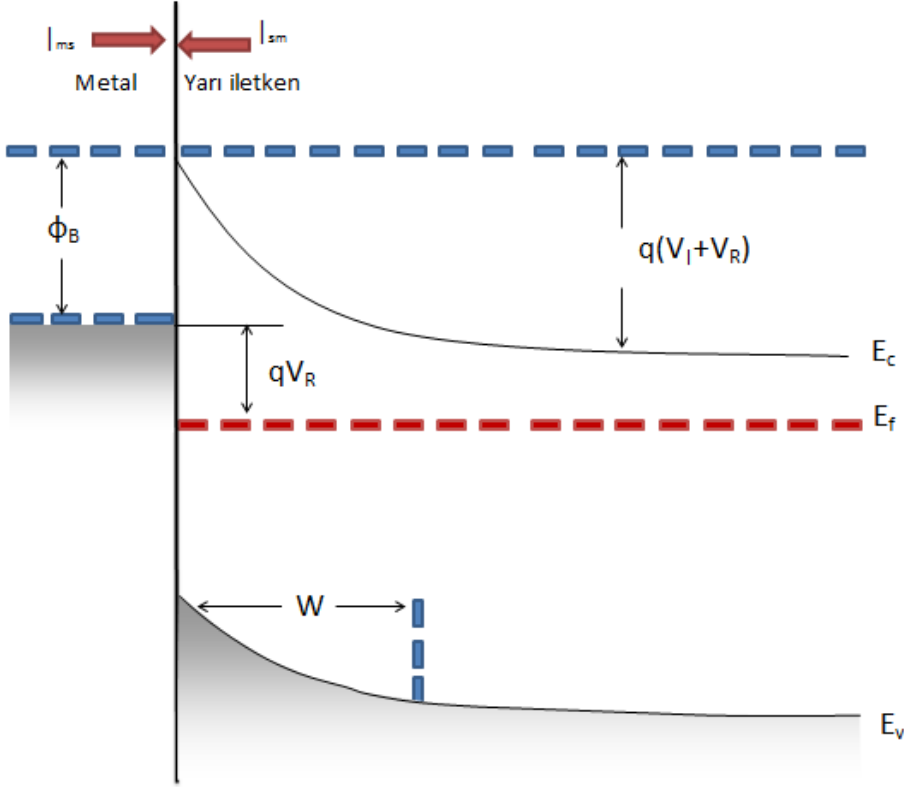


Şekil 2.2. Metal/n-tipi (MS) yarıiletken diyotun doğru beslem altındaki elektron enerji-bant diyagramı.

Çünkü metalde herhangi bir gerilim düşmesi oluşmaz ve potansiyel engel yüksekliği (Φ_B) uygulanan gerilimden etkilenmez. Sonuç olarak yarıiletken taraf negatif ve metal tarafı pozitif olacak şekilde metal/n-tipi yarıiletken kontağa bir dış gerilim uygulandığı zaman, yarıiletken den metale doğru net bir akım artışı gözlenir. MS kontaklarda doğru beslem akımı, uygulanan V_F doğru belsem gerilimi ile üstel olarak artar [2].

Kontağın ters belsem durumundaki enerji band diyagramı ise Şekil 2.3’de verilmiştir. Yarıiletken metale göre pozitif olacak şekilde $V = -V_R$ gibi bir dış gerilim uygulandığında ise tüketim bölgesindeki potansiyel engel yüksekliğinin değeri qV_i ’den $q(V_i + V_R)$ ’ye yükselir. Bu nedenle yarıiletken den metale doğru elektron akımı termal denge durumuna göre oldukça azalır. Metalden yarıiletkene elektron akımı ise pratik olarak termal dengedeki akımın aynısıdır. Yarıiletken den metale doğru olan akım doğru beslemdeki ile kıyaslandığında oldukça daha küçüktür. Yani MS kontak neredeyse sadece tek yönde akım ileten bir doğrultucu kontak olur. Ayrıca Şekil 2.2 ve 2.3’deki enerji-bant diyagramları (doğru ve ters beslem için), denge şartlarında değildir ve üstelik sadece tek bir Fermi

seviyesi yoktur. Yani elektronların gittiği yöndeki bölgenin E_F seviyesi, elektronların geldiği yöndeki E_F bölgenin Fermi enerji seviyesinden daha yüksektir.

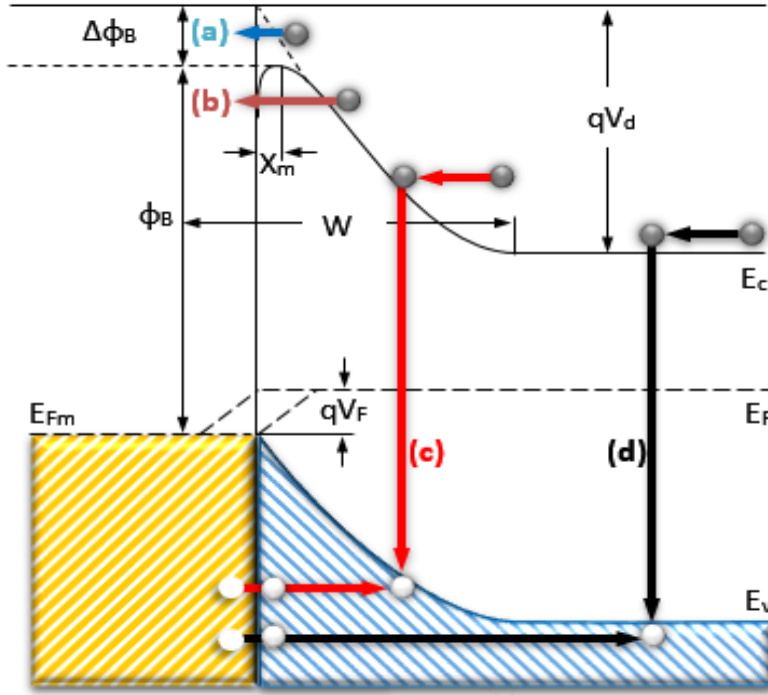


Şekil 2.3. Metal/n-tipi (MS) yarıiletken diyotun ters beslem altındaki elektron enerji-bant diyagramı.

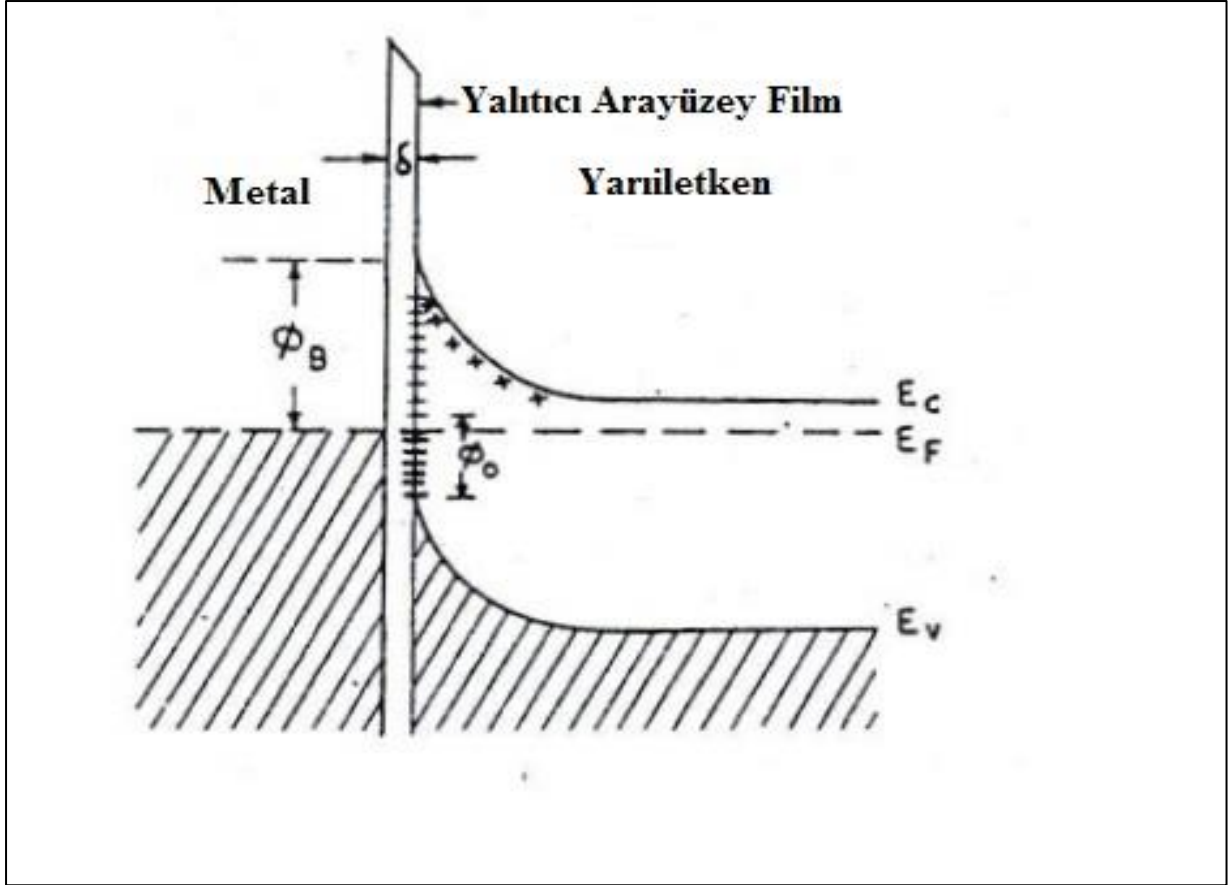
2.2. Arayüzey Tabakalı Metal-Yarıiletken (MS) Kontaklar

Metal ile iletken arasına yalıtkan/oksit, polimer veya ferro-elektrik gibi bir materyal yerleştirildiğinde, MS yapı sırasıyla MS veya MOS, MPS ve MFS tipi kontak veya diğer adıyla Schottky engel diyotta dönüşür. Burada, arayüzey tabaka hem metal ile yarıiletkeni birbirinden izole ederek inter-difüzyonu önler hem de hem de birçok yüzey parametresini pasifize edebilir. Burada maliyet bir tarafa bırakılırsa, yüksek di-elektrikli bir arayüzey tabakasının kullanılması diyotun performansını önemli ölçüde artırabilir [52-58]. Bu arayüzey tabakası, fabrikasyon esnasında hem kendiliğinden hem de yapay olarak birçok yöntemle oluşturulabilir. Çünkü yarıiletken kristalin yüzeyi ne kadar temizlenirse temizlensin metal-yarıiletken kontaklarda yarıiletken yüzeyinde ince bir yalıtkan/oksit tabaka oluşur. Bu doğal arayüzey tabakanın kalınlığı yüzey hazırlama yöntemine bağlıdır ve iyi bir diyot için 20-30 Å dan küçük olmalıdır. Yalıtkan arayüzey tabakaya sahip olan bir MS kontağın enerji bant diyagramı Şekil 2.4’de verilmiştir ve şekilden de görüldüğü

gibi yalıtkan arayüzey tabaka boyunca potansiyel düşer. Çünkü bu tabaka, genelde taşıyıcı yüklerden yoksun olan bir ideal yalıtkan olarak kabul edilir. Böyle bir ince tabaka, elektronlara transparandır ve dolayısıyla elektronlar her iki yönde de bu tabaka içinden tünelleme yapabilirler.



Şekil 2.4. Metal/n-tipi (MS) yarıiletken diyotun için ters beslemdeki enerji-bant diyagramı.



Şekil 2.5. Yalıtkan arayüzey tabakalı bir MS yarıiletken diyotun elektron-enerji bant diyagramı.

Genelde, metal ve yarıiletken arasında ince yalıtkan bir tabaka içeren MS kontaklar daha kolay anlaşılır ve teorik olarak daha kolay analiz edilir. Çünkü yalıtkan tabaka metali yarıiletkenden ayırır böylece her birisi ayrı bir sistem gibi değerlendirilir. Arayüzey durumlarını yarıiletken-yalıtkan arayüzeyinde lokalize olurlar. Arayüzey durumlarının ve yalıtkan arayüzey tabakanın varlığı durumu, ilk olarak Cowley ve Sze [9] tarafından yapılmıştır. Rhoderick [2] bu çalışmayı tekrarladı ve onlar tarafından bulunan yeterince ileri beslem (V_F) durumunda elde edilen düz-bant (flat band) engel yüksekliğini veren ifadesinin, yarıiletkendeki doğru beslemenden dolayı meydana gelen voltaj düşmesini ($V_i - V_F$) azaltarak sıfırlamak için Schottky engel eklemine uygulanacağını gösterdi. Bu durumda tükenim bölgesindeki yükler ortadan kaybolur ve metal tarafındaki yükler yarıiletken tarafındaki ara-yüzeylerindeki yükler tarafından dengelenirler. Bu flat band engel yüksekliği ifadesi aşağıdaki eşitlikle verilir [3,9].

$$\Phi_B^0 = c_1(\Phi_m - \chi_s) + (1 - c_1)(E_g - \Phi_0) = c_1\Phi_m + c_2 \quad (2.3)$$

eşitliği ile verilir. Öyle ki c_1 sabiti,

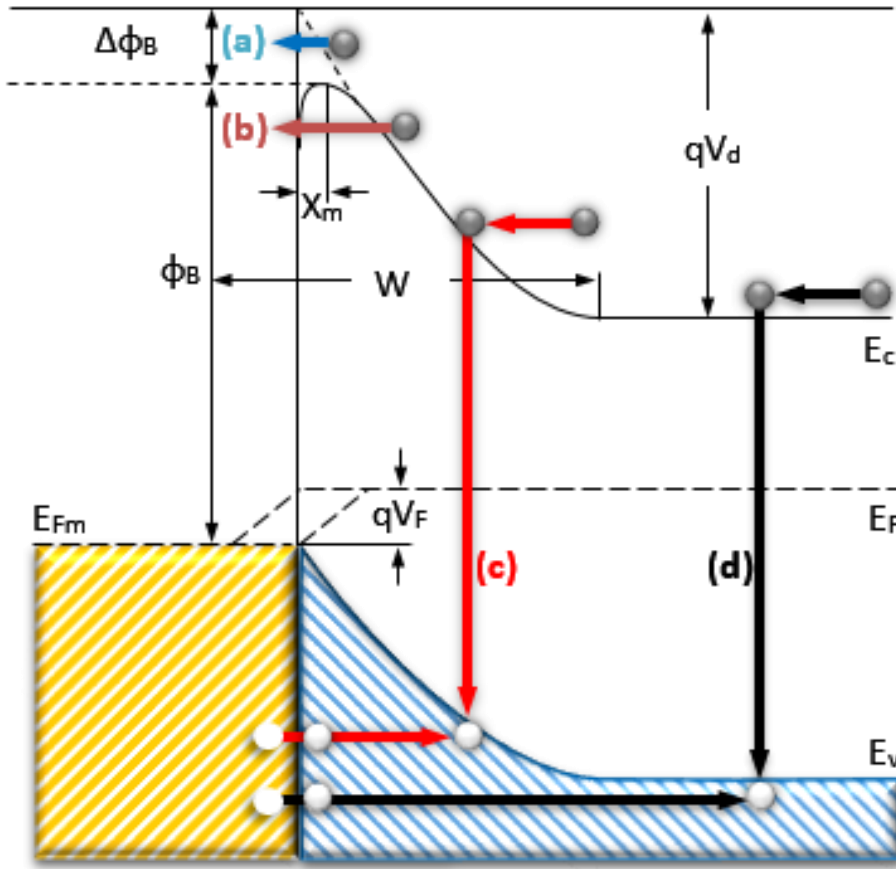
$$c_1 = \epsilon_i / (\epsilon_i + q^2 \delta D_s) \quad (2.4)$$

eşitliği ile verilir. Burada $\epsilon_i = \epsilon_r \cdot \epsilon_0$ ile verilen yalıtkanın dielektrik sabiti/permitivitesi, δ kalınlık, q elektronik yük ve D_s birim alan ve eV başına düşen arayüzey durumlarının yoğunluğudur. Yani c_1 parametresi, yalıtkan arayüzey tabakasının kalınlığına, onun dielektrik sabitine ve arayüzey durumlarının (D_s) yoğunluğuna bağlı değişen bir niceliktir.

2.3. Metal-Yarıiletken (MS) Diyotlarda muhtemel akım-iletim mekanizmaları

Metal-yarıiletken diyotlarda akım-iletimi veya diğer adıyla iletim mekanizması, azınlık yük taşıyıcılarından ziyade genelde çoğunluk yük taşıyıcıları tarafından oluşturulur. MS diyotlarda uygulanan dış elektrik/voltaj altında iletim mekanizmalarının tayini oldukça önemli ve karmaşık bir konudur. Bu zorluk düşük sıcaklıklarda daha da artmaktadır. Yani hangi sıcaklık ve voltaj aralığında, hangi iletim mekanizmasının tek başına veya diğerleriyle birlikte etkin olduğunu belirlemek oldukça zordur. Çünkü deneysel olarak sadece diyottan geçen toplam akım ölçülmektedir. Seri direnç (R_s), arayüzey tabakanın kalınlığı (δ) ve onun homojenliği, M/S arayüzeyinde oluşan engelin biçim, yüksekliği, arayüzey durumları (N_{ss}), sıcaklık, katkı atomlarının yoğunluğu (N_A veya N_D), uygulanan voltaj ve yarıiletkenin tipi gibi faktörler akım iletiminde önem rol oynar. Metal-yarıiletken (MS) veya metal-yalıtkan-yarıiletken (MS) tipi Schottky engel diyotlarda muhtemel temel dört akım-iletim mekanizması Şekil 2.6' de gösterilmiştir [2-4]:

- Termiyonik EMSyon Teorisi (TE)
- Uzay yük bölgesinde re-kombinasyon
- Kuantum Mekaniksel Tünelleme (Termiyonik Alan EMSyonu (TFE/TAE) ve Alan EMSyonu (FE/AE))
- Azınlık taşıyıcı enjeksiyonu



Şekil 2.6. Metal/n-tipi (MS) yarıiletken diyetotlar için başlıca dört temel akım-iletim mekanizması: (a) Termiyonik emisyon, (b) Tünelleme (Alan ve Termiyonik alan misyonları: FE, TFE), (c) Taşıyıcı üretimi ve birleşmesi ve d) Azınlık taşıyıcı enjeksiyonu

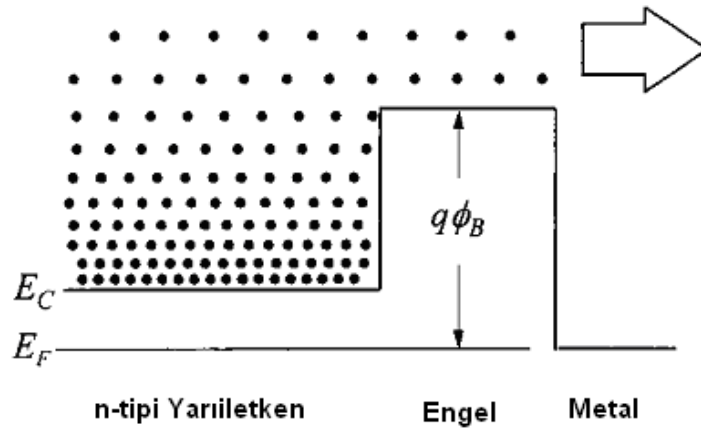
Bu dört temel akım-iletim mekanizması kısaca şöyle özetlenebilir: (a) Yeteri kadar termal enerji kazanan taşıyıcıların engel üzerinden metalden yarıiletken veya yarıiletkenden metale geçmesi Termiyonik EMSyon (TE) teorisi olarak bilinir. (b) Düşük sıcaklıklarda ve yüksek katkı yarıiletkenlerde, M/S arayüzeyinde oluşan engel üzerinden geçmeye yetecek kadar enerjiye sahip olamayan taşıyıcıların engel içerisinden tünellenmesi kuantum mekaniksel tünelleme olarak bilinir. Kuantum mekaniksel tünelleme de iki gruba ayrılır. Bunlar termiyonik alan eMSyonu (TEF) ve alan eMSyounu (FE) şeklindedir. FE teorisi çok daha düşük sıcaklıklar ve daha yüksek katkı oranları için etkin olur. (c) Tüketim bölgesindeki taşıyıcı üretimi ve birleşmesi olayıdır. d) Yarıiletken aygıtlarda akım iletimini azınlık ve çoğunluk taşıyıcılarla olur. Örneğin n-tipi yarıiletkenlerde çoğunluk taşıyıcı akımı elektronlar tarafından ve azınlık taşıyıcı akımı ise deşikler tarafından sağlanır. p-tipi yarıiletkenlerde ise durum bunun tam tersinedir. Yani akım iletimi çoğunlukla azınlık

taşıyıcılar tarafından sağlanır. Bu dört temel akım-iletim mekanizması ile diğer muhtemel akım-iletim mekanizmaları aşağıda sırasıyla daha detaylı olarak incelendi.

2.3.1. Termiyonik eMSyon (TE) teorisi

MS kontaklarda veya diğer adıyla Schottky kontaklarda, yeterli termal enerji kazanan taşıyıcıların potansiyel engeli (Φ_B) üzerinden, yarıiletken metale veya metalden yarıiletkene geçmeleri TE teorisi olarak bilinir. Bu durum, Şekil.2.7’de bir n-tipi yarıiletken ile metalin kontak edilmesi durumu için modellenmiştir. Akım-iletimi; metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda elektronlar, metal/p-tipi yarıiletken kontaklarda deşikler tarafından sağlanır. Beethe, MS kontaklarda akımın çoğunluk taşıyıcıları tarafından iletildiğini varsayımına dayanarak kurduğu TE teorisinin varsayımları şunlardır [2-4]:

- Potansiyel engel yüksekliği, kT/q termal enerjisinden çok büyüktür,
- Schottky bölgesinde taşıyıcıların çarpışmaları ihmal edilir. Yani taşıyıcıların ortalama serbest yolları Schottky bölgesinin genişliğinden daha büyüktür,
- Görüntü (hayali) kuvvetlerin etkisi ihmal edilmektedir ve akım, engel yüksekliğinden hemen hemen bağımsızdır.



Şekil 2.7. Metal/n-tipi (MS) yarıiletken yapılar (diyotlar) için elektronların engel üzerinden TE teorisine göre geçişini temsil eden bir modelleme.

TE teorisi için yukarıda belirtilen 3 varsayım kullanılarak akım yoğunluğu ifadesi ($J=I/A$) ifadesi türetilir. Burada akım akışı engelin şeklinden bağımsızdır fakat engelin

yüksekliğine bağlıdır. Yarıiletken den metale doğru geçen elektronların oluşturduğu akım yoğunluğu (J_{sm}), potansiyel engelini geçmeye yetecek kadar enerjiye sahip elektronların yoğunluğu ve onların x yönündeki hızı (v_x) cinsinden, ($E_F + q\Phi_B$) ile ∞ arasında integre edilmesiyle elde edilir [3]:

$$J_{sm} = \int_{E_F + q\phi_B}^{\infty} qv_x dn \quad (2.5)$$

Burada v_x hızı, x yönündeki elektronların hızı ve ($E_F + q\Phi_B$) ise metalden TE için gerekli olan minimum enerji miktarıdır. Küçük bir enerji aralığındaki (dE), elektron yoğunluğu (dn) ifadesi,

$$dn = N(E) f(E) d(E) = \left[\frac{4\pi(2m^*)^{3/2}}{h^3} \right] \sqrt{E - E_C} \exp \left[\frac{-(E - E_C + qV_n)}{kT} \right] dE \quad (2.6)$$

eşitliği ile verilir. Eş.2.6' daki $N(E)$ ve $f(E)$ nicelikleri sırasıyla iletim bandındaki izinli durumların yoğunluğu ve Fermi-Dirac dağılım fonksiyonudur, qV_n Fermi enerji seviyesi, ($=E_C - E_F$) ve m^* elektronun serbest kütlesi (m_0) cinsindeki etkin değeridir. İletim bandındaki elektronların tüm enerjilerinin kinetik enerji olduğu varsayımından hareket ederek,

$$E - E_C = \frac{1}{2} m^* v^2 \quad (2.7)$$

yazılabilir. Bu eşitlik kullanılarak hem dE hem de $\sqrt{E - E_C}$ sırasıyla aşağıdaki gibi ifade edilebilirler:

$$dE = m^* v dv \quad (2.8)$$

$$\sqrt{E - E_C} = v \sqrt{\frac{m^*}{2}} \quad (2.9)$$

Eş. 2.7, 2.8 ve 2.9' daki ifadeler Eş. 2.6'da yerine konularak iletim bandındaki küçük bir enerji aralığında elektron yoğunlu (dn),

$$dn = 2 \left(\frac{m^*}{h} \right)^3 \exp \left(\frac{-qV_n}{kT} \right) \exp \left(\frac{-m^* v^2}{2kT} \right) 4\pi v^2 dv \quad (2.10)$$

elde edilir. Eş. 2.10, bütün yönlerde hareket eden ve hızları v ile $(v+dv)$ arasında değişen elektronların birim hacim başına yoğunluğudur. Eş.2.10 ifadesi, Eş. 2.5'de yerine yazılır ve gerekli düzenlemeler yapıldıktan sonra,

$$J_{sm} = \left(\frac{4\pi q m^* k^2}{h^2} \right) T^2 \exp \left(\frac{-qV_n}{kT} \right) \exp \left(\frac{-m^* v_{ox}^2}{2kT} \right) \quad (2.11)$$

formuna dönüşür. Burada v_{ox} , x-ekseninde engeli aşmak için gerekli eşik hız değeridir ve

$$\frac{1}{2} m^* v_{ox}^2 = q(V_d - V) \quad (2.12)$$

şeklindedir. Eş. 2.12, Eş. 2.11'de yerine konulduğunda, yarıiletken metale geçen taşıyıcıların oluşturduğu toplam akım yoğunluğu,

$$J_{sm} = A^* T^2 \exp \left(\frac{-q\Phi_B}{kT} \right) \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) \quad (2.13)$$

ifadesi elde edilir. Burada A^* etkin Richardson sabitidir ve

$$A^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \quad (2.14)$$

eşitliği ile verilir [2-4]. Eş. 2.13 ve 2.14'deki diğer niceliklerden; T Kelvin cinsinden sıcaklık, q elektronik yük, k Boltzmann sabiti, Φ_B M/S arayüzeyinde oluşan engel yüksekliği, V uygulanan voltaj ve h Planck sabitidir. MS kontak doğru beslendiğinde, engel yüksekliği azalacağından dolayı akım yoğunluğu uygulanan gerilimle üstel olarak

artacaktır. Metalden yarıiletkenine geçen elektronlar için ise engel yüksekliği uygulanan gerilimle değişmediğinden dolayı akım değeri uygulanan gerilimden bağımsızdır. Böylece termal dengeye ulaşıldığında, yarıiletkenden metale ve metalden yarıiletkene doğru oluşan akım yoğunlukları birbirine eşittir. Elektronlar için toplam akım yoğunluğu ifadesi, yarıiletkenden metale ve metalden de yarıiletkene geçen elektronların oluşturduğu akımların toplamıdır ($J_n = J_{sm} + J_{ms}$). Burada metalden yarıiletkene akım yoğunluğu J_{ms}

$$J_{ms} = -A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.15)$$

olarak ifade edilir ve toplam akım yoğunluğu Eş. 2.13 ve Eş. 2.15 kullanılarak

$$J_n = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_{Bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.16)$$

elde edilir. Burada $J_o = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right)$ ifadesi sızıntı (kaçak) akımı olarak da adlandırılan doyma akım yoğunluğudur. Yani, akım yoğunluğu ($J_o = I_o/A$),

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

şekline dönüşür.

2.3.2. Difüzyon teorisi

Aralarında bir yoğunluk farkı bulunan iki bölge arasında, yoğunluğun çok olan bölgeden az olana doğru olan yük geçişlerine “difüzyon” denir. Schottky tarafından verilen difüzyon teorisinin (DT) temel varsayımları şunlardır [3]:

- MS arasında oluşan engelin yüksekliği, kT/q termal enerjisinden büyüktür.
- Tüketim bölgesindeki elektronların çarpışma etkisi ihmal edilmektedir. Yani elektronların aldığı yol, tüketim bölgesi genişliğinden küçüktür.

- c) $x=0$ ve $x=W_D$ ’deki taşıyıcıların yoğunluğu akımdan etkilenmemektedir (termal denge değerlerine sahiptirler).
- d) Yarıiletkendeki safsızlıkların yoğunluğu ($n_i < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) dejenere/yüksek değildir ve katkı atomlarının yoğunluğu da sabit kabul edilir.

Yukarıda belirtilen kabullenmeler doğrultusunda, tüketim bölgesindeki akım, bölgesel alan ve yoğunluk farkına bağlı olduğundan akım yerine akım yoğunluğu denklemi/ifadesi kullanılır. Bu denklemler metal/n- tipi (MS) yarıiletken Schottky diyotlarda,

$$J_x = J_n = q \left[n(x) \mu E(x) + D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right] \quad (2.18)$$

veya

$$J_x = q D_n \left[\left(\frac{-qn(x)}{kT} \right) \left(\frac{\partial V(x)}{\partial x} \right) + \frac{\partial n}{\partial x} \right] \quad (2.19)$$

şeklinde [3,4]. Burada $n(x)$, μ , D_n ve $E(x)$ ifadeleri sırasıyla elektron yoğunluğu, elektronun mobilitesi (elektrik alan başına hız), elektron difüzyon sabiti ve Schottky bölgesinde oluşan elektrik alandır. Difüzyon teorisine göre akım yoğunluğu ifadesi,

$$J = J_{SD} \left[\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.20)$$

eşitliği ile verilir. Burada J_{SD} , yarıiletkenden metale doğru geçen elektronların oluşturduğu akım yoğunluğu olup,

$$J_{SD} = \left(\frac{q^2 N_c D_n}{kT} \right) \left[\frac{q(V_d - V) 2N_D}{\epsilon_s} \right]^{1/2} \exp \left(\frac{-q\Phi_B}{kT} \right) \quad (2.21)$$

eşitliği ile verilir. Burada N_c , V_d , N_D ve ϵ_s ifadeleri/nicelikleri sırasıyla iletkenlik bandındaki izini durumların yoğunluğu, difüzyon potansiyeli/voltajı, verici katkı atomlarının yoğunluğu ve yarıiletkenin dielektrik geçirgenliği olup serbest uzayın dielektrik geçirgenliği/sabiti cinsinden verilir. Difüzyon ve TE teorilerinden elde edilen akım yoğunluğu ifadeleri temelde birbirine oldukça benzerdir [2-4]. Ancak, Eş.2.21’den

de görüldüğü gibi doyum akım yoğunlukları ele alındığında difüzyon teorisinden elde edilen doyum akım yoğunluğu voltaja bağlıdır ancak TE teorisinde voltajdan bağımsızdır. Ayrıca, difüzyon teorisine göre elde edilen doyum akım yoğunluğu, TE teorisine göre sıcaklığa daha az duyarlıdır/bağılıdır.

2.3.3. Termiyonik eMSyon-difüzyon teorisi

Crowell ve Sze [3,9], MS kontaklarda akım iletim mekanizmalarını açıklayan Schottky' nin difüzyon teorisi ile Bethe' nin TE teorisini, tek bir Termiyonik eMSyon-difüzyon (TED) teorisinde birleştirmişlerdir [3]. Bu teoriye göre, metal ile yarıiletken arayüzey kenarında tanımlanmış olan v_r re-kombinasyon hızı üzerine kurulmuştur. MS kontak üzerine uygulanan gerilim/voltaj, metale doğru bir elektron akışına yol açar. Taşıyıcıların bir kısmı optik fonon geri saçılmalarına bir kısmı da kuantum mekanik yansımalarla uğradığından akım değerinde bir azalma olur. Akımdaki bu azalmayı, Sze [3] rekombinasyon hızındaki azalmaya bağlamıştır. TED teorisine göre elektronların M/S arayüzeyinde optik fononlarla etkileşmeksizin potansiyel engel üzerinden salınma olasılığı/ihtimali ve ortalama iletim katsayısı değerleri göz önüne alınarak A^* Richardson sabiti, etkin Richardson A^{**} olarak değişir. Buna göre en genel akım-voltaj (I-V) ifadesi,

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.22)$$

ile verilir. Köşeli parantezin önündeki J_0 ters-doyum akım yoğunluğu olup,

$$J_o = A^{**} \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.23)$$

eşitliği ile verilir. Düzenlenmiş etkin Richardson sabiti (A^{**}) ile klasik Richardson sabiti (A^*) arasında. β engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişim katsayısı olmak üzere,

$$A^{**} = A^* \exp\left(\frac{\beta}{kT}\right) \quad (2.24)$$

şeklinde bir bağıntı vardır. Eğer metal ile yarıiletken arasında doğal veya yapay bir yalıtkan/oksit tabakası varsa, Richardson sabitinin değeri oksit tabakasının kalınlığına (δ) bağlı olarak aşağıdaki gibi değişir.

$$A_{etk} = A^{**} \exp\left(\frac{-4\pi\delta}{h(2m^* \chi)^{1/2}}\right)^{1/2} \quad (2.25)$$

Burada A^{**} yerine yalıtkan oksit tabakası nedeniyle A_{etk} olarak alınır, χ yarıiletkenin elektron yakınlığı ve m^* ise elektron veya deşğin etkin kütlesi olup elektronun durgun kütlesi (m_0) cinsinden ifade edilir. MS veya MS tipi diyotlarda ideal durumdan sapmaları belirlemek amacıyla idealite faktörü (n) olarak tanımlanan bir parametre seçilir. TE teorisine göre ideal bir Schottky diyotlarda $n=1$ kabul edilir. Ancak uygulamalarda bu değer özellikle düşük sıcaklıklarda birden çok büyüktür. Yani, saf TE teorisine göre $n=1$ kabul edildiği için akım yoğunluğu ifadesinde yer almaz fakat ideal durumdan sapmalar için doyma akım yoğunluğu (J_0) ifadesi içermelidir:

$$J = J_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (2.26)$$

Burada idealite faktörü (n) birden uzaklaştıkça engel yüksekliğinin (Φ_B) voltaja/gerilime bağıllığı artmaktadır. İdealite faktörünün değeri; genelde yarıiletken ile dengede olan arayüzey durumları (N_{ss}) ve M/S ara-yüzeyindeki yalıtkan tabakasının kalınlığı (δ), tüketim tabakasının genişliği (W_D) ile yarıiletken ve yalıtkanın dielektrik sabitleri cinsinden (ϵ_s, ϵ_i)

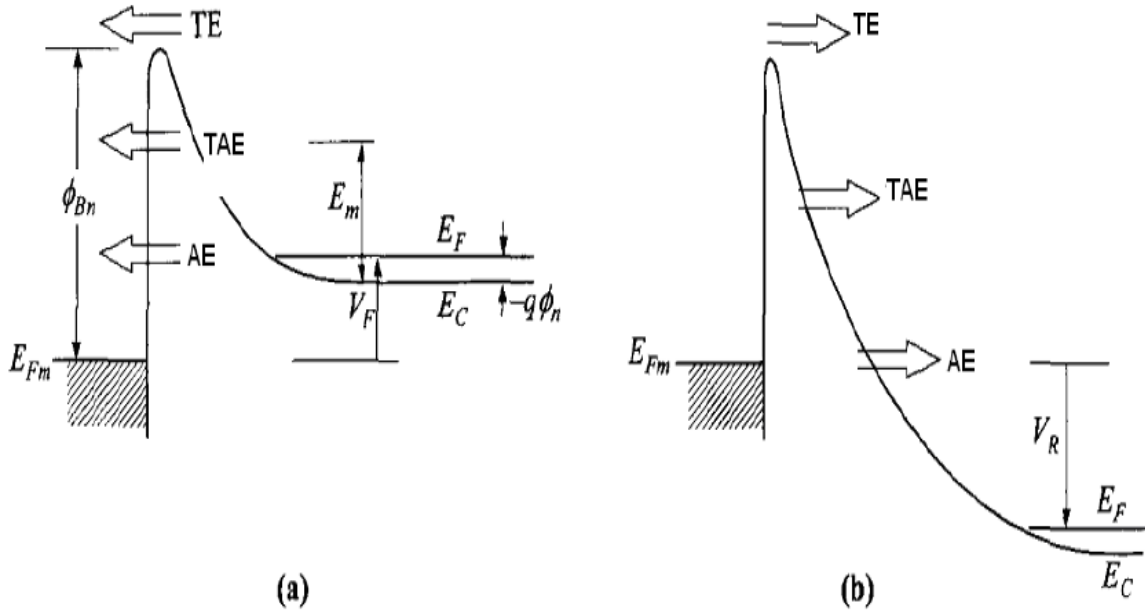
$$n = 1 + \frac{\delta}{\epsilon_i} \left[\frac{\epsilon_s}{W_D} + qN_{ss} \right] \quad (2.27)$$

şeklinde ifade edilir. Eş. 2.27'den de görüldüğü gibi yalıtkan tabaka kalınlığının veya arayüzey durumlarının artması ve tüketim tabakasının daralması durumunda, n değeri ideallikten uzaklaşır [41]. Başka bir ifadeyle, n değeri, N_{ss} ve δ ile doğru orantılı W_D ile ters orantılı olarak artar. Son zamanlarda yapılan bazı çalışmalarda, M/S arayüzeyinde oluşan engelin homojensizliği n faktörünün önemli ölçüde idealden uzaklaşmasına yol

açtığı görülmüştür [16-24]. Çünkü düşük sıcaklıklarda ortalama engeli aşmak için yeterli enerjiye sahip olamayan taşıyıcılar küçük engellerde veya patikalardan (pinch off) geçerek akımın ve dolayısıyla da idealite faktörünün artmasına yol açmaktadır. Bu durum engel yüksekliğinin bir Gaussian dağılım (GD) gösterdiğine işarettir. Arayüzey durumlarının yanı sıra diyot, bir seri dirence (R_s) sahip ise Eş. 2.26'daki diyot üzerine uygulanan voltaj ifadesi (V), yerine ($V_D - IR_s$) gelmelidir. Burada V_D , diyot üzerine düşen voltaj ve IR_s terimi ise seri direnç üzerine düşen voltajdır. İdeal durumdan sapmaya neden olan faktörlerden birisi de yarıiletken katkılanan alıcı/verici katkı atomlarının yoğunluğudur. Özellikle yüksek katkılı yarıiletkenler bir dejenere durum yaratır. Yani, Fermi enerjisi seviyesi iletim veya valans bandına iyice yaklaşır veya çıkar ve ayrıca tüketim tabakasının (W_D) önemli bir ölçüde incelmeye yol açar.

2.3.4. Kuantum mekaniksel tünelleme

Bir yarıiletken yüksek oranda katkılандığında yani hacim başına katkılama oranı iletim veya valans bandındaki durumların yoğunluğuna yaklaştığında, tüketim tabakası (W_D) iyice daralır. Bu durumda, engelin tepesinden geçecek enerjiye sahip olamayan taşıyıcılar, engel içinden direk karşı tarafa geçebilirler ve bu durum “*kuantum mekaniksel tünelleme*” olarak bilinir. MS veya MS tipi Schottky diyotların, I-V karakteristikleri özellikle düşük sıcaklıklarda ve yüksek katkı durumlarında incelendiğinde; enerjileri engelden küçük değerde olan bazı elektronların kuantum mekaniksel tünelleme ile (engele nüfuz etme) engel içinden karşıya geçebildikleri görülmüştür [2-4,10-12]. Yani, engel içinden tünelleme ancak yüksek katkılı yarıiletkenlerde ve düşük sıcaklıklarda etkin olan bir akım-iletim mekanizmasıdır. Çünkü yüksek katkılı yarıiletkenlerde ve çok düşük sıcaklıklarda, hem engel genişliği azalır hem de tüketim tabakası incelendiği için çok daha fazla sayıda elektron engel içinden tünellenerek kolayca ilettime katkıda bulunabilir. Tünelleme olayı da ya alan eMSyonu (FE) ya da termiyonik alan eMSyonu (TFE) şeklinde olabilir. Adından da anlaşılacağı üzere, FE teorisi sadece çok düşük sıcaklıklarda ($T \leq 150$ K) yani elektronlar hemen hemen hiçbir termal enerjiye sahip olmadan ince bir engel içinden tünelem yapabilir. Ancak TFE teorisinde elektronlar TE teorisinde olduğu kadar termal kazanmasalar bile yine de bir miktar termal enerjiye düşük ve orta sıcaklıklarda ($\sim 100 < T < \sim 200$ K) sahiptirler. Bu yüzden de Şekil 2.8'de görüldüğü gibi kazandıkları bir miktar termal enerjiyle engelin üst kısımlarına yakın daha ince yerine kadar tırmanıp oradan daha rahatlıkla tünelleme yapabilirler.



Şekil 2.8. Metal/n-tipi yarıiletken Schottky diyot için tünelleme akımı enerji band diyagramı. (a) Doğru beslem altında b) Ters beslem altında.

Özet olarak; aşırı/yüksek miktarda katkılanmış ($N_D \geq 10^{18} \text{cm}^{-3}$) yarıiletkenler genelde dejenere yarıiletkenler olarak adlandırılırlar ve düşük sıcaklıklarda doğru beslem yönündeki akım, yarıiletkendeki Fermi enerjisine yakın olan elektronların tünellenmesiyle önemli ölçüde artar. Bu şartlarda akım iletiminde FE iyice baskın olmaya başlar ve bu tip Schottky engel diyotlarında LnI-V eğrilerinin eğimlere neredeyse sıcaklıktan bağımsız olup $n.T$ çarpanı da yaklaşık bir sabit değer verir. Sıcaklık artırıldığında ise elektronlar biraz daha yüksek termal enerji kazanırlar ancak bu enerji onların engelin tepesinden aşmalarına yetmez. Ancak biraz daha yüksek enerji seviyesine çıkarak engelin ince kısmından tünelleme ihtimalleri artar (TFE). Burada LnI-V eğrilerinin eğimleri artık sıcaklığa kısmen bağlı olmaya başlar ve $n.T$ çarpanı artan sıcaklıkla artar. Sıcaklık artırılmaya devam edildiğinde yani oda sıcaklığı ve üzerine çıkıldığında (yüksek sıcaklıklarda) elektronlar engel üzerinden rahatlıkla aşarak karşı tarafa geçebilirler ve dolayısıyla tünellenme ihtimali ortadan kalkar yani artık akım iletiminde TE teorisi baskın olmaya başlamıştır. Yani tünelleme ihtimallerinin artması elektronların gördükleri engel genişliğinin azalmasından kaynaklanır. Şekil 2.8’de doğru ve ters beslem için FE, TFE ve FE teorileri ayrı ayrı gösterilmiştir. Saf veya buna yakın TE teorisinde idealite faktörü iyice azalarak ideale ($n=1$) yaklaşır ve $n.T$ -T grafiği artan sıcaklıkla lineer olarak artar. Bu açıklamalar, Şekil 2.8’ de de grafik üzerinde gösterilmiştir. FE ve TFE teorilerinde akım

iletimi veya akımla doğru beslem voltajı arasındaki ilişki, TE teorisinden oldukça farklıdır. Bu yüzden TFE ve FE teorilerine göre doğru beslem altındaki akım-voltaj (I-V) ifadeleri/denklemleri aşağıda tekrar ele alınarak TE teorisinde geçerli olan denklemler yeniden modifiye edildi:

Termiyonik alan eMSyonuna (TFE/TAE) göre, doğru beslem I-V karakteristiği/ilişkisi

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{E_0}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)\right] \quad (2.28)$$

şeklinde ifade edilir [10,11]. Burada, $E_0 = n \cdot (kT/q)$ veya

$$E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \quad (2.29)$$

$$E_{00} = \frac{h}{4\pi} \left(\frac{N}{m^* \epsilon_s}\right)^{1/2} \quad (2.30)$$

eşitlikleri ile verilir. Burada, E_{00} tünelleme ihtimaliyetini veren önemli bir enerjisi ifadesi, N katkı atomlarının yoğunluğu, m^* etkin elektron kütlesi ve h Planck sabitidir. Bu durumda doyum akımı (I_0) değeri gerilime zayıf şekilde bağlıdır ve $E_0 \approx E_{00}$ 'dır. İn I-V eğrisinin eğimi sabit ve sıcaklıktan bağımsız ise alan eMSyonu (FE/AE) ihtimali yüksektir. Yüksek sıcaklıklarda, ($E_{00} \ll kT/q$), $E_0 = kT/q$ olur. İn I-V eğrisinin eğimi q/kT olur ki, bu da TE teorisine karşılık gelir. Orta sıcaklık değerleri için eğim değeri q/nkT ' ye oldukça yaklaşır ve idealite faktörü değeri,

$$n = \frac{E_{00}}{kT} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \quad (2.31)$$

olarak yazılabilir. Padovani ve Stratton [10,11,59] tünelleme üzerine çalışmalarında Schottky etkisini ve elektronların engel üzerinden kuantum mekaniksel yansımalarını ihmal etmişlerdir. Ayrıca elektron dağılımları Boltzmann istatistiği kullanılarak tanımlanmıştır [59].

2.3.5. T_0 etkili akım iletimi

İdealite faktörünün birden büyük olması, arayüzey durumlarından ve yalıtkan arayüzey tabakadan kaynaklanıyorsa n sıcaklıktan bağımsız olmalıdır. Fakat idealite faktörünün birden büyük değerleri TFE veya tüketim bölgesindeki rekombinasyon akımlarından kaynaklanıyorsa n sıcaklığa bağlı olmalıdır. Eğer idealite faktörü sıcaklığın tersi ile,

$$n(T) = n_0 + T_0/T \quad (2.32.a)$$

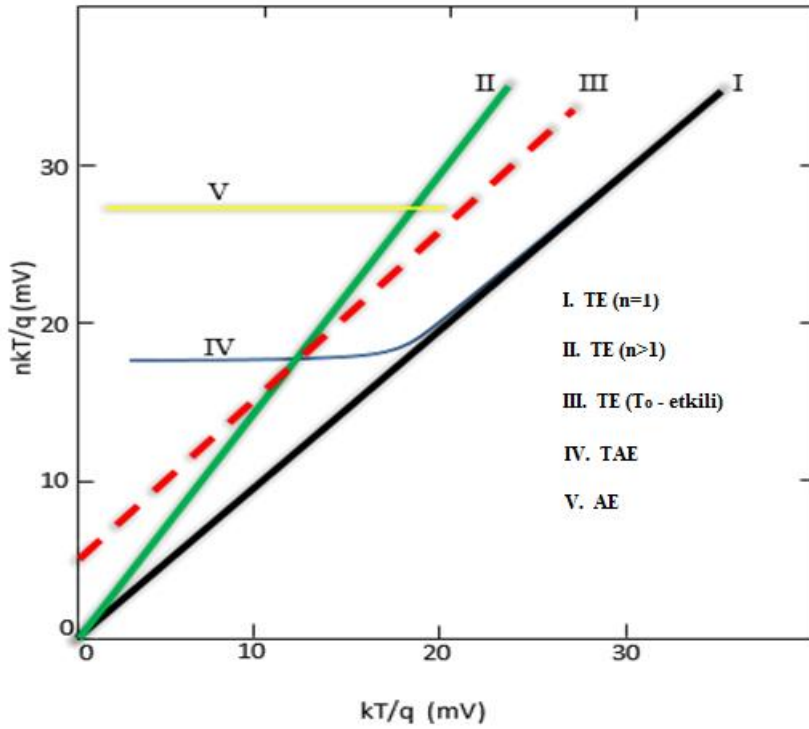
şeklinde lineer olarak artıyorsa ve ideal durumda $n=1$ alındığında Eş.(2.32.a),

$$n(T) = 1 + T_0/T = (T + T_0)/T \quad (2.32.b)$$

eşitliğine dönüşür ve burada, n_0 ve T_0 birer sabittir. Bu şartlar altında Eş. 2.16'da verilen ifade,

$$J = A^{**} T^2 \exp \left[-\frac{q\phi_B}{k(T + T_0)} \right] \left\{ \exp \left[\frac{qV}{k(T + T_0)} \right] - 1 \right\} \quad (2.33)$$

şekline dönüşecektir [10,11]. T_0 etkili akım iletim mekanizmasında, Şekil.2.9(III)'de görüldüğü gibi $nkT/q - kT/q$ grafiği ideal (teorik: $n=1$) $kT/q - kT/q$ grafiğine paraleldir ve y-eksenini kestiği noktadan T_0 değeri elde edilir. Ayrıca, Eş.2.32 (a)'nın eğiminden direk T_0 ve y-eksenini kestiği noktadan da direk n_0 değeri elde edilir. Yani, T_0 geniş bir sıcaklık aralığında sıcaklık ve voltajdan hemen hemen bağımsız olan sabit bir parametredir.

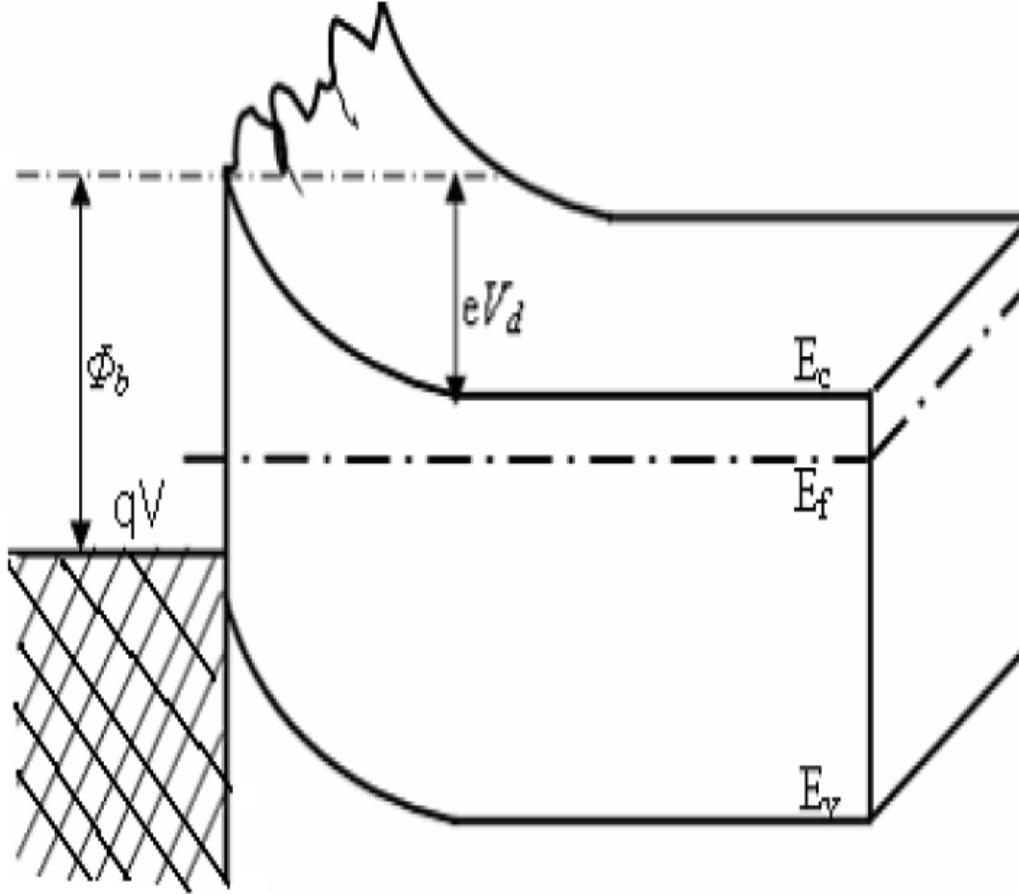


Şekil 2.9. Bazı temel akım-iletim mekanizmalarının temsili gösterimi [11].

2.4. Potansiyel Engel Değişim Modeli

Schottky engel diyotlarda doğru beslem I-V ve ters beslem C-V ölçümlerinden elde edilen potansiyel engel yüksekliği (Φ_B) değerleri birbirinden farklıdır ve genelde ters beslem C-V ölçümlerinden elde edilen Φ_B (C-V) değeri, doğru beslem I-V ölçümlerinden elde edilen Φ_B (I-V) değerinden Fermi enerji seviyesi kadar daha büyüktür. Bu durum, literatürde genelde ölçümlerinde farklı doğasından kaynaklandığına atfedilir. Yani, metalden yarıiletken ve yarıiletkenenden de metale doğru geçecek elektronların (doğru ve ters yönde) gördükleri engel yükseklikleri farklıdır. Bunun nedeni metal ile yarıiletken arasındaki ara yüz durumlarından ve kontak metalinin yarıiletken yüzeyi boyunca farklı kalınlıkta olmasına da atfedilir [2-4,56-59]. Difüzyon potansiyeli (V_d) veya diğer adıyla bant bükülme miktarı ve Schottky engeli (Φ_B), Şekil 2.10'da görüldüğü gibi homojen olmayan (inhomogeneity) bir davranış sergiler [42,43]. Farklı engel yüksekliğine sahip olan homojen ve homojen olmayan MS ve MS tipi Schottky engel diyotlarıyla ilgili çok sayıda bilimsel çalışma yapılmıştır. Ohdamari ve Tu'nin çalışmasında, I-V ve C-V ölçümlerinden hesaplanmış oldukları farklı engel yüksekliği değerlerini yayınlamışlardır [60]. Buna göre, Schottky engellerinin yüzey boyunca değiştiği ve bir dağılım gösterdiği, dolayısıyla büyük

ve küçük potansiyel engellerinin bir çeşit bileşkesi olduğunu belirtmişlerdir. Başka bir ifadeyle, engel tek bir düzeyde olmayıp, ortalama bir engel etrafında birçok sayıda irili-ufaklı engelicikler veya başka bir ifadeyle patikalarda (pinch-off) ibarettir.



Şekil 2.10, Homojen engel yüksekliğine sahip olmayan Schottky engel diyotlarında, 3- boyutlu enerji-bant durumu [17].

2.4.1. Gaussian engel dağılımı $P(\Phi_B)$

Gausyen engel dağılımı (GD) veya potansiyel değişim modeli; metal ve yarıiletken arasındaki arayüzeyde sürekli bir engel dağılımının olduğunu kabul eder. Bu model ile yüksek katkılı bir yarıiletken için yüzey yük bölgesinin genişliğine göre difüzyon potansiyeli (V_d) ve Schottky engellerin (Φ_B) değişimleri incelenir. Yani, bu model MS veya MS tipi Schottky engel diyotlarında idealden sapmaları izah etmek için tanımlanmıştır. Gaussian dağılım yalnız kapasitans ve akımlardan oluşan engel yüksekliklerinin farkını değil aynı zamanda idealite faktörlerinin neden $n>1$ olduğunu da açıklar. Buna göre,

ortalama bir V_d durumunda standart sapmaya (σ_s) sahip bir Gaussian dağılımı $P(V_d)$ ile M/S ara yüzeyinde bant bükülmesinin (V_d) uzaysal dağılımı,

$$P(V_d) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\bar{V}_d - V_d)^2}{2\sigma_s^2} \right] \quad (2.34)$$

eşittile verilir [42,45,53-58]. Sonuç olarak bant bükülmesi (V_d) ve Schottky engeli (Φ_B) değerleri ortalama bir Schottky engeli ($\bar{\Phi}_B$) durumunda bir Gaussyen (Gaussian) dağılıma sahip ise $P(\Phi_B)$ ifadesi

$$P(\Phi_B) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\bar{\Phi}_B - \Phi_B)^2}{2\sigma_s^2} \right] \quad (2.35)$$

dağılım fonksiyonuyla ifade edildiğinde

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P(V_d) dV_d = \int_{-\infty}^{+\infty} P(\Phi_B) d\Phi_B \quad (2.36)$$

bağıntısı bulunur. Werner ve Güttler [17], Song ve arkadaşları [61] yaptıkları çalışmalarda ideal olmayan MS yapılarında sıfır beslem engel yüksekliğini (Φ_{B0}) ve idealite faktörünün farklı çözümlemesini gerçekleştirmişlerdir. Buna göre, engel yüksekliğinde Gaussian dağılım varsayılarak n ve Φ_{B0} yerine n_{ap} ve Φ_{ap} şeklinde ifade edilen, görünen idealite faktörünü ve görünen engel yüksekliğini tanımladılar. n_{ap} ve Φ_{ap} ve σ_s standart sapma değerleri de dikkate alınarak,

$$\Phi_{ap} = \bar{\Phi}_{B0}(T=0) - \frac{q\sigma_s^2}{2kT} \quad (2.37)$$

$$\left(\frac{1}{n_{ap}} - 1 \right) = \rho_2 - \frac{q\rho_3}{2kT} \quad (2.38)$$

şeklinde ifade edilmiştir. Burada, ortalama Schottky engel yüksekliği $\bar{\Phi}_B = \bar{\Phi}_{B0} + \rho_2 V$ ve standart sapma değeri ise $\sigma_s = \sigma_{s0} + \rho_3 V$, Gaussian parametreleridir. Burada ρ_2 ve ρ_3 sıcaklığa

bağlı gerilim sabitleridir. Standart sapmanın değerinin sıcaklığa bağlılığı genelde küçüktür ve bu yüzden çoğu zaman dikkate alınmaz. Burada küçük standart sapmanın değerleri, potansiyel engel genişliğinin küçük olduğunu ve büyük standart sapmanın değerleri ise engel genişliğinin büyük olduğunu gösterir.

2.4.2. Sıcaklığa bağlı potansiyel engel yüksekliği

Potansiyel engel yüksekliğinin artan sıcaklıkla azalması beklenir ve ters beslem C-V ölçümlerinde elde edilen engel yüksekliği değeri yasak enerji aralığının sıcaklığa bağlı değişimi gibi artan sıcaklıkla azalmaktadır. Ancak, doğru beslem I-V ölçümlerinde ise, genelde elde edilen engelin değeri artan sıcaklıkla artmaktadır yani, bir pozitif sıcaklık katsayısına sahiptir.

Her sıcaklık için $\ln I-V$ grafiklerindeki lineer kısmın sıfır besleme fit edilmesiyle bulunan I_0 doyum akımlarından hesaplanan engel yüksekliğinin ($\Phi_B(I-V)$), $q/2kT$ 'ye karşı grafiği doğrusal bir karakteristik gösterir ve bu doğrunun eğimi bize direk σ_s^2 değerini verirken doğrunun potansiyel engel yüksekliğini kestiği nokta ise bize direk ortalama potansiyel engel yüksekliğini ($\bar{\Phi}_B$) verir. Bu standart sapma ve ortalama potansiyel engel yükseklik değerleri ve uzaysal homojen olmayan engeller için GD elde edilebilir. Standart sapmanın sıcaklığa bağlı ifadesi;

$$\sigma_s^2(T) = \sigma_s^2(T=0) + \alpha_0 T \quad (2.39)$$

eşitliği ile verilir [17,61].

2.5. Ters Beslem Akım- Voltaj Karakteristikleri

Doğru beslem altında bir MS veya MS tipi Schottky engel diyotun eklem kısmında uygulanan dış elektrik alan ile iç elektrik alan ters yönde oldukları için toplam elektrik alan küçülmektedir. Ters beslemde ise hem dış elektrik alan hem de iç elektrik alan aynı yönde oldukları için toplam elektrik alan artmaktadır. Dolayısıyla, doğru ve ters beslem altındaki I-V karakteristikleri oldukça farklılık arz eder. Ancak, ters beslem akım-voltaj-sıcaklık (I_T-V_T-T) karakteristikleri de doğru beslem akım-voltaj-sıcaklık (I_F-V_F-T) karakteristikleri gibi genelde sıcaklığa oldukça bağlılık gösterir. Bu durumda ters beslem akım-voltaj

karakteristikleri ya Frenkel-Poole eMSyonu (FPE) ya da Schotky eMSyonu (SE) teorileri ile açıklanabilir. Ters beslem I_r - V_r - T karakteristiklerini açıklamak için hem $(J_r/E_r) - E^{0,5}$ hem de $\ln(J_r/T^2) - E^{0,5}$ grafikleri elde edilerek FPE ve SE teorilerinden hangisinin etkin olduğu öğrenilebilir. Genelde, hem $\ln(J_r/E_r) - E^{0,5}$ hem de $\ln(J_r/T^2) - E^{0,5}$ eğrileri her sıcaklık için farklı eğimli lineer doğrular gösterir. Ancak bu doğrular farklı voltaj bölgelerinde birden fazla farklı eğimli lineer bölgeler de gösterebilirler. FP eMSyonuna göre akım yoğunluğu ile voltaj/elektrik alan ilişkisi,

$$J = CE_r \exp \left[\frac{-q(\phi_t - \sqrt{qE_r/\pi\epsilon_0\epsilon_s})}{kT} \right] \quad (2.40)$$

eşitliği ile verilir [62-64]. Burada, C bir sabit, E_r M/S ara yüzeyinde engel içerisinde oluşan elektrik alan, Φ_t bir elektrik tuzaktan eMSyonu için gerekli olan engel yüksekliği, ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabiti ϵ_0 boşluğun dielektrik sabiti ($=8,85 \times 10^{-14}$ F/cm), T Kelvin cinsinden mutlak sıcaklık ve k ise Boltzmann sabiti ($=1,38 \times 10^{-23}$ j/K) dir. FP eMSyonuna göre $\ln(J_r/E_r)$ değeri $(E_r)^{0,5}$ ile aşağıdaki gibi lineer olarak değişmesi gerekir.

$$\ln(J/E_r) = \frac{q}{kT} \sqrt{\frac{qE_r}{\pi\epsilon_0\epsilon_s}} - \frac{q\phi_t}{kT} + \log C \equiv m(T)\sqrt{E_r} + B(T) \quad (2.41)$$

Burada, eğim $m(T)$ ve kesişme noktası $B(T)$ değerleri, sırasıyla $\ln(J_r/E_r)-(E_r)^{0,5}$ grafiklerinin lineer kısmından elde edilir ve Eş.2.41'e göre,

$$m(T) = \frac{q}{kT} \sqrt{\frac{q}{\pi\epsilon_0\epsilon_s}} \quad (2.42)$$

$$B(T) = -\frac{q\phi_t}{kT} + \log C \quad (2.43)$$

eşitlikleri ile verilir. FP eMSyonu ile Schottky eMSyonu arasındaki fark aşağıdaki eşitliklerle gösterilebilir. FP emisyonuna göre J_r ifadesi,

$$J_r \propto E \exp(1/kT(qE/\pi\epsilon)^{0,5}) \quad (2.44)$$

ve Schottky emisyonuna göre ise,

$$J_r \propto T^2 \exp(1/2kT(qE/\pi\epsilon)^{0.5}) \quad (2.45)$$

eşitlikleri ile verilir.

3. DENEYSEL YÖNTEM

3.1. Au/(Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x)/n-Si Yapıların Hazırlanması

3.1.1. Kristal temizleme

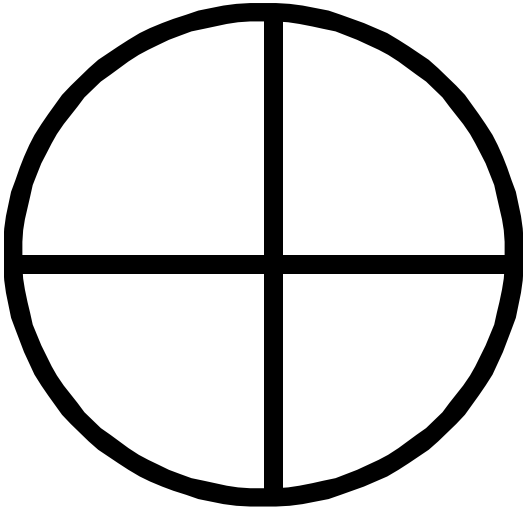
Bilindiği gibi bir yarıiletken kristalin yüzeyi ne kadar temizlenirse temizlensin yine de laboratuvar ortamındaki bazı organik kirliliklerden, kimyasal temizleme ve numune büyütülme esnasında yüzeyde çok sayıda safsızlıklar oluşabilir. Bu safsızlıklar hazırlanacak yarıiletken aygıtın performansını olumsuz yönde etkileyeceğinden dolayı kristal yüzeyinin son derece dikkatli temizlenmesi gerekir. Bu çalışmada, hazırlanan Au/(Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x)/n-Si yapılarda yarıiletken olarak (100) yönelimli, 250 µm kalınlıklı, 0,001-0,005 Ω.cm öz dirençli ve P-katkılı n-Si kullanıldı. Doğrultucu ve omik kontak olarak % 99,999 saflıkta Au kullanıldı. Kullanılan n-Si kristaller, fabrikasyon olarak parlatılmış olduğundan mekanik parlatma yapılmasına gerek duyulmadı. Ancak yarıiletken kristal üzerindeki organik ve diğer kirlilikleri temizlemek ve yüzeydeki pürüzleri ortadan kaldırmak için kristaller ultrasonik banyo içerisinde kimyasal olarak bir takım aşamalardan geçirildi. Öncelikle kristalleri tutmak için kullanılan cımbız, beher ve diğer tüm araç-gereçler kral suyunda ultrasonik banyo içinde temizlenip de-iyonize suyla durulandıktan sonra küçük bir fırında yaklaşık 80 °C de ısıtılarak sterilize edildi. Yarıiletken kristallerin yüzey temizlenmesi için şimdiye kadar literatürde birçok farklı yöntemler kullanılmıştır. Bu çalışmada n-Si yarıiletken kristallerin temizlenmesinde kullanılan işlem basamakları aşağıda verildi:

1. Numunenin yapımına geçmeden önce n-Si kristaller, CP4 olarak bilinen kral suyunda (HNO₃ (nitrik asit): HF (hidroflorik asit): COOHCH₂CH₃ (propiyonik asit): H₂O) ve 3:1:2:2 oranlarında yaklaşık 30 saniye süreyle ultrasonik banyoda yıkandıktan sonra 18 MΩ dirençli de-iyonize suda 5 dakika süreyle durulandı.
2. H₂SO₄, H₂O₂ ve %20 HF (1:1:1) karışımlarında 3 dakika süreyle yıkandıktan sonra yine 18 MΩ dirençli de-iyonize suda 5 dakika süreyle durulandı.
3. HNO₃, HF, H₂O, %20 HF (6:1:35:1) karışımlarında 3 dakika süreyle yıkandıktan sonra yine 18 MΩ dirençli de-iyonize suda 5 dakika süreyle durulandı.

4. Kimyasal olarak temizlenen n-tipi silisyum kristal yüzeyinde herhangi bir doğal oksitlenme olmasını önlemek için, n-Si kristaller kuru azot (N_2) ile iyice kurutulduktan sonra Omik kontak oluşturmak için hemen yüksek vakumlu metalde buharlaştırma sistemine alındı.

3.1.2. Omik kontağın oluşturulması

Omik ve doğrultucu kontağın oluşturulmasında Edwards marka Bendrix CVC1S buharlaştırma sistemi kullanıldı. Öncelikle, kontaklar için kullanılan Au, flaman (tungsten) ve maske olarak kullanılan ince bir bakır levhalarda kral suyunda kimyasal olarak ultrasonik banyoda iyice temizlendikten sonra de-iyonize suda durulandı. Kimyasal olarak iyice temizlenen yarıiletkenin arka mat yüzeyine Şekil 3.1’de gösterilen bakır maske yardımıyla 10^{-6} Torr’da yaklaşık 1500 Å kalınlığında %99,999 saflıkta Au buharlaştırıldı. Daha sonra düşük dirençli bir omik kontak oluşturmak için n-Si/Au 500 °C de 5 dakika süreyle tavlandı. Böylece n-Si yarıiletken kristalin arka yüzeyine buharlaştırılan yüksek saflıktaki Au yarıiletkenin içeresine çöktürülerek omik kontak sağlandı. Omik kontağın oluşup oluşmadığını test etmek amacıyla n-Si/Au yapının I-V ölçümleri alındı ve akım ile voltaj arasında bir lineerlik olduğu (omik davranış) gözlemlendi.



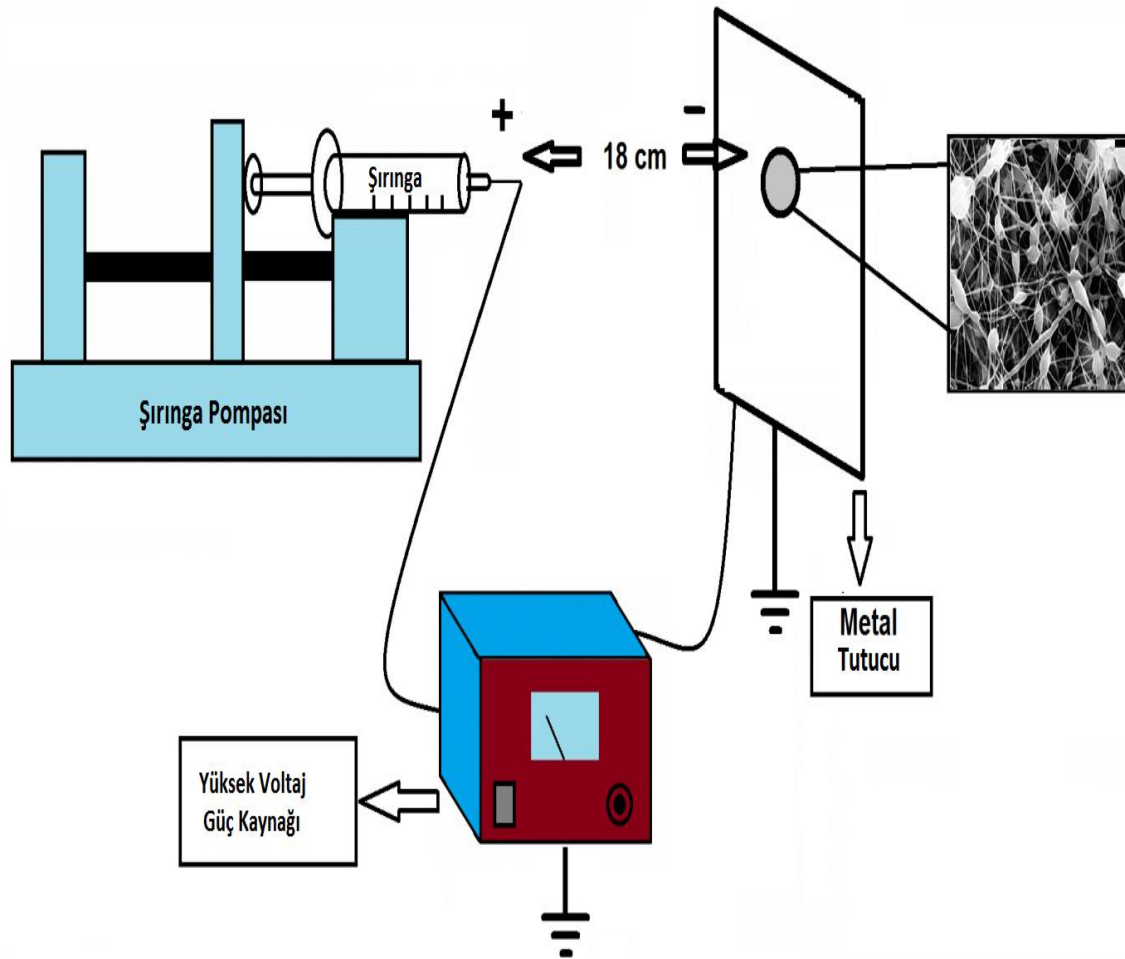
Şekil 3.1. Omik kontak oluşturulmak için kullanılan bakır maske.

3.1.3. $(\text{Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x)$ arayüzey tabakanın oluşturulması

Omik kontak oluşturulduktan hemen sonra arayüzey tabakanın oluşturulması için çözeltinin hazırlanması ve elektro-eğirme yöntemiyle arayüzeye kaplanmasına başlandı. Elektro-eğirme sisteminin kurulumu, Şekil 3.2’ de verildiği gibi 3 temel parçadan ibarettir:

- 1) Şırınga pompası
- 2) Yüksek gerilim güç kaynağı
- 3) Elektrikli iletken toplayıcı

Şırınga pompası, polimerik çözeltinin şırınga yardımıyla belirli aralıklarla, örneğin saatte 0,5 ml gibi, aktarabilen bir cihaz olduğundan elektro-eğirme sistemi için önemli parçalardan biridir.



Şekil 3.2. Elektro-eğirme sistemi ve mekanizması.

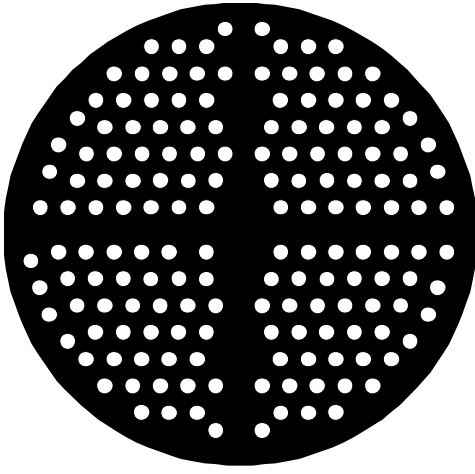
Bu teknikte, polimer-metal tuzlarının çözeltisi şırınganın yakınındaki bir toplayıcı levha arasına yüksek voltajlı güç kaynağına göre 50 kV' a kadar gerilim uygulanır. Böylece şırınga ucunda biriken çözelti damlacığı nano boyuttaki iplerden oluşmuş bir ip yumağı şeklinde düşünülebilir ve bu ip yumağındaki nano-ipler boyuttaki karşı taraftaki metal toplayıcı levhaya nanofiberler şeklinde aktarılmaktadır. Toplayıcı levhada oluşan fiberlerin yüzeyde çapları 30 nm'den 1 mikronun üzerindeki değerlere kadar değişebilmektedir. Elektro-eğirme yöntemi, yüksek elektrostatik alana maruz bırakılan polimer çözeltisinin benzer yükler ile yüklenerek ayrışma ve incelme gösterip, çok ince lifli/fibril yapılar oluşturma şeklinde özetlenebilir. Bu yöntemi en basit şekliyle anlatacak olursak;

- Bir polimer çözeltisi şırınga içine konur ve bu şırıngadan belirli bir mesafe uzağa da toplayıcı-metal bir plaka yerleştirilir.
- Yüksek gerilim sağlayacak güç kaynağının artı ucu şırınganın metal olan ucuna bağlanırken, toplayıcı plaka da topraklanır.
- Böylece şırınga ve toplayıcı plaka arasında yüksek bir elektrik alan elde edilmiş olur.
- Güç kaynağı tarafından sağlanan gerilim arttırıldıkça, yeterince yüksek bir değere ulaşan elektrik alan kuvvetleri çözelti üzerindeki visko-elastik ve yüzey gerilimi kuvvetlerini yener ve polimer molekülleri şırıngadan toplayıcıya doğru taşınır.
- Sonuç olarak toplayıcı plaka üzerinde nano boyutta çaplara sahip lifler oluşur.

Bu işlemde ilk olarak, kütlece % 10'luk PVA çözeltisi hazırlanmış olup, PVA tozu deiyonize su ile 80 °C'de 3 saat boyunca su banyosunda karıştırılarak elde edilmiştir. Ardından metal asetat ve nitrat tuzlarının çözeltisi deiyonize su ve asetik asit yardımıyla oda sıcaklığında 2 saat karıştırılarak hazırlanmıştır. Hazırlanan kütlece % 10'luk PVA çözeltisi ile metal tuzların çözeltisi birbirlerine eklenerek oda sıcaklığında 2 saat daha karıştırılmış olup, bu işlem sonucunda elektrospinlenecek PVA/(Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x) hibrit polimer çözeltisi hazırlanmıştır. Şırınga ucundaki çözelti bir şırınga pompası yardımıyla ittirilmiş olup, saatte 0,5 ml aktaracak şekilde ayarlanmıştır. Şekil 3.2'de görüldüğü gibi şırınga ucu ile metal kolektör arasındaki uzaklık da 18 cm olarak ayarlanmıştır. Böylece elektrospin işlemi, n-Si/Au yapının metal kolektöre yapıştırılması ve karşısındaki şırıngaya da çözelti yerleştirilmesi sağlanmış olup, şırınga ucu ile metal kolektör arasına, güç kaynağı yardımıyla 17 kV'luk bir potansiyel farkı gönderilerek şırınga ucundaki çözeltinin nanolifler halinde n-Si/Au yapının ön yüzeyi üzerine birikmesi sağlanmıştır.

3.1.4. Doğrultucu kontağın oluşturulması

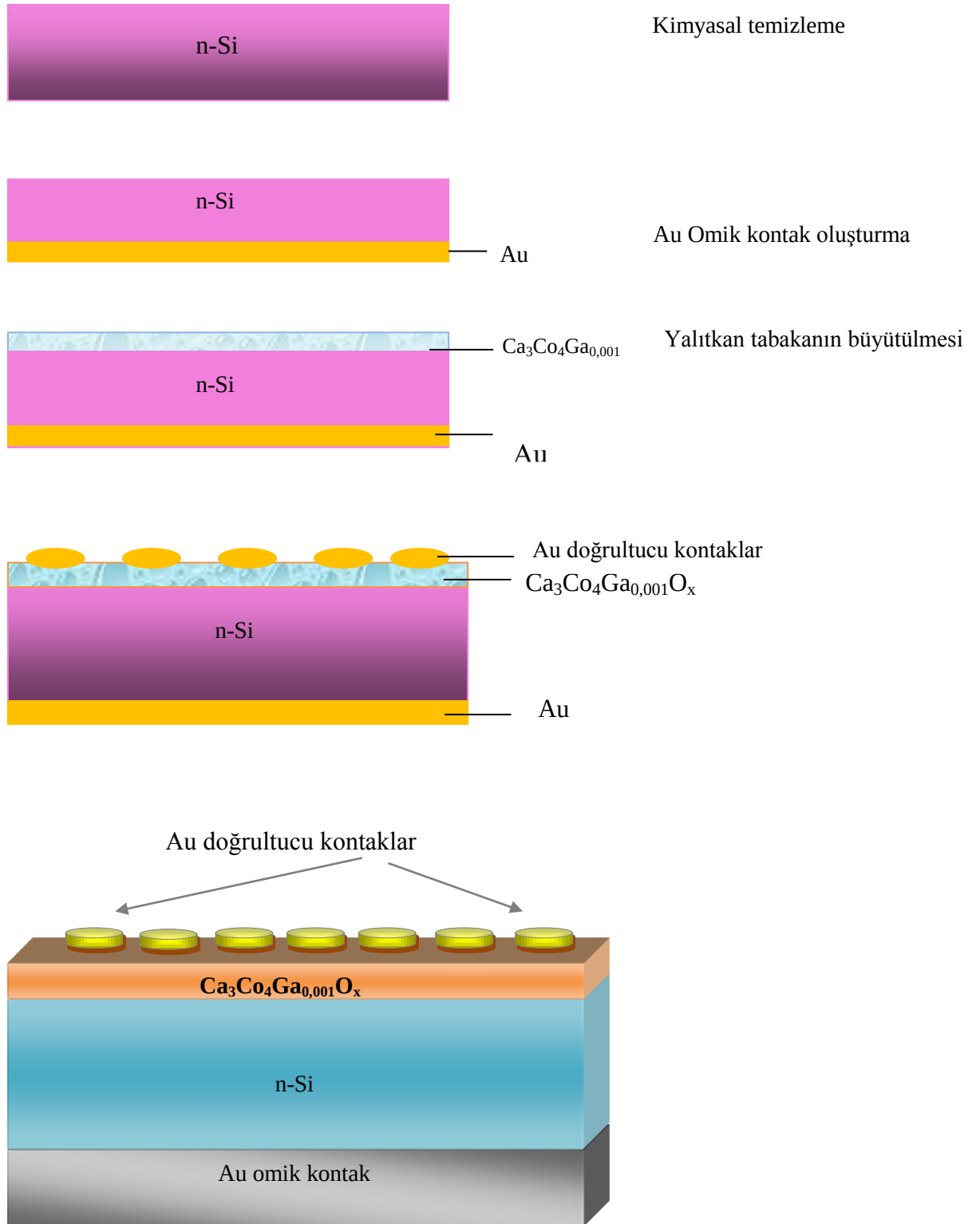
($\text{Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x$) arayüzey tabakası n-Si yarıiletken kristalin ön parlak yüzeyine büyütüldükten hemen sonra yine aynı metal buharlaştırma sisteminde yaklaşık 1 mm çaplı ve 1500 Å kalınlıklı %99,999 saflıktaki altın (Au) Şekil 3.3’de gösterilen bakır maske kullanılarak buharlaştırıldı. Buharlaştırma işleminden sonra herhangi bir tavlama yapılmadı.



Şekil 3.3. Doğrultucu kontak oluşturulurken kullanılan maske.

Böylece $\text{Au}/(\text{Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x)/\text{n-Si}$ yapıların fabrikasyon işlemi tamamlandı ve yapının şematik diyagramı Şekil 3.4’de verildi. Daha sonra elektriksel ölçümlerin alınması için hazırlanan çeyrek yarıiletken kristaller daire şeklindeki diyotlar ortada kalacak şekilde, elmas kesici yardımıyla uygun ebatlarda kesildi. Özet olarak, $\text{Au}/(\text{Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x)/\text{n-Si}$ yapıların fabrikasyon işlemi adım-adım şematik olarak Şekil 3.4’de verildi. Bu adımlar sırasıyla:

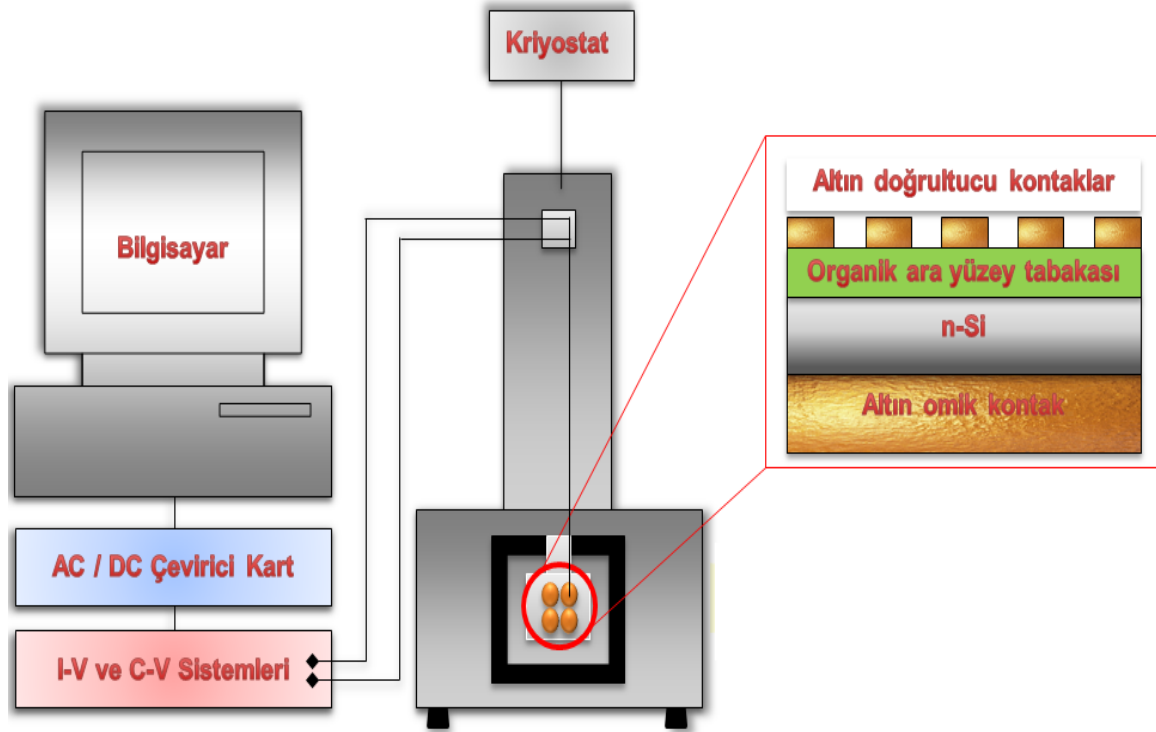
- a) Kimyasal olarak temizlenmiş n-Si,
- b) Omik kontak oluşumu,
- c) ($\text{Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x$) arayüzey tabakanın büyütülmesi,
- d) Üst doğrultucu kontakların oluşturulması ve
- e) $\text{Au}/(\text{Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x)/\text{n-Si}$ yapılar.



Şekil 3.4. Au/Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x/n-Si/Au (MS) yapıların şematik olarak adım-adım gösterimi.

3.2. Deneysel Ölçüm Sistemi

Dış etkenlerin tüm ölçümler üzerindeki etkisini azaltmak için hazırlanan Au/polivinil alkol (Co, Zn-katkılı)/n-Si Schottky engel diyotların I-V, 4 optik pencereli bir Janis vpf-475 kriyostat içinde yaklaşık 10^{-2} mbar basınçta gerçekleştirildi. Bu kriyostat, Lake Shore model 321 sıcaklık kontrol sistemine sahip olup, 79 K ile 425 K sıcaklık aralığında ölçüm yapabilme özelliğine sahiptir. Elektriksel ölçümlerin sağlıklı bir şekilde alınması için hazırlanan Au/(Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x)/n-Si yapılar, elimizde mevcut bulunan Janis vpf-475 kriyostat tutucusuna uygun ebatlardaki bir bakır tutucu üzerine iletken gümüş pasta yardımıyla yapıştırıldı. Üst doğrultucu kontaklar ise gümüş kaplı ince bakır teller kullanılarak yine iletken gümüş pasta yardımıyla yapıştırılıp kriyostat tutucusu üzerine sabitlendi. Hazırlanan deneysel ölçüm sisteminin şematik olarak Şekil 3.5’de verildi. Doğru öngerilim I-V ölçümleri, Keithley 2400 akım-voltaj kaynağı yardımıyla 80-340 K sıcaklık aralığında gerçekleştirildi. Tüm bu ölçümler Hawlett Packard bilgisayarına takılan bir IEEE-488 AC/DC çevirici kart yardımıyla kumanda edilerek gerçekleştirildi.



Şekil 3.5. Deneysel ölçüm sisteminin şematik görünümü.

3.3. Kullanılan Deneysel Ölçüm Cihazları

Deneysel ölçümler için kullanılan dijital aygıtların toplu bir fotoğraflık görünümü Resim 3.1 de verildi. Buna ilave olarak da deneysel ölçümlerde kullanılan dört farklı dijital ölçüm aygıtının fotoğrafı ve özellikleri sırasıyla Resim 3.2-3.5 de verildi.

- Keithley 2400 akım-gerilim kaynağı
- Janis vpf-475 kriyostat
- Lake Shore model 321 sıcaklık kontrol aygıtı.
- Hewlett Packard 4192A LF Empedans Analizörü (5 Hz-13 MHz)



Resim 3.1. Deneysel Ölçüm Sisteminin Fotoğraflık Görünümü.

3.3.1. Keithley 2400 akım-gerilim kaynağı

Hazırlanan örneklerin sıcaklığa bağlı doğru ve ters öngerilim akım-voltaj (I-V) ölçümlerini Keithley 2400 akım-gerilim kaynağı kullanılarak gerçekleştirildi. Resim 3.2’de görülen Keithley 2400 akım-gerilim kaynağı, hem akım kaynaklı gerilim ölçümü, hem de gerilim kaynaklı akım ölçümü yapabilmektedir. Aygıt, $\pm 1 \mu\text{V}$ ’ dan $\pm 200 \text{ V}$ ’ a kadar gerilim ölçümü ve $\pm 10 \text{ pA}$ ’ den $\pm 1 \text{ A}$ ’ e kadar da akım ölçme kapasitesine sahiptir. Ayrıca bu aygıt, $\pm \% 0,15$ hassasiyetle ölçüm yapabilen ve IEEE-488 arayüzü kablosuyla dijital verileri AC/DC çevirici kart yardımıyla bilgisayara aktarabilme özeliğine sahiptir.



Resim 3.2. Keithley 2400 akım-gerilim kaynağı

3.3.2. Janis vpf-475 kriyostat

Hazırlanan örneklerin I-V ve diğer tüm ölçümleri 4 optik pencereyi Janis vpf-475 kriyostat içinde gerçekleştirildi. Kriyostat'ın içerisi bir pompa yardımıyla yaklaşık 10^{-2} mbar basınca düşürüldükten sonra ölçümler gerçekleştirildi. Bu kriyostat, 79 K ile 425 K sıcaklık aralığında her sıcaklığa ayarlanabilen bir cihazdır. Cihaz, 4 optik penceresiyle de optik ölçümler için son derece kullanışlıdır.



Resim 3.3. Janis vpf-475 kriyostat.

3.3.3. Lake Shore-model 321 sıcaklık kontrol aygıtı.

Bu dijital cihaz yardımıyla, kriyostat içerisindeki sıcaklık otomatik olarak kontrol altında tutulabilmektedir. Cihaz ayrıca lineer ısıtma özeliğine de sahiptir.



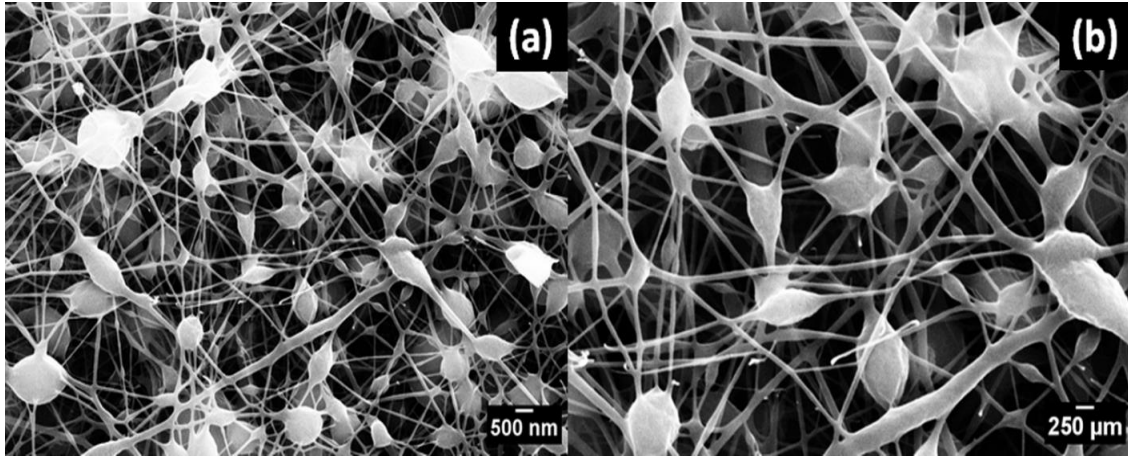
Resim 3.4. Lake Shore model 321 sıcaklık kontrol aygıtı.

Kapasitans-voltaj (C-V) ve kondüktans-voltaj (G/ω -V) ölçümlerini 5Hz ile 13 MHz aralığında istenilen frekansta bu Hewlett Packard 4192A LF Empedans Analizörü (5 Hz-13 MHz) kullanılarak gerçekleştirilebilmektedir. Resim 3.5’ de verilen HP 4192 LF empedans analizörü, 5 mV ile 1 V osilatör genliğine ve -35 V ile 35 V aralığında da doğru gerilim ölçme özeliğine sahiptir. Bu cihaz, aynı anda empedans, admitans, kapasitans, indüktans, yük ve faz değerlerini de ölçebilmektedir. Cihaz, $\pm\% 0,15$ hassasiyetle ölçüm yapabilen ve üzerine takılan bir IEEE-488 arayüzey kablosuyla alınan tüm verileri bir AC/DC çevirici kart yardımıyla kontrol edebilme özeliğine de sahiptir (Resim. 3.5).

4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

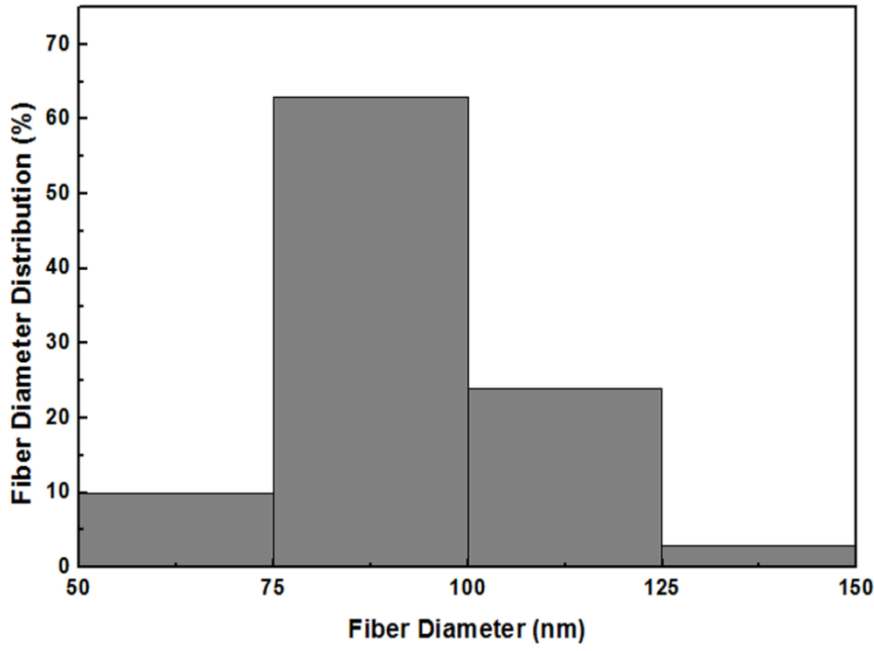
4.1. Yapısal Analiz

Nano-liflerin yüzey morfolojisi 10 kV bir hızlandırma voltajında (Quorum Q150R ES DC Sputter) üzerine platin püskürtülmüş numuneler SEM (alan eMSyon SEM ZEISS, supra 40 VP) ile incelenmiştir ve gözlenmiştir. Şekil.4.1 de $\text{Au}/(\text{Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x)/\text{n-Si}$ MS tipi nano-liflerin SEM fotoğrafları sırasıyla (a), 2×10^4 ve (b) 4×10^4 kat büyütülmüş ve n-tipi Si plaka üzerinde Au nano-liflerin olduğu görülmektedir. SEM fotoğrafından da anlaşılacağı üzere bu nano-lifler; n-Si Au alttaş üzerinde lineer, bükülmüş ve boncuk şeklinde yapılara sahiptir. Viskozite (akışkanlığa karşı gösterilen direnç), iletkenlik, yüzey gerilimi bu yapıların oluşumunda rol oynayan etkili parametrelerdir [65].



Şekil.4.1. $\text{Au}/(\text{Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x)/\text{n-Si}$ MS tipi nano-liflerin SEM fotoğrafları sırasıyla (a) 2×10^4 ve (b) 4×10^4 kat büyütülme.

Şekil 4.2’de $\text{Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x/\text{n-Si}/\text{Au}$ yapıların nano fiberler (lifler) için fiber çapı dağılımına karşı fiber çapı gösterilmektedir. Şekil 4.2’ye göre nano fiberlerin çapı 50-150 nm ve nano fiberlerin, ortalama çapı 115 nm arasında değişmektedir.



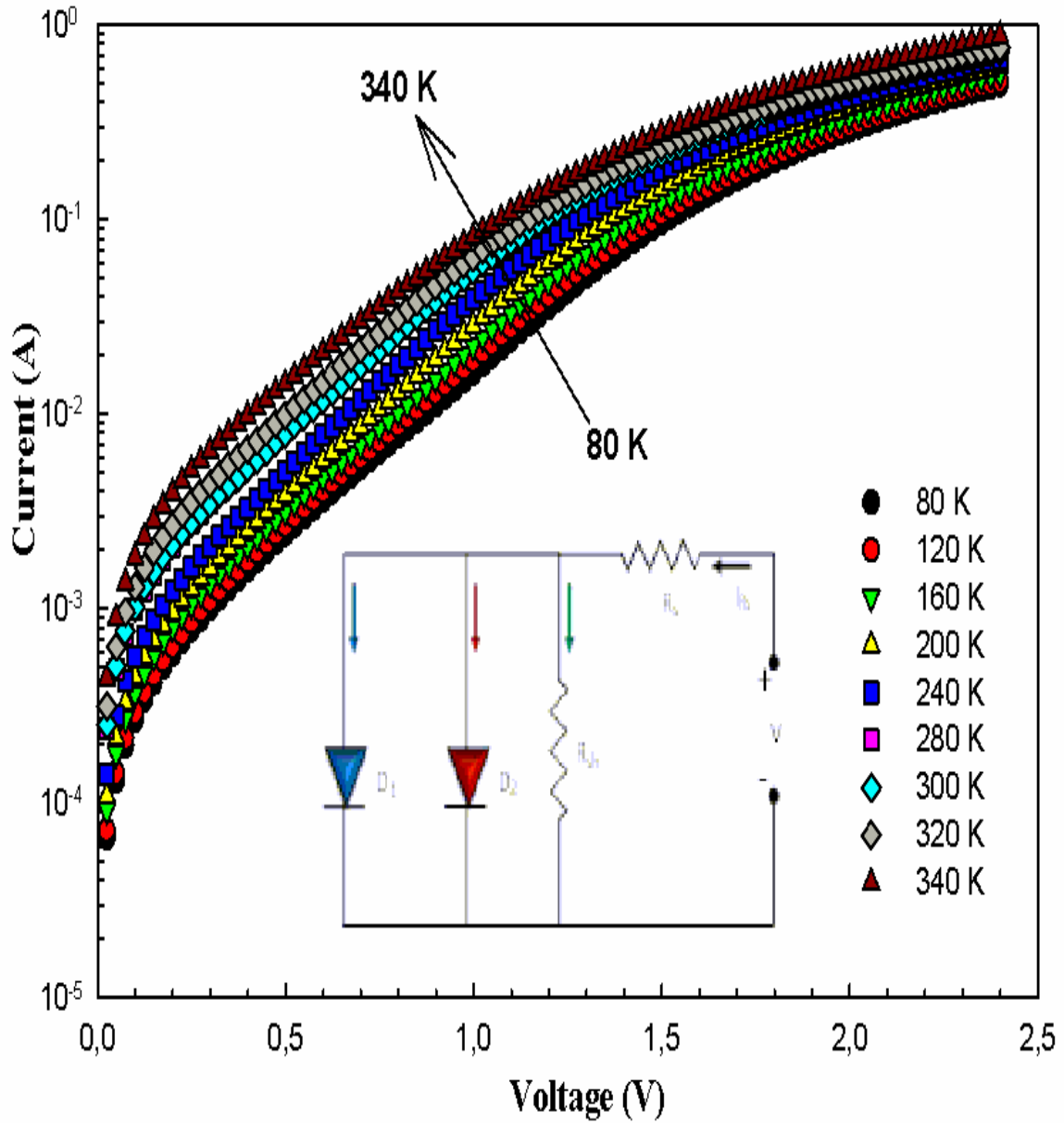
Şekil 4.2. Au/(Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x)/n-Si MS tipi nano-lifler için lif çapı dağılımına karşı lif çapı grafiği.

4.2. Doğru Beslem Akım-Voltaj-Sıcaklık (I-V-T) Karakteristikleri

Au/Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x/n-Si/Au (MS) tipi yapının ileri beslem voltajındaki I-V karakteristikleri 80-340 K sıcaklık aralığında Şekil 4.3’de verilmiştir. Şekil.4.3’den görüldüğü üzere her bir I-V çiziminde iki farklı lineer bölge elde edilmiştir. Bu bölgeler, düşük beslem voltajları için (LBR) olarak adlandırılır ve (0,075-0,250 V) aralığındaki değerlere karşılık gelir. Orta beslem voltajları için (MBR) olarak adlandırılır ve (0,27-0,70 V) aralığındaki değerlere karşılık gelir. Öte yandan, I-V çizimlerinde seri direnç (R_s) ve ara yüzey tabakasının etkisinden kaynaklanan her bir sıcaklıkta lineerlikten sapmalar gözlenmiştir. Çünkü uygulanan voltaj; arayüzey tabakası (V_i) tüketim tabakası (V_s) ve R_s kombinasyonu ile paylaşılacaktır. LnI-V karakteristikleri, düşük ve orta beslem voltajlarında akımla uygulana voltaj arasında çiftlenimli (double) üstel ilişki olduğunu açıkça göstermektedir. Bu davranış, karanlıktaki ileri beslem voltajında her iki lineer bölgenin Ln I-V karakteristiklerinin birbirine paralel iki farklı engel yüksekliğine sahip olduğunu ortaya koymaktadır [66]. Bu nedenle karanlıktaki akım

$$I = I_{s1} \left\{ \exp \left(\frac{q(V - IR_s)}{n_1 kT} \right) - 1 \right\} + I_{s2} \left\{ \exp \left(\frac{q(V - IR_s)}{n_2 kT} \right) - 1 \right\} + \frac{V - IR_s}{R_{sh}} \quad (4.1)$$

Eş.4.1. ile ifade edilebilir. Burada T Kelvin cinsinden sıcaklık, IR_s terimi R_s üzerindeki voltaj düşüşü, I_{s1} ve I_{s2} ters doyma akımları, n_1 ve n_2 sırasıyla LBR ve MBR bileşenlerine tekabül eden diyot idealite faktörleridir. İki paralel diyot modeli için eşdeğer devre Şekil 4.3' te ekli küçük resim ile verilir. Eş.4.1'deki R_s , n 'nin değerinin birden daha büyük olduğu durumda geçerli $V > (3kT/q)$ dir. LBR ve MBR bölgelerindeki I_s değerleri $\ln I$ - V grafiğinin her bir sıcaklıktaki lineer kısımlarının kesişim noktalarından hesaplandı. Bu durumda Φ_{B0} değeri, I ve S değerleri kullanılarak aşağıdaki verilen eşitlik ile her bir sıcaklık için hesaplandı [2,3]:



Şekil 4.3. Au/Ca₃Co₄Ga_{0.001}O_x/n-Si (MS) tipi yapılar için deneysel ileri beslem I-V-T karakteristikleri.

$$\Phi_{Bo} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{SA^*T^2}{I_s} \right) \quad (4.2)$$

Burada S diyotun doğrultucu (rektifayer) kontak alanı, Φ_{Bo} sıfır beslemdeki engel yüksekliği A^* , Richardson sabiti (n-tipi Si için $112 \text{ A.cm}^{-2}\text{K}^{-2}$ ye eşittir), q, elektronik yük ve k Boltzmann sabitidir.

İdealite faktörü n, yarılogaritmik I-V çizimlerindeki ideal TE teorisinden sapmaları açıklamak için tanımlandı ve $\ln I$ -V grafiğinin her sıcaklık için lineer kısmının eğiminden aşağıdaki denklem aracılığı ile hesaplandı [67]:

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

LBR ve MBR voltaj aralıklarında elde edilen I_s , Φ_{Bo} ve n değerleri Çizelge 1’de sırasıyla verilmiştir ve bu değerler sıcaklığın güçlü bir fonksiyonudur. Çizelge 1’den görüleceği gibi I_s , Φ_{Bo} ve n değerleri sırasıyla LBR bölge için, sıcaklık 80 K iken $1,12 \times 10^{-4} \text{ A}$, 0,122 eV ve 16.92 ve sıcaklık 340 K iken $7,89 \times 10^{-4} \text{ A}$, 0,548 eV ve 4,07 aralığında değişmiştir. MBR bölgesi için ise bu değerler sırasıyla 80 K iken $2,84 \times 10^{-4} \text{ A}$, 0,116 eV ve 34,041 ve sıcaklık 340 K iken $2,03 \times 10^{-3} \text{ A}$, 0,520 eV ve 8,01 aralığında değişmiştir. Çizelge 1’de görüldüğü gibi, n ile T’nin çarpımı (n.T) hem LBR hem de MBR bölgeleri için neredeyse sabit bir değer vermektedir. Bu davranış, $\ln I$ -V eğrilerinin lineer kısımlarının her sıcaklık için paralel ve dolayısıyla eğimlerinin sabit kalmasından kaynaklanmıştır. n.T çarpımının neredeyse her sıcaklıkta sabit kalması, arayüzey durumları yoluyla çok katlı tünellemeye veya kuantum mekaniksel tünellemeye (FE ve TFE) bir kanıt teşkil edebilir [10,11,59].

Şekil 4.4 ve Çizelge 1’den görüldüğü gibi beklenmedik bir şekilde her iki bölge için Φ_{Bo} azalırken artan sıcaklıkla n’nin değeri azalmaktadır. Bu parametrelerin özellikle düşük sıcaklıklarda oldukça yüksek olduğu açıktır. Yani sıcaklıkla ters orantılı şekilde bir değişim gözlenmektedir. Bu tip bir davranış n ve Φ_{Bo} ’nin sıcaklıkla TE teorisinden saptığının kanıtıdır. Çünkü TE teorisine göre Φ_{Bo} değerinin artan sıcaklıkla düşmesi beklenir ve bu yüzden Φ_{Bo} ’nin sıcaklık katsayısı ($\alpha = d\Phi_{Bo}/dT$) yarıiletkenin yasak enerji aralığının (E_g) sıcaklığa bağımlılığının negatifine benzer olmalıdır ve bunun yanı sıra n’nin değerinin 1’e yakın olması beklenmektedir. Öte yandan, Φ_{Bo} ’nin sıcaklıkla değişimi her iki

bölge için beklenmedik bir davranış sergilemektedir. Yani artan sıcaklıkla Φ_{B0} değeri azalması gerekirken artmaktadır ve dolayısıyla pozitif sıcaklık katsayısına sahiptir. Başka bir deyişle bu engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişim katsayısının pozitif çıkması, ideal diyotlarda veya yasak enerji aralığının negatif sıcaklık değişim katsayısına aykırıdır. Üstelik LnI-V grafiğinin (Şekil 4.3) her iki bölgedeki eğrilerinin lineer kısmı neredeyse paralel olduğu için eğimleri de her sıcaklık için sabit olmaktadır. Dolayısıyla idealite faktörünün değeri artan sıcaklıkla azalmaktadır. Ancak LnI-V grafiğinin eğimleri sabit olduğu için n.T çarpımı da neredeyse sabit kalmaktadır. Benzer sonuçlar literatürde de farklı araştırmacılar tarafından gözlenmiştir [10,11,23,59]. Şekil 4.5'den de görüldüğü gibi idealite faktörü sıcaklığın tersiyle aşağıdaki gibi lineer olarak artmaktadır.

$$n(T) = n_o + \frac{T_o}{T} \quad (4.4)$$

Burada n_o ve T_o nicelikleri birer sabit olup LBR ve MBR bölgeleri için sırasıyla 0,197 ve 1335 K ile -0,165 ve 7739 K değerleri elde edildi. Ç zelge 4.1'den de görüldüğü gibi her iki bölge için n.T çarpımı aşağı yukarı sabittir. Ancak TFE teorisine göre tünelleme akım parametresi olan E_o sıcaklığa göre aşağıdaki şekilde değişmelidir.

$$E_{00} = \frac{n_{tun} kT}{q} E_{oo} coth\left(\frac{qE_{oo}}{kT}\right) \quad (4.5a)$$

$$n_{tun} = \frac{E_{oo}}{kT} coth\left(\frac{E_{oo}}{kT}\right) = \frac{E_{oo}}{kT} \quad (4.5b)$$

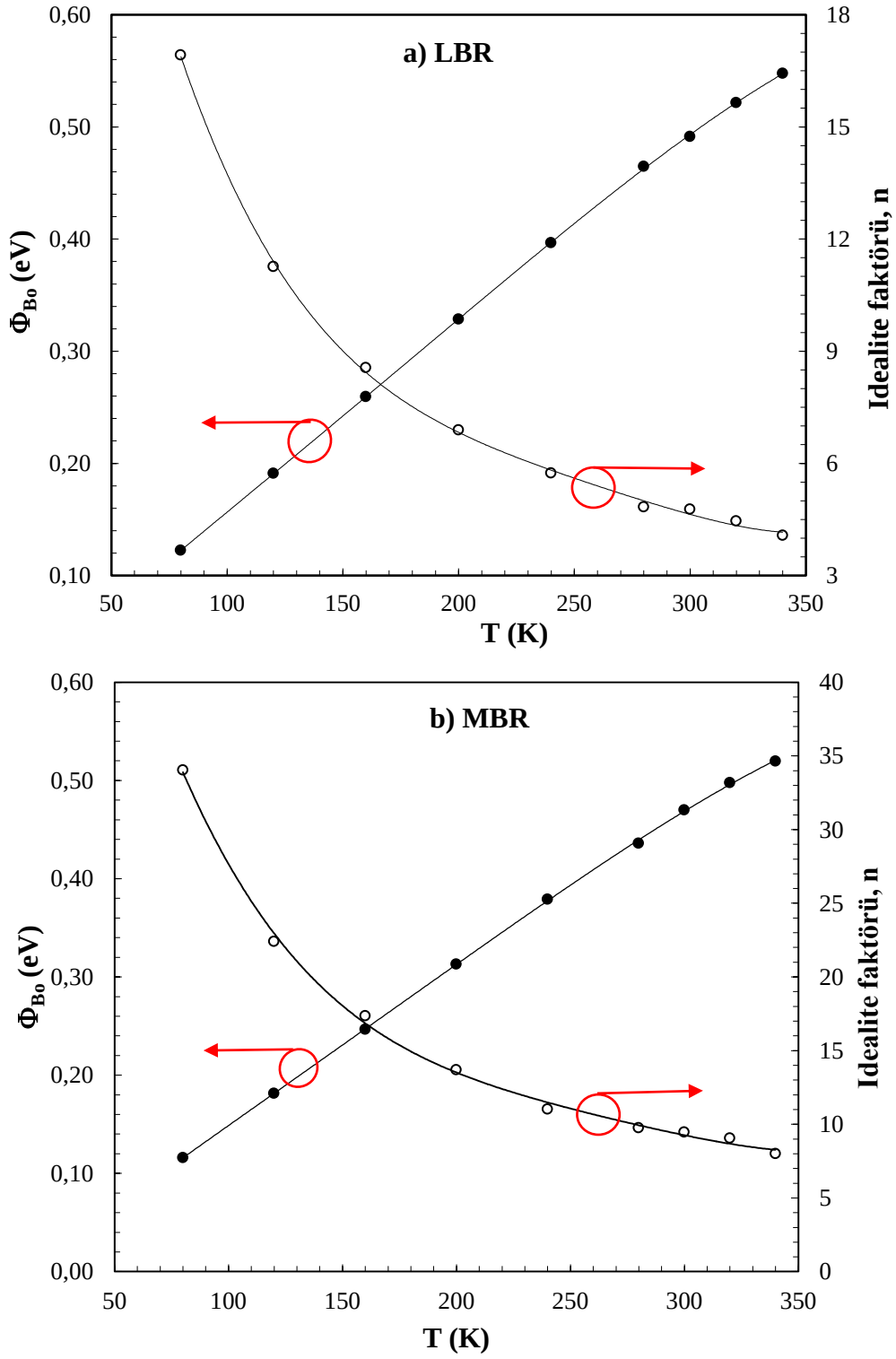
$$E_{oo} = \frac{h}{4\pi} \left(\frac{N_D}{m_e^* \epsilon_s}\right)^{1/2} \quad (4.5c)$$

Burada n_{tun} tünelleme idealite faktörü, m_e^* serbest elektronun etkin kütlesi, ϵ_s yarıiletkenin (Si) dielektrik sabiti N_D ise verici katkı atomlarının (P) yoğunluğudur. E_{oo} değerleri LBR ve MBR bölgeleri için oda sıcaklığında sırasıyla 114,8 meV ve 230 meV olarak Eş. 4.5.b'den fit edilerek elde edildi. Diğer taraftan, üretici firmadan alınan N_D değeri ($=4,31 \times 10^{24} m^{-3}$) kullanılarak Eş. 4.5.c'den E_{oo} değeri yine oda sıcaklığı için 11,34 meV olarak hesaplandı. Burada deneysel değer ile teorik değer arasında önemli bir fark olduğu görülmektedir. Bu durum katkı atomlarının yoğunluğunun her bölgede eşit olmadığı ve arayüzey durumlarının varlığından kaynaklanmaktadır [2-4]. Eş. 4.5.b'den fit edilerek oda sıcaklığında her iki bölge için elde edilen 114,8 meV ve 230 meV değerleri, termal enerji

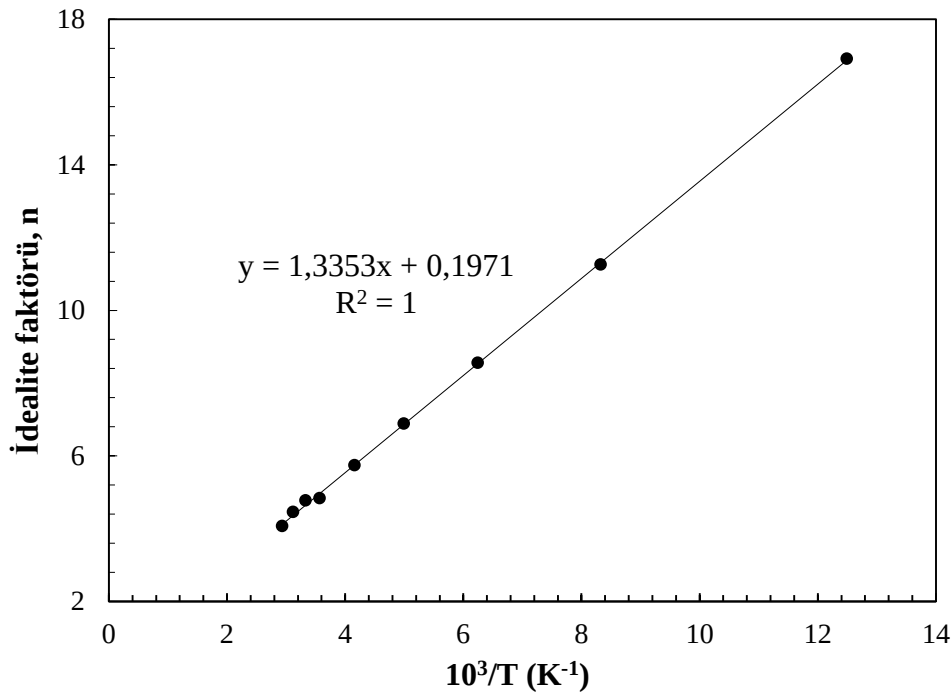
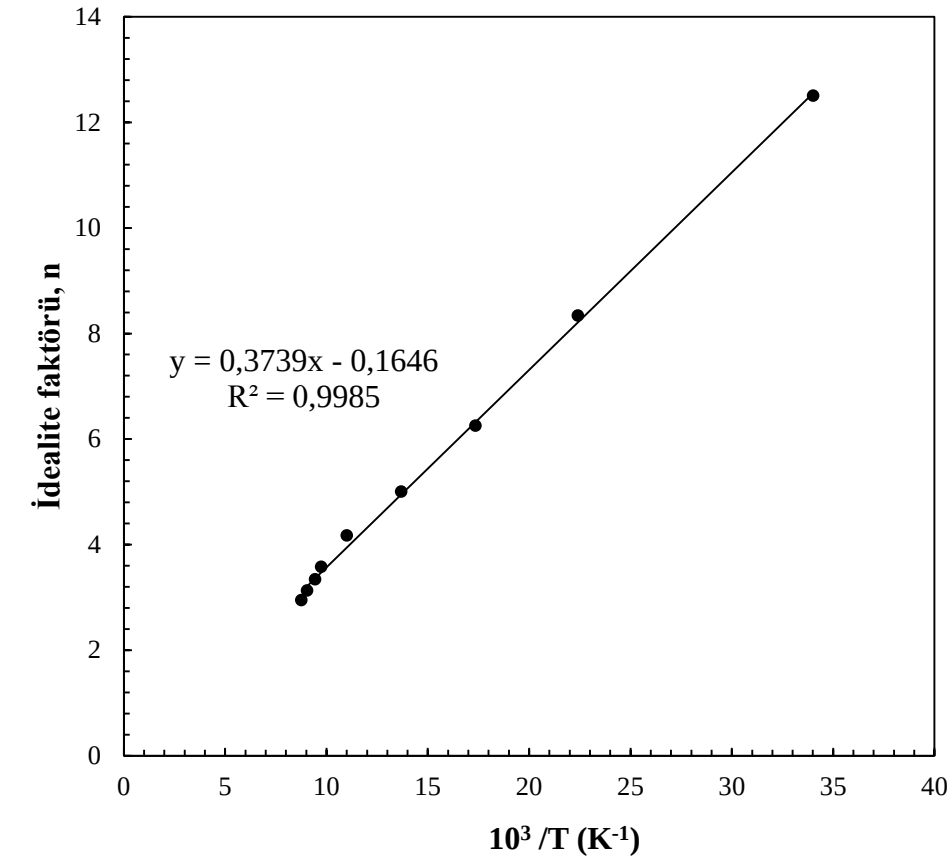
($kT/q=25,4$ meV) değerinden oldukça yüksektir. Bu da TE teorisinden önemli ölçüde bir sapma olduğunun başka bir göstergesidir. Şekil. 4.6' (a) ve (b)'den de görüldüğü gibi teorik ve deneysel nkT/q - kT/q eğrileri arasında lineer bir bağıntı vardır ve eğimleri de neredeyse sabittir. Bu doğruların eğiminden aktivasyon enerji değerleri (E_a), LBR ve MBR bölgeleri için sırasıyla 115 meV ve 236 meV bulundu. Bu sonuçlar göstermektedir ki; Au/Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x/n-Si/Au (MS) tipi yapılarda akım iletiminde alan eMSyonu (FE) teorisi her iki lineer bölge için de, diğer akım iletim mekanizmalarına nazaran özellikle düşük sıcaklıklarda daha baskındır.

Çizelge 4.1. Au/Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x/n-Si/Au (MS) tipi yapılarda LBR ve MBR bölgeleri için çeşitli sıcaklıklarda elde edilen bazı deneysel temel parametrelerin değerleri.

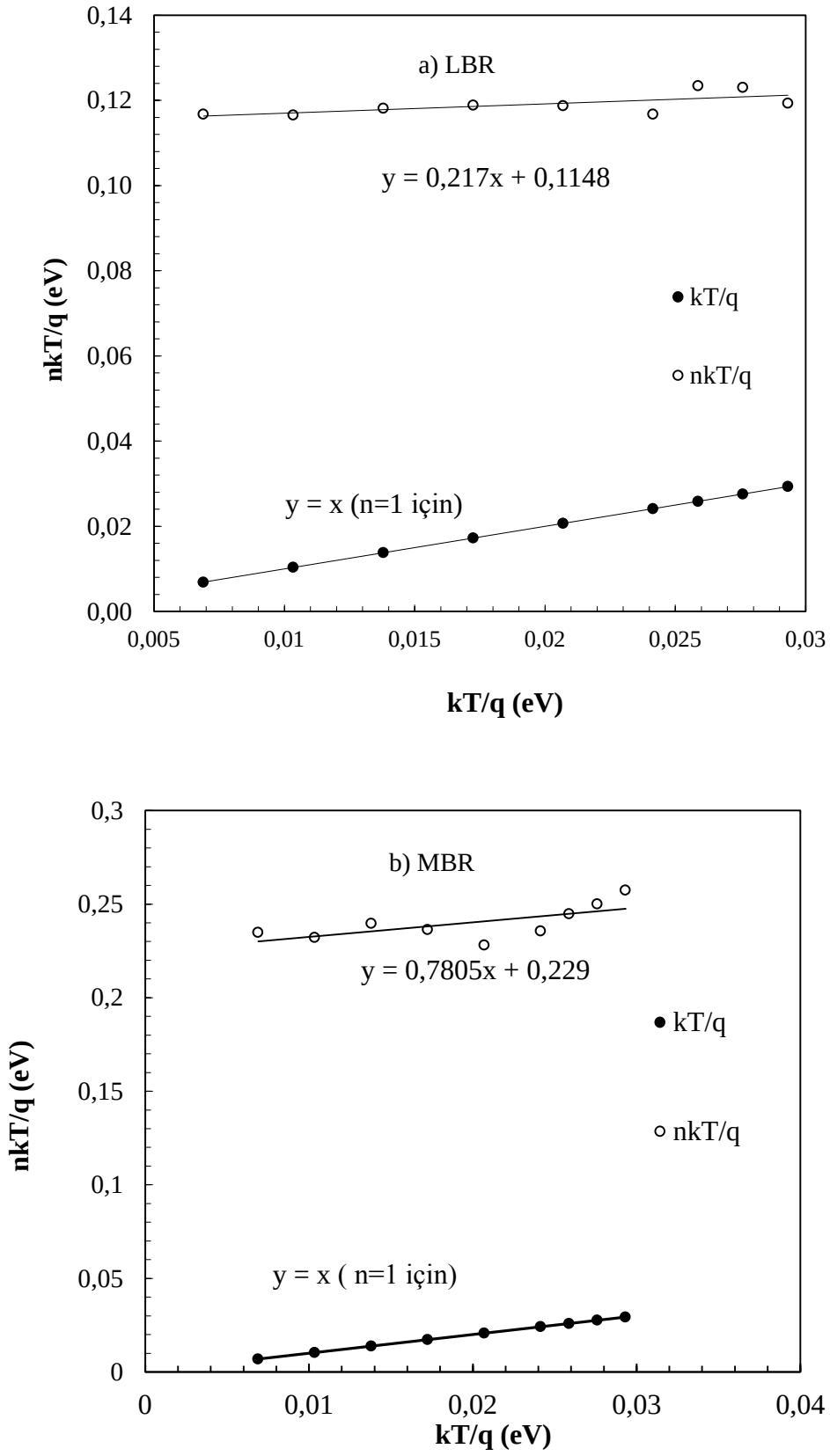
Düşük İleri Beslem Aralığı (LBR)					Orta İleri Beslem Aralığı (MBR)			
T (K)	I _{s1} (A)	n ₁	n ₁ .T (K)	Φ _{Bo1} (eV)	I _{s2} (A)	n ₂	n ₂ .T (K)	Φ _{Bo2} (eV)
80	1,12x10 ⁻⁴	16,92	1354	0,122	2,84x10 ⁻⁴	34,04	2723	0,116
120	1,22 x10 ⁻⁴	11,26	1351	0,191	3,07 x10 ⁻⁴	22,42	2690	0,182
160	1,55 x10 ⁻⁴	8,56	1369	0,259	3,88 x10 ⁻⁴	17,37	2779	0,247
200	1,88 x10 ⁻⁴	6,89	1378	0,329	4,62 x10 ⁻⁴	13,70	2741	0,313
240	2,41 x10 ⁻⁴	5,74	1377	0,397	5,67 x10 ⁻⁴	11,02	2645	0,379
280	3,04 x10 ⁻⁴	4,83	1354	0,465	9,94 x10 ⁻⁴	9,75	2731	0,436
300	4,48 x10 ⁻⁴	4,77	1431	0,491	1,03 x10 ⁻³	9,46	2838	0,470
320	5,59 x10 ⁻⁴	4,46	1426	0,522	1,33 x10 ⁻³	9,06	2898	0,498
340	7,89 x10 ⁻⁴	4,07	1384	0,548	2,05 x10 ⁻³	8,01	2723	0,520



Şekil 4.4. Au/(Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x)/n-Si MS tipi yapılar için (a) LBR, (b) MBR'deki Φ_{B0} -T ve n-T grafikleri.



Şekil 4.5. Au/(Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x)/n-Si MS tipi yapılar için (a) LBR, (b) MBR'deki n -1000/T grafikleri.



Şekil 4.6. Au/(Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x)/n-Si MS tipi yapılar için (a) LBR, (b) MBR'deki nkT/q-kT/q grafikleri.

4.2.1. Engel yüksekliğinin homojensizliği

Artan sıcaklıkla özellikle düşük sıcaklıklarda, Φ_{B0} değerindeki önemli artış ve n değerindeki azalış M/S ara yüzeyinde engel homojensizliğinden kaynaklanabilir. Φ_{B0} ve n değerlerindeki sıcaklığa bağlı bu değişim, M/S ara yüzeyinde ortalama bir engel yüksekliği Φ_{B0} civarında çok sayıda engeliciklerin veya diğer bir adıyla patikaların (patches) varlığına ve onların TE bazlı Gaussian dağılımı ile açıklanabilir. M/S ara yüzeyindeki bu homojensizliğin nedeni metalik tabakanın polikristal yapısı, farklı yönelimli kristolografi, termal işlemler ve ara yüzey tabakanın varlığı ve onun homojensizliğine atfedilebilir [24,27,42,67-71]. Engel yüksekliğindeki sıcaklığa bağlı bu anormal davranış ilk defa Song ve vd. tarafından M/S ara yüzeyinde engel yüksekliklerinin özel bir dağılımı ile açıklanmıştır[61]. Yine Schmitsdorf ve arkadaşları, Tung'ın teorik yaklaşımını kullanarak Φ_{B0} ve n arasındaki lineer bir bağıntı olduğunu buldular. Şekil 4.7 (a) ve (b)'de görüldüğü gibi, Φ_{B0} - n grafiği her iki bölge için (LBR, MBR) farklı eğimli iki lineer bölgeye sahiptir. Bu bölgelerden birincisi 80-160 K ve ikincisi ise 200-340 K aralığında olup bu bölgeler sırasıyla düşük sıcaklık bölgesi (LTR) ve yüksek sıcaklık bölgesi (HTR) olarak isimlendirilmiştir.

Böylece LBR için idealite faktörünün ideal değeri ($n=1$) için ortalama engel yüksekliği birinci ve ikinci eğimler için sırasıyla 0,368 ve 0,795 eV elde edilirken MBR için bu değerler 0,358 ve 0,836 eV olarak elde edilmiştir. Her iki grafikten de görüldüğü gibi artan sıcaklıkla Φ_{B0} değerindeki önemli artış ve n değerindeki azalış özellikle düşük sıcaklıklarda M/S ara yüzeyindeki engel homojensizliğinden kaynaklanmaktadır. Saf TE teorisindeki bu anormal sapmayı açıklamak için bazı araştırmacılar, M/S ara yüzeyindeki bu homojensizliğin TE bazlı Gaussian dağılımından kaynaklandığını açıkladılar [17,18,61,72].

Engel yüksekliğinin M/S ara yüzeyindeki GD teorisine göre Φ_{B0} ve sıcaklık (T) arasındaki bağıntı aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

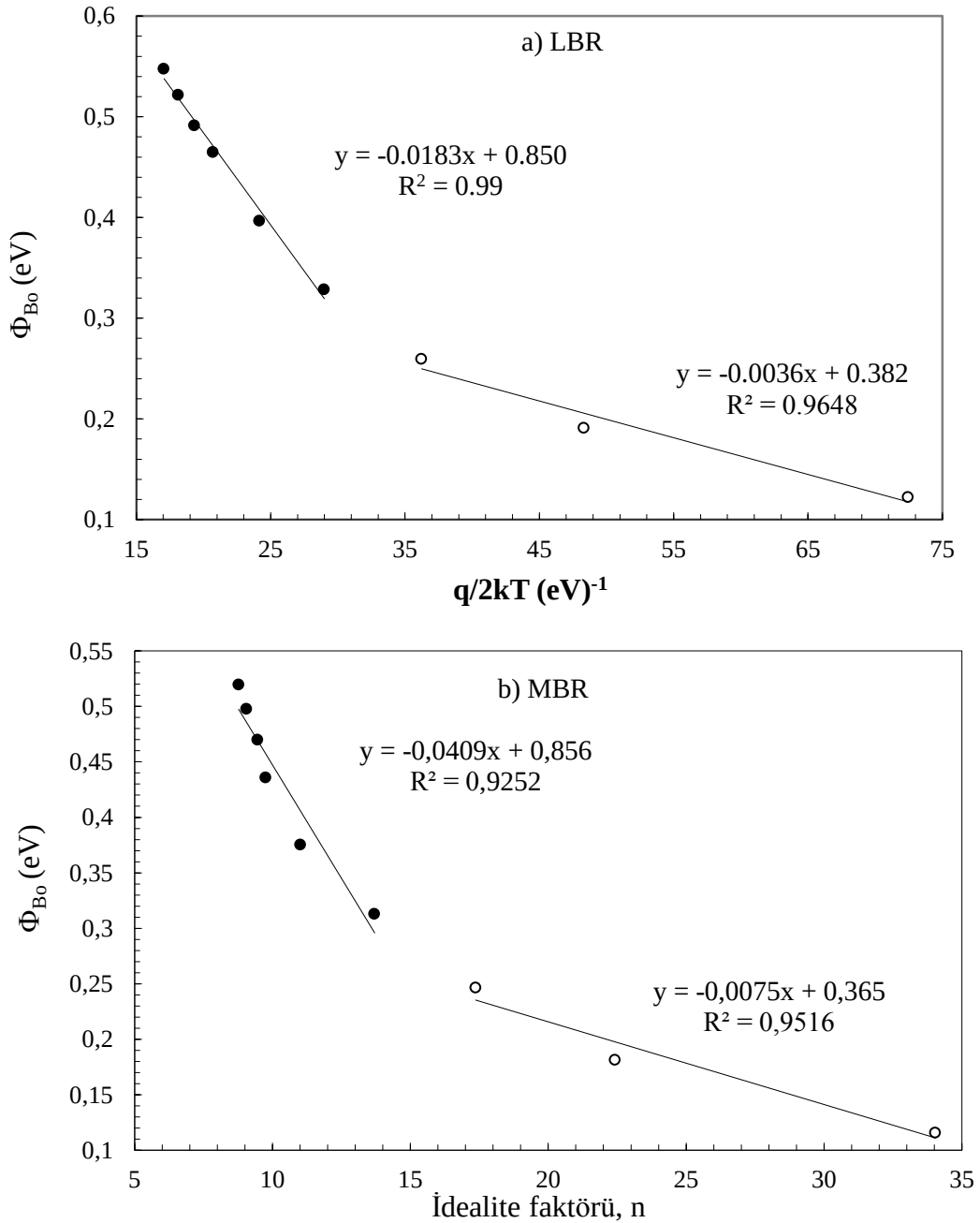
$$\Phi_{B0} = \bar{\Phi}_{B0}(T = 0) - \frac{q\sigma_s^2}{2kT} \quad (4.6)$$

Burada, Φ_{B0} sıfır beslem engel yüksekliği ya da görünen engel yüksekliği ve σ_s ise engel yüksekliğinin sıfır beslemdeki standart sapmasıdır. Sıcaklığa bağlı σ_s değeri genelde küçük

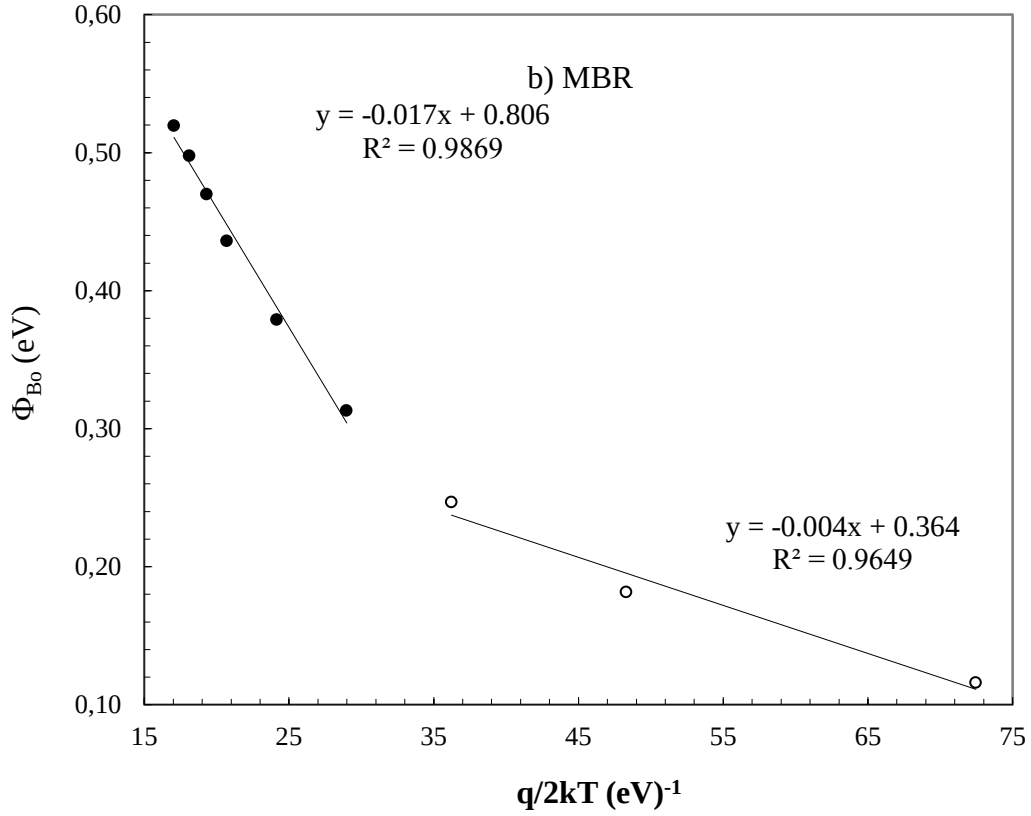
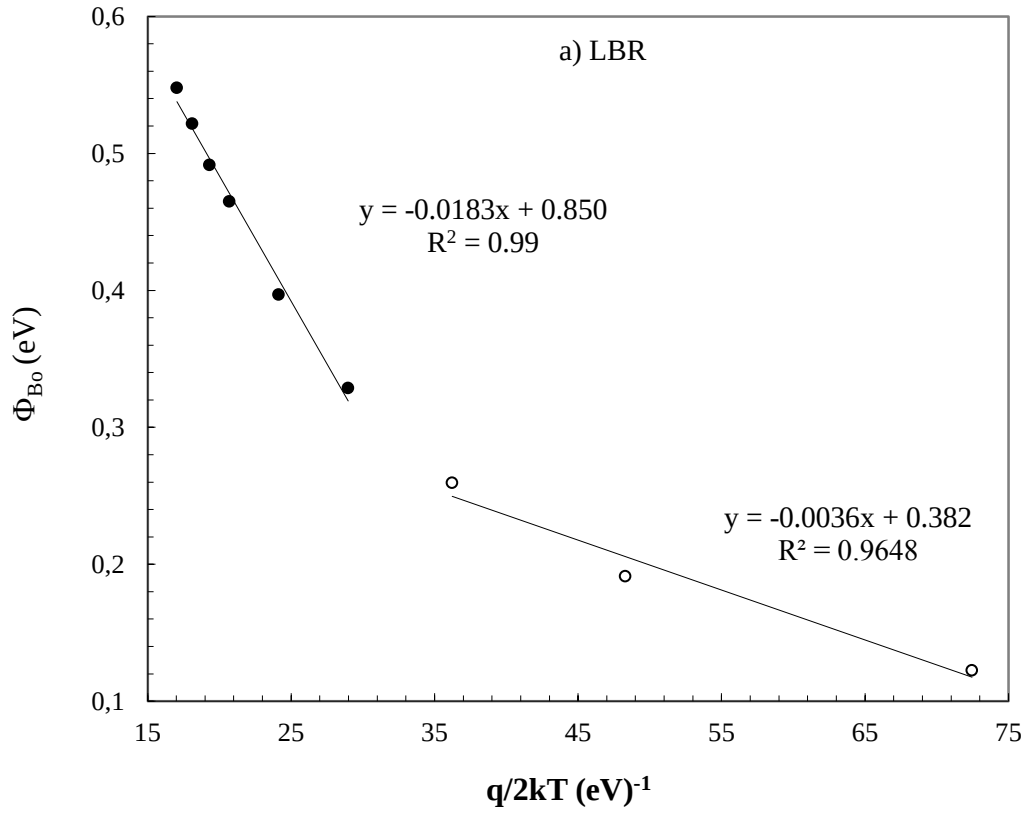
olduğu için ihmal edilebilir. Buna ilaveten, GD teorisine göre idealite faktörünün sıcaklığa bağlı değişimi de aşağıdaki gibi ifade edilebilir [17,61,68,73]:

$$\left(\frac{1}{n} - 1\right) = \rho_2 - \frac{q\rho_3}{2kT} \quad (4.7)$$

Yukarıdaki açıklamalar ışığında, hem Φ_{Bo} , hem de $(n^{-1}-1)$ değerlerinin $q/2kT$ 'ye karşı grafikleri de GD teorisine bir delil teşkil etmesi açısından çizildi ve sırasıyla Şekil 4.8 ve Şekil 4.9'de verildi.

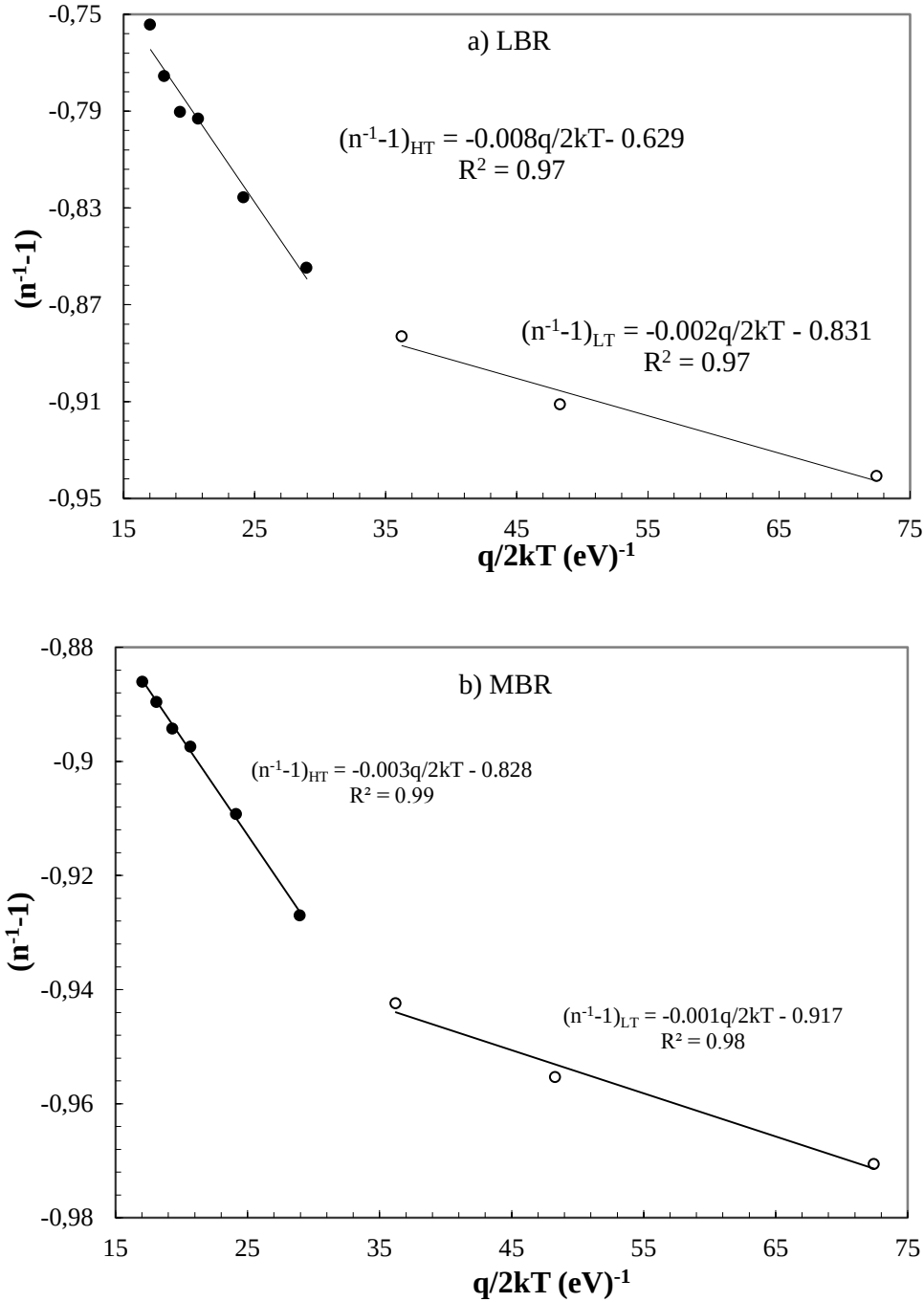


Şekil 4.7. Au/(Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x)/n-Si MS tipi yapılar için (a) LBR, (b) MBR'deki Φ_{Bo} -n grafikleri.



Şekil 4.8. Au/(Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x)/n-Si MS tipi yapılar için (a) LBR, (b) MBR'deki Φ_{B_0} - $q/2kT$ grafikleri.

Şekil4.8 (a) ve (b)'de görüldüğü gibi Φ_{B0} - $q/2kT$ grafiği farklı eğimli iki lineer bölgeye sahiptir ve bu bölgeler sırasıyla LTR ve HTR bölgeleridir. LBR için bu iki lineer bölgenin kesim noktasından ve eğiminden Φ_{B0} ve σ_s değerleri LTR ve HTR için sırasıyla 0,382 eV ve 0,060 V ile 0,850 eV ve 0,135 V elde edildi. MBR için ise bu değerler sırasıyla 0,364 eV ve 0,066 V ile 0,806 eV ve 0,0041 V elde edildi. σ_s değerinin küçük elde edilmesi, engel yüksekliğinin çok homojen olmadığını bir göstergesidir.

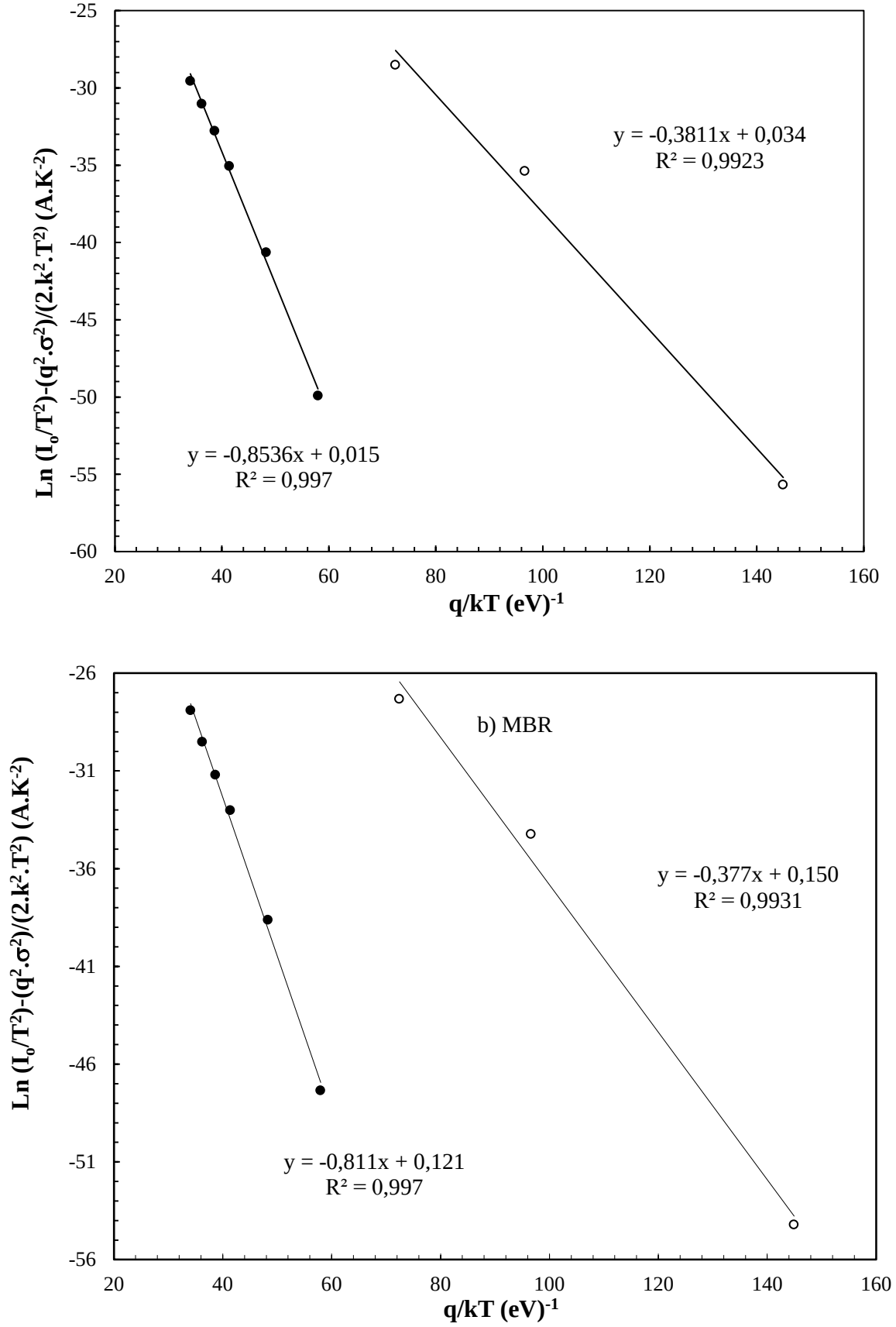


Şekil 4.9. Au/(Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x)/n-Si MS tipi yapılar için (a) LBR, (b) MBR'deki $(n^{-1}-1)$ - $q/2kT$ grafikleri.

Şekil 4.9 (a) ve (b)'den görüldüğü gibi $(n^{-1}-1)-q/2kT$ grafiği de yine farklı eğimli iki lineer bölgeye sahiptir ve bu bölgeler aynı şekilde LTR ve HTR'ye karşılık gelmektedir. LBR için bu iki lineer bölgenin kesim noktasından ve eğiminden ρ_2 ve ρ_3 değerleri LTR ve HTR için sırasıyla -0,831 ve -0,002 V ile -0,629 ve -0,008 V elde edildi. Benzer şekilde MBR için bu değerler sırasıyla -0,917 ve -0,001 V ile -0,828 ve -0,003 V olarak elde edildi. $(n^{-1}-1)-q/2kT$ grafiğin bu davranışı ve elde edilen ρ_2 ve ρ_3 değerleri engel yüksekliğinde bir voltaj deformasyonu olduğunu göstermektedir. Böylece geleneksel Richardson eğrisi, Şekil 4.7'de elde edilen σ_s değerleri kullanılarak Eş.4.2 ve Eş.4.6 kullanılarak aşağıdaki gibi modifiye edilebilir [17,18,61,68,72,73]:

$$\ln\left(\frac{I_o}{T^2}\right) - \left(\frac{q^2\sigma_s^2}{2k^2T^2}\right) = \ln(AS) - \frac{q\bar{\Phi}_{Bo}}{kT} \quad (4.8)$$

Modifiye edilen Richardson eğrisi, $(\ln(I_o/T^2)-(q^2\sigma_s^2/k^2T^2))-q/kT$ grafikleri hem LBR hem de MBR bölgeleri için elde edilerek sırasıyla Şekil 4.10 (a) ve (b)'de verildi.



Şekil 4.10. Au/(Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x)/n-Si MS tipi yapılar için (a) LBR (b) MBR'deki $(\ln(I_0/T^2) - (q^2 \sigma^2 / k^2 T^2)) - q/kT$ modifiye edilen Richardson grafikleri.

Şekil 4.10 (a) ve (b)'den görüldüğü gibi modifiye Richardson eğrisi hem LBR hem de MBR için farklı eğimli iki lineer bölgeye sahip olup bu bölgeler de LTR ve HTR'ye karşılık gelmektedir. Bu lineer bölgelerin y-eksenini kestiği nokta Eş.4.8'e göre $\ln(A^*S)$ ve eğimi ise direk ortalama engel yüksekliğine karşılık gelmektedir ve burada S diyetun veya doğrultucu kontağın alanıdır. Böylece LBR için lineer doğruların kesim noktası ve eğimlerinden A^* ve Φ_{B0} değerleri LTR ve HTR için sırasıyla 131,81 $\text{Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ ve 0,381 eV ile 129,35 $\text{Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ ve 0,854 eV elde edildi. Benzer şekilde MBR için ise bu değerler sırasıyla 148,01 $\text{Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ ve 0,377 eV ile 143,77 $\text{Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ ve 0,812 eV elde edildi. Elde edilen bu deneysel sonuçlar ışığında, TE teorisinden sapmanın M/S ara yüzeyinde engel yüksekliğinin uzaysalsal bir dağılıma sahip olduğunu yarıiletkenlerden metale geçecek elektronlar (taşıyıcılar), düşük sıcaklıklarda enerjileri düşük göstermektedir [4,10,11,17,18,23,61,71-75]. Dolayısıyla engel üzerinden metalden yarıiletken ve olduğu için ancak bu patikalardan veya engeliciklerden geçerek akım değerini artırmakta ve bunun sonucunda idealite faktöründe önemli bir artışa yol açar [17,18,23,61,68,72,73]. Yüksek sıcaklıklarda ise elektronlar daha fazla enerji kazanarak engel üzerinden kendiliğinden (direk) geçiş yapabilirler. Yani yüksek sıcaklıklarda patikalardan veya engeliciklerden geçişe gerek kalmadığı için akıma herhangi bir katkı gelmemekte ve dolayısıyla idealite faktörü düşmektedir. Özetle, düşük sıcaklıklarda elde edilen yüksek idealite faktörü değerleri; ne FE, TFE teorileri ile ne de M/S arayüzeyinde mevcut olan arayüzey tabakanın varlığı ve ara yüzey durumları ile açıklanamaz.

Hazırlanan $\text{Au/Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x/\text{n-Si/Au}$ (MS) tipi yapıların I-V-T ölçümlerinden elde edilen Çizelge 4.1 ile Şekil 4.3, 4.6-4.10 arasındaki grafiklerin sonuçları, ideal durumdan ve TE teorisinden önemli ölçüde bir sapma olduğunu göstermiştir. Başka bir ifade ile I-V-T karakteristikleri ideal TE teorisine uymamaktadır. Çünkü hazırlanan yapılar için TE teorisine göre elde edilen I-V-T karakteristiklerinin analizi bize Φ_{B0} değerinin artan sıcaklıkla neredeyse lineer olarak artmakta olduğu ve idealite faktörünün de artan sıcaklıkla neredeyse üstel olarak azalmakta olduğunu göstermiştir. Özellikle Φ_{B0} değerinin artan sıcaklıkla artması yarıiletkenin yasak enerji aralığının negatif sıcaklık katsayısına aykırıdır. Üstelik Φ_{B0} ve n değerlerinin özellikle düşük sıcaklıklarda bu şekilde değişmesi klasik Richardson eğrisinde $(\ln(I_0/T^2) - q/kT)$ grafikleri lineerlikten saptmaya neden olmaktadır. Bu idealden sapmaların birçok nedeni olabilir. Ancak bu nedenlerin başında; numune hazırlanma aşamaları, M/S arayüzeyinde oluşan engelin biçimi ve arayüzey

tabakanın doğası, arayüzey durumları, yarıiletken içindeki safsızlıklar veya dislokasyonlar, saf yarıiletken katkılanan katkı atomlarının yoğunluğu, numune sıcaklığı, yapının seri direnci ve uygulanan voltaj gelmektedir [17,18,23,61,68,71-73,75-79]. İdealite faktörünün yüksek değerleri; literatürde genellikle arayüzey durumlarının varlığına [4], yüksek elektrik alan altında hayali kuvvetlerden dolayı meydana gelen engel düşmesi [2] ve uzay yük bölgesindeki yüklerin rekombinasyonu [3,4]. Ancak, bu çalışmada yüksek sıcaklıklarda bile idealite faktörünün çok yüksek değerlere sahip olması sadece bu nedenlerle açıklanamaz. Çünkü idealite faktörü ifadesi literatürde aşağıdaki gibi ifade edilir [2-4]:

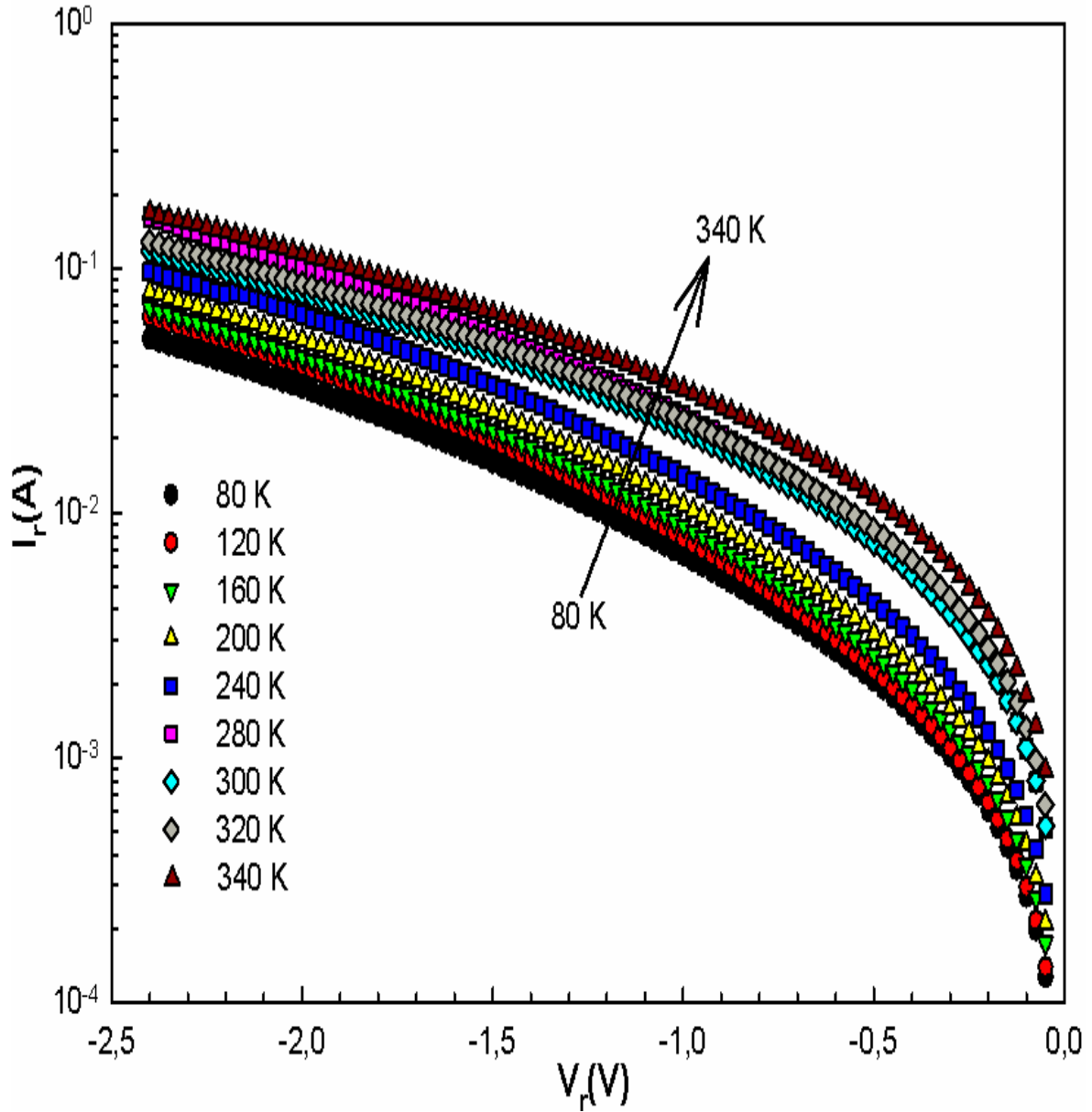
$$n = 1 + \frac{d_i}{\varepsilon_i} \left[\frac{\varepsilon_s}{W_D} + qN_{ss} \right] \quad (4.9)$$

Burada d_i , ε_s , ε_i , W_D ve N_{ss} nicelikleri sırasıyla M/S arayüzeyinde doğal veya yapay olarak oluşan yalıtkan tabakanın kalınlığı, yarıiletkenin dielektrik sabiti, arayüzey tabakanın dielektrik sabiti, tüketim tabakasının kalınlığı ve arayüzey durumlarının yoğunluğudur. Au/Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x/n-Si/Au (MS) tipi yapılarda, (Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x) arayüzey tabakanın kalınlığı 60 Angstrom ve n-tipi yarıiletkenin öz direnci 0,001-0,005 Ω.cm olduğu dikkate alındığında 340 K sıcaklığında bile LBR ve MBR için elde edilen 4,07 ve 8,01 idealite faktörü değerleri Eş. 4.9 ile açıklanamaz. Özellikle düşük sıcaklıklarda (80 K) için LBR ve MBR için elde edilen 16,92 ve 34,04 idealite faktörü değerleri ancak ve ancak MS arasındaki engel homojensizliği ile açıklanabilir [4,17,18,27,42,61,65,68,72,75,80]. Başka bir ifadeyle engel homojensizliği yüksek idealite faktörlerine yol açar. Özellikle düşük sıcaklıklarda diğer muhtemel akım-iletim mekanizmalarından dolayı, TE teorisine göre I-V-T ölçümlerinden edilen Φ_{B0} ve n değerleri tamamen doğru ve güvenilir denilemez. Çünkü diğer muhtemel akım-iletim mekanizmalarının ölçülen akıma katkısı, azalan sıcaklıkla artmaktadır [3,4,52,58,68]. Benzer sonuçlar son yıllarda birçok araştırmacı tarafından gözlenmiştir [55,56,58,81-83]. Sonuç olarak, hazırlanan Au/Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x/n-Si/Au (MS) tipi yapılarda akım-iletim mekanizmasının düşük ve orta gerilim bilgeleri için TE, TFE ve FE teorilerinden ziyade çift Gaussian dağılımı (GD1 ve GD2) ile başarılı bir şekilde açıklanabileceği gösterilmiştir. Ancak TAE ve AE mekanizmalarının da özellikle düşük sıcaklıklarda etkin olduğu da görülmüştür. Elde edilen deneysel bulguların ışığında akım-iletim mekanizmasının özellikle oda sıcaklığı altındaki sıcaklık değerlerinde

incelenmesi oldukça karmaşık ve zor olduğu için, I-V-T karakteristiklerinin düşük sıcaklıklarda incelenmesi son derece önemlidir. Çünkü oda sıcaklığı üzerindeki sıcaklıklarda akım-iletim mekanizmalarında TE teorisi, taşıyıcıların kazandığı ilave termal enerjilerden ve azalan engel yüksekliği nedeniyle doğal olarak daha baskın çıkmaktadır. Dolayısıyla gerek M/S arayüzeyinde oluşan engelin biçimi ve akım-iletim mekanizmaları hakkında doğru ve güvenilir sonuçlar elde etmek için I-V-T karakteristiklerinin düşük sıcaklıkları da kapsayan geniş bir sıcaklık aralığında incelenmesi çok daha uygun olacaktır.

4.3. Ters Beslem Akım-Voltaj-Sıcaklık (I-V-T) Karakteristikleri

Bu kısımda yine Au/(Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x)/n-Si yapının ters beslem altında (V_r) akım-iletim mekanizmalarını incelemek amacıyla sıcaklığa bağlı I-V ölçümleri de yine doğru beslem I-V karakteristikleri gibi 80-340 K sıcaklık aralığında incelendi. Yarılogaritmik I- V_r karakteristikleri dokuz farklı sıcaklık için Şekil 4.11’de topluca gösterilmiştir. Sıcaklığa bağlı bu yarılogaritmik I- V_r karakteristikleri, Şekil 4.11’den de görüldüğü gibi 0V-(-2.4V) aralığında her sıcaklık için artan voltajla neredeyse üstel olarak azalmaktadır.



Şekil 4.11. Au/Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x/n-Si MS tipi yapılar için deneysel ters beslem (I_r - V_r) karakteristikleri.

Şekil 4.11’de görüldüğü gibi, ters veya diğer adıyla kaçak akım değerleri hem voltaja hem de sıcaklığa bağlı güçlü bir davranış sergilemektedir. -2,4 V’a karşılık gelen ters beslem akım değerleri 80 K ve 340 için sırasıyla 51,31 mA ve 163,38 mA bulundu. Sıcaklığa bağlı bu değişim tuzaktaki yüklerin ara yüzey durumları veya tuzakların yoluyla tünellemesine atfedilebilir [23]. Referans [23,71,75,]’a göre tünelleme mekanizması, yarıiletken veya polimerdeki bazı yüzey durumları/tuzaklar, dislokasyonlar veya oksijen boşlukları aracılığıyla olur. Bununla birlikte, elektronlar öncelikle iletim bandı (E_C) yerine M/S arasında ve yasak enerji aralığına (E_g) yerleşmiş arayüzey durumları yoluyla olur.

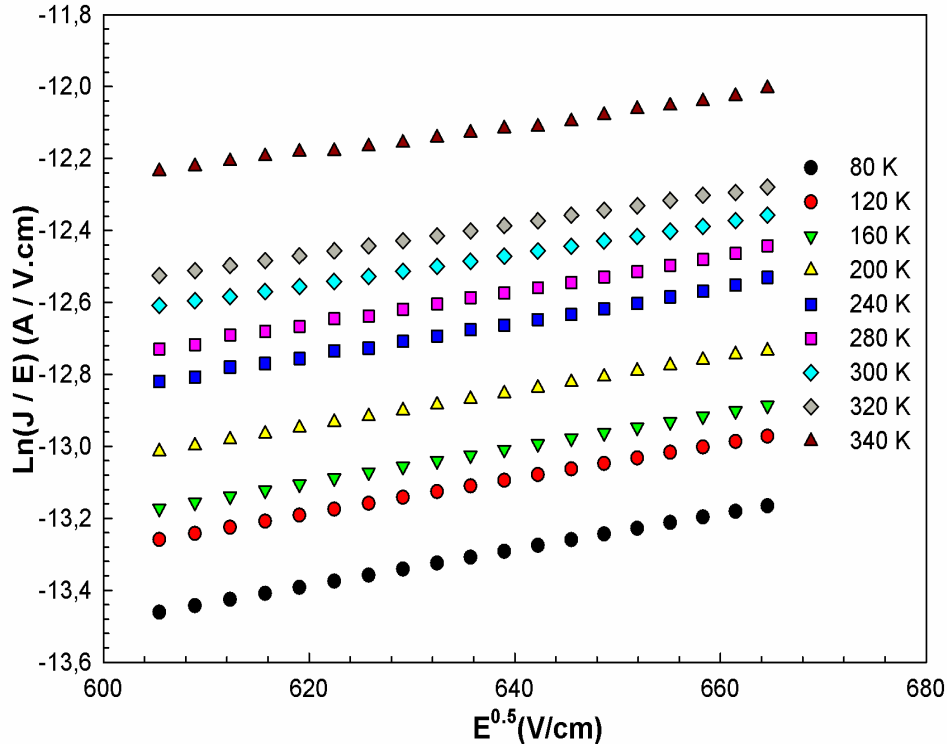
MS ya da MS yapının toplam ters veya kaçak akımı, düşük engel bölgelerinden (patikalardan), olduğu kadar yüksek engel bölgelerine yerleşmiş dislokasyondan da kaynaklanmaktadır. Ancak kuantum mekaniksel tünelleme, FE ve TFE, yoluyla meydana gelen kaçak akım, ihmal edilebilecek kadar küçüktür. Frenkell-Poole emisyonuna (FPE) göre, engel boyunca oluşan ters akım yoğunluğu aşağıdaki gibi ifade edilebilir [62-64]:

$$J = CE_r \exp \left[\frac{-q(\phi_t - \sqrt{qE_r / \pi \epsilon_0 \epsilon_s})}{kT} \right] \quad (4.10)$$

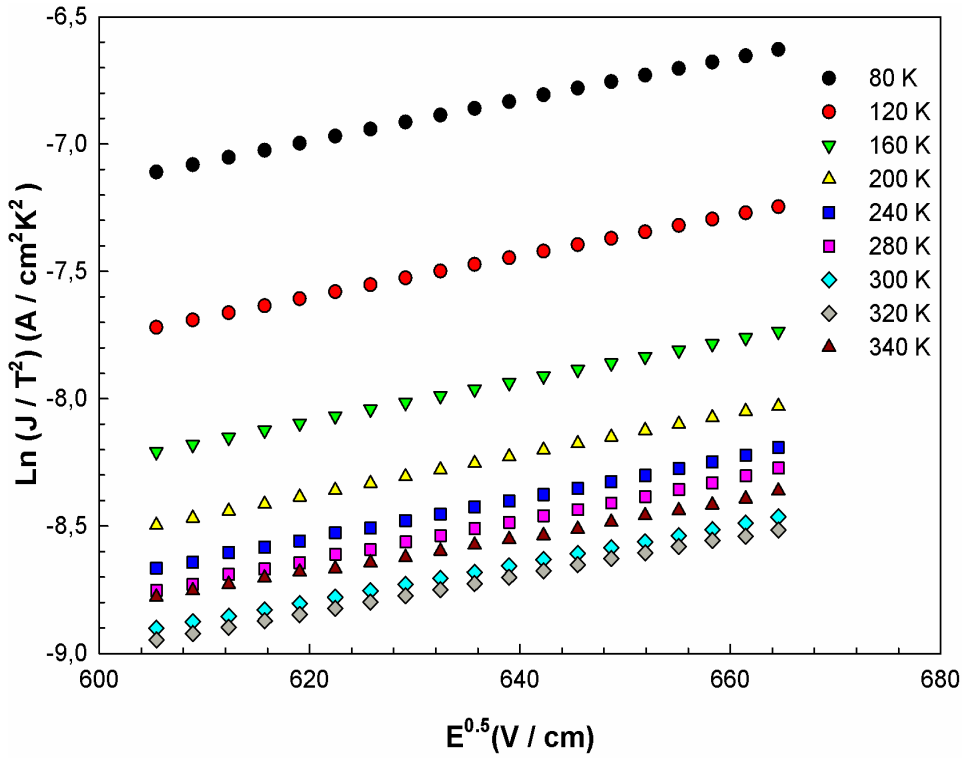
Burada C, E_r , Φ_t , ϵ_s , ϵ_o , T ve k nicelikleri sırasıyla bir sabit, M/S arayüzeyinde oluşan elektrik alan, elektronun tuzaktan emisyonu için gerekli olan engel yüksekliği, yarıiletkenin dielektrik sabiti, boşluğun dielektrik sabiti ($=8,85 \times 10^{-14}$ F/cm), Kelvin cinsinden sıcaklık ve Boltzman sabiti ($=1,38 \times 10^{-23}$ J/K)'dir. Eş. 4.10'da, FPE yoluyla meydana gelen akımın iletiminde, $\ln (J_r/E_r)$, $(E)^{0,5}$ bir fonksiyonu olarak aşağıdaki gibi lineer bir değişim göstermelidir:

$$\ln(J/E_r) = \frac{q}{kT} \sqrt{\frac{qE_r}{\pi \epsilon_0 \epsilon_s}} - \frac{q\phi_t}{kT} + \ln C \equiv m(T) \sqrt{E_r} + B(T) \quad (4.11)$$

Ters beslem I-V-T karakteristikleri (Şekil 4.11), Au/Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x/n-Si/Au (MS) tipi yapılarda FPE veya Schottky emisyonu (SE) oldukça etkin olduğunu göstermektedir. Hem FPE eğrileri ($\ln (J_r/E_r)-(E)^{0,5}$) hem de SE eğrileri ($\ln (J_r/T^2)-(E)^{0,5}$) ters beslem orta gerilim değerleri için çizildi ve sırasıyla Şekil 4.12 ve 4.13'de verildi. Şekillerden de görüldüğü gibi, hem $\ln (J_r/E_r)-(E)^{0,5}$ hem de $\ln (J_r/T^2)-(E)^{0,5}$ eğrileri farklı eğimli oldukça lineer bir davranış sergilemektedirler. Şekil 4.12 ve 4.13 kıyaslandığında; Schottky emisyonundan ziyade Frenkel-Poole emisyonu teorisi baskındır. Çünkü SE teorisine göre



Şekil 4.12. Au/Ca₃Co₄Ga_{0.001}O_x/n-Si/Au (MS) tipi yapılar için farklı sıcaklıklar için deneysel ters beslem $\ln(J/E)$ vs $E^{0.5}$ karakteristikleri (FPE mekanizması).



Şekil 4.13. Au/Ca₃Co₄Ga_{0.001}O_x/n-Si (MS) tipi yapılar için farklı sıcaklıklar için deneysel beslem $\ln(J/T^2)$ vs $E^{0.5}$ karakteristikleri (SE mekanizması).

(Şekil 4.13) $\ln (J_r/T^2)-(E)^{0,5}$ eğrilerinin eğimleri özellikle yüksek sıcaklıklarda neredeyse sabit kalmaktadır. Şekil. 4.12’de görüldüğü gibi, $\ln (J_r/E_r)-(E)^{0,5}$ eğrileri geniş bir voltaj aralığında oldukça lineer olup Eş. 4.11’e göre, bu doğruların kesişme noktasına $B(T)$ ve eğimi $m(T)$ ile gösterilmiştir. $\ln (J_r/E_r)-(E)^{0,5}$ eğrilerinin davranışı, bize alan boyunca tünelleme mekanizmasının (FE ve TFE) baskın olduğunu göstermektedir. Bilindiği gibi kuantum mekaniksel tünelleme ancak düşük sıcaklıklarda ve yüksek katkılı yarıiletkenlerde ($N \geq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) geçerli olabilir. Bu çalışmada kullanılan n-tipi Si yarıiletkenin $0,001-0,005 \Omega\text{cm}$ veya $8,6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}-4,3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ değerlerine sahiptir.

Hem $\ln (J_r/E_r)-(E)^{0,5}$ hem de $\ln (J_r/T^2)-(E)^{0,5}$ eğrilerinin y-eksenini kestiği nokta $B(T)$ ve eğimine $m(T)$ değerleri her sıcaklık için hesaplanarak Çizelge 4.2’de verildi.

Çizelge 4.2. Au/Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x/n-Si/Au (MS) tipi yapılarda SE ve FPE modeline göre çeşitli sıcaklıklar için $\ln(J_r/E_r)-E^{0,5}$ grafiğinden elde edilen bazı deneysel parametrelerin değerleri.

Schottky EMSsion			Frenkel -Poole	EMSsion
T (K)	$m(T) \times 10^{-3}$ ($\text{cm}^{0,5}/V^{0,5}$)	B (T) (eV)	$m(T) \times 10^{-3}$ ($\text{cm}^{0,5}/V^{0,5}$)	B (T) (eV)
80	8,10	-12,021	4,99	-16,5
120	8,00	-12,543	4,85	-16,3
160	8,00	-13,023	5,90	-16,4
200	7,60	-13,077	5,15	-15,9
240	8,00	-13,492	4,79	-15,6
280	8,10	-13,627	4,53	-15,35
300	7,00	-13,004	4,44	-15,2
320	7,40	-13,404	4,32	-15,1
340	7,40	-13,407	4,18	-14,9

FPE modeline göre hem $B(T)$ hem de $m(T)$ değerleri sıcaklığın tersiyle ($1/T$ veya q/kT) ile lineer olarak değişmesi beklenir, Bu nedenle, hem $B(T)-q/kT$ hem de $m(T)-q/kT$ grafikleri

sırasıyla Şekil 4.14 (a) ve (b)'de verildi. Her iki şekilden de görüldüğü gibi, $B(T)$ ve $m(T)$ değerlerinin q/kT 'ye karşı grafiği oldukça lineer bir davranış sergilemektedir. Böylece ϵ_s ve Φ_t değerleri Şekil 4.12 kullanılarak sırasıyla aşağıdaki ifadelerden elde edilebilir:

$$m(T) = \frac{q}{kT} \sqrt{\frac{q}{\pi \epsilon_0 \epsilon_s}} \quad (4.12a)$$

$$B(T) = -\frac{q\Phi_t}{kT} + \ln C \quad (4.12b)$$

Şekil 4.14 (a) ve (b), Eş. 4.12 (a) ve (b) kullanılarak elde edilen $B(T)$ - q/kT ve $m(T)$ - q/kT grafiklerini göstermektedir. Şekil 4.14'den de görüldüğü gibi hem $B(T)$ hem de $m(T)$ değerlerinin q/kT 'ye karşı iki düşük sıcaklık dışında (80-120 K) oldukça lineer bir davranış gösterdiği gözlemlendi. Bu davranış çok düşük sıcaklıklarda FPE teorisi geçerli değildir. Çizelge 4.2'den de görüldüğü gibi bu grafiklerin kesişme noktası $B(T)$ ve eğiminden $m(T)$ eğiminden dielektrik sabiti ϵ_s değeri 3,1 ve engel yüksekliği Φ_t değeri ise 37,1 meV olarak elde edildi, ϵ_s için elde edilen 3,1 değeri klasik SiO_2 yalıtkan tabakasının dielektrik sabiti değerine (3,8) oldukça yakın ve Φ_t ise oldukça düşük bir değerdir. Deneysel I_r - V_r - T karakteristiklerinden elde sonuçlar, bize $\text{Au}/\text{Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x/\text{n-Si}/\text{Au}$ (MS) tipi yapılarda etkin olan kaçak akım iletimi, $\text{Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x/\text{n-Si}$ arayüzeyinde ve yasak enerji aralığında (E_g) yerleşmiş olan elektronların arayüzey durumları/tuzakları yoluyla emisyonudur. Elde edilen deneysel sonuçlar ($\text{Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x$) arayüzey tabakasının; esneklik, kolay üretim ve düşük maliyeti açısından geleneksel SiO_2 tabakası yerine kullanılabileceğini göstermiştir.

5. SONUÇLAR

Au/Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x/n-Si/Au yapılarında hem doğru hem de ters beslem akım-voltaj (I-V) karakteristikleri 80-340 K sıcaklık aralığında incelendi, Metal ile yarıiletken arasında, yarıiletken üzerine elektro-eğirme yöntemiyle Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x arayüzey tabakası oluşturuldu.

Oluşturulan bu nano-liflerin yüzey morfolojisi 10 kV bir hızlandırma voltajında (Quorum Q150R ES DC Sputter) üzerine platin püskürtülmüş numuneler SEM (alan eMSyon SEM ZEISS, supra 40 VP) ile incelenmiştir. SEM fotoğraflarından, bu nano-lifler; n-Si Au alttaşı üzerinde lineer, bükülmüş ve boncuk şeklinde yapılara sahiptir. Doğru ve ters beslem I-V ölçümlerinde Keithley 2400 akım-voltaj kaynağı kullanıldı. Ayrıca tüm bu ölçümler Hawlett Packard bilgisayarına takılan bir IEEE-488 AC/DC çevirici kart yardımıyla kumanda edilerek gerçekleştirildi. Elde edilen doğru beslem altındaki yarı-logaritmik I-V grafikleri, düşük ve orta voltaj bölgelerinde farklı eğimli iki lineer bölge gözlemlendi ve bu bölgeler sırasıyla LBR (0,075-0,250 V) ve MBR (0,27-0,70 V) olarak adlandırıldı. Her iki lineer bölge için sıcaklığa bağlı ters beslem doyma akımı (I_s), sıfır beslem engel yüksekliği (Φ_{B0}) ve idealite faktörü (n) değerleri elde edildi. Yarı-logaritmik I-V grafiklerinin lineer bölgelerinin akım eksenini sıfır voltajda kestiği noktalardan I_s değerleri ve eğimlerinden ise n değerleri elde edildi. Doğrultucu kontak alanı (A) ve elde edilen deneysel I_s değerleri kullanılarak da Φ_{B0} elde edildi. Elde edilen sıcaklığa bağlı I_s , Φ_{B0} ve n değerleri ile ilgili gerekli çizelge ve grafikler oluşturuldu.

Düşük ve orta gerilim/voltaj bölgeleri için elde edilen I_s , Φ_{B0} ve n değerleri sıcaklığa bağlı önemli ölçüde değişmektedir. Örneğin, düşük gerilim bölgesi (LBR) için I_s , Φ_{B0} ve n değerleri sırasıyla $1,12 \times 10^{-4}$ A, 0,122 eV ve 16,92 (80 K) ve $7,89 \times 10^{-4}$ A, 0,548 eV ve 4,07 (340 K) elde edilmiştir. Orta gerilim bölgesinde (MBR) ise bu değerler sırasıyla $2,84 \times 10^{-4}$ A, 0,116 eV ve 34,041 (80 K) ve $2,03 \times 10^{-3}$ A, 0,520 eV ve 8,01 (340 K) elde edilmiştir. Çizelge 4.1'den de görülebileceği gibi, n ile T 'nin çarpımı (n,T) hem LBR hem de MBR bölgeleri için neredeyse sabittir. Bu davranış, $\ln I$ -V eğrilerinin lineer kısımlarının her sıcaklık için birbirlerine paralel olması ve dolayısıyla eğimlerinin sabit kalmasından kaynaklanmaktadır, n,T çarpımının her sıcaklık için neredeyse sabit kalması önemli bir fiziksel sonuçtur. Yani, bu davranış, arayüzey durumları yoluyla çok katlı tünellemeye

veya kuantum mekaniksel tünellemeye (FE ve TFE) bir kanıt teşkil etmektedir [10,11,59]. Diğer taraftan, üretici firmadan alınan verici katkı atomlarının yoğunluk (N_D) değeri ($=4,31 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$) kullanılarak; Eş. 4.5.c'den tünelleme parametresi olan E_{00} oda sıcaklığı için 11,34 meV olarak hesaplandı, Burada deneysel değer ile teorik değer arasında önemli bir fark olduğu görülmektedir. Bu durum katkı atomlarının yoğunluğunun her bölgede eşit olmadığı ve arayüzey durumlarının varlığından kaynaklanmaktadır [2-4]. Eş. 4.5.b'den fit edilerek oda sıcaklığında her iki bölge için elde edilen 114,8 meV ve 230 meV değerleri, termal enerji ($kT/q=25,4 \text{ meV}$) değerinden oldukça yüksektir, Bu da TE teorisinden önemli ölçüde bir sapma olduğunun önemli bir göstergesidir. Şekil 4.6'(a) ve (b)'den de görüldüğü gibi teorik ve deneysel nkT/q - kT/q eğrileri arasında lineer bir bağıntı vardır ve eğimleri de neredeyse sabittir, Bu doğruların eğiminden aktivasyon enerji değerleri (E_a), LBR ve MBR bölgeleri için sırasıyla 115 meV ve 236 meV bulundu. Bu sonuçlar göstermektedir ki; $\text{Au/Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x/\text{n-Si/Au}$ (MS) tipi yapılarda akım iletiminde alan emisyonu (FE) teorisi her iki lineer bölge için de, diğer akım iletim mekanizmalarına nazaran özellikle düşük sıcaklıklarda daha baskın gibi görünmektedir. Φ_{B0} ve n değerlerinin özellikle düşük sıcaklıklarda bu şekilde değişmesi klasik Richardson eğrisinde ($\ln(I_0/T^2)-q/kT$) grafikleri lineerlikten sapmaya neden olmaktadır. Bu idealden sapmaların birçok nedeni olabilir, Ancak bu nedenlerin başında; numune hazırlanma aşamaları, M/S arayüzeyinde oluşan engelin biçimi ve arayüzey tabakanın doğası, arayüzey durumları, yarıiletken içindeki safsızlıklar veya dislokasyonlar, saf yarıiletkene katkılanan katkı atomlarının yoğunluğu, numune sıcaklığı, yapının seri direnci ve uygulanan voltaj gelmektedir [17,18,23,61,68,71-73,75-79]. İdealite faktörünün yüksek değerleri; literatürde genellikle arayüzey durumlarının varlığına [4], yüksek elektrik alan altında hayali kuvvetlerden dolayı meydana gelen engel düşmesi [2] ve uzay yük bölgesindeki yüklerin rekombinasyonu [3,4]. Ancak, bu çalışmada yüksek sıcaklıklarda bile idealite faktörünün çok yüksek değerlere sahip olması sadece bu nedenlerle açıklanamaz. Çünkü $\text{Au/Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x/\text{n-Si/Au}$ yapılarda, $(\text{Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x)$ arayüzey tabakanın kalınlığı 60 Angstrom ve n-tipi yarıiletkenin öz direnci 0,001-0,005 $\Omega\cdot\text{cm}$ olduğu dikkate alındığında 340 K sıcaklığında bile LBR ve MBR için elde edilen 4,07 ve 8,01 idealite faktörü değerleri Eş.4.9 ile açıklanamaz. Özellikle düşük sıcaklıklarda (80 K) için LBR ve MBR için elde edilen 16,92 ve 34,04 idealite faktörü değerleri ancak ve ancak MS arasındaki engel homojensizliği ile açıklanabilir [4,17,18,27,42,61,65,68,72,75,80]. Başka bir ifadeyle engel homojensizliği yüksek idealite faktörlerine yol açar. Özellikle düşük sıcaklıklarda diğer muhtemel akım-iletim mekanizmalarından dolayı, TE teorisine göre I-

V-T ölçümlerinden edilen Φ_{B0} ve n değerleri tamamen doğru ve güvenilir denilemez. Çünkü diğer muhtemel akım-iletim mekanizmalarının ölçülen akıma katkısı, azalan sıcaklıkla artmaktadır [3,4,52,58,68]. Benzer sonuçlar son yıllarda birçok araştırmacı tarafından gözlenmiştir [55,56,58,81,82].

Hem Çizelge 4.1'den hem de Şekil 4.4 (a) ve (b)'den görülebileceği gibi Φ_{B0} değerleri artan sıcaklıkla artarken n değerleri ise neredeyse üstel olarak azalmaktadır. Özellikle Φ_{B0} değerinin artan sıcaklıkla artması ve idealite faktörü değerlerinin ideal durumdan ($n=1$) çok yüksek çıkması TE teorisinden önemli ölçüde bir sapma olduğunu göstergesidir. Çünkü TE teorisine göre Φ_{B0} değerinin artan sıcaklıkla düşmesi beklenir ve bu yüzden Φ_{B0} 'nin sıcaklıkla değişim katsayısı ($\alpha=d\Phi_{B0}/dT$) yarıiletkenin yasak enerji aralığının (E_g) negatif sıcaklık katsayısına benzer olmalıdır. Başka bir deyişle Φ_{B0} 'nin sıcaklıkla değişim katsayısının pozitif çıkması, ideal diyotlarda veya yasak enerji aralığının negatif sıcaklık değişim katsayısına aykırıdır. Yine, Şekil 4.7 (a) ve (b)'den de görülebileceği gibi Φ_{B0} ile n arasında her iki lineer gerilim bölgesi için lineer bir bağıntı vardır. Üstelik $\Phi_{B0} - n$ (Şekil 4.7), $\Phi_{B0} - q/2kT$ (Şekil 4.8) ve $(n^{-1}-1)-q/2kT$ (Şekil 4.9) grafiklerinin hepsi farklı eğimli iki lineer bölge sergilemektedir. Bu bölgelerden birincisi 80-160 K ve ikincisi ise 200-340 K aralığında olup bunlar sırasıyla düşük sıcaklık bölgesi (LTR) ve yüksek sıcaklık bölgesi (HTR) olarak isimlendirilmiştir. Her üç grafiğin bu şekildeki davranışı ikinci önemli bir fiziksel sonuçtur, Bu davranış bize metal-yarıiletken arayüzeyinde iki ortalama farklı engel yüksekliğinin ya da farklı iki akım-iletim mekanizmasının olduğunu göstermektedir. Yani, düşük sıcaklıklardaki akım- iletim ile yüksek sıcaklıklardaki akım-iletim mekanizmaları farklı davranış göstermektedir. Bu davranış literatürde double Gaussian dağılımı (DGD) olarak bilinir [16-24,52].

Şekil 4.7'de LBR için idealite faktörünün ideal değeri ($n=1$) için ortalama engel yüksekliği birinci ve ikinci eğimler için sırasıyla 0,368 ve 0,795 eV elde edilirken MBR için bu değerler sırasıyla 0,358 ve 0,836 eV olarak elde edilmiştir. Şekil 4.8 (a) ve (b)'de ($\Phi_{B0} - q/2kT$), Eş. 4.6 kullanılarak fit etme yöntemi ile ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_{B0}$) ve standart sapma (σ_s) değerleri küçük voltaj bölgelerinde LTR için 0,382 eV, 0,060 V ve HTR için ise 0,850 eV, 0,135 V elde edildi. Benzer şekilde, orta voltaj bölgelerinde ise bu değerler LTR için 0,364 eV, 0,063 V ve HTR için de 0,806 eV, 0,132 V olarak elde edildi. Şekil 4.8'den elde edilen σ_s değerleri kullanılarak elde edilen modifiye Richardson

$((\ln(I_0/T^2) - (q^2 \sigma_s^2 / 2k^2 T^2) - q/kT)$ grafiklerinin eğimlerinden ve kesme noktalarından $\bar{\Phi}_{Bo}$ ve Richardson sabiti (A^*) değerleri sırasıyla düşük voltaj bölgesinde; LTR için $131,81 \text{ Acm}^{-2} \text{K}^{-2}$, $0,381 \text{ eV}$ ve HTR için $129,35 \text{ Acm}^{-2} \text{K}^{-2}$, $0,854 \text{ eV}$ elde edildi. Benzer şekilde orta voltaj bölgesinde; LTR için $148,01 \text{ Acm}^{-2} \text{K}^{-2}$, $0,377 \text{ eV}$ ve HTR için $143,77 \text{ Acm}^{-2} \text{K}^{-2}$, $0,812 \text{ eV}$ elde edildi. Bu sonuçlar, hazırlanan $\text{Au/Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x/\text{n-Si/Au}$ yapılarda akım-iletim mekanizmasının Termiyonik emisyon (TE) teorisi bazlı çift/double Gaussian (DG) dağılımı ile başarıyla açıklanabileceğini göstermektedir.

Doğru beslem I-V-T ölçümlerinden elde edilen tüm bu deneysel sonuçlar ışığında, TE teorisinden sapmanın M/S ara yüzeyinde engel yüksekliğinin uzaysal bir dağılıma sahip olduğunu yarıiletken metale geçecek elektronlar (taşıyıcılar), düşük sıcaklıklarda enerjileri düşük göstermektedir [4,10,11,17,18,23,61,68,71-75]. Dolayısıyla engel üzerinden metalden yarıiletken ve olduğu için ancak bu patikalardan veya engellerden geçerek akım değerini artırmakta ve bunun sonucunda idealite faktöründe önemli bir artışa yol açar [17,18,23,61,68,72,73]. Yüksek sıcaklıklarda ise elektronlar daha fazla enerji kazanarak engel üzerinden kendiliğinden (direk) geçiş yapabilirler. Yani, yüksek sıcaklıklarda patikalardan veya engellerden geçişe gerek kalmadığı için akıma herhangi bir katkı gelmemekte ve dolayısıyla idealite faktörü azalmaktadır. Özetle; düşük sıcaklıklarda elde edilen yüksek idealite faktörü değerleri; ne FE, TFE teorileri ile ne de M/S arayüzeyinde mevcut olan arayüzey tabakanın varlığı ve ara yüzey durumları ile açıklanamaz.

Doğru beslem I-V-T karakteristiklerine ilaveten ters beslem I_r - V_r -T karakteristikleri de yine 80-340 K sıcaklık aralığında incelendi. Ters beslem I-V-T karakteristikleri (Şekil 4.11), $\text{Au/Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x/\text{n-Si/Au}$ yapılarda FPE veya Schottky emisyonu (SE) oldukça etkin olduğunu göstermektedir. Çünkü hem FPE eğrileri $(\ln(J_r/E_r) - (E)^{0,5})$ hem de SE eğrileri $(\ln(J_r/T^2) - (E)^{0,5})$ ters beslem orta gerilim değerleri için çizildi ve sırasıyla Şekil 4.12 ve 4.13'de verildi. Şekillerden de görüldüğü gibi, hem $\ln(J_r/E_r) - (E)^{0,5}$ hem de $\ln(J_r/T^2) - (E)^{0,5}$ eğrileri farklı eğimli oldukça lineer bir davranış sergilemektedirler. Ancak Şekil 4.12 ve 4.13 kıyaslandığında; Schottky emisyonundan ziyade Frenkel-Poole emisyonu teorisi baskındır.

Ters beslem bölgesi için çizilen $\ln(I_r/E_r) - E^{0,5}$ grafiklerinde, her sıcaklık için farklı eğimli lineer bölgeler gözlemlendi. Önce, bu grafiklerin kesme noktası $B(T)$ ve eğimleri $m(T)$

her sıcaklık için hesaplandı. Sonra, $B(T)$ ve $m(T)$ değerlerinin q/kT 'ye karşı grafikleri çizildi ve bu grafikler düşük sıcaklıklar dışında (80 ve 120 K) lineer bir davranış gösterdi. $\text{Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x$ arayüzey tabakasındaki dielektrik sabiti (ϵ) ve engel yüksekliği (Φ_t), tuzaktan elektron emisyonu için gerekli enerji, ise sırasıyla bu grafiklerin eğimlerinden bulundu. Bu sonuçlar, I_r - V_r karakteristiklerinin elektrik alana bağımlılığı ile tanımlanabildiğini göstermektedir. Bu nedenle, $\text{Au}/\text{Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x/\text{n-Si}$ yapılarda baskın iletim mekanizması Frenkel-Poole (FP) emisyonu veya Schottky emisyonu (SE) ile açıklanabilir. ϵ ve Φ_t değerleri sırasıyla 3,1 ve 37,1 meV olarak elde edildi. Elde edilen Φ_t değeri oldukça düşüktür ve 3,1 olarak bulunan dielektrik sabiti ise SiO_2 'nin geleneksel dielektrik değerine (3,8) yaklaşmaktadır. Elde edilen deneysel sonuçlar, $(\text{Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x)$ ara yüzey tabakasının esnek, üretimi kolay ve düşük maliyetli olması açısından geleneksel SiO_2 yalıtkan tabakanın yerine kullanılabileceğini göstermektedir.

Bu tez çalışması kapsamında elde edilen deneysel sonuçlar ileride bu vb, konulardaki çalışmalara ışık tutabilmesi amacıyla aşağıdaki öneriler sıralanabilir:

1. Hazırlanan yarıiletken aygıtlarda, muhtemel akım-iletim mekanizmalarını ve metal-yarıiletken arasında oluşan engel biçimi hakkında net ve kapsamlı bilgiler elde etmek için elektriksel ölçümlerin geniş bir sıcaklık ve voltaj aralığında incelenmesi son derece önemlidir.
2. Metal ile yarıiletken arasında geleneksel SiO_2 , SnO_2 gibi yalıtkanlar yerine farklı kalınlıktaki saf veya katkı polimerlerin kullanılması hem maliyet, hem esneklik açısından bir avantaj sağlamaktadır.
3. Hazırlanan yarıiletken aygıtlarda, I - V ölçümlerinin yanı sıra diğer C - V ve G/ω - V ölçümlerinin de hem geniş bir sıcaklık hem de frekans aralığında incelenmesi bize yapı hakkında daha kapsamlı bilgiler sağlayabilir.
4. Gerek MS gerekse MS, MPS, MOS yapılar hazırlanırken onların performansını artırmak için özellikle düşük dirençli bir ohmik kontak sağlanması, M/S arayüzeyinde oluşan çok sayıdaki istenmeyen yüzey durumlarını azaltmak için tavlama işleminin yapılması ya da yüksek dielektrikli bir arayüzey tabakasının kullanılması önemlidir.

KAYNAKLAR

1. Braun, F. (1874). Über die Stromleitung durch Schwefelmetalle. *Annual Review of Physical Chemistry*, 153, 556.
2. Rhoderick, E.H., Williams, R.H. (1988). Metal Semiconductor Contacts. Oxford: Oxford Press, 257-264.
3. Sze, S.M., Kwok, K. Ng. (2007). Physics of Semiconductor Devices (3rd ed.). New Jersey: John Wiley & Sons, 362-390.
4. Sharma, B.L. (1984). Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications. New York: Plenum Press, 1-3.
5. Sharma, B.L., Gupta, S.C. (1980). Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications. *Solid-State Electronics*, 23, (5), 97 and 23 (6) 90.
6. Schottky, W., Strömer, R., Waibel, F. (1931). *Hochfrequenztechnik*, 37 162-165.
7. Schottky, W. (1938). Halbleitertheorie der Sperrschicht. *Naturwissenschaften*, 26, 843.
8. Mott, N.F. (1938). "Note on the contact between a metal and an insulator or semiconductor." *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 34, 568-572.
9. Cowley, A. M., Sze S. M. (1965). "Surface states and barrier height of metal-semiconductor systems." *Journal of Applied Physics*, 36 (10) 3212-3220,
10. Padovani, F.A. (1966). "Graphical Determination of the Barrier Height and Excess Temperature of a Schottky Barrier." *Journal of Applied Physics*, 37 (2) 921 (2 pages).
11. Saxena, A.N. (1969). "Forward current-voltage characteristics of Schottky barriers on n-type silicon." *Surface Science*, 13 151-171.
12. Hackam, R., Harrop, P. (1972). "Electrical properties of nickel-low-doped n-type gallium arsenide Schottky-barrier diodes." *IEEE Transactions on Electron Devices*, 19 (12) 1231.
13. Borrego J. M, Gutmann, R. J. Ashok, S., (1977). "Interface state density in Au-n/GaAs Schottky diodes." *Solid-State Electronics*, 20 125-132.
14. Horvath, Z. J. (1988). "Domination of the thermionic-field emission in the reverse I-V characteristics of n-type GaAs Schottky contacts." *Journal of Applied Physics*, 64 (12) 6780.
15. Aboelfotoh, M. O. (1991). "Temperature dependence of the Schottky-barrier height of tungsten on n-type and p-type silicon." *Solid-State Electronics* 34 (1) 51-55.

16. Tung, R. T. (1991). "Electron-Transport of Inhomogeneous Schottky Barriers." *Applied Physics Letters*. 58 (24) 2821-2823.
17. Werner, J. H., Gütter, H. H. (1991). "Barrier inhomogeneities at Schottky contacts." *Journal of Applied Physics*. 69 (3) 1522-1532.
18. Hudait, M.K., Venkateswarlu, P., and Krupanidhi, S.B. (2001). "Electrical transport characteristics of Au/n-GaAs Schottky diodes on n-Ge at low temperatures." *Solid-State Electronics*. 45 (1) 133-141.
19. Güllü, Ö., Biber, M., Duman, S., Türüt, A. (2007). "Electrical characteristics of the hydrogen pre-annealed Au/n-GaAs Schottky barrier diodes as a function of temperature." *Applied Surface Science*. 253 (17) 7246-7253.
20. Bengi, A., Altındal, S., Özçelik, S., Mammadov, T.S. (2007). "Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}/\text{GaAs}$ structures." *Physica B*. 396 (1-2) 22-28.
21. Soylu, M., Yakuphanoglu, F. (2010). "Analysis of barrier height inhomogeneity in Au/n-GaAs Schottky barrier diodes by Tung model." *Journal of Alloys and Compounds*. 506 (1) 418.
22. Demirezen, S., Sönmez, Z., Aydemir, U., Altındal, Ş. (2012). "Effect of series resistance and interface states on the I-V, C-V and G/ω-V characteristics in Au/Bi-doped polyvinyl alcohol (PVA)/n-Si Schottky barrier diodes at room temperature." *Current Applied Physics*. 12 (1) 266.
23. Özavcı, E., Demirezen, S., Aydemir, U., and Altındal, Ş. (2013). "A detailed study on current-voltage characteristics of Au/n-GaAs in wide temperature range" *Sensors and Actuators A: Physical*. 194 259-268.
24. Tecimer, H., Türüt, A., Uslu, H., Altındal, Ş., Uslu, İ. (2013). "Temperatures dependent current-transport mechanism in Au/(Zn-doped)PVA/n-GaAs Schottky barrier diodes (SBDs)." *Sensors and Actuators A: Physical*. 199 (?) 194-201.
25. Milness, A. G., Feucht, D. L. (1972). "Heterojunctions and Metal-Semiconductor Contacts. New York and London: Academic Press, 156-165.
26. Dokme, İ., Altındal, Ş. (2006). "On the intersecting behaviour of experimental forward bias current-voltage (I-V) characteristics of Al/SiO₂/p-Si (MS) Schottky diodes at low temperatures." *Semiconductor Science and Technology*. 21 (8) 1053-1058.
27. Pakma, O., Serin, N., Serin, T., Altındal, Ş. (2008). "The double Gaussian distribution of barrier heights in Al/TiO₂/p-Si (metal-insulator-semiconductor) structures at low temperatures." *Semiconductor Science and Technology*. 104 1 014401.

28. Korucu, D., Efeoglu, H., Turut, A., Altındal, Ş. (2012). "Evaluation of lateral barrier height of inhomogeneous photolithography-fabricated Au/n-GaAs Schottky barrier diodes from 80 K to 320 K." *Materials Science in Semiconductor Processing*, 15, 480-485.
29. Altındal, Ş., Uslu, H., (2011). "The origin of anomalous peak and negative capacitance in the forward bias capacitance-voltage characteristics of Au/PVA/n-Si structures." *Journal of Applied Physics*. 109 (7) 074503.
30. Tunç, T., Altındal, Ş., Dökme, İ., Uslu, H. (2011). "Anomalous Peak in the Forward-Bias C-V Plot and Temperature-Dependent Behavior of Au/PVA (Ni,Zn doped)/n-Si(111) Structures." *Journal of Electronic Material*, 40, (2) 157-164.
31. Dökme, İ., Altındal, S., (2007). "The C-V-f and G/ω -V-f characteristics of Au/SiO₂/n-Si capacitors." *Physica B: Condensed Matter*. 391 (1) 59-64.
32. Saad, M., Kassis, A. (2003). "Analysis of illumination-intensity-dependent j-V characteristics of ZnO/CdS/CuGaSe₂ single crystal solar cells. *Solar Energy Mat. Sol. C*. 77 (4) 415-422.
33. Afandiyeva, I. M., Altındal, Ş., Marıl, E., Guliyeva, T. Z., Gojayeva, SH. M., Abdullayeva, L. K., Bagirova, S. E. (2014). "The investigation of tunnel properties of Al-TiW-PtSi/n-Si <111> (MS) Schottky Barrier Diodes (SBDs) in the wide temperature range." *Journal of Qafqaz University Physics* 2 2 107-118.
34. Ishaque, K., Salam, Z., Taheri, H., Shamsudin, A. (2011). "A critical evaluation of EA computational methods for Photovoltaic cell parameter extraction based on two diode model." *Solar Energy*, 85 (9) 1768-1779.
35. Parish, G., Kennedy, R. A., Umana-Membreno, G. A., Nener, B. D. (2008) "Localised defect-induced Schottky barrier lowering in n-GaN Schottky diodes." *Solid-State Electronics*. 52 (2) 171.
36. Arehart, A.R., Allerman, A. A., Ringle, S.A. (2011). "Electrical characterization of n-type Al_{0.30}Ga_{0.70}N Schottky diodes." *Journal of Applied Physics*. 109 (11) 114506.
37. Yıldız, D.E., Altındal, Ş., Tekeli, Z., Özer, M., (2010). "The effects of surface states and series resistance on the performance of Au/SnO₂/n-Si and Al/SnO₂/p-Si (MS) Schottky barrier diodes." *Materials Science in Semiconductor Processing*. 13 (1) 34-40,
38. Altuntas, H., Bengi A., Aydemir, U., Asar, T., Cetin, S.S., Kars, I., Altındal, S., Ozcelik, S., (2009). "Electrical characterization of current conduction in Au/TiO₂/n-Si at wide temperature range." *Materials Science in Semiconductor Processing*. 12 (6) 224-232.

39. Taşcıoğlu, İ., Aydemir, U., Altındal, Ş. (2010). "The Explanation of Barrier Height Inhomogeneities in Au/n-Si Schottky Barrier Diodes (SBDs) with organic thin interfacial layer." *Journal of Applied Physics*. 8 (6) 064506-064511.
40. Cova, P., Sign, A., (1990). "Temperature dependence of I-V and C-V characteristics of Ni/n-CdF₂ Schottky barrier type diodes." *Solid-State Electronics*. 33 (1) 11-19.
41. Singh, A. (1985). "Characterisation of Interface States at Ni/nCdF₂ Schottky Barrier Type Diodes and the Effect of CdF₂ Surface Preparation." *Solid State Electronics*. 28 (3) 223-232.
42. Tung, R. T. (1992). "Electron transport at metal-semiconductor interfaces: General theory." *Phys.Rev. B.*, 45 13509.
43. Sullivan, J. P., Tung, R.T., Pinto, M.R., Graham, W.R. (1991). "Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study." *Journal of Applied Physics*. 70 7403-7407.
44. Tyagi, M. S., (1991). "Introduction to Semiconductor Materials and Devices." John Wiley& Sons, New York, 271 – 291.
45. Güllü, Ö., Türüt, A. (2009). "Electrical analysis of organic interlayer based metal/interlayer/semiconductor diode structures." *Journal of Applied Physics*. 106 (10) 103717-103722.
46. Çakar, M., Yıldırım, N., Karataş, Ş., Temirci, C., Turut, A., (2006). "Current-voltage and capacitance-voltage characteristics of Sn/rhodamine-101/n-Si and Sn/rhodamine-101/p-Si Schottky barrier diodes." *Journal of Applied Physics*. 100(7) 74505-74510.
47. Özdemir, A.F., Gök, A., Türüt, A., (2007). "The electrical measurements in poly (2-chloroaniline) based thin film sandwich devices." *Thin Solid Films*. 515 (18) 7253-7258.
48. Kılıçoğlu, T., Aydın, M.E., Topal, G., Ebeoğlu, M.A., Saygılı, H., "The effect of a novel organic compound chiral macrocyclic tetraamide-I interfacial layer on the calculation of electrical characteristics of an Al/tetraamide-I/p-Si contact." *Synthetic Metals*. 157 (13-15): 540-545 (2007).
49. Akkılıç, K., Aydın, M.E., Uzun, İ., Kılıçoğlu, T., (2006). "The calculation of electronic parameters of an Ag/chitin/n-Si Schottky barrier diode." *Synthetic Metals*. 156 (14-15) 958-962.
50. Aydın, M.E., Kılıçoğlu, T., Akkılıç, K., Hoşgören, H., (2006). "The calculation of electronic parameters of an Au/ β -Uslu, İ carotene/n-Si Schottky barrier diode" *Physica B*. 381 (1-2) 113-117.

51. Güllü, Ö., Aydoğan, Ş., Türüt, A., (2008). "Fabrication and electrical properties of Al/Safranin T/n-Si/AuSb structure" **Semiconductor Science Technology**. 23 (7) 075005.
52. Marıl, E., Altındal, Ş., Kaya, A., Koçyiğit, S., Uslu, İ., (2015). "On Double Exponential Forward Bias Current-Voltage (I-V) Characteristics of Au/Ca₃CO₄Ga_{0,001}O_x/n-Si/Au (MS) Type Structures in Temperature Range of 80-340 K" **Philosophical Magazine** 95 (10) 1049-1068.
53. Marıl, E., Kaya, A., Çetinkaya, H.G., Koçyiğit, S., Altındal, Ş. (2015). "On the Temperature Dependent Forward Bias Current-Voltage (I-V) Characteristics in Au/2% graphene-cobalt doped (Ca₃CO₄Ga_{0,001}O_x)/n-Si Structure" 15 (10) 1977.
54. Lakshimi, B. P., Reddy, M. S. P., Kumar, A. A., Reddy, V. R. (2012). "Electrical transport properties of Au/SiO₂/n-GaN MS structure in a wide temperature range." **Current Applied Physics**. 12 765.
55. Reddy, M.S.P., Kang, H.S., Lee, J.H., Reddy V.R., Jang, J. S. (2014). "Electrical Properties and the Role of Inhomogeneities at the Polyvinyl Alcohol/n-InP Schottky Barrier Interface." **Journal of Applied Polymer Science**. 131 (2) 39773.
56. Reddy, V.R., Janardhanam, V., Leem, C.H., Choi, C. J., (2014). "Electrical properties and the double Gaussian distribution of inhomogeneous barrier heights in Se/n-GaN Schotrtky barrier diode." **Superlattices and Microstructures**. 67 242.
57. Bülbül, M.M., Zeyrek, S., Altındal, Ş., Yüzer, H., (2006). "On the profile of temperature dependent series resistance in Al/Si 3N₄/p-Si (MS) Schottky diodes." **Microelectronics Engineering**. 83(3) 577-581.
58. Alialy, S, Altındal, S., Tanrikulu, E. E., Yıldız, D. E., 2014. "Analysis of temperature dependent current-conduction mechanisms in Au/TiO₂/n-4H-SiC (metal/insulator/semiconductor) type Schottky barrier diodes." **Journal of Applied Physics**. 116 (8) 083709 doi: 10.1063/1.4893970.
59. Padovani, F. A. and Stratton, R., (1966). "Field and Thermionic-Field EMSsion in Schottky Barriers." **Solid-State Electronics**. 9 (7) 695-707.
60. Ohdomari, I., and Tu, K. N., (1980). "Parallel Silicide Contacts." **Journal of Applied Physics** 51 (7) 3735.
61. Song, Y.P., Van Meirhaeghe, R.L., Laflère, W.H., Cardon, F. (1986). "On the difference in apparent barrier height as obtained from capacitance-voltage and current-voltage-temperature measurements on Al/p-InP Schottky barriers." **Solid State Electronics**. 29 (6) 633-638.
62. Zhang, H., Miller, E. J., Yu, E. T. (2006). "Analysis of leakage current mechanisms in Schottky contacts to GaN and Al_{0,25}Ga_{0,75}N/GaN grown by molecular-beam epitaxy." **Journal of Applied Physics**. 99 023703.

63. Altındal, Ş., Şafak, Y. Taşcıoğlu, İ., Özbay, E. (2010). "The effect of insulator layer thickness on the main electrical parameters in (Ni/Au)/Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN heterostructures." *Surface and Interface Analysis*. 42 (6-7) 803.
64. Ha, W. J., Chhajed, S., Oh, S. J., Hwang, S., Kim, J. K., Lee J. H., Kim, K. S. (2012). "Analysis of the reverse leakage current in AlGa_N/Ga_N Schottky barrier diodes treated with fluorine plasma." *Applied Physics Letters*. 100 132104.
65. Ramakrishna, S. Fujihara, K. Teo, W.E. Lim, T.C. and Z. Ma: An Introduction to Electrospinning and Nanofibers, World Scientific, New Jersey,. 2005.
66. Tecimer, H., Aksu, S., Uslu, H., Atasoy, Y., Bacaksız, E., Altındal, Ş. (2012). "Schottky diode properties of CuInSe₂ films prepared by a two-step growth technique" *Sensors and Actuators A: Physical*. 185 73-181.
67. Janardhanam V., Ashok Kumar, A., Rajagopal Reddy V., Narasimha Reddy, P., (2009) "Study of current-voltage-temperature (I-V-T) and capacitance-voltage-temperature (C-V-T) characteristics of molybdenum Schottky contacts on n-InP (1 0 0)" *Journal of Alloys and Compounds* 485 (1) 467.
68. Tung, R.T., (2001) "Recent advances in Schottky barrier concepts." *Materials Science & Engineering R-Reports* 35 (1) 1.
69. Schmitsdorf, R.F., Kampen, T.U., Mönch, W. (1995). "Correlation between barrier height and interface structure of Ag/Si (111) schottky diodes" *Surface Science*. 324 (2-3) 349.
70. Chand, S., Kumar, J. (1996). "Evidence for the double distribution of barrier heights in Pd₂Si/n-Si Schottky diodes from I-V-T measurements." *Semicondur Science and Technology*. 11 (8) 1203.
71. Osvald, J. (2009). "Temperature dependence of barrier height parameters of inhomogeneous Schottky diodes." *Microelectronic Engineering*. 86 1 117-120.
72. Schmitsdorf, R.F. Kampen, T.U. Mönch, W. (1997). "Explanation of the linear correlation between barrier heights and ideality factors of real metal-semiconductor contacts by laterally nonuniform Schottky barriers." *Journal of Vacuum Science & Technology B*. 15 (4) 1221.
73. Mönch, W. (1999). Barrier heights of real Schottky contacts explained by metal-induced gap states and lateral inhomogeneities. *Journal of Vacuum Science & Technology B*. 17(4) 1867-1876.
74. Donoval, D., Barus, M., Zdimal, M., (1991). "Analysis of iv measurements on PtSi-Si Schottky structures in a wide temperature-range." *Solid-State Electronics*. 34 (12) 1365.
75. Chand S., Kumar, J. (1997). "Effects of barrier height distribution on the behavior of a Schottky diode." *Journal of Applied Physics* 82 (10) 5005.

76. Tripathi, S. K., Sharma, M. (2012). "Analysis of the forward and reverse bias I-V and C-V characteristics on Al/PVA: n-PbSe polymer nanocomposites Schottky diode." ***Journal of Applied Physics***. 111 074513.
77. Pakma, O., Tozlu, C., Kavasoglu, N., Kavasoglu, A. S., Ozden, S. (2011). "I-V-T analysing an inhomogeneous Au/Poly(4-vinyl phenol)/p-Si structure with a double Gaussian distribution of barrier heights." ***Journal of Sol-Gel Science and Technology*** 58 1 244-250.
78. Taşcıoğlu, I., Aydemir, U., Altındal, Ş., Kınacı, B., Özçelik, S. (2011). "Analysis of the forward and reverse bias I-V characteristics on Au/PVA:Zn/n-Si Schottky barrier diodes in the wide temperature range." ***Journal of Applied Physics*** 109 054502.
79. Özdemir, A. F., Turut, A., Kökçe, A. (2006). "The double Gaussian distribution of barrier heights in Au/n-GaAs Schottky diodes from I-V-T characteristics" ***Semiconductor Science and Technology*** 21 298.
80. Shenoy, S.L., Bates, W.D., Frisch, H.L., Wnek, G.E. (2005). "Role of chain entanglements on fiber formation during electrospinning of polymer solutions: good solvent, non-specific polymer-polymer interaction limit" ***Polymer*** 46 10 3372.
81. Janardhanam, V., Jyothi, I., Ahn, K.S., Choi C.J., (2013) "Temperature-dependent current-voltage characteristics of Se Schottky contact to n-type Ge" ***Thin Solid Films*** 546 63.
82. Felix, J. F., Aziz M., Cunha, D. L., Seidel, K. F., Hummelgen I. A. (2012). Investigation of deep-level defects in conductive polymer on n-type 4H- and 6H-silicon carbide substrates using I-V and deep level transient spectroscopy techniques." ***Journal of Applied Physics*** 112 1 014505.
83. Marıl, E., Kaya A., Kocyığit S., Altındal Ş. (2015). "On the analysis of the leakage current in Au/ $\text{Ca}_3\text{Co}_4\text{Ga}_{0,001}\text{O}_x$ /n-Si structure in the temperature range of 80–340 K." ***Materials Science in Semiconductor Processing***. 31 256–261.

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : MARIL Elif
 Uyruğu : T.C.
 Doğum tarihi ve yeri : 15. 10. 1977 Karabük
 Medeni hali : Bekar
 Telefon : 0 (542) 606 18 36
 Faks : 0 (312) 210 10 26
 e-mail : elif.maril@gazi.edu.tr



Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Yüksek lisans	GAZİ / Fizik	30.03.2006
Lisans	GAZİ / Fizik Öğretmenliği	04.07.2001
Lise	Demir-Çelik Lisesi / Karabük	1994

İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
2001-2002	Karabük Demir-Çelik Lisesi	Öğretmen
2006-2009	Karabük Üniversitesi	Misafir Öğretim Elemanı

Yabancı Dil

İngilizce

Hobiler

Model uçak, Spor, Kitap, Film, Gezi.

Yayınlar

Teze Ait Yayınlar:

1. Maril E., Altındal, S., Kaya, A., Kocyigit S., Uslu İ. (2015). “On Double Exponential Forward Bias Current-Voltage (I-V) Characteristics of Au/Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x/n-Si/Au (MS) Type Structures in Temperature Range of 80-340 K.” 95 10 1049-1068.
2. Maril E., Kaya A., Kocyigit S., Altındal Ş. (2015). “On the analysis of the leakage current in Au/ Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x/n-Si structure in the temperature range of 80–340 K.” 31 256–261.

MAKALELER, KONGRELER-KONFERANSLAR

A. Science Citation Index (SCI) tarafından taranan dergilerde yayınlanan makaleler

- **Maril, E.**, Altındal, Ş., Kaya, A., Koçyiğit, S., Uslu, İ., (2015). “On Double Exponential Forward Bias Current-Voltage (I-V) Characteristics of Au/Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x/n-Si /Au (MS) Type Structures in Temperature Range of 80-340 K” *Philosophical Magazine* 95 (10) 1049-1068.
- **Maril E.**, Kaya A., Kocyigit S., Altındal Ş. (2015). “On the analysis of the leakage current in Au/ Ca₃Co₄Ga_{0,001}O_x/n-Si structure in the temperature range of 80–340 K.” *Materials Science in Semiconductor Processing* 31 256-261.
- Alialy S., Altındal Ş., **Maril E.**, Kaya A., Uslu İ. (2015). “Electronic transport of Au/(Ca_{1,9}Pr_{0,1}Co₄O_x)/n-Si structures analysed over a wide temperature range.” *Philosophical Magazine*, 95 (13) 1448-1461.
- **Maril E.**, Kaya A., Çetinkaya H. G., Koçyiğit S., Altındal Ş. “On the Temperature Dependent Forward Bias Current-Voltage (I-V) Characteristics in Au/2% graphene-cobalt doped (Ca₃Co₄Ga_{0.001}O_x)/n-Si Structure” *Materials Science in Semiconductor Processing*. 15 10 1977
- Kaya A., **Maril E.**, Altındal S., “The comparative electrical characteristics of Au/n-Si (MS) diodes with and without 2% graphene cobalt doped Ca₃Co₄Ga_{0.001}O_x interfacial layer at room temperature”

B. Uluslararası hakemli dergilerde yayınlanan makaleler:

- Afandiyeva I. M., Altındal Ş., **Maril E.**, Guliyeva T. Z., Gojayeva SH. M., Abdullayeva, L. K., Bagirova S. E. (2014). “ The investigation of tunnel properties of Al-TiW-PtSi/n-Si <111> (MS) Schottky Barrier Diodes (SBDs) in the wide temperature range.” *Journal of Qafqaz University Physics* 2 2 107-118.

C. Uluslararası bilimsel toplantılarda sunulan ve bildiri kitabında (*Proceedings*) basılan bildiriler:

- 2005 *World Year of Physics – TFD 23rd Internatinal Physics Congress* “Correlation Between Barrier Height Φ_B (C-V) Determined From C-V and Φ_B (I-V) Determined From Forward Bias I-V Characteristics”
- 2005 *Internatinal Fizika Kongresi (Hayka Akademia)* Bakü Azerbaijan “Temperature dependent electrical characteristics of Au / Al_{0.24}Ga_{0.76}As/p-GaAs Structures.
- **Maril E.**, Eroğlu A., Altındal Ş., Uslu İ., Kaya A. “On the High Dielectric Constant of 2% graphene cobalt doped- (Ca₃Co₄Ga_{0.001}O_x) Interfacial Layer Located at Au/n-Si Interface.” Nanoscience & Nanotechnology for Next Generation (NanoNG’14) 20-22 August 2014, Elazığ.
- **Maril E.**, Kaya A., Çetinkaya H. G., Koçyiğit S., Altındal Ş. “On the Temperature and Voltage Dependence Forward Bias Current-Voltage (I-V) Characteristics in Au/ Ca₃Co₄Ga_{0.001}O_x (2% graphene cobalt)/n-Si Structure.” Nanoscience & Nanotechnology for Next Generation (NanoNG’14) 20-22 August 2014, Elazığ.
- Eroğlu A., **Maril E.**, Aliyev S., Altındal Ş., Uslu İ., “Electrical and Dielectric Properties of Au/Ca₃Co₄Ga_{0.001}O_x/n-Si/Au Structure Using Impedance Spectroscopy Method.” Nanoscience & Nanotechnology for Next Generation (NanoNG’14) 20-22 August 2014, Elazığ.
- Kaya A., **Maril E.**, Altındal Ş., Uslu İ. “The comparative electrical characteristics of Au/n-Si (MS) diodes with and without 2% graphene cobalt doped Ca₃Co₄Ga_{0.001}O_x interfacial layer at room temperature.” Nanoscience & Nanotechnology for Next Generation (NanoNG’14) 20-22 August 2014, Elazığ.

- Alialy S., Altındal Ş., **Maril E.**, Kaya A., Koçyiğit S. “Single Gaussian Distribution (SGD) of Barrier Height in Au/ $\text{Ca}_{1.9}\text{Pr}_{0.1}\text{Co}_4\text{O}_x$ /n-Si Structure in Wide Temperature Range” Nanoscience & Nanotechnology for Next Generation (NanoNG’14) 20-22 August 2014, Elazığ.